

**ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ИНСТИТУТ МЕТРОЛОГИИ
ИМ. Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА**

**ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ
ТЕМПЕРАТУРНЫХ
ИЗМЕРЕНИЙ**

**ТРУДЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТОВ СССР
ВЫПУСК 131 (191)**



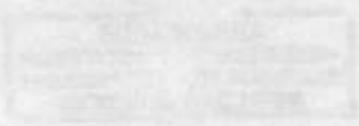


ИЗДАНИЕ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО
ИНСТИТУТА МОТИВОВ И И. П. МЕДИЦИНА

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ

ПОД РЕДАКЦИЕЙ Д-РА И. П. МЕДИЦИНА

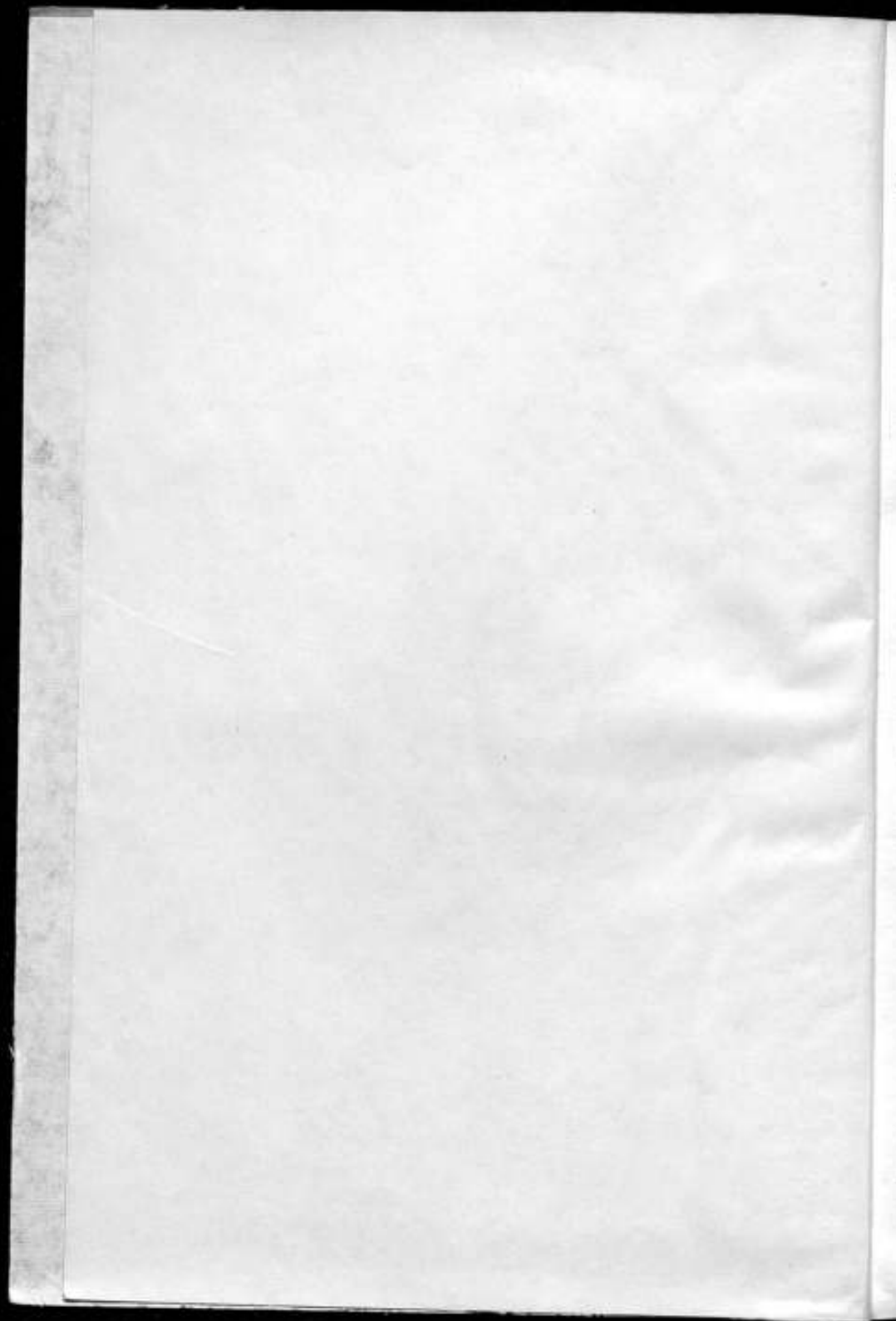
1954



ИЗДАТЕЛЬСТВО СОВЕТСКОГО

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬНОГО

ЦЕНТРА



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

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

ТРУДЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТОВ СССР

ВЫПУСК 131 (191)

Под редакцией
доктора техн. наук **И. И. КИРЕНКОВА**



ИЗДАТЕЛЬСТВО СТАНДАРТОВ
МОСКВА — ЛЕНИНГРАД

1972

missy6

Редакционный совет:

В. О. Арутюнов (председатель), Н. Н. Александрова (секретарь), С. В. Горбачевич, А. Н. Гордов, Е. Ф. Долгинский, А. И. Карташев, Л. К. Каяк, И. И. Киренков, Д. К. Коллеров, Е. Д. Колтик, П. П. Кремлевский, И. Н. Кротков, В. Л. Лассан, Б. Н. Олейник, Л. К. Пеккер, Т. Б. Рождественская, А. М. Федоров, Е. Н. Чечурина, К. П. Широков, Е. Г. Шрамков, М. Ф. Юдин.

942221W

Ответственный редактор
доктор технических наук профессор
В. О. Арутюнов

ПРЕДИСЛОВИЕ

Основная задача температурной метрологии — точное построение Международной практической температурной шкалы (МПТШ) и применение этой шкалы в народном хозяйстве. Для научного обоснования практической температурной шкалы необходимо исследование термодинамической температурной шкалы, осуществляемой главным образом с помощью газовых термометров. Практическое осуществление МПТШ требует разработки и непрерывного усовершенствования эталонов этой шкалы и образцовой аппаратуры.

• Эталонные работы в области температурных измерений отличаются высокой трудоемкостью. Это связано в первую очередь с коротким сроком службы устройств, работающих в условиях переменных температур и, в частности, высоких температур. Надежность эталонов при ограниченном сроке их службы может быть обеспечена тщательным выбором и исследованием используемых материалов, а также применением большого числа приборов и частой их переградупровкой эталонными методами.

Точность температурных измерений при метрологических работах в значительной мере определяется однородностью температурного поля термостата или излучателя. Получение требуемого температурного поля и разработка методики его исследования является важной проблемой температурной метрологии. Эта проблема может быть решена различными путями в зависимости от уровня и диапазона температур, от свойств применяемых и градуируемых термометров и пирометров, от требуемой и достижимой точности.

Погрешности температурных измерений в условиях промышленного или научного эксперимента, где желательная однородность температурного поля в ряде случаев отсутствует, являются предметом самостоятельного метрологического исследования. Диагностика плазмы также связана с задачами метрологического обеспечения температурных измерений.

Содержание сборника посвящено проводимым во ВНИИМ исследованиям, относящимся к перечисленным выше вопросам температурных измерений. В ряде статей сборника дано описание новых приборов и методов технических измерений температуры.

Редактор

ЗНАЧЕНИЕ ГАЗОТЕРМОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ В ТОЧКЕ ЗАТВЕРДЕВАНИЯ ЗОЛОТА ДЛЯ ПОСТРОЕНИЯ МПТШ

Точное определение термодинамической температуры T_{Au} в точке затвердевания золота представляет важную и сложную задачу термометрии, решение которой имеет большое практическое и теоретическое значение.

Точка затвердевания золота — чистое золото, твердая и жидкая фазы которого находятся в равновесии, является одной из основных реперных точек как Международной практической, так и термодинамической шкал температур. Эта точка служит для построения МПТШ на участке средних температур и в области высоких температур T_x , лежащих выше T_{Au} .

Используя закон излучения Планка, связанный фактически с ТШТ, и зная правильное значение абсолютной термодинамической температуры T_{Au} , можно определить температуру T_x . Ошибка на ΔT_{Au} в установлении величины T_{Au} может вызвать при экстраполяции МПТШ в высокотемпературную область погрешность определения искомой температуры $T_x = nT_{\text{Au}}$, где $n > 1$, большую чем ΔT_{Au} в n^2 раз. Поэтому одной из первостепенных задач ведущих национальных термометрических лабораторий было нахождение наиболее достоверного значения термодинамической температуры в точке затвердевания золота.

От гелиевых температур до точки затвердевания золота построение ТШТ производится наиболее точно с помощью газового термометра. В течение последнего десятилетия газотермометрическая аппаратура и методика измерения подверглись существенному усовершенствованию в соответствии с современным уровнем знаний в

области метрологии, приборостроения и электроники [1—5]. Это позволило уточнить ТШТ в широком диапазоне и установить, что повседневно применяемая МПТШ-48 (в редакции 1960 г.) недопустимо сильно расходится с ТШТ в ряде важных точек шкалы и в том числе в точке затвердевания золота. Значение $T_{\text{ли}} = 1063,0^\circ\text{C}$, принятое по МПТШ, оказалось ниже действительного более, чем на градус.

Отмеченное расхождение шкал наряду с другими серьезными недостатками МПТШ-48 побудили Консультативный комитет по термометрии (ККТ) поставить перед метрологами-термометристами задачу — исследовать возможность замены существующей МПТШ более совершенной практической шкалой, которая бы совпадала с современной ТШТ в пределах точности ее реализации. При выполнении такого условия МПТШ получит не только юридическое право на существование, сформулированное в положении о правилах ее построения, но и приобретет через ТШТ способность правильно отразить связь наиболее общих тепловых свойств вещества с его температурой.

В настоящее время эта задача практически решена. Вводится в действие положение о новой практической шкале температур, названной МПТШ-68; по этой шкале температуре в точке затвердевания золота вместо $1063,0^\circ\text{C}$ приписано другое значение $t_{\text{ос}} = 1064,43^\circ\text{C}$. Оно принято на основании усреднения результатов прецизионных газотермометрических измерений термодинамической температуры $T_{\text{ли}}$, произведенных сравнительно недавно в СССР (ВНИИМ) [1—4] и ФРГ (РТВ) [1] и признанных на рабочей группе ККТ в 1967 г. наиболее вероятными. При этом усреднении результат новых измерений $T_{\text{ли}}$, проведенных во ВНИИМ за период 1965—1966 гг. с эталонным газовым термометром № 3, был учтен с удвоенным весом. Тем самым подчеркивалась надежность этих измерений, проведенных с помощью более совершенной газотермометрической аппаратуры и новой методики измерения.

Рассмотрим основные источники погрешностей и особенности новых измерений (1965—1966 гг.) термодинамической температуры в точке золота, обеспечивших высокую точность результата.

Анализ показывает, что на точность газотермометрических исследований могут существенно влиять следующие источники систематической погрешности:

- а) косвенное определение термодинамической температуры;
- б) нестабильность и неоднородность температурного поля термостатов, в которых осуществляется равновесие фаз «реперных» веществ (их температура);
- в) непостоянство массы термометрического газа из-за эффектов десорбции, диффузии или утечки;
- г) тепловое расширение рабочего резервуара и изменение его объема после нагрева;
- д) неидеальность термометрического газа;

е) примеси или загрязнения (в процессе работы) термометрического газа и «реперного» вещества;

ж) вредное пространство газового термометра;

з) разность между внешним и внутренним давлением газа на стенке рабочего резервуара и связанной с ним системы коммуникаций;

и) недостаточная строгость расчетных формул.

Причина значительного расхождения между данными отдельных газотермометрических исследований и того, что значение $t_{\text{Дв}}$, принятое по МПТШ-48, оказалось столь заниженным, кроется главным образом в погрешности измерения давления термометрического газа, в недостаточно полном учете или исключении влияния приведенных источников погрешностей.

Новые измерения во ВНИИМ были выполнены методом прямого погружения рабочего резервуара газового термометра № 3 в расплавленное чистое золото. Ранее применялся косвенный способ, при котором резервуар помещался в оловянную ванну, специально нагретую до температуры плавления золота. Достижение и поддержание указанной температуры в олове контролировалось по термометрам, отградуированным в точке затвердевания золота, осуществляемой отдельно с использованием небольшого количества драгоценного металла. Однако при таком двухступенном способе определения искомой температуры неизбежно возникала систематическая погрешность порядка $0,2$ град, обусловленная применением термометр (неточностью их градуировки, их термоэлектрической неоднородностью и др.).

При проведении новых измерений рабочий резервуар газового термометра, помещенный в охранную оболочку из кварца, погружался непосредственно в чистое золото (примеси по массе не более $0,005\%$), расплавленное в тигле высокостабильного термостата, и таким образом источник систематической погрешности от косвенного определения $T_{\text{Дв}}$ был полностью исключен. Посредством регулирования электрического нагрева термостата золото в тигле из спектрального чистого графита доводилось до состояния фазового равновесия, при котором вокруг резервуара образовывалась замкнутая, достаточно стабильная изотермическая поверхность (рубашка) толщиной не менее 20 мм. Кроме того, была создана защита золота и тигля от тепловых потерь, от циркуляции и загрязнения атмосферы и термостате. Все это обеспечивало при фазовом переходе постоянство искомой температуры с погрешностью порядка $\pm 0,01$ град в течение 40 мин и более, что было вполне достаточно для необходимого числа отсчетов давления термометрического газа.

Измерения производились эталонным газовым термометром № 3 [6, 7], представляющим собой комплекс прецизионных измерительных устройств. Он позволяет при поддержании объема и массы термометрического газа постоянными определять по давлению газа термодинамическую температуру с предельно достижимой точ-

ностью в большой области воспроизведения МПТШ от точки кипения кислорода (и ниже) до точки затвердевания золота.

К преимуществам газового термометра № 3 относятся:

— емкость фиксации уровня ртути в манометре с погрешностью менее $\pm 0,01$ н/м²;

— введение между рабочим резервуаром и эталонным манометром специального стабильного дифференциального манометра в виде емкостной разделительной мембранной камеры, обеспечивающей компенсацию искомого давления с погрешностью порядка $\pm 0,05$ н/м²;

— применение электронных фазочувствительных измерительных схем, работающих при напряжении высокостабильной (лучше 10^{-4} %) частота 1000 гц, а также манометра и другой оригинальной аппаратуры, позволяющих получить необходимую точность измерения давления и температуры.

В результате в газовом термометре № 3 и в методике измерения были устранены существенные недостатки, присущие газовым термометрам классического типа, и достигнуты высокие метрологические показатели. В частности, осуществлен новый принцип измерения абсолютного давления термометрического газа бесконтактным, дистанционным методом. Погрешность измерения давления в диапазоне от 0 до 1 атм (101325 н/м²) снижена более чем в 5 раз; она не зависит от величины давления и равна $\pm (0,2-0,3)$ н/м².

Рабочий резервуар газового термометра изготовлен из прозрачного оптического кварца со средним термическим коэффициентом линейного расширения $\alpha_{0-1065} = (49,3 \pm 1,1) \times 10^{-8}$ град⁻¹, определенным на образце из того же материала интерференционным методом. Перед измерением резервуар подвергался термической обработке (при температуре плавления золота), обеспечивающей необходимую воспроизводимость небольшого изменения величины его объема от температуры. Тепловое расширение резервуара, которое было предельно уменьшено с применением кварца, учитывалось соответствующей поправкой.

В результате усовершенствования разделительной мембранной камеры вредный объем газового термометра сократился почти в два раза и составил около 0,5% от объема резервуара, равного примерно $159,5$ см³ при $t = 20^\circ\text{C}$. Рабочим (термометрическим) газом служил чистый азот (примеси по массе составляли не более 0,001%).

Все важные узлы газового термометра тщательно обезгаживались и герметизировались так, что изменение массы рабочего газа из-за утечки или присутствия случайных летучих веществ в системе было ничтожным. Герметичность системы и постоянство массы рабочего газа контролировалось окончательно путем измерения давления P_0 газа в рабочем резервуаре при температуре тройной точки воды (ТТВ) до и после измерений в золоте.

Температура ТТВ ($T_0 = 273,16^\circ\text{K}$), принятая в качестве опорной,

воспроизводилась в специально созданном для этой цели прецизионном термостате с погрешностью, меньшей $\pm 1 \cdot 10^{-3}$ град.

Искомая температура T_{Au} находилась путем многократных измерений нулевого положения манометра (49 серий, 268 отсчетов), начального давления P_0 азота при температуре T_0 (24 серии, 206 отсчетов) и его давления P_x при температуре T_{Au} , т. е. в точке золота (73 серии, 514 отсчетов при затвердевании и 15 серий, 109 отсчетов при плавлении).

При расчете P_0 и P_x вводился ряд поправок, а при определении значения T_{Au} учитывалось отклонение азота от идеального состояния (поправка $\Delta T_{\text{ид}}$) и тем самым достигалось уменьшение или исключение влияния рассмотренных выше источников погрешности.

Для определения T_{Au} с погрешностью порядка $\pm 0,05$ град оказалось достаточным учесть сжимаемость азота, включая только его второй вириальный коэффициент, который принимался равным: $B_0 = -0,4489 \cdot 10^{-3}$ Амага ($-1,0057 \cdot 10^{-2}$ м³ · кмоль⁻¹) при T_0 и $B_x = 1,433 \cdot 10^{-3}$ Амага ($3,2105 \cdot 10^{-2}$ м³ · кмоль⁻¹) при T_{Au} .

Расчет искомой температуры с погрешностью менее $3 \cdot 10^{-3}$ град производился по формуле

$$T_{\text{Au}} = T_0 \frac{P_x}{P_0} + \Delta T_{\text{ид}}$$

Величина начального давления азота $P_0 \approx 21600$ н/м² задавалась с учетом того, чтобы при T_{Au} давление P_x стало близким к атмосферному. В этом случае механическая деформация рабочего резервуара была пренебрежимо мала. В результате во время фазовых переходов разброс отсчетов давления P_x не превышал 2,0 н/м².

При измерении давления учитывалось изменение массы термометрического газа вследствие эффекта десорбции. Каждый цикл измерения T_{Au} состоял из двух измерений при затвердевании и одного — при плавлении золота. В таблице приведены данные температуры, усредненной по циклам и отдельно по идентичным фазовым переходам.

Фазовый переход	Среднее значение термодинамической температуры, град			
	22 XII 1965 г.	24 XII 1965 г.	28 XII 1965 г.	Среднее
Затвердевание II	1337,515	1337,547	1337,520	1337,527
Плавление	1337,521	1337,547	1337,524	1337,531
Затвердевание I	1337,518	1337,548	1337,520	1337,529
Среднее:	1337,518	1337,547	1337,521	1337,529

Весь объем выполненных исследований позволил провести статистическую обработку (по Стьюденту) результатов наблюдений,

учесть случайные и неисключенные остатки систематических погрешностей и на этой основе получить одно из наиболее вероятных значений термодинамической температуры равновесия между жидкой и твердой фазами золота $T_{Au} = (1337,53 \pm 0,06)^\circ\text{K}$.

Эти измерения подтвердили высокие метрологические качества нового метода прямого погружения резервуара и широкие возможности аппаратуры газового термометра № 3 не только для построения ТШТ, но и для определения важных термодинамических и теплофизических параметров и констант (например, универсальной газовой постоянной).

ЛИТЕРАТУРА

1. Moser H., Otto J. Газотермометрические измерения при высоких температурах «Zeitschr. Phys», 1957, 147, 51; 1963, 175, 327; 1967, 206, 223.
2. Аржанов А. С., Гордов А. Н., Дийков У. В. Новые определения температуры затвердевания чистого золота. Труды институтов Комитета, вып. 49 (109), 1960.
3. Арефьева Н. В., Дийков У. В., Израйлов К. С., Кириков И. И., Шеметилло Н. В. Измерения термодинамической температуры равновесия между твердым и жидким цинком и между твердым и жидким золотом. Труды институтов Комитета, вып. 49 (109), 1960.
4. Израйлов К. С., Кириков И. И., Дийков У. В., Шеметилло Н. В., Арефьева Н. В. Новое определение термодинамической температуры фазового равновесия в точке золота методом прямого погружения резервуара газового термометра. «Измерительная техника», 1967, № 1.
5. Арефьева Н. В., Дийков У. В., Доброхотов А. Г., Израйлов К. С., Кириков И. И., Никитенко Л. В., Шеметилло Н. В. Новые измерения термодинамической температуры с помощью газового термометра. Труды институтов Комитета, вып. 71 (131), 1963.
6. Израйлов К. С. Разделительная камера с емкостным отсчетом. Труды институтов Комитета, вып. 63 (123), 1962.
7. Израйлов К. С., Кириков И. И. Емкостный ртутный манометр для газового термометра. Труды институтов Комитета, вып. 51 (111), 1961.

Поступила в редакцию

14/III 1970 г.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ В ТОЧНОЙ ТЕРМОМЕТРИИ

В некоторых отраслях науки требуется измерять температуру с погрешностью, не превышающей тысячных, а иногда и нескольких десятитысячных долей градуса. Высокая точность измерений температуры достигается с помощью платиновых термометров сопротивления.

В данной работе рассматривается вопрос, связанный с обеспечением достаточной точности измерения электрического сопротивления платиновых термометров. Однако не следует забывать о погрешностях измерения температуры, обусловленных влиянием многих других факторов, оценка которых является самостоятельным вопросом. Приводятся результаты многолетних метрологических исследований и описываются некоторые приемы и условия калибровки электроизмерительных приборов, предназначенных для работы с эталонными и другими точными платиновыми термометрами.

Достижение высокой точности электрических измерений в термометрии достаточно сложно. Так, погрешность воспроизведения постоянной точки МПТШ — тройной точки воды с помощью эталонного термометра сопротивления составляет приблизительно $1 \cdot 10^{-6}^{\circ}\text{C}$. Следовательно, при температурном коэффициенте сопротивления платины $0,00392 \text{ } 1^{\circ}\text{C}$ электрическое сопротивление термометра должно быть измерено с относительной погрешностью $4 - 5 \cdot 10^{-7}$. Достижение этой точности для целей термометрии имеет некоторые особенности, связанные со спецификой температурных измерений, а именно:

1) измеряемое сопротивление платинового термометра в отличие от образцовых катушек сопротивления, как правило, не равно $10 \pm k$ (где k — целое число), в связи с чем погрешность определения по-

правок на декады компарирующего прибора входит в результат измерений дважды;

2) одно из основных назначений термометра сопротивления, погруженного в термостат с постоянной температурой, — установление степени стабильности этой температуры. При этом необходимо, чтобы нестабильность температуры не превышала нескольких десятых долей градуса.

Таким образом, в отличие от измерения сопротивления эталонных и образцовых катушек сопротивления, которые термостатируются при комнатной температуре, сопротивление термометра измеряется в среде, температура которой может изменяться. Оценить изменение сопротивления в зависимости от изменения температуры на несколько десятитысячных долей градуса возможно только в том случае, если чувствительность и точность электроизмерительной аппаратуры для термометрии находятся на одном уровне с аналогичной аппаратурой, которая используется при воспроизведении эталонных электрических единиц.

Повысить точность электрических измерений при эталонных работах в термометрии удалось постепенно, по мере усовершенствования методики измерения и приборов, которыми в разное время располагала лаборатория.

Ранее наиболее точные температурные измерения в пределах от 0 до 630°C осуществлялись с помощью пятидекадных низкоомных потенциометров постоянного тока. Они применялись при градуировке эталонных и образцовых термометров сопротивления для воспроизведения температурной шкалы по первичным реперным точкам, при проверке образцовых платиновых и ртутных термометров в термостатах и других работах. При этом значение сопротивления платиновых термометров определяли, исходя из значений сопротивления образцовых катушек первого разряда, поверяемых по рабочим эталонам электрических единиц.

Наибольшая точность измерения достигается путем сравнения сопротивлений с равными номинальными значениями. Однако при выполнении точных термометрических работ в большинстве случаев требовалось сравнивать сопротивление с различными номинальными значениями. При этом различные по значению погрешности определения падения напряжения на сравниваемых сопротивлениях, обусловленные неточной подгонкой, проверкой или изменением сопротивлений потенциометра, могут суммироваться и достигать 0,003%. Эта причина, а также погрешности образцовой катушки сопротивления, главным образом, ограничивали точность температурных измерений. Поэтому измерения сопротивления платиновых термометров с помощью потенциометра постоянного тока и образцовых катушек сопротивления осуществлялась с погрешностью, достигающей до 0,01°C ($\pm 4 \cdot 10^{-5}$).

Таким образом, для некоторых случаев, когда эта точность достаточна, может быть использован низкоомный пятидекадный потенциометр с образцовыми катушками сопротивления при условии,

что поправки на декады потенциометра и значения сопротивления образцовых катушек определены с погрешностью, не превышающей 0,002%. Нестабильность сопротивлений указанных приборов, в том числе колебания их значений в зависимости от влияния температуры окружающей среды, влажности (например, «сезонные» изменения) и другие, должны быть не более 0,001%.

Для повышения точности измерения на потенциометре в 1958 г. были применены золото-хромовые меры сопротивления [1]. В основу их создания положена идея термостатирования проволоки с низким температурным коэффициентом при стабильной температуре. Такой стабильной температурой является тройная точка воды, которая и была использована для термостата. Важным обстоятельством являлось то, что золото-хромовые меры имели номинальные значения, близкие к сопротивлению платиновых термометров сопротивления в каждой постоянной точке. Это позволило исключить погрешности потенциометра и снизить относительную погрешность измерения до $1 \cdot 10^{-5}$.

Однако применение компенсационного метода дополнительно требовало независимого точного измерения сопротивления золото-хромовых мер. Последнее выполнялось в первое время с помощью моста МКС-1. Этот мост при разработке не предназначался для использования в области термометрии. Благодаря применению специальных блоков сопротивления, включаемых в схему моста в качестве его основных плеч, и меры отношения сопротивлений, используемых как образцовое сопротивление при измерении методом замещения была получена возможность использования моста для термометрии с достаточно высокой точностью. Схема моста МКС-1 позволяет производить измерение сопротивления, равного $10^{\pm 6}$ с относительной погрешностью $\pm 4 \cdot 10^{-7}$.

Идея применения специальных (для целей термометрии) образцовых мер сопротивления может быть реализована также и в других вариантах. Так, вместо золото-хромовых мер могут быть предложены марганциновые высокостабильные меры сопротивления. Их сопротивление может быть определено с достаточной точностью с помощью других электроизмерительных приборов, например, потенциометра Р-308. Но необходимыми условиями применения мер сопротивлений остаются такие как:

- 1) равенство сопротивления образцовой меры и платинового термометра приблизительно с погрешностью, не превышающей 0,1%;
- 2) хранение мер при стабильной температуре, например, в тройной точке воды или при 0°C;
- 3) определение значения сопротивления меры с погрешностью, не превышающей $\pm 0,0002\%$.

Указанные здесь погрешности обеспечат измерение электрического сопротивления термометра сопротивления с погрешностью, не превышающей $\pm 0,001^\circ\text{C}$. При другой точности измерения тем-

пературы должны быть соответственно изменены и величины этих погрешностей.

В настоящее время применяются мостовая установка — мост Смита — и компенсационные установки — потенциометры Р-308. Полученный из Англии от фирмы «Тинслей» в 1963 г. мост Смита, предназначенный специально для термометрии, является частным случаем классического двойного моста Томсона для измерения малых сопротивлений. Одним из основных условий обеспечения высокой точности измерений сопротивления на мосте Смита является выполнение калибровки декад моста и получение надежных калибровочных значений. Такая работа выполнялась на мосте МКС-1 в 1964 и 1965 гг. и на потенциометре Р-308 — в 1967 и 1968 гг.

Недостатками моста Смита являются: во-первых, узкий диапазон измеряемых сопротивлений (10—100 ом), во-вторых, необходимость многократного переключения подводящих проводников в процессе измерения. Для получения одного отсчета необходимо сделать четыре измерения с соответствующими переключениями проводников и перемычек (этих недостатков не имеет потенциометр Р-308).

Калибровка моста Смита была выполнена на потенциометре Р-308 путем сравнения с образцовой катушкой сопротивления. Калибровке подлежат четыре вышние декады плеча Q (рис. 1), плечо S и сопротивление R , для чего в ламелях декадных сопротивлений предусмотрены гнезда под штекера.

Сравнение результатов калибровок, произведенных в 1964, 1965, 1967 и 1968 гг., показывает, что величина сопротивления декад изменяется неодинаково. Так, сопротивление декад 10×1000 ом изменилось в среднем на $-0,00024\%$, декады 10×100 ом — на $+0,0009\%$, декады 10×10 ом — на $-0,0012\%$. Величина R/S изменилась на $-0,00017\%$.

Потенциометр Р-308 представляет собой двухрядный шестидекадный потенциометр, основное назначение которого — измерение постоянного напряжения с наивысшей точностью; верхний предел измерения 0,211111 в. В потенциометр встроено автокомпенсатор, работающий с усилителем Ф-305; он имеет семь пределов измерения — от $5 \cdot 10^{-2}$ до $5 \cdot 10^{-8}$ в. При этом цена деления стрелочного прибора, встроенного в потенциометр, составляет $2 \cdot 10^{-8}$ в. Особое исполнение сопротивлений, наличие системы самопроверки и подстройки потенциометра позволяют уменьшить остаточные погрешности от старения сопротивлений и влияния температуры окружающей среды при эксплуатации. Благодаря наличию двух независимых комплектов декадных переключателей можно производить поочередное уравновешивание падения напряжения на образцовой катушке и на измеряемом термометре сопротивлении и затем сразу же повторное измерение каждого из них без изменения положения переключателей.

Незначительность поправок на потенциометр после выполнения подстройки и автономной поверки дает возможность работать без введения поправок, что позволяет применить высокостабильные образцовые катушки сопротивления с номинальными значениями, не равными сопротивлению платинового термометра при различных

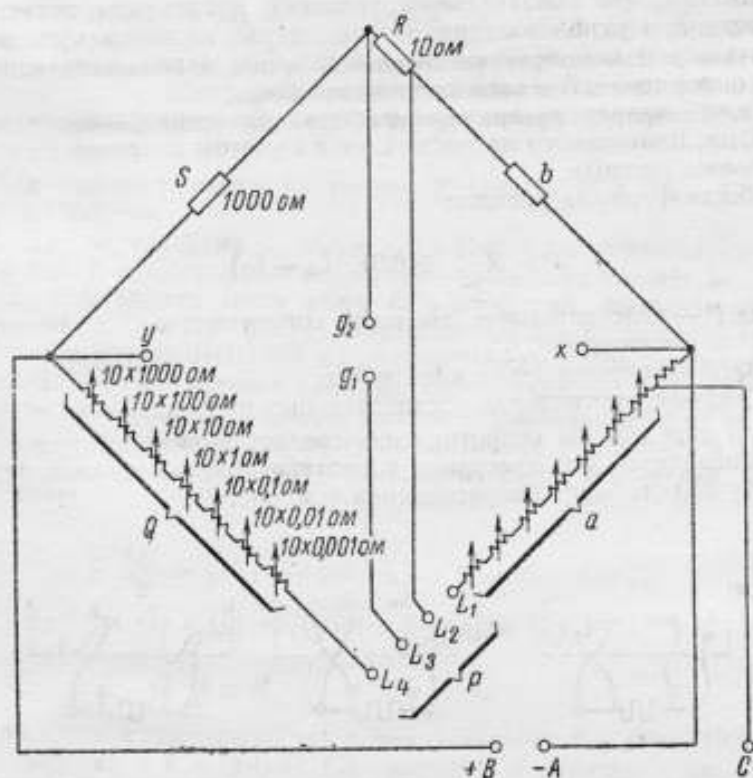


Рис. 1. Принципиальная схема моста Смита типа 4162С.

температурах. Это является основным достоинством потенциометра Р-308, позволяющим выполнять измерение сопротивления $10^{\pm 6}$ с относительной погрешностью $\pm 1 \cdot 10^{-6}$.

Для достижения точности порядка $\pm (4-5) \cdot 10^{-7}$ необходимо, чтобы:

1) разность номинального значения сопротивления образцовой катушки и платинового термометра не превышала 0,01%, т. е. значения четырех первых декад на потенциометре Р-308 должны быть равными;

2) температура помещения, в котором находится измерительная установка, не отличалась более чем на $\pm 0,5^\circ\text{C}$ от температуры, при которой производилась калибровка потенциометра;

3) температура образцовой катушки в момент измерения была определена с погрешностью, не превышающей $\pm 0,01^\circ\text{C}$;

4) измерение производилось на потенциометре, у которого поправки на две последние декады были по крайней мере на полпорядка меньше допустимых.

Заметим, что обязательным условием достижения наивысшей точности при использовании потенциометра является выполнение подстройки и самопроверки непосредственно перед измерением с наивысшей точностью согласно инструкциям завода.

Ниже приведен пример расчета значения сопротивления $P \approx 10 \text{ ом}$, измеренного на мосте Смита с учетом поправок на соединительные провода.

Общая формула расчета:

$$P = R \frac{Q}{S} + 0,01 (L_3 - L_2), \quad (1)$$

где P — действительное значение сопротивления, включенного в мост;

R, Q, S — сопротивления плеч моста;

L_2, L_3 — сопротивления соединительных проводов.

При определении сопротивления соединительных проводов L_2 и L_3 производится три измерения сопротивления, различающихся по способу подключения сопротивления (см. рис. 2).

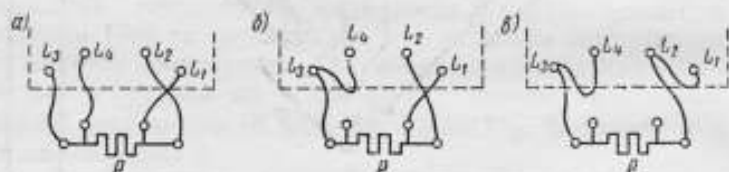


Рис. 2. Схемы подключения сопротивления к мосту Смита.

1. Подключают измеряемое сопротивление P по основной схеме (рис. 2, а). В этом случае величина $R \frac{Q_a}{S}$, вычисленная из показания плеча Q моста, соответствует действительному значению сопротивления P минус поправочный член на соединительные провода, т. е.

$$R \frac{Q_a}{S} = P - 0,01 (L_3 - L_2). \quad (2)$$

Получаем отсчет на мосте, например $10,00055 \text{ ом}$.

2. Переключают сопротивление P по схеме 2, б. Сопротивление

становится частью измеряемого сопротивления. Математическое выражение этого соединения:

$$R \frac{Q_{\sigma}}{S} = (P + L_3) - 0,01 (0 - L_2). \quad (3)$$

Отсчитываем на мосте и получаем, например 10,15231 ом. Эти два измерения дают возможность найти величину сопротивления соединительного провода L_3 по следующей формуле:

$$R \frac{Q_{\sigma}}{S} - R \frac{Q_a}{S} = L_3 + 0,01 L_2 = 1,01 L_3. \quad (4)$$

Для нашего примера получаем: $10,15231 - 10,00055 = 1,01 L_3$; $L_3 = 0,15026$ ом.

3. Для определения L_2 включаем измеряемое сопротивление по схеме рис. 2, в. Сопротивление L_2 состоит из двух частей: $L_{2\text{ext}}$ и $L_{2\text{int}}$. Внутренняя часть этого сопротивления, лежащая между точками L_2 и R , в (см. рис. 1), определяется при калибровке моста. Для моста Смита ВНИИМ $L_{2\text{int}} = 0,00169$ ом. При определении внешней части соединения $L_{2\text{ext}}$ включаем измеряемое сопротивление P по схеме рис. 2, в. Сопротивление P увеличивается на величину $L_{2\text{ext}}$ и соответственно на ту же величину уменьшается поправочный член уравнения (3). Математическое выражение схемы (рис. 2, в):

$$R \frac{Q_{\sigma}}{S} = (P + L_3 + L_{2\text{ext}}) - 0,01 (0 - L_{2\text{int}}). \quad (5)$$

Из формул (3) и (5) находим выражение для $L_{2\text{ext}}$

$$R \frac{Q_{\sigma}}{S} - R \frac{Q_a}{S} = 0,99 L_{2\text{ext}}. \quad (6)$$

Для нашего примера отсчет на мосте по схеме 2, в равен 10,30257.

4. Подставив в формулу (6) значения, найденные в пп. 2 и 3, находим $L_{2\text{ext}}$

$$0,99 L_{2\text{ext}} = 10,30257 - 10,15231; L_{2\text{ext}} = 0,15178.$$

5. Вычисляем $L_2 = L_{2\text{ext}} + L_{2\text{int}}$

$$L_2 = 0,15178 + 0,00169 = 0,15347.$$

6. После выполнения трех измерений необходимо повторить первое — основное — для контроля стабильности элементов внешней схемы, т. е. восстановить полностью соединение по схеме рис. 2, а.

Окончательный расчет выполняется по формуле (1), в которую подставляем найденные значения $P = 10,00055 + 0,01 (0,15026 - 0,15347)$, $P = 10,00053$ ом. Эта же катушка на Р-308 показала $P = 10,00051$ ом.

Заключение

Потенциометр Р-308 и мост Смита обеспечивают измерения электрического сопротивления в точной термометрии с погреш-

БИБЛИОТЕКА
Всесоюзного государственного
научно-исследовательского
института метрологии
и стандартизации

ностью, не превышающей $\pm 4 \cdot 10^{-7}$, при условии полного использования их систем калибровки и подстройки.

С помощью двух установок с потенциометром Р-308, а также моста Смита получена возможность сравнивать значения сопротивлений платиновых термометров на разных электронизмерительных установках, что обеспечивает повышение точности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алеева Ф. З. Повышение точности измерений на компенсаторе при использовании золото-хромовых мер сопротивления. Труды ВНИИМ, вып. 63 (123), Изд-во стандартов, 1962.
2. Шигорин В. П. Мост для сравнения эталонных и образцовых сопротивлений в пределах от 0,001 до 100 000 ом. «Измерительная техника», 1960, № 4.
3. Алеева Ф. З. Осуществление тройной точки воды и исследование ее воспроизводимости. Труды ВНИИМ, вып. 35 (95). Изд-во стандартов, 1958.
4. Быков М. А. Основные свойства моста Смита и методика его применения. «Измерительная техника», 1965, № 2.
5. Быков М. А. Эталонирование моста Смита. «Измерительная техника», 1965, № 3.
6. Быков М. А. Новый вид полного уравнения двойного моста и его применение. «Электричество», 1949, № 8.
7. ГОСТ 13550-68 «Мосты постоянного тока измерительные».
8. Gautier M. A modification of the Smith bridge, type III. Journ. of Sci. Inst. v. 30, Oct. 1953, p. 381-382.

Поступила в редакцию
14/III 1970 г.

ПРИМЕНЕНИЕ ТОЧКИ ЗАТВЕРДЕВАНИЯ ОЛОВА ДЛЯ ГРАДУИРОВКИ ЭТАЛОННЫХ И ОБРАЗЦОВЫХ ТЕРМОМЕТРОВ СОПРОТИВЛЕНИЯ

В соответствии с «Положением о Международной практической температурной шкале (МПТШ-68)» в качестве постоянной точки наравне с точкой кипения воды впервые разрешено применять точку затвердевания олова. Возможность градуировки термометров в точке затвердевания олова, неоднократно отмеченная в различных работах [1, 2], обусловлена рядом следующих причин:

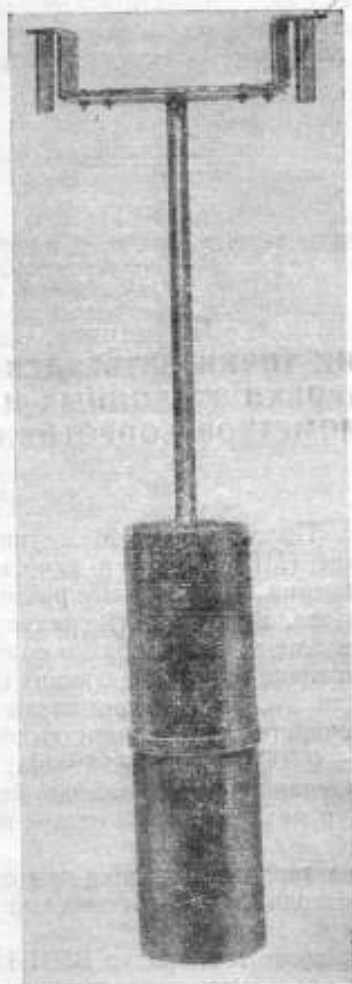
1) аппаратура для воспроизведения точки кипения воды сложна и громоздка, а точность, которую она обеспечивает в повседневной работе ($0,0005 \div 0,0007$)°С, недостаточна;

2) точка затвердевания олова расположена в средней части диапазона температур между тройной точкой воды и точкой затвердевания цинка;

3) температура затвердевания олова при осуществлении постоянной точки воспроизводится с погрешностью не более $\pm 0,0002$ °С [3, 4].

В лаборатории средних температур ВНИИМ в течение продолжительного времени проводится исследование точек затвердевания чистых металлов, в том числе и олова. Для этого была разработана методика и создана специальная аппаратура [5]. Однако для широкого внедрения точки затвердевания олова в практику термометрии необходим такой вариант аппаратуры, который был бы пригоден не только для использования во ВНИИМ, но и в других метрологических институтах. Кроме того, необходима методика расчета температуры при использовании точки затвердевания олова взамен точки кипения воды. Ниже приводится краткое описание предлагаемой аппаратуры и методики.

Тигель с центральным колодцем с заплавленным оловом устанавливается в специальной капсуле (см. рисунок), изготовленной



Капсула с помещенным в нее тиглем

из нержавеющей стали или латуни [3]. Как показывает опыт, такая конструкция служит длительное время и поэтому может выполняться неразборной. В верхней части капсулы для установки термометра припаяна трубка с крышкой, служащей для подвески капсулы в рабочем пространстве масляного термостата ТС-24. Благодаря такому устройству для тигля с металлом обеспечивается минимальный градиент температуры, а погрешность от отвода тепла по

стержню термодатчика сводится к минимуму [6]. Вследствие того, что термостат ТС-24 снабжен контактным термометром, поддержание необходимых температур в процессе воспроизведения точки затвердевания олова также сильно упрощается.

Предусмотренная «Положением о МПТШ-68» методика расчета измеренной температуры несколько отличается от применявшейся ранее (МПТШ-48). В интервале температур от 0 до 630°C находим измеряемую температуру:

$$t = t_{\varphi} + 0,045 \left(\frac{t_{\varphi}}{100} \right) \left(\frac{t_{\varphi}}{100} - 1 \right) \left(\frac{t_{\varphi}}{419,58} - 1 \right) \left(\frac{t_{\varphi}}{630,74} - 1 \right), \quad (1)$$

$$\text{где } t_{\varphi} = \frac{1}{\alpha} \left(\frac{R t_1}{R_0} - 1 \right) + \delta \left(\frac{t_2}{100} \right) \left(\frac{t_2}{100} - 1 \right). \quad (2)$$

Уравнение (2) эквивалентно выражению

$$\frac{R t_1}{R_0} = 1 + A t_{\varphi} + B t_{\varphi}^2, \quad (3)$$

где R_0 — сопротивление термометра при 0°C;

A и B — постоянные, которые определяются градуировкой термометра в постоянных точках (точке кипения воды и точке затвердевания цинка);

$$\alpha = \frac{R_{100} - R_0}{100 \cdot R_0}.$$

Постоянная δ связана с коэффициентом A и B следующими соотношениями:

$$\delta = \frac{-B \cdot 10^4}{A + 100B}; \quad \delta = \frac{-R_0 \cdot B}{R_{100} - R_0} \cdot 10^6. \quad (4)$$

При решении уравнения (3) используем функции влияния [7]. Тогда сопротивление термометра при температуре t_1 , близкой к величине t_{φ} (разность между ними не должна превышать 0,5°C),

$$R t_1 = \varphi_{\text{тр}}(t_1) R_{\text{тр}} + \varphi_{100}(t_1) R_{100} + \varphi_{\text{Zn}}(t_1) R_{\text{Zn}}, \quad (5)$$

$$\text{где } \varphi_{\text{тр}}(t_1) = \frac{(t_1 - 100)(t_1 - 419,58)}{(0,01 - 100)(0,01 - 419,58)}; \quad (6)$$

$$\varphi_{100}(t_1) = \frac{(t_1 - 419,58)(t_1 - 0,01)}{(100 - 419,58)(100 - 0,01)}; \quad (7)$$

$$\varphi_{\text{Zn}}(t_1) = \frac{(t_1 - 0,01)(t_1 - 100)}{(419,58 - 0,01)(419,58 - 100)}. \quad (8)$$

Вычисляем величину

$$t_{\varphi} = t_1 + \Delta t, \quad (9)$$

$$\text{где } \Delta t = \frac{\Delta R}{\left(\frac{dR}{dt_1}\right)_{t_1}}; \quad (10)$$

ΔR — разность между измеренным сопротивлением термометра и сопротивлением, рассчитанным по формуле (5).

Рассчитываем по формуле значение производной

$$\left(\frac{dR}{dt_1}\right)_{t_1} = \varphi'_{\text{тp}}(t_1) R_{\text{тp}} + \varphi'_{100}(t_1) R_{100} + \varphi'_{\text{Zn}}(t_1) R_{\text{Zn}}, \quad (11)$$

$$\text{где } \varphi'_{\text{тp}}(t_1) = \frac{2t_1 - 519,58}{41952,8}; \quad (12)$$

$$\varphi'_{100}(t_1) = \frac{2t_1 - 419,59}{-31954,8}; \quad (13)$$

$$\varphi'_{\text{Zn}}(t_1) = \frac{2t_1 - 100,01}{134086}. \quad (14)$$

Получив t_{φ} из выражения (9), определим измеренное значение температуры по формуле (1).

При градуировке термометра в соответствии с МПТШ-68 в тройной точке воды, точках затвердевания олова и цинка необходимо произвести перерасчет значения сопротивления термометра R_{Sn} на R_{100} . Получив значение R_{100} , можно вычислить температуру по вышеизложенной методике.

Для вывода расчетной формулы в выражениях (5) — (8) вместо $\varphi_{100}(t)R_{100}$ подставляем $\varphi_{\text{Sn}}(t)R_{\text{Sn}}$:

$$R_t = \varphi_{\text{тp}}(t) R_{\text{тp}} + \varphi_{\text{Sn}}(t) R_{\text{Sn}} + \varphi_{\text{Zn}}(t) R_{\text{Zn}}, \quad (15)$$

$$\text{где } \varphi_{\text{тp}}(t) = \frac{(t - 231,9685)(t - 419,58)}{(0,01 - 231,9685)(0,01 - 419,58)}; \quad (16)$$

$$\varphi_{\text{Sn}}(t) = \frac{(t - 419,58)(t - 0,01)}{(231,9685 - 419,58)(231,9685 - 0,01)}; \quad (17)$$

$$\varphi_{\text{Zn}}(t) = \frac{(t - 0,01)(t - 231,9685)}{(419,58 - 0,01)(419,58 - 231,9685)}; \quad (18)$$

Подставив $t = 100^\circ\text{C}$ в (16) — (18) и подсчитав коэффициенты, получим после подстановки в (15)

$$R_{100} = 0,433291 \cdot R_{\text{тp}} + 0,734258 \cdot R_{\text{Sn}} - 0,167549 \cdot R_{\text{Zn}}$$

Это выражение позволяет рассчитать R_{100} , когда вместо точки кипения воды используется точка олова.

Дальнейший расчет температуры по измеренному сопротивлению производится по ранее указанной методике.

В заключение отметим, что исследование возможности применения точки затвердевания олова взамен точки кипения воды, выполненное в лаборатории средних температур ВНИИМ, позволило повысить точность измерений, уменьшить трудоемкость градуировки и значительно упростить эталонную аппаратуру. В других метрологических институтах внедрение постоянной точки затвердевания олова дает возможность повысить точность передачи МПТШ в области $0 - 420^{\circ}\text{C}$ примерно в десять раз, поскольку при осуществлении постоянной точки кипения воды достаточная точность измерения давления насыщенных паров воды не обеспечивается.

ЛИТЕРАТУРА

1. Киренков И. И. Основные задачи метрологии температурных измерений. «Измерительная техника», 1963, № 12.
2. Алиева Ф. З. О постоянных точках кадмия, олова и индия. Труды ВНИИМ, вып. 87 (147), Изд-во стандартов, 1966.
3. Фаянс А. Х. Точки затвердевания олова и кадмия как постоянные точки МПТШ. Труды ВНИИМ, вып. 87 (147), Изд-во стандартов, 1966.
4. Melgren E. H. The freezing points of high purity metals as precision temperature Standards. *Canadian J. Phys.*, v. 35, 1957, p. 1096.
5. Фаянс А. Х. Термостатные установки для осуществления постоянных точек МПТШ. Труды ВНИИМ, вып. 84 (144), Изд-во стандартов, 1966.
6. Фаянс А. Х. К расчету процесса теплообмена при осуществлении постоянных точек МПТШ. Труды метрологических институтов СССР, вып. 105 (165), Изд-во стандартов, 1969.
7. Пилипчук Б. И. Ошибки эталонирования платинового термометра сопротивления. Труды ВНИИМ, вып. 4 (64), 1948.

Поступила в редакцию
14/III 1970 г.

О ГРАДУИРОВКЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ТЕРМОПРИЕМНИКОВ

Измерение температуры поверхности — один из наиболее трудных вопросов современной термометрии, поскольку он связан с весьма сложными явлениями, возникающими при теплообмене между чувствительным элементом прибора, исследуемой поверхностью и окружающей средой.

Поверхность твердого тела представляет собой границу раздела двух сред с резко различающимися тепловыми свойствами. При этом вблизи поверхности обычно возникают большие градиенты температур, что существенно затрудняет точное измерение температуры поверхности. Термоприемник одной стороной прилегает к поверхности, температура которой измеряется, а с других сторон окружен воздухом, тепловое влияние которого неизбежно искажает показания прибора. При этом температура чувствительного элемента термоприемника принимает некоторое среднее значение между этими двумя температурами, определяемое конструкцией термоприемника, его теплофизическими свойствами и условиями теплообмена с обеими средами. Кроме того, термоприемник изменяет температурное поле тела, в результате чего температура чувствительного элемента может оказаться выше или ниже неискаженной температуры поверхности.

При градуировке термоприемников обычного типа пользуются так называемым методом погружения, дающим возможность установить зависимость сигнала (термо-э.д.с., сопротивления и т. п.) от температуры чувствительного элемента. В случае поверхностного термоприемника такая градуировка по указанным выше причинам не достигает цели. Поэтому градуировку таких термоприемников в «реальных» условиях производят, устанавливая их на «образцовой»

поверхности, температуру которой можно независимо контролировать.

Согласно действующим методическим указаниям [1], для градуировки поверхностных термодатчиков применяются паровые термостаты, представляющие собой сосуды, внутренние поверхности которых омываются насыщенными парами различных жидкостей (вода, нафталин, сера). Рабочей поверхностью термостата является наружная поверхность его крышки. Температура внутренней поверхности крышки термостата принимается равной температуре паров на линии насыщения. Температура наружной поверхности отличается от температуры насыщенных паров на незначительную величину, указываемую в паспорте прибора. Термоприемник, накладываемый на рабочую поверхность термостата, практически не искажает ее температурное поле, так как коэффициент теплообмена на внутренней поверхности несонизмеримо больше коэффициента теплообмена снаружи термостата. Однако в эксплуатационных условиях работы термоприемника такого соотношения между коэффициентами теплообмена может не быть, поэтому применение паровых термостатов для градуировки поверхностных термоприемников не всегда оправдано.

Некоторые недостатки градуировки термоприемников с помощью паровых термостатов учтены при разработке термостата для градуировки термоприемников поверхностной температуры [2]. Однако он также обладает существенным недостатком: градуировка термоприемников производится при определенных условиях теплообмена (материал, толщина, чистота обработки образцовой поверхности, коэффициент теплообмена с окружающей средой и т. п.); изменение этих условий при эксплуатации исследуемого термоприемника приведет к дополнительным погрешностям измерения температуры поверхности. Учет погрешности с помощью метода градуировки, указанного в работе [2], не представляется возможным.

Градуировка на «образцовой» поверхности возможна только при соблюдении следующих условий:

- 1) образцовая поверхность, температура которой измеряется, должна быть изготовлена из того же материала, что и реальный объект; размеры образцовой поверхности должны быть достаточно большими, чтобы искажение температурного поля не достигало ее границ;

- 2) диапазон температур на поверхности и условия теплообмена с окружающей средой должны соответствовать диапазону температур и условиям теплообмена объектов, температура которых контролируется данным термоприемником.

В большинстве случаев эти требования невыполнимы, так как для этого понадобилось бы большое количество «образцовых» поверхностей из самых разнообразных материалов и создание сложной установки, обеспечивающей изменение коэффициента теплообмена в широких пределах. Кроме того, результаты такой градуировки будут действительны только до тех пор, пока условия теплообме-

на при эксплуатации термодатчика не изменяются. Всякое существенное изменение условий эксплуатации потребовало бы новой градуировки или внесения поправок, определение которых требует специальных исследований.

Для того чтобы оценить точность измерения температуры поверхности, необходимо прежде всего определять искажение температурного поля тела в результате наложения на него термодатчика. Это искажение зависит от размеров, формы, теплофизических свойств и качества обработки поверхности, а также от конструктивных особенностей и теплофизических параметров градуируемого термодатчика. Поэтому при работе с поверхностными термодатчиками необходимо наряду с градуировкой, полученной методом погружения, иметь еще и значения поправок, обусловленных теплообменом термодатчика с окружающей средой и искажением температурного поля контролируемой детали. Эти поправки могут быть рассчитаны аналитически [3]. Однако большое число упрощающих допущений, громоздкость формул, неопределенность численных коэффициентов (тепловые сопротивления, коэффициенты теплопроводности и теплообмена) — все это ограничивает возможности чисто аналитического пути и делает необходимой в ряде случаев экспериментальную оценку искажения температурного поля.

Исходя из вышесказанного, целесообразно градуировку, а также поверку и испытания поверхностных термодатчиков производить за две операции: при полном погружении в термостат, как и в случае обычных термодатчиков, и на образцовой поверхности, совмещая ее с контролем искажений температурного поля этой поверхности, вносимых градуируемым термодатчиком. Такой двухоперационный способ градуировки позволяет:

- 1) количественно определить искажения показаний (поправки), вызываемые тепловым взаимодействием градуируемого термодатчика с окружающей средой;

- 2) разделить поправки, обусловленные искажением температурного поля объекта, от поправок, обусловленных непосредственным воздействием окружающей среды на температуру чувствительного элемента, а также произвести пересчет обеих поправок применительно к другим условиям теплообмена.

Таким образом, точность измерения температуры поверхности можно повысить, совмещая аналитический и экспериментальный пути при градуировке термодатчиков, т. е. экспериментальное определение величины поправки на внешний теплообмен и искажение температурного поля при определенном материале и конкретном термодатчике и установление аналитических критериальных зависимостей обеих поправок от теплофизических свойств тела и условий теплообмена с окружающей средой.

Во ВНИИМ им. Д. И. Менделеева разработана и изготовлена установка для градуировки и исследования поверхностных термодатчиков в диапазоне температур 20 — 200°C.

В отличие от упомянутых выше паровых термостатов, установка позволяет экспериментально осуществлять градуировку термодатчиков поверхностной температуры с учетом искажения температурного поля исследуемого тела. Установка состоит из двух частей: термостата с образцовой поверхностью и измерительного стенда. Образцовой поверхностью является торец плиты из нержавеющей стали в виде цилиндра диаметром 150 мм и высотой 100 мм. Рабочая поверхность плиты отшлифована (класс чистоты $\nabla 9$). Для создания перепада температур по высоте плита установлена на плоском нагревателе. С целью выравнивания плотности теплового потока, проходящего через плиту, между нагревателем и плитой проложена медная пластина толщиной 10 мм. Кроме того, по краям плиты расположены охранное кольцо, изготовленное из того же материала, что и плита, и охранный нагреватель. Плита с нагревателем окружена изоляцией из шамотной крошки. На установке предусмотрено специальное устройство для крепления исследуемых термодатчиков.

Градуировка поверхностных термодатчиков заключается в сравнении показаний термометров, предварительно градуированных методом погружения, с температурой поверхности, не искаженной их влиянием. Для определения температуры поверхности и изучения температурного поля внутри плиты расположено 12 термопар, позволяющих определять температуру в различных точках по высоте и радиусу плиты и перепад температуры по диаметру плиты на различной высоте. Термоэлектроды термопары изготовлены из медной и константановой проволоки диаметром 0,5 мм. Свободные концы термопар помещены в блок холодных спаев с фиксируемой температурой.

Для контроля поверхностной температуры в пазах на поверхности плиты установлены три медь-константановые термопары. Все термопары через переключатели типа ПБ-12В соединены с потенциометром ПМС-48, на котором производятся измерения термо-ЭДС. Применяемые термопары и электронизмерительная установка обеспечивает погрешность определения температуры поверхности, не превышающую 0,2 град.

Размеры плиты рассчитаны таким образом, чтобы для большинства применяемых термодатчиков она являлась бесконечным телом как по толщине, так и в диаметральных плоскостях, т. е., чтобы искажения, вносимые термодатчиками, не достигали границ плиты.

При градуировке поверхностных термодатчиков необходимо знать неискаженную температуру поверхности, в то время как термопары, смонтированные под образцовой поверхностью и в пазах, показывают температуру, искаженную влиянием проверяемого термодатчика.

Наибольшая точность определения неискаженной температуры может быть получена двумя методами:

1) измерением температуры поверхности на большом удалении от места наложения термодатчика для плиты достаточно больших размеров;

2) установлением стационарного режима при каком-либо постоянном значении мощности, выделяющейся в нагревателе, и измерением температуры поверхности без термодатчика, а затем с термодатчиком при установлении нового стационарного режима (при неизменной мощности нагревателя).

Оба эти способа оказываются весьма трудоемкими ввиду высоких требований к стационарности режима.

Было решено при градуировке поверхностных термодатчиков применить метод регулярного теплового режима. Это дало возможность существенно снизить требования к стабильности мощности и теплоотдачи и сократить время эксперимента.

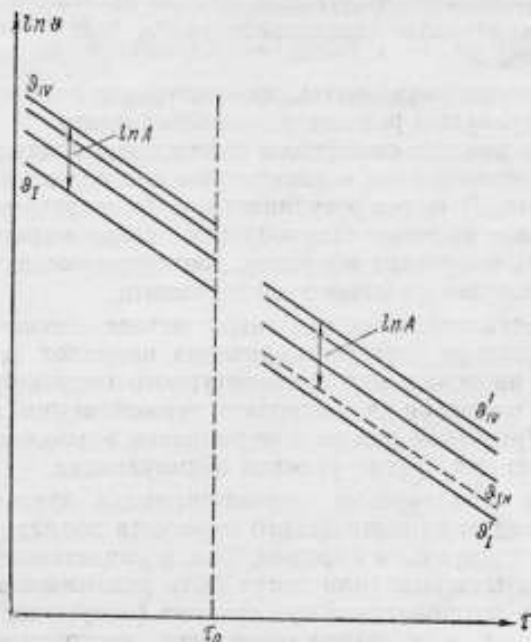
Из теории регулярного режима известно [4], что при регулярном режиме первого рода относительная скорость уменьшения избыточной температуры $\frac{1}{\theta} \cdot \frac{d\theta}{d\tau}$ остается постоянной как во времени, так

и по всему объему тела. Следовательно, температурное поле детали, измеряемое по относительной избыточной температуре любых ее точек, остается неизменным в течение всего периода регулярного режима первого рода. Это явление было решено использовать для определения искажений температуры поверхности, вносимых термодатчиком.

Эксперимент проводится следующим образом. Плита с образцовой поверхностью без термодатчика нагревается до температуры, несколько превышающей максимальную температуру градуировки, и вводится в режим свободного охлаждения. Температурное поле плиты определяется по вмонтированному в нее термодатчику, причем наступление регулярного режима контролируется обычными методами. Затем на поверхность плиты устанавливается термодатчик, после чего вновь проверяется наступление регулярного режима и определяется температурное поле. Сравнение температурных полей плиты с термодатчиком и без него позволяет в пределах точности измерения поля определить искажения температуры поверхности, вносимые термодатчиком (см. рисунок). В то же время по разности между неискаженной температурой поверхности плиты и температурой чувствительного элемента термодатчика, градуированного заранее в термостате методом погружения, можно установить поправку термодатчика, связанную с его теплообменом с внешней средой в условиях эксперимента. Неискаженную температуру поверхности нетрудно получить, воспользовавшись графиком зависимостей $\ln \theta = f(\tau)$.

Одной из характеристик температурного поля плиты является величина A , равная отношению температур в верхней и нижней точках по высоте плиты. Как видно, после установления градуируемо-

го термодатчика на образцовой поверхности температурное поле плиты искажилось (изменилось значение величины A), причем глубина искажения его оказалась меньше толщины плиты (расстояние



Изменение температуры внутри плиты при ее охлаждении.

τ_0 — момент времени, в который на поверхность установлен термодатчик;

A — величина, характеризующая неискаженное температурное поле, $\ln A = \ln \frac{\theta_{IV}}{\theta_I}$

между III и IV характеристиками не изменилось). Для определения неискаженной температуры поверхности достаточно проэкстраполировать величину $\ln A$, характеризующую неискаженное температурное поле плиты во времени, т. е. провести линию под тем же углом наклона, что и все семейство прямых, отстоящую от 4-й прямой на расстоянии

$$\ln A = \ln \theta_{IV} - \ln \theta_I = \ln \frac{\theta_{IV}}{\theta_I}.$$

Иначе

$$\ln \theta_{I \text{ неиск}} = \ln \theta'_{IV} - \ln \frac{\theta_{IV}}{\theta_I} = \ln \frac{\theta'_{IV}}{A};$$

$$\theta_{I \text{ неиск}} = \frac{\theta'_{IV}}{A}.$$

Таким образом, для определения неискаженной температуры поверхности для плиты, находящейся в регулярном режиме охлаждения I-го рода при нормальных окружающих условиях, с известной зависимостью $A = f(t_{\text{ном}})$ достаточно экспериментально определить температурную характеристику $\theta'_{IV} = f(\tau)$ для самой нижней точки плиты.

Из изложенного выше вытекают следующие преимущества градуировки в регулярном режиме охлаждения плиты: 1) градуировка производится в режиме свободного охлаждения плиты, при этом не требуется громоздких схем и аппаратуры для поддержания стационарного режима; 2) время регуляризации температурного поля значительно меньше времени установления стационарного режима; 3) возможность получения поправок, соответствующих разным температурам в результате одного эксперимента.

Как уже было отмечено, при таком методе обеспечивается раздельное определение двух составляющих поправок термодатчика: поправки на искажение температурного поля контролируемой поверхности и поправки на теплообмен термодатчика с окружающей средой. При таком разделении поправок возможен их аналитический пересчет на другие условия эксплуатации.

Результаты градуировки термодатчика двухоперационным методом и методом аналитического пересчета поправок могут быть использованы следующим образом. Так, в свидетельстве на термодатчике указываются (или могут быть реализованы на его градусной шкале) его показания при средних («нормальных») условиях эксплуатации, а в эксплуатационной инструкции — способы (и числовые коэффициенты) для расчета поправок шкалы в случае эксплуатации на поверхности других веществ и при других условиях внешнего теплообмена.

Выводы

1. Разработан двухоперационный метод градуировки поверхностных термодатчиков, заключающийся в самостоятельной градуировке чувствительного элемента термодатчика в термостате методом погружения и определении поправок к полученной градуировке, обусловленных теплообменом термодатчика с окружающей средой. Определение поправок производится в условиях регулярного режима охлаждения плиты, причем две основные составляющие этих поправок определяются порознь, что дает возможность их пересчета на другие условия теплообмена.

2. Создана установка для экспериментального определения поправок к показаниям промышленных поверхностных термодатчиков (термомпары, термометры сопротивления, термисторы, биметаллические термометры и т. д.).

ЛИТЕРАТУРА

1. Проверка приборов для температурных и тепловых измерений. Сб. инструкций методических указаний и государственных стандартов. Изд-во стандартов, 1965.
2. Лах В. И., Портан Р. А., Стадник Б. И. Методы и средства градуировки поверхностных термопреобразователей. «Измерительная техника», 1969, № 10.
3. Яришев Н. А. Теоретические основы измерения нестационарных температур. «Энергия», 1967.
4. Кондратьев Г. М. Регулярный тепловой режим. Гостехтеориздат, 1954.

Поступила в редакцию
14/III 1970 г.

ГРАДУИРОВКА ТЕРМОПРИЕМНИКОВ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ МАССИВНОГО ТЕЛА ПО ДВУМ ТОЧКАМ

Двухоперационный метод* градуировки термодатчиков, предназначенных для измерения температуры поверхности, включает два этапа: 1) определение градуировочной характеристики термодатчика методом погружения; 2) экспериментальное определение поправок на полученную характеристику, обусловленных наличием теплообмена термодатчика с окружающей средой и исследуемым телом. Значения поправок определяются на «образцовой поверхности» массивной плиты из нержавеющей стали (чистота обработки $\nabla 9$) при нормальных окружающих условиях как разность между неискаженной температурой поверхности и показаниями термодатчика

$$\Delta t = t - t_1 \quad (1)''$$

Неискаженная температура поверхности определяется опытным путем как отношение температуры в крайней нижней точке плиты к параметру, характеризующему неискаженное температурное поле данной плиты [1]:

$$t_{II} = \frac{\theta_{IV}}{A} + t_c \quad (2)$$

где $A = \frac{\theta_{IV}}{\theta}$;

θ_I, θ_{IV} — избыточные температуры, измеренные соответственно в верхней и нижней точках плиты;

* См. статью И. И. Киренкова, К. Г. Черкасовой, «О градуировке поверхностных термодатчиков» в настоящем сборнике, стр. 24.

t_c — температура окружающей среды.

Градуировка термодатчиков на образцовой поверхности производится при охлаждении плиты в условиях регулярного режима первого рода.

Даже при применении двухоперационного метода градуировка требует значительных затрат времени. Поэтому целесообразно производить градуировку термодатчиков лишь в одной или нескольких точках заданного температурного диапазона. Значения составляющих поправок в промежуточных точках можно рассчитать по интерполяционным формулам. Рассмотрим методику интерполяции поправок.

Для этой цели разделим полученную поправку на две составляющие

$$\Delta t = \Delta t_1 + \Delta t_2. \quad (3)$$

Здесь Δt_1 — искажение температурного поля в месте контакта термодатчика с образцовой поверхностью;

Δt_2 — перепад температуры на тепловом сопротивлении между поверхностью и чувствительным элементом термодатчика.

Первую составляющую можно определить экспериментально как разность между неискаженной и искаженной температурами поверхности. Кроме того, имеется аналитическая зависимость для ее определения, связывающая между собой теплофизические параметры термодатчика и тела [1],

$$\Delta t_1 = \frac{\Lambda - \alpha z}{\Lambda_0 + \Lambda} \theta_a, \quad (4)$$

где Λ — суммарная тепловая проводимость термодатчика и контактного сопротивления между образцовой поверхностью и чувствительным элементом;

Λ_0 — тепловая проводимость плиты

$$\Lambda_0 = \frac{3\pi^2}{8} \lambda_0 r;$$

λ_0 — коэффициент теплопроводности материала плиты;

r — радиус термодатчика;

α — коэффициент теплообмена образцовой поверхности с окружающей средой;

z — площадь контакта термодатчика с образцовой поверхностью;

θ — превышение неискаженной температуры образцовой поверхности над температурой окружающей среды.

Вторую составляющую поправки можно также определить экспериментально как разность между полной поправкой на показания

термоприемника и первой составляющей

$$\Delta t_2 = \Delta t - \Delta t_1, \quad (5)$$

и рассчитать аналитически в предположении, что температурное поле плиты после установления термоприемника осталось одномерным [2];

$$\Delta t_2 \Lambda_x = \Lambda_T \Phi_T, \quad (6)$$

где Λ_x — тепловая проводимость контакта между поверхностью и чувствительным элементом термоприемника;

Λ_T — тепловая проводимость термоприемника;

Φ_T — избыточная температура термоприемника.

Возможность экспериментального определения обеих составляющих поправки и наличие аналитических зависимостей, связывающих эти величины с теплофизическими свойствами термоприемника и плиты и условиями теплообмена, позволяет по результатам двух—трех опытов определить некоторые параметры термоприемника, например его тепловую проводимость, и пересчитать полученные при определенных условиях теплообмена поправки на другие условия.

В результате градуировки термоприемника при температуре поверхности t_1 , соответствующей верхнему пределу заданного температурного диапазона, получены две составляющие поправки Δt_1 и Δt_2 . По значению первой составляющей поправки Δt_1 из выражения (4) несложно вычислить суммарную проводимость термоприемника при температуре поверхности t_1

$$\Lambda_1 = \frac{\Lambda_0 \Delta t_1 + \alpha_1 \sigma \theta_n}{\Phi_n - \Delta t_1}. \quad (7)$$

При этом значение коэффициента теплообмена α_1 определяется по зависимости $\alpha = f(t_{\text{пов}})$, известной для данной плиты. Ввиду того, что коэффициент теплообмена плиты с окружающей средой меняется с изменением температуры поверхности по определенному закону, можно приближенно принять $\alpha_x = k \alpha_1(t_x - t_{\text{пов}})$ (промежуточное значение температуры поверхности). Коэффициент k определяется по известной зависимости $\alpha = f(t_{\text{пов}})$.

$$k = \frac{\alpha_x}{\alpha_1}. \quad (8)$$

Для определения значений поправок Δt_{1x} , соответствующих промежуточным значениям температуры поверхности t_x заданного диапазона температур (от температуры окружающей среды до $t_{\text{пов}} = t_1$), необходимо установить дополнительное соотношение между суммарными тепловыми проводимостями термоприемника при различных температурах поверхности. Для этого предположим,

что термодатчик представляет собой неограниченный стержень. Тогда из соотношения (2) находим его тепловую проводимость

$$\Lambda_1 \theta_1 = -\lambda_0 \frac{d\theta}{dx} \Big|_{x=0} = \sqrt{\lambda_1 \alpha_1 \rho c} \cdot \theta_1. \quad (9)$$

Из выражения (9) следует, что тепловой поток, передаваемый от поверхности к термодатчику, зависит от характера температурного поля вблизи поверхности плиты и будет меняться, главным образом, в связи с изменением температуры поверхности. Поэтому коэффициент теплообмена термодатчика меняется в зависимости от изменения температуры поверхности по тому же закону, что и коэффициент теплообмена плиты. Следовательно, можно принять

$$\frac{\Lambda_{1,x}}{\Lambda_1} = \sqrt{k}. \quad (10)$$

Суммарные тепловые проводимости Λ_1 и Λ_x связаны между собой более сложной зависимостью, так как

$$\frac{1}{\Lambda} = \frac{1}{\Lambda_1} + \frac{1}{\Lambda_x}. \quad (11)$$

Однако опыт, проведенный с термодатчиками различной конструкции, показывает, что отношение суммарных тепловых проводимостей также можно считать в пределах погрешности эксперимента, равным

$$\frac{\Lambda_x}{\Lambda_1} = \sqrt{k}. \quad (12)$$

что связано с малой величиной второго члена правой части уравнения (11).

Таким образом, пользуясь значением коэффициента Λ_1 , полученным в результате градуировки термодатчика при температуре поверхности t_1 , зависимостью $\alpha = f(t_{\text{нов}})$ и соотношением между проводимостями термодатчика при различных температурах, несложно вычислить поправки $\Delta t_{1,x}$, соответствующие промежуточным значениям температуры поверхности t_x , заданного диапазона температур

$$\Delta t_{1,x} = \frac{\Lambda_1 \sqrt{k_x} - \alpha_x \sigma}{\Lambda_0 + \Lambda_1 \sqrt{k_x}} \theta_{\text{нов}}. \quad (13)$$

Вторую составляющую поправки определяем из соотношения (6)

$$\Delta t_2 \Lambda_x = \Lambda_1 \theta_{T+}$$

В соответствии с уравнением (3) температура чувствительного

элемента термодатчика связана с температурой поверхности следующим образом:

$$t_r = t_n - \Delta t_1 - \Delta t_2. \quad (14)$$

Исходя из этого, соотношение (6) примет вид

$$\Delta t_2 \Lambda_k = (t_n - \Delta t_1 - \Delta t_2 - t_c) \Lambda_r. \quad (15)$$

Согласно выражениям (15) и (10), значение второй составляющей поправки для промежуточных температур

$$\Delta t_{2x} = \frac{\Lambda_{r1} \sqrt{k_x} (\theta_{nr} - \Delta t_{1x})}{\Lambda_k + \Lambda_{r1} \sqrt{k_x}}. \quad (16)$$

Это выражение для практических расчетов можно преобразовать.

Воспользовавшись результатами градуировки при температуре поверхности t_1 и соотношением (6), определим тепловую проводимость термодатчика

$$\Lambda_{r1} = \frac{\Delta t_{21} \Lambda_k}{\theta_{r1}}. \quad (17)$$

Используя соотношения (16) и (17), получаем

$$\Delta t_{2x} = \frac{\Delta t_{21} \sqrt{k_x}}{\theta_{r1} + \Delta t_{21} \sqrt{k_x}} (\theta_{nr} - \Delta t_{1x}). \quad (18)$$

Обозначим

$$\frac{\Delta t_{21} \sqrt{k_x}}{\theta_{r1} + \Delta t_{21} \sqrt{k_x}} = b. \quad (19)$$

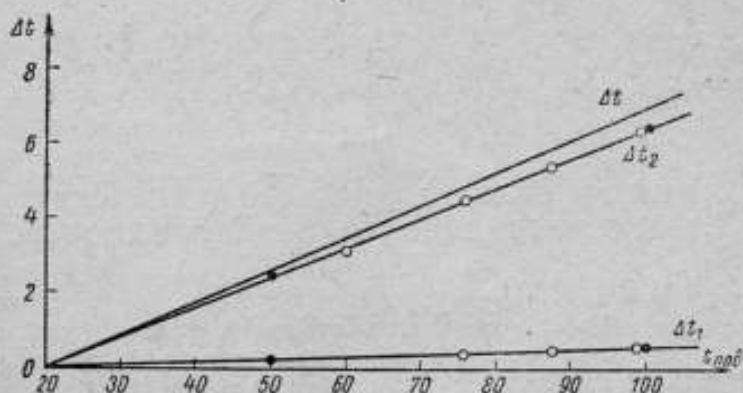
Установлено, что коэффициент b слабо зависит от температуры и может быть вычислен по данным градуировки термодатчика при температуре поверхности t_1 , равной верхнему пределу заданного температурного диапазона.

Полная поправка на градуировочную характеристику термодатчика поверхностной температуры определяется как сумма полученных составляющих

$$\Delta t_x = \Delta t_{1x} + \Delta t_{2x} = \frac{\Lambda_1 \sqrt{k_x} - \alpha_x \sigma}{\Lambda_0 + \Lambda_1 \sqrt{k_x}} \theta_{nr} + b (\theta_{nr} - \Delta t_{1x}). \quad (20)$$

Таким образом, по результатам градуировки, выполненной при температуре, соответствующей верхнему пределу заданного диапазона, можно производить интерполяцию поправок на показания ис-

следующего термодатчика в промежуточных точках, согласно выражению (20) (см. рисунок). Однако экспериментальная проверка рассматриваемой методики градуировки показала, что с целью повышения точности интерполяции целесообразно производить градуировку термодатчиков по двум точкам температурного диапазона — при максимальной и любой промежуточной температурах градуировки, — учитывая, что при температуре поверхности, равной температуре окружающей среды, обе составляющие поправки равны нулю. При этом суммарная проводимость термодатчика Λ_1 и коэффициент b определяются как средние арифметические по результатам двух экспериментов с учетом зависимости (12).



Зависимость поправки на показания поверхностного термодатчика от температуры поверхности.

● — экспериментальные данные градуировки ○ — опорные точки градуировки.

В статье И. И. Киренкова и К. Г. Черкасовой (см. настоящий сборник, стр. 24) указывается на целесообразность сочетания экспериментального и аналитического метода для определения поправки в различных условиях. В настоящей работе изложено применение этого метода для расчета поправки Δt , относящейся к температурам, отличным от тех, которые были при эксперименте. Пересчет полученных поправок для дальнейших изменений условий измерения следует проводить по таким же принципам, причем детали методики требуют дальнейшего уточнения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ярышев Н. А. Теоретические основы измерения нестационарных температур. «Энергия», 1967.
2. Гордов А. Н. Основы пирометрии. «Металлургия», 1964.

Поступила в редакцию
14/III 1979 г.

АНАЛИЗ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ

В работе [2] предложен метод оценки погрешности термопар от неоднородности, основанный на предположении о случайном характере распределения неоднородности по длине термоэлектродного материала.

Известно интегральное представление для паразитного сигнала термо-э.д.с. неоднородности в виде

$$E_n(l) = \int_0^l k(x)t(x)dx, \quad (1)$$

где $k(x)$ — функция, характеризующая распределение термоэлектрических свойств термоэлектрода по длине;
 $t(x)$ — функция, описывающая распределение температуры вдоль термоэлектрода.

Предполагается, что $k(x)$ — случайная, стационарная в широком смысле функция, эргодическая по отношению к математическому ожиданию и автокорреляционной функции; $t(x)$ — детерминированная функция.

В силу этого предположения интеграл (1) представляет собой нестационарную случайную функцию верхнего предела.

Для случайной функции $k(x)$ введем корреляционную функцию $R(\tau)$, как математическое ожидание произведения

$$R(\tau) = M[k(x)k(x+\tau)],$$

где M — символ математического ожидания.

Оценка погрешности термопары от термоэлектрической неоднородности может быть выполнена исходя из выражения (1), если известна корреляционная функция неоднородности $R(\tau)$ и распределение температур $t(x)$ вдоль термоэлектродов. Как показано в работе [2], величина паразитного сигнала термо-э.д.с. неоднородности зависит от соотношения линейных масштабов зоны градиента температуры и неоднородности. При достаточной протяженности зоны градиента температуры вклад крупномасштабных или низкочастотных неоднородностей в суммарную величину паразитной термо-э.д.с. значительно больше, чем от мелкомасштабных или высокочастотных. Это означает, что если известен спектральный состав неоднородности термоэлектродов, то при расчете термо-э.д.с. от неоднородности можно было бы не учитывать мелкомасштабные термоэлектрические неоднородности. Таким образом, знание спектрального состава неоднородности различных термоэлектродных проволок может упростить оценку погрешности термопар.

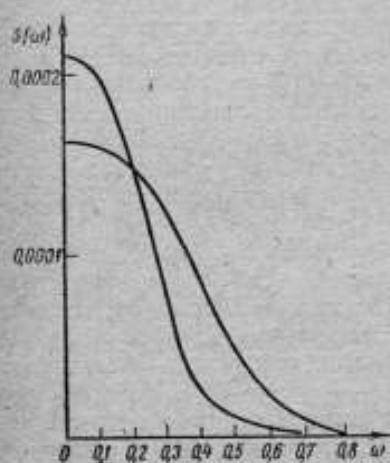


Рис. 1. Спектральная плотность неоднородности для хромели.

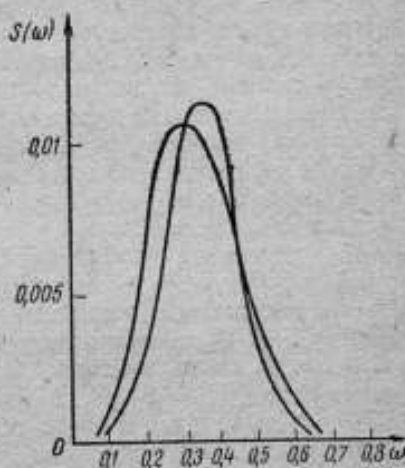


Рис. 2. Спектральная плотность неоднородности для константана.

С целью отработки методики исследования были определены спектры термоэлектрической неоднородности для константановой и хромелевой проволок. Оценка спектральной плотности функции $k(x)$ проводилась по оценке корреляционной функции с помощью соз-преобразования Фурье:

$$S(\omega) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} R(\tau) \cos \omega \tau d\tau \quad (2)$$

в интервале $(0; 1) \text{ см}^{-1}$.

Для расчета $R(\tau)$ и $S(\omega)$ на ЦВМ использовались результаты измерений методом точечной печи [2] термо-э.д.с. неоднородности на образцах константановой и хромелевой проволоки длиной 1,5 и 3 м.

Спектральные плотности $S(\omega)$ для реализаций термо-э.д.с. неоднородности проволок различных длин приведены на рис. 1 и 2. Как видно, кривые спектральных плотностей для хромелевой и константановой проволок по характеру различны. Если для хромеля $S(\omega)$ имеет максимум в начале координат, то для константана $S(\omega)$ имеет пик в некотором интервале частот (ω_1, ω_2). Характер кривых спектральной плотности для одного и того же термоэлектродного материала в зависимости от длины образца исследуемой проволоки различен.

Периоды неоднородности для исследованных образцов хромеля (длиной 1,5 и 3 м) соответственно равны $T_1 = 126$ см, $T_2 = 63$ см. Значительное расхождение периодов объясняется недостаточной длиной реализации 1,5 м, так как масштаб неоднородности для хромеля оказался соизмеримым с длиной исследованных электродов. Более достоверным следует считать $T_1 = 126$ см, полученный на 3-метровом образце, так как чем больше длина исследуемого образца, тем ближе к истинным значениям искомого функции $S(\omega)$. Можно предположить, что неоднородности с $T = 126$ см возникают в процессе формирования бухт термоэлектродной проволоки и их отжига на заводах-изготовителях. Вероятно, в этом случае свойства термоэлектродной проволоки в бухте будут меняться с периодом, равным длине винта, что при диаметре бухты порядка 40 см* составит примерно 120 см.

Для константановой проволоки длиной 1,5 м $S(\omega)$ имеет максимум при $\omega = 0,35$ см⁻¹, а 3-метровой — при $\omega = 0,3$ см⁻¹, что соответствует неоднородностям с периодами $T_1 = 18$ см, $T_2 = 21$ см. Расхождение между T_1 и T_2 не превышает 15%. Это свидетельствует о том, что выбранная длина образца 1,5 м близка к требуемой величине (соотношение $l/T_1 \approx 8$). При длине образца 3 м соотношение $l/T_2 \approx 14$ находится в соответствии с рекомендациями о длине реализации случайной функции ($l/T > 10$), необходимой для получения достоверных результатов [1].

Таким образом, в отличие от хромеля константан имеет мелко-масштабные неоднородности (порядка 20 см), что обеспечивает хорошее совпадение периодов для 1,5- и 3-метровых образцов. При наличии резкого максимума в спектре термоэлектрической неоднородности константана этот спектр можно рассматривать как узкополосный. Несложный расчет показывает, что основная часть дисперсии сосредоточена в интервале $(0,3 \div 0,65)$ см⁻¹. В дальнейшем знание ширины спектра дает возможность выработать конкретные рекомендации для правильного выбора термоэлектродных материалов при измерении в заданном поле температуры.

В качестве примера расчета погрешности от термоэлектрической неоднородности с учетом спектрального состава случайной

* В исследованиях применялась проволока из бухт такого диаметра.

функции распределения неоднородности по длине термоэлектрода вычислим погрешность для константанового образца длиной 1,5 м при температуре $t = 300^\circ$ в печи длиной $l = 50$ см:

$$t(x) = b + cx \text{ при } x < l;$$

$$t(x) = 0 \text{ при } x \geq l.$$

Принимая во внимание выявившиеся периодичности для константана с периодами $T_1 = 18$ см, $T_2 = 21$ см, корреляционную функцию $R_E(\tau)$ целесообразно аппроксимировать аналитическим выражением вида

$$R_E(\tau) = De^{-a|\tau|} \cos \omega \tau.$$

Тогда после несложных преобразований получим дисперсию суммарного паразитного сигнала [1]

$$D_E(l) = \frac{D}{\alpha^2 + \omega^2} \left\{ \frac{2}{3} \alpha c^2 l^3 + \left(2abc + \frac{c^2 \omega^2 - \alpha^2 c^2}{\alpha^2 + \omega^2} \right) l^2 + \right. \\ \left. + \left[\frac{bc(\omega^2 - \alpha^2)}{\alpha^2 + \omega^2} + 2ab^2 + \frac{2F}{(\alpha^2 + \omega^2)^2} \right] l + \right. \\ \left. + \frac{2}{(\alpha^2 + \omega^2)^3} (A \cos \omega l - B \sin \omega l) e^{-\alpha l} + \right. \\ \left. + \frac{2l}{(\alpha^2 + \omega^2)^2} (F \cos \omega l + C \sin \omega l) e^{-\alpha l} - \frac{2A}{(\alpha^2 + \omega^2)^3} \right\}, \quad (3)$$

где $A = 6\alpha^2 c^2 \omega^2 - \alpha^2 b^2 \omega^4 + \alpha^4 b^2 \omega^2 + \alpha^6 b^2 - b^2 \omega^6 - c^2 \omega^4 - \alpha^4 c^2$;

$$B = 2\alpha^5 b^2 \omega + 4\alpha^3 b^2 \omega^3 + 2\alpha b^2 \omega^5 + 4\alpha c^2 \omega^3 - 4\alpha^3 c^2 \omega;$$

$$C = 3\alpha^2 c^2 \omega - 2\alpha^3 b c \omega - 2\alpha b c \omega^3 - c^2 \omega^3;$$

$$F = 3\alpha c^2 \omega^2 + \alpha^4 b c - b c \omega^4 - \alpha^3 c^2.$$

Определив погрешность как среднеквадратическое отклонение

$$\sigma_E = \pm \sqrt{D_E(l)} \quad (4)$$

и подставив численные значения в (3), (4), получим для определяющей частоты $\omega = 0,3 \text{ см}^{-1}$ $\sigma_E = \pm 3,9 \text{ град}$.

Для оценки пределов допустимости применяемых упрощений необходимо проведение экспериментов по определению спектров термоэлектрической неоднородности типичных образцов термоэлектродов и контрольных определений погрешностей от термоэлектрической неоднородности при известном распределении температур вдоль электродов.

В заключение отметим, что вероятностные методы исследования термоэлектрической неоднородности позволяют получить обобщенную оценку погрешности от неоднородности для каждого термоэлектродного материала для любых условий измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пугачев В. С. Теория случайных функций. Физматгиз, 1962.
2. Тартаховский Д. Ф. Расчет погрешности термомпары от термоэлектрической неоднородности ее электродов. Труды метрологических институтов СССР, вып. 105 (165), Изд-во стандартов, 1969.

Поступила в редакцию
14/III 1970 г.

СЛИЧЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЛАМП
В МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТАХ

Получение единообразных результатов измерения температуры возможно при непрерывном совершенствовании и развитии эталонных и образцовых приборов, осуществляющих и передающих с высокой точностью значение Международной практической температурной шкалы (МПТШ). Передача шкалы [1] в интервале яркостной температуры 1063—2000°C от эталонов ВНИИМ к приборам 1-го разряда осуществляется с помощью рабочих эталонов — наборов температурных ламп, которыми оснащены все метрологические институты [2]. В каждый набор входят три лампы: градуированные при 1063°C; при 1063°C и в интервале 800—1400°C через 100 град; в интервале 1300—2000°C через 100 град и при 1063°C.

Выбор пределов градуировки ламп позволяет сличать между собой две лампы при температурах 1300 и 1400°C и три лампы при 1063°C. При этом периодическое сличение ламп позволяет осуществлять контроль стабильности их характеристик. Сличение наборов рабочих эталонов с эталонами-копиями производится во ВНИИМ не реже одного раза в полтора года.

Передача значений температурной шкалы в области оптической пирометрии в интервале температур 800—2000°C при длине волны 656,3 нм от рабочих эталонов к образцовым приборам и лампам осуществляется в настоящее время метрологическими институтами и поверочными лабораториями ГКЛ с помощью фотоэлектрических спектропирометров типа СПК-2 [3], СПК-3 [4] и СПП-58 [5], а также визуальных оптических пирометров типа ЭОП-51 [6] и ОП-48 [7]. Все эти приборы разработаны и изготовлены в ХГНИИМ. Во ВНИИМ с 1940 г. применяется прибор типа АП-1 [8, 9], а с 1962 г. — фотоэлектрический спектропирометр СП-4К [2].

В настоящей статье описаны круговые сличения, выполненные для установления возможных расхождений в результатах передачи температурной шкалы. Группа из четырех температурных ламп градуирована при яркостной температуре в красной длине волны ($\lambda_e = 656,3 \text{ нм}$) всеми метрологическими институтами. Две лампы этой группы — типа ЛТ-1 № 994 и Си-10-300 № 72 — градуировались в интервале температур 800—1400°C; две другие типа Си-10-300 № 780 и 801 — градуировались в интервале температур 1300—2000°C. Причем лампа № 801 градуировалась со стеклом ПС-5, с помощью которого излучение вольфрамовой ленты в интервале длины волны 600—700 нм приближается к излучению черного тела [10]; с помощью такой лампы можно поверять образцовые оптические пирометры, не исследуя дополнительно, выполняется ли условие Фута для поглощающих стекол пирометра. Градуировка двух ламп в одном и том же интервале температур со стеклом ПС-5 и без него позволяет выявить систематические погрешности передачи шкалы температур в этом интервале температур, связанные с применением поглощающих светофильтров.

Все лампы, подготовленные для сличений, предварительно были отожжены и исследованы на стабильность градуировки. Для этого каждую лампу градуировали при температуре около 1200°C, а затем подвергали нагреву в течение 5—6 час при температуре 1800°C, после чего проверяли сохранность градуировки.

Кроме того, проверялась степень неоднородности температурного поля ламп в рабочем ее участке, так же как и в прежних работах ВНИИМ, по изменению яркости, измеряемой на спектропирометре, возникающему при смещении ленты лампы в плоскости, перпендикулярной оптической оси на 0,15 мм вверх, вниз, вправо и влево (см. табл. 1). Уравнение яркостей производилось с одной установки лампы при температуре порядка 1100°C.

Таблица 1

№ ламп	Изменение яркостной температуры при смещении изображения ленты, град			
	вверх	вниз	вправо	влево
994	-0,1	-0,4	+0,3	-0,2
72	-0,3	0,0	-0,3	-0,6
780	0,0	+0,03	+0,3	+0,4
801	+0,01	+0,10	+0,03	+0,07

Подготовленный набор температурных ламп градуировали во ВНИИМ по четырем различным приборам в 1965 г., а затем повторно проверяли в 1968 г. после завершения круговых сличений. Ре-

Сила тока в лампе (в амперах)

t, °C	ВНИИМ, 1965 г.			СП-4К	СП-4К	СП-51 № 1	ВНИИМ, 1968 г.	Калужская ГКЛ, март 1966 г.		ВНИИК, июль 1968 г.	СНИИМ, апрель 1967 г.		Свердловская Филиал ВНИИМ, декабрь 1967 г.	ХТНИИМ, 1968 г.		
	СП-4К	АП-1	СПП-58					СП-4К	ЭОП-51 № 15		СПП-58 № 2	ЭОП-51М № 6			СПК-2	ОП-48 № 3
800	8,232	8,20	—	—	8,25	8,27	—	8,238	8,20	—	8,246	8,23	—	—		
900	8,788	8,78	—	—	8,81	8,83	8,78	8,784	8,76	8,78	8,776	8,78	8,776	8,78		
1000	9,428	9,42	—	—	9,44	9,45	9,43	9,429	9,42	9,43	9,416	9,42	9,416	9,42		
1063	9,885	9,90	—	—	9,92	9,92	9,90	9,890	9,88	9,90	—	9,89	—	9,89		
1100	10,184	10,22	9,92	9,885	10,20	10,20	10,20	10,175	10,17	10,20	10,188	10,18	10,188	10,18		
1200	11,102	11,12	10,21	10,181	11,12	11,10	11,12	11,103	11,12	11,12	11,108	11,10	11,108	11,10		
1300	12,169	12,21	12,20	12,163	12,19	12,19	12,18	12,181	12,19	12,18	12,184	12,16	12,184	12,16		
1400	13,386	13,40	13,40	13,372	13,35	13,42	13,39	13,392	13,39	13,39	13,399	13,36	13,399	13,36		

Лампа № 994	
800	9,086
900	9,619
1000	10,270
1063	10,756
1100	11,060
1200	12,010
1300	13,113
1400	14,371

Лампа № 72	
800	9,05
900	9,62
1000	10,30
1063	10,757
1100	11,063
1200	12,013
1300	13,114
1400	14,371

t, °C	ВНИИМ, 1965 г.		ВНИИМ, 1968 г.	Калужская ГСЛ, март 1966 г.		ВНИИМ, июль 1968 г.	СНИИМ, апрель 1967 г.		Свердл. Фонд ВНИИМ, декабрь 1967 г.	ХГНИИМ, 1968 г.
	СП-4К	АП-1		СПП-58	ЗОП-51 № 1		СП-4К	ЗОП-51 № 2		

Л а м п а № 801-ПС-5

1063	11,241	11,246	—	—	11,244	11,26	11,25	11,247	—	11,23
1300	14,031	14,03	—	14,02	14,026	14,04	14,03	—	—	14,03
1400	15,504	15,53	—	15,52	15,512	15,52	15,53	15,511	15,491	15,47
1500	17,124	17,15	—	17,15	17,103	17,20	17,20	17,126	17,112	17,10
1600	18,870	18,90	—	18,92	18,873	18,91	18,97	18,870	18,867	18,88
1700	20,742	20,76	—	20,77	20,743	20,78	20,80	20,735	20,735	20,76
1800	22,703	22,72	—	22,72	22,726	22,76	22,78	22,706	22,711	22,74
1900	24,743	24,76	—	24,80	24,761	24,80	24,84	24,766	24,776	24,83
2000	26,894	26,91	—	26,96	26,918	26,97	27,00	26,930	26,920	27,05

Л а м п а № 780

1063	10,732	10,74	—	—	10,744	10,75	10,75	10,744	—	10,73
1300	13,190	13,19	—	13,20	13,200	13,20	13,23	—	—	13,21
1400	14,481	14,51	—	14,50	14,492	14,50	14,50	14,505	14,516	14,48
1500	15,898	15,94	—	15,91	15,881	15,90	15,90	15,931	15,928	15,93
1600	17,418	17,45	—	17,44	17,415	17,45	17,45	17,461	17,462	17,46
1700	19,061	19,08	—	19,08	19,045	19,08	19,11	19,062	19,094	19,09
1800	20,781	20,79	—	20,79	20,757	20,79	20,84	20,800	20,814	20,81
1900	22,544	22,55	—	22,56	22,524	22,55	22,55	22,586	22,601	22,61
2000	24,414	24,36	—	24,40	24,364	24,39	24,50	24,425	24,444	24,53

зультаты измерений, выполненных различными институтами, представлены в табл. 2. Здесь же указаны приборы, с помощью которых производилась передача значений температуры от рабочих эталонов к градуируемому набору температурных ламп.

По результатам сличений температурных ламп, представленным в табл. 2, вычислены средние значения силы тока данной лампы для

Таблица 3

Средняя квадратическая погрешность, град

$t, ^\circ\text{C}$	ЛТ-1 № 994	СИ-10-300 № 72	СИ-10-300 № 780	СИ-10-300 № 801+ПС-6
800	3,1	1,8	—	—
900	2,3	1,1	—	—
1000	1,3	1,0	—	—
1063	1,6	1,1	0,7	0,7
1100	1,7	1,3	—	—
1200	1,1	1,5	—	—
1300	1,2	1,4	1,5	0,6
1400	1,4	1,3	0,9	1,2
1500	—	—	1,9	2,1
1600	—	—	1,4	1,8
1700	—	—	1,1	1,1
1800	—	—	1,4	1,3
1900	—	—	1,8	1,4
2000	—	—	2,2	1,7
Среднее значение σ	$\pm 1,7$	$\pm 1,3$	$\pm 1,4$	$\pm 1,3$
Среднее значение σ без $t=800$ и 900°	$\pm 1,4$	$\pm 1,3$		

каждой температуры и определены отклонения от среднего значения результатов градуировки ламп различными приборами. Для каждой температуры данной лампы рассчитана средняя квадратическая погрешность (см. табл. 3)

$$\sigma = \pm \sqrt{\frac{\sum \Delta I^2}{n-1}},$$

где ΔI — отклонение силы тока, полученного при градуировке лампы каждым прибором от среднего значения;

n — число приборов, с помощью которых градуировали лампы.

В табл. 3 приведены также средние арифметические значения этих погрешностей для всех ламп, а для ламп № 994 и 72 — средние арифметические без учета температур 800 и 900°C. Как видно, погрешность градуировки ламп в среднем составляет около 1,4 град

Отклонения (в град) от градуировки ВНИИМ (СП-4К, 1965 г.)

t, °C	ВНИИМ				Казанская ГЭЛ		ВНИИМ, ЭОП-5М	СНИИМ		Средне- годовая длина ВНИИМ, ЭОП-5Л	ХГНИИМ, ЭОП-5Л
	АЛ-1	СПП-58	ЭОП-51	СП-4К, 1968 г.	ЭОП-51	СПП-58		СПК-2	ОП-48		
1000	-0,1	-	-2,2	-	-0,7	-1,8	-0,2	-0,4	-0,6	1,2	0,9
1063	-1,2	-3,3	-	-0,4	-1,8	-1,6	-0,9	-0,5	0,0	-	0,3
1100	-3,4	-2,2	-2,7	0,0	-0,4	-0,8	-1,2	1,1	0,2	0,2	0,6
1200	-2,4	-2,6	-1,2	-0,2	-0,0	0,1	-0,8	0,6	-0,8	0,4	1,0
1300	-1,6	-2,4	-0,5	-0,0	-0,3	-0,9	-0,5	-0,2	-1,2	0,4	0,3
1400	-1,7	-1,2	-1,6	0,0	-0,4	-1,9	-0,3	-0,1	-0,8	-0,6	1,7
1500	-2,0	-	-1,1	1,2	-2,3	-2,3	-4,6	-1,1	-2,0	-0,6	-0,3
1600	-1,7	-	-2,0	0,0	-2,0	-3,5	-4,2	-1,2	-2,8	-1,2	-1,4
1700	-1,0	-	-1,2	0,4	-1,4	-2,7	-3,0	-0,6	-1,2	-0,7	-1,2
1800	-0,6	-	-0,6	0,0	-1,4	-3,0	-3,3	-0,5	-1,4	-1,0	-1,5
1900	-0,4	-	-1,1	0,0	-1,5	-4,3	-4,1	-1,4	-1,4	-1,9	-3,2
2000	0,8	-	-0,9	0,8	-0,9	-3,7	-2,0	-0,8	-2,0	-1,0	-5,2

и не зависит от конструкции ламп (ЛТ-1* или Си-10-300) и от того, производится ли градуировка лампы на высокие температуры со стеклом ПС-5 или без него.

При рассмотрении отклонений градуировок ламп, произведенных различными приборами, от градуировки во ВНИИМ на спектропирометре СП-4К (1965 г.) (см. табл. 4), оказалось, что:

- 1) лампы за период сличений не изменили первоначальной градуировки (СП-4К, 1968 г.);
- 2) погрешность градуировки ламп фотоэлектрическим методом на различных приборах (СП-4К, 1968 г. и СПК-2) в большинстве случаев меньше одного градуса;
- 3) градуировка ламп на СПП-58 в настоящее время не повышает точность по сравнению с визуальными приборами;
- 4) из визуальных приборов лучшие результаты получены в Свердловском филиале ВНИИМ и СНИИМ.

Естественно, что проведенные сличения недостаточны для определения систематических погрешностей шкалы, присущих всем приборам, участвующим в сличениях и, следовательно, недостаточны для источников погрешностей, вызывающих расхождения.

Максимальное расхождение результатов при сличении ламп различными пирометрами, выполненными различными институтами за период 1961—1962 гг. [12], достигало 10 град в интервале температур 1000—2000°C при средней квадратической погрешности ± 4 град.

Как видно из изложенного выше, в 1965—1968 гг. максимальное расхождение результатов сличений ламп не превышает 6 град при средней квадратической погрешности $\pm 1,4$ град. Отсюда следует, что расхождение между градуировками температурных ламп в различных метрологических институтах, как правило, не должно превышать 3 град (2 σ), но в отдельных случаях может достигать 6 град.

ЛИТЕРАТУРА

1. Поверочные схемы. Изд-во стандартов, 1965.
2. Крахмальникова Г. А. Эталоны высоких температур. Труды института Комитета, Изд-во стандартов, вып. 87 (147), 1966.
3. Ковалевский В. А. О нулевом модуляционном методе при фотоэлектрических измерениях. «Приборы и техника эксперимента», 1959, № 3.
4. Ковалевский В. А., Боярский Л. А. Объективный спектропирометр СПК-2. «Измерительная техника», 1958, № 6.
5. Боярский Л. А. и Ефремова Р. И. О расширении шкалы объективного спектропирометра. ПМТФ, 1962, № 6.
6. Кандыба В. В., Шпигельман Е. С., Финкельштейн В. Е. Прецизионный оптический пирометр. «Измерительная техника», 1956, № 5.
7. Кандыба В. В. Приборы для точного измерения высоких температур. «Измерительная техника», 1956, № 1.
8. Парвицкий В. И. Экстраполяция температур от точки плавления золота при помощи оптического пирометра. Труды ВНИИМ, вып. 2 (47), 1941.
9. Гордов А. Н., Лапина Э. А., Диомидова Г. Г. Воспроизведение международной шкалы температур от 1063°C и выше. Труды ВНИИМ, вып. 5 (65), 1949.

* В настоящее время эти лампы сняты с производства, но были включены в сличения, поскольку находятся еще в обращении.

10. Гордов А. Н., Киренков И. И., Лапина Э. А. Новый метод поверки оптических пирометров. Труды ВНИИМ, вып. 25 (85), Маягиз, 1955.

11. Крахмальникова Г. А. Построение температурной шкалы фотоэлектрическим методом в широком спектральном интервале. Труды ВНИИМ, вып. 71 (131), Стандартгиз, 1963.

12. Лапина Э. А. Сличение температурных ламп в институтах Госкомитета стандартов, мер и измерительных приборов. Новые научно-исследовательские работы по метрологии. Информ. сборник № 3, Изд-во стандартов, 1964.

13. ГОСТ 1400-68. Лампы температурные образцовые.

14. Лапина Э. А. Усовершенствование методики юстировки ламп. Труды ВНИИМ, вып. 105 (165), Изд-во стандартов, 1969.

Поступила в редакцию

14/III 1970 г.

АППАРАТУРА ДЛЯ ОСУЩЕСТВЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ЗАТВЕРДЕВАНИЯ ПЛАТИНЫ

С развитием фотоэлектрических методов измерений существенно повысилась точность методов оптической пирометрии, используемых при эталонных работах в области высоких температур. Температура затвердевания платины (точка платины) имеет большое значение для повышения точности эталонов высоких температур. Она позволит сличить между собой результаты независимого построения температурной шкалы в разных областях видимой части спектра и тем самым выявить и устранить систематические погрешности, возникающие при измерениях в разных областях спектра, а также снизить случайные погрешности. Кроме того, черное тело в точке платины может явиться надежным средством экстраполяции шкалы в ультрафиолетовую и инфракрасную часть спектра.

В сентябре 1966 г. на заседании рабочей группы Консультативного Комитета по термометрии Н. Preston Thomas предложил применять при построении Международной практической температурной шкалы (МПШТ) термопары в качестве эталонов вплоть до точки платины ($\sim 1770^\circ\text{C}$) и только в этой точке осуществлять переход к оптическим методам построения шкалы, а во избежание возможных неточностей воспроизводить новую фиксированную точку платины с помощью фотоэлектрического пирометра.

Точка платины уже давно применяется в фотометрии в качестве светового эталона. При этом практикуется нагрев платины током высокой частоты в вертикальном тигле [1—3] с погружаемой в него полостью черного тела. Такой способ нагрева, прогрессивный 20—30 лет тому назад, в настоящее время не удовлетворяет требованиям точности, так как индукционные токи нагревают непосредственно платину, а окружающие детали, начиная с тигля, нагреваются только от платины путем теплопроводности. За счет этого вокруг

платины возникают большие градиенты температуры, которые приводят к большой неоднородности температурного поля, искажающего излучение полости. Вследствие этого, как показали международные сличения, нестабильность и разброс платиновых световых эталонов составляет 1—2% по яркости (2—4 град), что было ощутимо уже при визуальных измерениях [4, 5]. С 1962 г. в таких странах, как США, ГДР, ФРГ и, в первую очередь в Канаде, проводятся работы по усовершенствованию светового эталона — модели черного тела при температуре затвердевания платины [4, 6, 7, 8].

Имеются указания о применении платиновой точки для проверки и уточнения шкалы высоких температур [9]. В этом случае использовалась стандартная конструкция светового эталона и были получены вполне удовлетворительные результаты для визуального метода. Однако они не дали возможности для какой-либо экстраполяции шкалы по спектру, так как в то время шкала осуществлялась только в красной области спектра. Однако проверка надежности шкалы была проведена вполне успешно.

В литературе отсутствуют какие-либо описания о попытках применения платиновой точки в пирометрии с использованием фотоэлектрического метода измерений или использования различных областей спектра, о попытках усовершенствования конструкции платиновой точки применительно к этим задачам. Цель описываемой работы — создание горизонтальной модели черного тела, позволяющей осуществлять реперную точку платины с помощью фотэлектрической установки.

Тигель «модель черного тела»

Температура равновесия между твердым и жидким металлом осуществляется тигельным методом. Наиболее распространенный в мировой практике метод вертикального тигля [1, 2, 3, 4] обладает существенным недостатком. Обычно пирометр устанавливают так, чтобы направление визирования было горизонтальным, тогда ось модели черного тела, погруженного в тигель с расплавленным металлом, и линия визирования пирометра оказываются взаимно перпендикулярным. Горизонтальное направление визирования модели черного тела осуществляется при помощи призмы внутреннего отражения с последующим введением поправки на поглощение света в призме. При этом возникают трудно учитываемые погрешности.

В пирометрической практике методом горизонтального тигля воспроизводят основную реперную точку температурной шкалы — точку затвердевания золота [10, 11]. Преимущества этого метода следующие:

- 1) отпадает необходимость введения призмы полного отражения с линзой, а вместе с ними — один из источников погрешности;
- 2) черное тело может быть установлено ближе к объективу пирометра;
- 3) горизонтальная печь легче и точнее может быть смонтирована на оптической скамье спектропирометра. Однако изготовление

тигля, способного работать в горизонтальном положении, затруднительно.

Для эталонных работ при осуществлении реперной точки золота используется горизонтальный метод, при котором тигель «модель черного тела» выполняется из графита. Для платины графит непригоден, так как она способна растворять углерод, а это в свою очередь может вызвать изменение температуры фазового перехода до 40 град.

При выборе материала тигля учитывались температуры плавления, чистота и коэффициенты линейного расширения материалов при изменении температуры [12, 13].

Было решено* изготовить модели из окиси алюминия для заполнения их платиной. Тигель «модель черного тела», изготовленный из чистой окиси алюминия, имеет излучающую полость длиной 25 мм, диаметром 7 мм и выходным отверстием 2 мм, которое визируется пирометром.

Для заправки платины в тигель из нее была изготовлена заготовка, которая после плавления в вертикальной печи заполняла все его рабочее пространство. Затем тигель с платиной помещали в горизонтальную печь, предварительно отжюстированную и установленную на скамье спектропирометра СП-4К.

Печь для осуществления реперной точки платины

Температуру фазового перехода для метрологических целей чаще всего определяют методом температурных остановок на кривых нагревания и охлаждения. В момент фазового перехода за счет выделения или поглощения тепла температура образца остается постоянной, несмотря на продолжающийся рост или падение температуры печи. Этот момент используется для определения температуры плавления или градуировки прибора.

Печь, реализующая температуру фазового перехода, должна точно и многократно воспроизводить рабочую температуру, а также обеспечивать однородность температуры рабочего пространства с точностью, равной точности измерения. При этом под рабочим следует понимать пространство, охватывающее излучающую полость модели черного тела и все детали, непосредственно влияющие на ее теплообмен.

Основная трудность заключается в получении равномерного температурного поля протяженностью около 100 мм при температуре порядка 1800—1850°C. Кроме того, для возможности работы на спектропирометре эта печь должна быть горизонтальной с открытым рабочим пространством [14]. Все это ограничивает выбор материалов. При разработке конструкции печи для платины использовали опыт точного осуществления золотой точки [11]. Для основного нагревателя была выбрана платинородиевая лента с 40%-м

* При консультации с сотрудниками Украинского научно-исследовательского института огнеупоров (г. Харьков), Ленинградского института огнеупоров, кафедры огнеупоров института им. Менделеева (г. Москва).

содержание родия. Применение сплава с более высоким содержанием родия нецелесообразно, так как температура плавления такого сплава повышается незначительно (рис. 1), а появление хрупкости с увеличением родия затрудняет работу с таким материалом [15].



Рис. 1. Диаграмма состояния платина-родий.

● — данные Фрейсснера и Мюллера;
○ — данные Аикена.

Печь (рис. 2) имеет две обмотки: основную 2, навитую на трубу 1 из окиси алюминия с внутренним диаметром 25 мм, наруж-

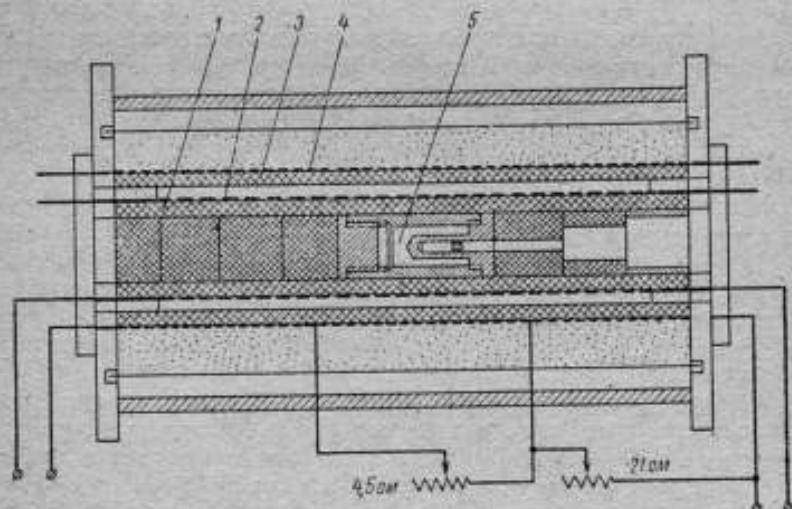


Рис. 2. Эскиз печи в разрезе.

ным — 32 мм и длиной 510 мм (длина рабочего участка трубы 410 мм) — представляет собой 40%-ю платинородиевую ленту шириной 6 мм, толщиной 0,25 мм, навитую равномерно с шагом 7 мм.

Другая обмотка 4 — дополнительная — намотана с шагом 3 мм, на вторую трубу 3 из окиси алюминия с внутренним диаметром 41 мм, наружным 48 мм (длина рабочего участка трубы 405 мм) — выполнена из 20%-й платинородиевой ленты шириной 2 мм, толщиной 0,3 мм и представляет собой секционированную обмотку, части которой могут быть зашунтированы сопротивлениями, величина которых подбирается экспериментально при определении и выравнивании температурного градиента вдоль печи.

Тигель «модель черного тела» 5 устанавливается в печи в области наименьшего градиента температур. Для уменьшения теплопроводности перед тиглем устанавливаются диафрагмы из окиси алюминия, а за ним — цилиндры из этого же материала.

Область наименьшего градиента определялась путем измерения распределения температурного градиента вдоль печи при заполненном рабочем пространстве втулками из окиси алюминия для приближения режима печи к рабочему. При силе тока 15,5 а в основной обмотке и 5,7 а — в дополнительной при включении в центральную часть ее шунта 1,8 ом получается равномерное поле ($\pm 1^\circ\text{C}$) в рабочем пространстве протяженностью 180 мм. Данная печь обладает большой инерционностью, до достижения нужного режима работы печи необходим ее прогрев в течение 4—5 часов.

Осуществление реперной точки платины

Осуществление реперной точки затвердевания платины заключается в фиксации яркости черного тела при этой температуре и передаче этой яркости пирометрам или температурным лампам. С помощью фотоэлектрического метода точка платины осуществляется так, чтобы яркость черного тела при температуре затвердевания платины сравнивалась с яркостью ленты температурной лампы. Изменением накала последней следует уравнивать эти яркости и измерить силу тока накала. После этого лампа сможет воспроизводить температуру затвердевания платины и применяться для градуировки рабочих эталонов.

Во ВНИИМ основные метрологические работы в области высоких температур выполняются с помощью спектропирометрической установки СП-4К [16, 17, 18], входящей в состав первичного эталона. Принцип действия установки основан на нулевом модуляционном методе.

В установке применен двойной монохроматор, что исключает влияние рассеянного света [19] и позволяет радикально решать вопрос о точности определения эффективной длины волны.

Двойной монохроматор позволяет работать в интервале длин волн 470—1000 нм. При этом линейная дисперсия составляет 3,6—47,0 нм/мм. Чувствительность установки 0,02—0,05 град для красной области спектра при температуре 1063°C.

Исследование модели черного тела с платиной проводилось сле-

дующим образом*. На оптическую скамью спектропиromетра с одной стороны устанавливали температурную лампу, а с другой —

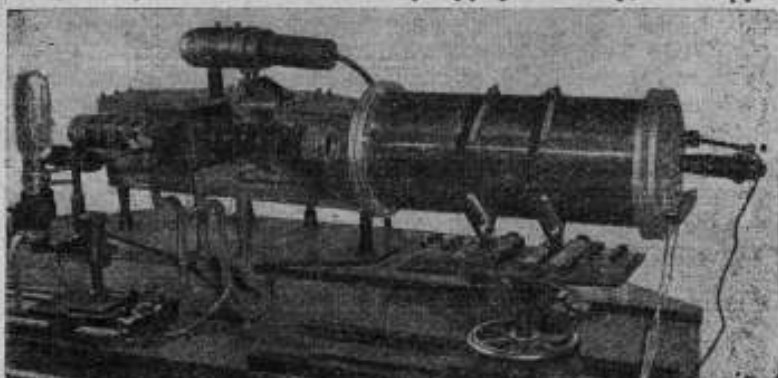


Рис. 3. Оптическая скамья спектропиromетра с печью с тиглем «модель черного тела».

печь с тиглем «модель черного тела» (рис. 3). Медленным нагревом печь доводили до температуры, несколько превышающей тем-

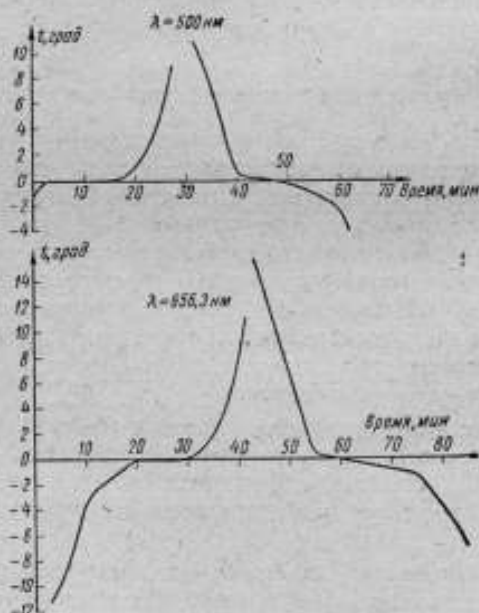


Рис. 4. Площадки плавления и затвердевания платины при двух значениях длины волны.

пературу плавления платины. Момент окончания плавления определяли по быстрому возрастанию яркости визуруемой полости го-

* В проведении экспериментов принимали участия А. А. Сеньченкова и Г. В. Павлова.

ризонгальной модели черного тела. После ряда проб удалось подобрать при нагреве и охлаждении печи такую силу тока в нагревательных обмотках, что постоянство яркостей на ступеньках плавления и затвердевания наблюдалось в течение 10—15 мин. Пока яркость модели черного тела оставалась неизменной, уравнивали яркость температурной лампы и измеряли ее силу тока при плавлении и затвердевании платины. На рис. 4 представлены площадки плавления и затвердевания платины для двух длин воли — 656,3 и 500 нм — при силе тока основной обмотки печи 16,5 и 14,0 а и дополнительной обмотки 6,2 и 5,3 а. Произведено шесть серий измерений. Значение средней квадратической погрешности ряда измерения для каждой серии составляет в среднем $\pm 0,2$ град.

Сходимость результатов серий при $\lambda = 656,3$ нм составляет $\pm 0,3$ град.

Заключение

Точка платины осуществлена горизонтальным методом с помощью специального тигля, изготовленного из чистой окиси алюминия. Высокотемпературная печь, образующая при работе вместе с тиглем горизонтальную модель черного тела при температуре затвердевания платины, обеспечивает высокую однородность температурного поля излучающей полости и прилегающих к ней участков рабочего пространства, что необходимо для высокой точности метрологических работ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тиходеев П. М. Новый Государственный световой эталон СССР. Изд-во АН СССР, 1949.
2. Sanders C. L. Pros. Verb des Seances du C. J. P. M. 2 nd Series 20, 1946, p. 119.
3. Preston J. Pros. Verb des Seances du C. J. P. M. 2 nd, Series-B. p. 42 1958.
4. Sanders C. L. and Jones Q. C. J. Opt. Soc. of Amer, vol 52, July, 1962, № 6, 7, p. 731.
5. Tikhodeev P. M. Pros. Verb. des Seances du C. J. P. M. 2 nd-Series 26-B, p. 46, 1958.
6. Sanders C. L. «Metrologia», v. 3, № 4, 1967, p. 119—129.
7. Tecle R. P. Comite Consultatif de Photometrie, 5-e Session, Paris, p. 23—28.
8. Fischer B. und Krönert R. «Feingerätetechnik», 12, 1963, s., 405.
9. Гордов А. Н., Ланина Э. А., Дюмидова Т. Г. Воспроизведение международной шкалы температур на участке от 1063°C и выше. Труды ВНИИМ, вып. 5 (65), 1949.
10. Гордов А. Н. О точности воспроизведения термодинамической шкалы температур в области выше 1063°C. Труды ВНИИМ, вып. 9 (69), 1950.
11. Кирикков И. И., Крахмальникова Г. А. Исследование фотоэлектрическим методом горизонтальной модели черного тела при температуре затвердевания золота. Труды институтов Комитета, вып. 51 (111), 1961.
12. Физический энциклопедический словарь, т. 3, «Советская энциклопедия», 1960—1962, стр. 580.
13. Кинжери В. Д. Измерения при высоких температурах, Гос. научно-техн. изд-во литературы по черной и цветной металлургии, 1963.

14. Крахмальникова Г. А. Построение температурной шкалы фотоэлектрическим методом в широком спектральном интервале. Труды институтов Комитета, вып. 71 (131), 1963.

15. Бойцов А. В., Бойцов Г. Ф., Авдонина Н. А. Благородные металлы. Металлургиздат. М., 1946.

16. Киренков И. И., Крахмальникова Г. А. Спектропирометрическая установка ВНИИМ. «Измерительная техника», 1962, № 5.

17. Киренков И. И., Крахмальникова Г. А. Спектропирометрическая установка для устранения температурной шкалы фотоэлектрическим методом. Труды институтов Комитета, вып. 71 (131), 1963.

18. Крахмальникова Г. А. Эталоны высоких температур. Труды институтов Комитета, вып. 87 (147), 1966.

19. Киренков И. И. Влияние рассеянного света в оптических устройствах точной пирометрии. Труды институтов Комитета, вып. 71 (131), 1963.

Поступила в редакцию

14/III 1970 г.

**ЯРКОСТНЫЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ МОДЕЛЕЙ
ЧЕРНЫХ ТЕЛ ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА**

Все приборы для измерения высоких температур методами оптической пирометрии, независимо от принципа их действия, градуируются прямо или косвенно по основному пирометрическому эталону, воспроизводящему температуру равновесия между жидким и твердым золотом, равную $1064,43^{\circ}\text{C}$.

Во ВНИИМ для осуществления эталона при температуре плавления золота применяется метод горизонтального излучателя «черное тело» [1, 2]. С помощью такого излучателя на эталонных установках СП-4К и СПКУ осуществляется градуировка рабочих эталонов — температурных ламп типа СИ-10-300, служащих для хранения, поддержания и передачи температурной шкалы выше $1064,43^{\circ}\text{C}$.

Погрешности воспроизведения этой шкалы методами оптической пирометрии, кроме чисто методических и аппаратурных, определяются также погрешностями в значении яркостной температуры излучателя «черное тело», соответствующей состоянию фазового перехода между твердым и жидким золотом. Эти погрешности в значительной степени могут быть оценены теоретически.

Систематические погрешности экстраполяции температурной шкалы можно оценить при наличии другого, более высокотемпературного излучателя «черное тело», задающего температуру фазового перехода иного металла.

В 1967—1969 гг. во ВНИИМ разработана аппаратура, позволяющая осуществить воспроизведение точки равновесия между жидкой и твердой платиной в горизонтальном излучателе «черное тело». Эта новая реперная точка позволит расширить верхний предел и выявить систематические погрешности экстраполяции существующей температурной шкалы.

Осуществление постоянных точек равновесия между жидким и твердым золотом и платиной

Для осуществления температуры фазового перехода между жидким и твердым золотом или платиной были изготовлены горизонтальные двухобмоточные печи с достаточно равномерными температурными полями в их центральной части, устройство которых описаны в работе [2].

Тигель, являющийся горизонтальным излучателем «черное тело», устанавливался в печи в области наименьшего градиента температуры. Чтобы уменьшить теплообмен между холодными концами печей и излучателем и для защиты его от быстрого обгорания, перед ним устанавливались диафрагмы из графита и шамота (золото) и окиси алюминия (платина), а позади — цилиндры из этих же материалов.

Для осуществления реперных точек золота и платины во ВНИИМ применялись тигли, описания которых даны в работе [2] и в статье Г. А. Крахмальниковой и Л. И. Ошариной (см. настоящий сборник стр. 51). Они представляют собой полые цилиндры из чистого графита (золото) и окиси алюминия (платина).

Передние крышки цилиндров представляют собой внутреннюю излучающую цилиндрическую полость. Характеристики золота, платины, графита и окиси алюминия, применяемые для описываемых работ, приведены в работе [2].

Оценка яркостной температуры горизонтальных черных тел при температурах фазового перехода золота и платины

Рассмотрим ряд допущений, которые позволят с достаточной точностью упростить оценку яркостной температуры моделей черных тел, используемых в качестве исходных эталонов температурной шкалы выше $1064,43^{\circ}\text{C}$.

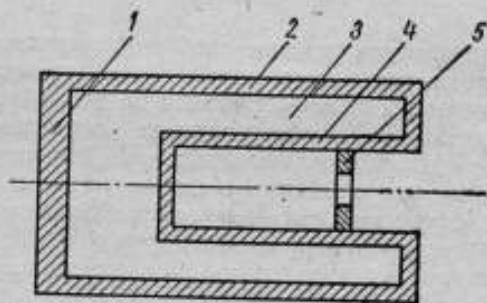


Рис. 1. Излучатель «черное тело» ВНИИМ:
1—дно тигля; 2—боковая стенка тигля; 3—металл;
4—излучающая полость; 5—диафрагма.

Излучающая полость (рис. 1) окружена со всех сторон плавящимся или затвердевающим металлом. При этом даже диафрагма, на которую осуществляется визирование, находится в глубине по-

лости. Предполагаем, во-первых, что градиент температуры по стенке излучающей полости от ее дна до диафрагмы отсутствует за время фазового перехода и, во-вторых, что в пределах излучающей полости за счет обмена излучением ее стенок и малых потерь его через отверстие, а также подогрева диафрагмы радиальным потоком тепла, температура внутренней стенки диафрагмы будет равна либо незначительно отличаться от температуры стенок полости. Ниже рассмотрим эти два случая отдельно.

С учетом сделанных предположений яркостная температура излучающей полости будет отличаться от температуры фазового перехода металла, окружающего ее, на величину ΔT , которая обусловлена наличием отверстия в излучающей полости, нарушающего его замкнутость, и лучистым теплообменом внутренней стенки полости через отверстие со стенками печи и окружающими печь телами.

Если же температура внутренней поверхности диафрагмы отличается от температуры внутренней поверхности полости, то перепад между наружной и внутренней стенками излучающей полости будет вызываться не только обменом излучением через отверстие, но и обменом с диафрагмой, наружная поверхность которой обменивается излучением со стенками печи и окружающими телами.

Перечисленные выше причины обуславливают отличие яркостной (визируемой) температуры излучающей полости модели «черное тело» от температуры фазового перехода, что в конечном итоге определяет систематические погрешности построения температурной шкалы выше $1064,43^\circ\text{C}$.

Отклонение яркостной температуры излучающей полости за счет наличия выходного отверстия, нарушающего абсолютную черноту и зависящую от конструкции модели

Понижение яркостной температуры, вызванное наличием отверстия, рассчитываем по формулам, полученным Куинном [3]. При их выводе предполагалось, что температура внутренних стенок полости неизменна, отражение от стенок полости — диффузное, излучение от нагретых стенок печи не принимается во внимание.

При отсутствии диафрагмы коэффициент черноты полости

$$\varepsilon_\lambda = 1 - \frac{\rho_\lambda}{D^2} - \rho_\lambda^2 I_2, \quad (1)$$

а при наличии диафрагмы

$$\varepsilon_\lambda = 1 - \frac{\rho_\lambda a^2}{D^2} - \rho_\lambda^2 a^2 I_2, \quad (2)$$

где $a = \frac{r_0}{r}$;

r — радиус полости;
 r_0 — радиус диафрагмы;

$$D = \frac{l}{r};$$

l — длина полости;

ρ_λ — коэффициент отражения материала стенок полости;

I_2 и I'_2 — интегралы, табулированные Куинном для различных значений D .

Результаты расчетов коэффициентов черноты моделей черных тел исходных эталонов ВНИИМ представлены в табл. 1. Длина, диаметр и толщина стенок излучающей полости из графита составляют соответственно 19, 6 и 3 мм, а полости из окиси алюминия — 20, 6 и 2 мм.

Таблица 1

Материал	Коэффициент черноты ϵ_λ моделей		
	без диафрагмы	с диафрагмой, $d=3$ мм	с диафрагмой, $d=2$ мм
Графит	0,99735	0,9993	0,9997
Окись алюминия	0,9718	0,9932	0,9971

Перечисленные в табл. 1 значения коэффициента черноты модели вызывают уменьшение яркостной температуры модели на величину

$$\Delta T = \frac{\lambda}{C_2} T^2 \ln 1/\epsilon, \quad (3)$$

где λ — длина волны, мкм;

T — температура полости, °К;

$C_2 = 14388$ мкм-град — постоянная закона Планка.

Рассчитанные для моделей ВНИИМ величины ΔT представлены в табл. 2.

Таблица 2

Материал	ΔT , град,		
	без диафрагмы	с диафрагмой, $d=3$ мм	с диафрагмой, $d=2$ мм
Графит	0,210	0,057	0,024
Окись алюминия	5,460	1,283	0,546

При расчетах принимались следующие значения величин, входящих в формулу (3): $\lambda = 0,656$ мкм; $T_{\text{Au}} = 1337^\circ\text{K}$; $T_{\text{Pl}} = 2045^\circ\text{K}$.

Отклонение яркостной температуры излучающей полости за счет лучистого теплообмена ее стенок с окружающим пространством

Энергия, излучаемая через отверстие полости и диафрагму, температура которой отлична от температуры стенок полости, компенсируется притоком тепла в полость через ее стенки от плавящегося или затвердевающего металла, которым она окружена. При этом между внутренней и наружной стенками полости возникает разность температур, т. е. температура внутри полости отличается от температуры фазового перехода металла. Расчетом этого отклонения занимался ряд исследователей [4, 5]. Методика расчета была различной в зависимости от конструкции модели излучателя и печи. Во многих случаях сложность расчета не оправдывается, так как результаты его не получаются точными из-за сложности температурного поля печи.

Целесообразно несколько упростить методику расчета, учитывая высокую однородность распределения температуры в центральной части печи.

Лучистый теплообмен с окружающим полость пространством

Предполагаем, что температура внутренней поверхности диафрагмы не отличается от температуры стенок полости. Отклонение яркостной температуры внутренних (визируемых) стенок полости зависит от положения фронта внутри плавящегося металла, окружающего полость (см. рис. 2).

Рассмотрим общий случай, когда фронт плавления (затвердевания) находится между стенкой тигля и стенкой излучающей полости.

Поток тепла от расплавленного металла через боковую поверхность полости [6]

$$Q_6 = \frac{2\pi\lambda_1 l}{\ln d_2/d_1} (t_2 - t_1), \quad (4)$$

где l — длина полости;

λ_1 — теплопроводность материала стенки полости;

t_2 — температура наружной поверхности стенки полости;

t_1 — температура внутренней (визируемой) поверхности стенки полости;

d_2 — наружный диаметр полости;

d_1 — внутренний диаметр полости.

Этот же поток можно представить в другом виде

$$Q_6 = \frac{2\pi\lambda_2 l}{\ln d_3/d_2} (t_\phi - t_2), \quad (5)$$

где λ_2 — теплопроводность металла при температуре, близкой к температуре t_ϕ фазового перехода;

d_3 — диаметр фронта плавления (затвердевания) металла;

$$t_\phi \geq t_2 \geq t_1.$$

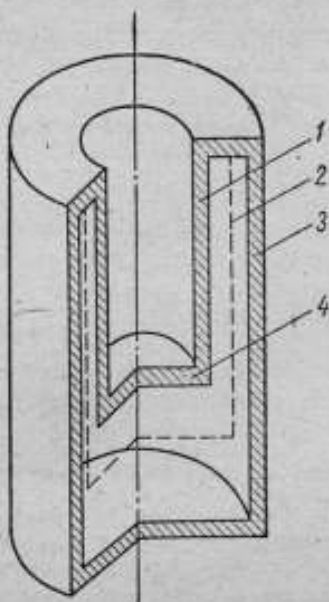


Рис. 2. Горизонтальное «черное тело»: 1 — визируемая полость; 2 — фронт плавления металла; 3 — стенка тела; 4 — основание полости.

Поток тепла от металла через основание полости

$$Q_{\text{осн}} = \frac{\lambda_1}{h} (t_2 - t_1) \frac{\pi d_1^2}{4}, \quad (6)$$

где h — толщина основания полости.

Тепловое сопротивление границы соприкосновения металла и стенки полости в формулах (4) — (6) не учитывается.

Потоки тепла через боковую стенку и основание полости компенсируются потоком тепла Q за счет обмена излучением внутренней стенки полости со стенками трубы печи и окружающими телами.

Поток тепла

$$Q = Q_1 + Q_2,$$

где
$$Q_1 = \sigma \left(t_1^4 - t_0^4 \right) \frac{Q \cdot S}{\pi} \quad (7)$$

— поток тепла от стенки полости к окружающим телам;

$$Q_3 = \sigma S \left(\frac{1}{2} - \frac{\Omega}{\pi} \right) \left(t_1^4 - t_n^4 \right) - \quad (8)$$

— поток тепла от стенки полости к стенкам печи;

t_0 — температура окружающих тел;

t_n — температура печи;

Ω — телесный угол, в котором видны из отверстия полости окружающие тела;

S — площадь выходного отверстия полости.

Из равенства (4) и (5) следует, что

$$t_2 = \frac{\frac{\lambda_1}{\ln d_2/d_1} t_1 + \frac{\lambda_2}{\ln d_3/d_2} t_\Phi}{\frac{\lambda_1}{\ln d_2/d_1} + \frac{\lambda_2}{\ln d_3/d_2}} \quad (9)$$

Принимая во внимание выражения (7) — (9), получаем приближенные уравнения обмена энергией излучающей полости с окружающими телами в виде

$$\begin{aligned} \frac{\pi \lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 \ln d_3/d_2 + \lambda_2 \ln d_2/d_1} \left[2l + \frac{d_1^2}{4h} \ln d_2/d_1 \right] (t_\Phi - t_1) = \\ = \frac{\sigma \Omega S}{\pi} (t_1^4 - t_0^4) \end{aligned} \quad (10)$$

и со стенками печи в виде

$$\begin{aligned} \frac{\pi \lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 \ln d_3/d_2 + \lambda_2 \ln d_2/d_1} \left[2l + \frac{d_1^2}{4h} \ln d_2/d_1 \right] (t_\Phi - t_1) = \\ = \sigma S \left(\frac{1}{2} - \frac{\Omega}{\pi} \right) (t_1^4 - t_n^4). \end{aligned} \quad (11)$$

Температура внутренней стенки полости отличается незначительно от температуры фазового перехода, поэтому можно считать

$$\left. \begin{aligned} \Delta t = t_\Phi - t_1 \ll t_\Phi, t_1; \\ t_1^4 \approx t_\Phi^4 - 4t_\Phi^3 \Delta t. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Принимая во внимание (12), из (10) и (11) находим формулы для расчета отклонения яркостной температуры полости от температуры фазового перехода, вызванного обменом энергией с окружающими телами и со стенками печи:

$$\Delta t_1 = \frac{\sigma S \frac{\Omega}{\pi} (t_\phi^4 - t_0^4)}{\frac{\pi \lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 \ln d_3/d_2 + \lambda_2 \ln d_2/d_1} \left[2l + \frac{d_1^2}{4h} \ln d_2/d_1 \right] + \frac{4\Omega \sigma S}{\pi} t_\phi^3};$$

$$\Delta t_2 = \frac{\sigma S \left(\frac{1}{2} - \frac{\Omega}{\pi} \right) (t_\phi^4 - t_a^4)}{\frac{\pi \lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 \ln d_3/d_2 + \lambda_2 \ln d_2/d_1} \left[2l + \frac{d_1^2}{4h} \ln d_2/d_1 \right] + 4\sigma S \left(\frac{1}{2} - \frac{\Omega}{\pi} \right) t_\phi^3} \quad (14)$$

Лучистый теплообмен полости с окружающим полость пространством и внутренней поверхностью диафрагмы

В этом случае необходимо учитывать отличие температур внутренней поверхности диафрагмы от температуры стенок полости. Чтобы упростить выводы расчетных формул, сделаем следующие предположения. Будем считать, что диафрагма — бесконечно тонкая, т. е. градиент температуры от внутренней до внешней ее стенки отсутствует, и градиент температуры по радиусу такой диафрагмы также равен нулю. Допущение отсутствия толщины у диафрагмы приведет к незначительному завышению погрешности, обусловленной рассматриваемым теплообменом.

Полость обменивается излучением с окружающими печь телами в телесном угле

$$\Omega_0 = \frac{S_0}{L^2}, \quad (15)$$

где S_0 — площадь выходного отверстия печи;

L — длина участка печи перед полостью.

Для используемых во ВНИИМ тиглей, когда диафрагма находится в глубине полости, следует считать с учетом закона Ламберта, что полость и диафрагма обмениваются излучением со стенками печи в телесном угле

$$\Omega = \Omega' \approx \frac{\pi}{2} - \Omega_0. \quad (16)$$

Приближенные уравнения теплового баланса цилиндрической полости и диафрагмы примут следующий вид:

$$\begin{aligned} & \frac{\pi \lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 \ln d_3/d_2 + \lambda_2 \ln d_2/d_1} \left[2l + \frac{d_1^2}{4h} \ln d_2/d_1 \right] (t_\phi - t_1) = \\ & = \varepsilon_a \sigma S_1 (t_1^4 - t_a^4) + \sigma \varepsilon_k S (t_1^4 - t_0^4) \frac{\Omega}{\pi} + \sigma \varepsilon_k \frac{S \Omega_0}{\pi} (t_1^4 - t_0^4) - \varepsilon_a \sigma S (t_1^4 - t_a^4); \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} & \varepsilon_n \sigma S_1 (t_1^4 - t_x^4) - \varepsilon_n \sigma S (t_1^4 - t_x^4) = \\ & = \sigma \frac{\Omega'}{\pi} (S_1 - S) (t_x^4 - t_n^4) + \sigma \frac{\Omega_0}{\pi} (S_1 - S) (t_x^4 - t_0^4), \end{aligned} \quad (18)$$

где S_1 — площадь диафрагмы вместе с отверстием;

S — площадь отверстия диафрагмы;

ε — коэффициент черноты материала полости;

ε_k — коэффициент черноты полости, рассчитанный по теории Кунна [3] для модели с малой апертурой;

ε_n — приведенный коэффициент черноты лучистого теплообмена внутренних стенок полости площадью S_2 с диафрагмой [6]

$$\varepsilon_n = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon} + \frac{S_1}{S_2} \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1 \right)}$$

Обозначив

$$a = \frac{\pi \lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 \ln d_2/d_2 + \lambda_2 \ln d_2/d_1} \left[2l + \frac{d_1^2}{4h} \ln d_2/d_1 \right], \quad (19)$$

из уравнений (17) и (18) имеем

$$\begin{aligned} a (t_\phi - t_1) = & \varepsilon_n \sigma (S_1 - S) (t_1^4 - t_x^4) + \sigma \varepsilon_n S \left[t_1^4 (\Omega + \Omega_0) \frac{1}{\pi} - \right. \\ & \left. - \frac{\Omega}{\pi} t_n^4 - \frac{\Omega_0}{\pi} t_0^4 \right]; \end{aligned} \quad (20)$$

$$\varepsilon_n (t_1^4 - t_x^4) = \frac{\varepsilon}{\pi} \left[(\Omega' + \Omega_0) t_x^4 - \Omega' t_n^4 - \Omega_0 t_0^4 \right]. \quad (21)$$

Уравнение (21) приводится к виду

$$t_x^4 = \frac{\varepsilon_n t_1^4 + \frac{\varepsilon}{\pi} (\Omega' t_n^4 + \Omega_0 t_0^4)}{\varepsilon_n + \frac{\varepsilon}{\pi} (\Omega' + \Omega_0)}. \quad (22)$$

Подставляя (22) в (20), получим

$$\begin{aligned} a (t_\phi - t_1) = & \frac{\varepsilon_n \sigma S}{\pi} [(\Omega + \Omega_0) t_1^4 - \Omega t_n^4 - \Omega_0 t_0^4] + \\ & + \frac{\varepsilon \varepsilon_n \sigma (S_1 - S) [(\Omega' + \Omega_0) t_1^4 - \Omega' t_n^4 - \Omega_0 t_0^4]}{\pi [\varepsilon_n + \frac{\varepsilon}{\pi} (\Omega' + \Omega_0)]}. \end{aligned} \quad (23)$$

С учетом (12) уравнения (22) и (23) примут вид

$$t_n^4 = \frac{\frac{\varepsilon}{\pi} (\Omega' t_n^4 + \Omega_0 t_0^4) + \varepsilon_n (t_\phi^4 - 4t_\phi^3 \Delta t)}{\varepsilon_n + \frac{\varepsilon}{\pi} (\Omega' + \Omega_0)}; \quad (24)$$

$$a \Delta t = \left[\varepsilon_n \frac{S_\sigma}{\pi} (\Omega + \Omega_0) + \frac{\varepsilon_n \varepsilon \sigma}{\pi} (S_1 - S) \frac{\Omega' + \Omega_0}{\varepsilon_n + \frac{\varepsilon}{\pi} (\Omega' + \Omega_0)} \right] \times \\ \times (t_\phi^4 - 4t_\phi^3 \Delta t) - \frac{\varepsilon_n S_\sigma}{\pi} (\Omega t_n^4 + \Omega_0 t_0^4) - \\ - \frac{\varepsilon_n \varepsilon \sigma}{\pi} (S_1 - S) \frac{\Omega' t_n^4 + \Omega_0 t_0^4}{\varepsilon_n + \frac{\varepsilon}{\pi} (\Omega' + \Omega_0)}, \quad (25)$$

где $\Delta t = t_\phi - t_1$.

Введем следующие обозначения:

$$b = \frac{\varepsilon_n S_\sigma}{\pi} (\Omega + \Omega_0) + \frac{\varepsilon_n \varepsilon \sigma}{\pi} (S_1 - S) \frac{\Omega' + \Omega_0}{\varepsilon_n + \frac{\varepsilon}{\pi} (\Omega' + \Omega_0)}; \\ c = \frac{\varepsilon_n S_\sigma \Omega}{\pi} + \frac{\varepsilon_n \varepsilon \sigma}{\pi} (S_1 - S) \frac{\Omega'}{\varepsilon_n + \frac{\varepsilon}{\pi} (\Omega' + \Omega_0)}; \quad (26) \\ d = \varepsilon_n S \frac{\sigma \Omega_0}{\pi} + \varepsilon_n \varepsilon \frac{\sigma}{\pi} (S_1 - S) \frac{\Omega_0}{\varepsilon_n + \frac{\varepsilon}{\pi} (\Omega' + \Omega_0)}.$$

Тогда уравнение (25) примет вид, удобный для анализа и расчетов

$$\Delta t = \frac{bt_\phi^4 - ct_n^4 - dt_0^4}{a + 4bt_\phi^3}, \quad (27)$$

где a , b , c и d вычисляются на основании равенств (19) и (26).

Формула (27) позволяет рассчитать максимальные отклонения яркостной температуры полости модели черного тела с учетом теплообмена полости с окружающим ее пространством и диафрагмой.

Отклонение яркостной температуры излучающей полости моделей черных тел при температурах фазового перехода

золота и платины, применяющихся во ВНИИМ для построения температурной шкалы

Рассмотрим отклонения яркостной температуры полости при температуре плавления золота. Во ВНИИМ тигель для золота и

излучающая полость изготавливаются из графита, коэффициент черноты которого при $\lambda = 0,656$ мкм составляет около 0,9. Как уже указывалось, тигель с золотом помещается в печи в области наименьшего (по длине печи) градиента температуры. Измерение температурного поля производится по методике, описанной в работе [2].

Учитывая однородность температурного поля в основной, центральной части печи, будем считать t'' одинаковой для всех внутренних ее деталей. При действительном режиме печи ВНИИМ [2], принятом для золотой точки, в начале плавления и затвердевания температура t_n участка печи перед тиглем, вносящим основной вклад в теплообмен с излучающей полостью, будет на 1—2 град меньше температуры полости. Температура t_n этого же участка печи в момент окончания плавления и затвердевания определялась по скорости нарастания и падения температуры излучающей полости и составила соответственно на 20 град больше и на 42 град меньше температуры полости.

В табл. 3 представлены результаты расчетов по формулам (13) и (14) и, кроме того, данные, относящиеся к полости с диафрагмой

Таблица 3

$\Delta t, \text{град}$	Полость с диафрагмой 3 мм				Полость без диафрагмы			
	Плавление		Затвердевание		Плавление		Затвердевание	
	начало	конец	начало	конец	начало	конец	начало	конец
Δt_1	-0,002	-0,0015	-0,0015	-0,0016	-0,007	-0,006	-0,006	-0,0063
Δt_2	-0,0003	+0,005	-0,00022	-0,01	-0,0016	+0,020	-0,0009	-0,04
$\Delta t_{\text{сум}}$	-0,0023	+0,0035	-0,0017	-0,012	-0,0086	+0,014	-0,007	-0,046
Δt при наличии лучистого обмена с диафрагмой	-0,0038	+0,011	-0,0026	-0,011				

диаметром 3 мм и без диафрагмы. Предполагалось, что труба печи обрывается в месте резкого градиента температуры по длине печи, т. е. телесный угол в формулах определялся длиной печи с равномерным полем и составлял $\Omega = 0,04$. В этой же таблице даны отклонения яркостной температуры полости с учетом теплообмена ее с диафрагмой, рассчитанные по формуле (27).

При расчете принимались следующие значения величин:

$$\lambda_1 = \lambda_{\text{тр}} = 46,5 \text{ вт/м}\cdot\text{час}\cdot\text{град};$$

$$\lambda_2 = \lambda_{\lambda_2} = 297,6 \text{ вт/м}\cdot\text{час}\cdot\text{град}; t_{\text{ф}} = 1337,4^\circ\text{K}; d_3 = 0,024 \text{ м.}$$

Остальные значения упоминались при расчетах коэффициента черноты.

Данные таблицы свидетельствуют об увеличении отклонения яркостной температуры полости, вызванной наличием лучистого теплообмена с диафрагмой, температура которой незначительно отличается от температуры полости.

Следует заметить, что при режиме печи ВНИИМ, применяющейся для осуществления платиновой точки, в начале плавления и затвердевания платины температура t_n участка печи длиной ≈ 50 мм перед тиглем, вносящего основной вклад в лучистый теплообмен с полостью, будет примерно на 20 град меньше температуры полости. Этот же участок печи в момент окончания площадок плавления и затвердевания платины имеет соответственно температуру t_n на 4 и 52 град меньше температуры визируемой полости. Температура печи в момент окончания площадок плавления определялась, как и для золотой точки, по скорости нарастания и падения температуры полости до и после соответствующей площадки.

Результаты расчетов отклонения яркостной температуры визируемой полости от температуры фазового перехода пластины, выполненных по формулам (13), (14), (27), представлены в табл. 4. При получении данных использовались следующие значения величин: $\lambda_1 = \lambda_{Al_2O_3} = 5,0$ вт/м·час·град; $\lambda_2 = \lambda_{Pt} = 91$ вт/м·час·град; $t_\phi = 2043^\circ K$; $d_3 = 0,020$ м; $\Omega = 0,026$.

Таблица 4

Δt_i , град	Полость без диафрагмы		Полость с диафрагмой 3мм		Полость с диафрагмой 2мм	
	Плавление платины					
	начало	конец	начало	конец	начало	конец
Δt_1	-0,181	-0,175	-0,045	-0,0435	-0,02	-0,019
Δt_2	-0,455	-0,091	-0,11	-0,025	-0,05	-0,01
$\Delta t_{сум}$	-0,636	-0,266	-0,155	-0,0685	-0,07	-0,029
Δt при наличии лучистого теплооб- мена с диафрагмой			-0,21	-0,09	-0,13	-0,047
	Затвердевание платины					
Δt_1	-0,175	-0,178	-0,044	-0,044	-0,02	-0,02
Δt_2	-0,443	-1,150	-0,111	-0,3	-0,05	-0,13
$\Delta t_{сум}$	-0,618	-1,328	-0,155	-0,344	-0,07	-0,15
Δt при наличии лучистого теплооб- мена с диафрагмой			-0,20	-0,42	-0,11	-0,28

Результаты расчетов показывают наличие заметных отклонений яркостной температуры модели черного тела при температуре

фазового перехода платины, обуславливающих систематическую погрешность температурной шкалы, которую следует учитывать при анализе погрешностей ее построения.

Выводы

1. Приведена методика оценки отклонения яркостной температуры горизонтальных моделей «черное тело» ВНИИМ от температуры фазового перехода золота и платины.

2. Установлено, что для золотой точки отклонение яркостной температуры первичного пирометрического эталона ВНИИМ определяется в основном неидеальностью модели абсолютно черного тела. Лучистый теплообмен полости с окружающим пространством очень мало сказывается на яркостной температуре и находится почти всегда вне предела чувствительности применяющейся при построении шкалы аппаратуры.

Отклонение яркостной температуры для платиновой точки достигает заметной величины из-за неидеальности модели. Кроме того, согласно расчетам отклонения яркостной температуры полости, вызванное лучистым теплообменом с окружающим пространством, существенно уже при диафрагме диаметром 2 мм. Эти отступления необходимо учитывать как систематическую погрешность значения температуры фазового перехода платины.

Величина отклонения яркостной температуры визируемой полости меньше измеренного, примерно в два раза (см. статью Г. А. Крахмальникова и Л. И. Ошариной в настоящем сборнике, стр. 51). Это обусловлено, по-видимому, следующими причинами: во-первых, скорость нагрева и охлаждения участков печи, принимающих основное участие в лучистом теплообмене с полостью, выше скорости охлаждения и нагрева полости, наблюдаемой при измерениях и принимаемой при расчетах; во-вторых, в начале плавления и затвердевания температура t_n упомянутого участка печи отличается от температуры полости на большую величину, чем полученную при измерении поля печи.

При дальнейших исследованиях платиновой реперной точки будет возможна экспериментальная проверка сделанных предположений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Киренков И. Н., Крахмальников Г. А. Исследование фотоэлектрическим методом горизонтальной модели черного тела при температуре затвердевания золота. Труды институтов Комитета, вып. 51 (111), 1961.
2. Крахмальникова Г. А. Построение температурной шкалы фотоэлектрическим методом в широком спектральном интервале. Труды институтов Комитета, вып. 71 (131), 1963.
3. Quinn T. J. The calculation of the emissivity of cylindrical cavities giving near black-body radiation. Brit. J. Appl. Phys. v. 18, p. 1105—1113, 1967.
4. Рибо Г. Оптическая пирометрия. ОНТИ, 1934.
5. De Vos J. C. Evaluation of the quality of a blackbody, «Physica», XX, № 10, Oct. 1954.
6. Михеев М. А. Основы теплопередачи. ГЭИ, 1949.

Поступила в редакцию

14/III 1970 г.

**ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ СПЕКТРАЛЬНОГО
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ ТЕПЛООВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ**

Известно, что изменение температуры раскаленных тел связано с изменением их цвета, т. е. с изменением спектрального состава их излучения. Ранее были даже предложены различные температурные шкалы, составленные по цветам каления [1]. Это свойство излучения раскаленных тел широко используется в настоящее время для измерения условной цветовой температуры.

Цветовая температура обладает рядом преимуществ, выгодно отличающих ее от условных температур, измеряемых по энергии излучения. Они заключаются в том, что, во-первых, в отличие от энергетических температур, цветовая может быть равна истинной температуре не только в случае черного излучения, но и при сером излучении ($\epsilon_\lambda = \text{const}$). Во-вторых, она не изменяется при неселективном поглощении в промежуточной среде; это особенно важно для промышленных измерений.

Наконец, для того, чтобы цветовая температура незначительно отличалась от истинной, не требуется высокой излучательной способности, необходимой для энергетических температур. Все это подчеркивает значимость спектрального распределения энергии теплового излучения как источника информации о температуре нагретого тела. Безусловно, в настоящее время используется не вся информация, содержащаяся в спектральном распределении; возможности спектрального распределения далеко не исчерпываются измерением только цветовой температуры. Поэтому представляется целесообразным рассмотреть подробнее эти возможности.

Спектральное распределение энергии излучения нагретого тела описывается некоторой функцией $E(\lambda, T)$ или, что то же самое,

$\epsilon E^0(\lambda T)$. Характер кривой спектрального распределения определяется производной от логарифма функции, описывающей кривую, т. е. в нашем случае $\frac{d}{d\lambda} \ln E(\lambda T)$.

Логарифм функции позволяет исключить влияние масштаба кривой на величину производной. Кроме первой производной, кривую можно характеризовать также производными высших порядков. Для того чтобы установить, могут ли эти производные служить характеристиками для измерения температуры, следует выяснить, является ли температура черного тела однозначной функцией этих производных. Поскольку необходимым и достаточным условием для того, чтобы функция была однозначной, является монотонность обратной функции, в нашем случае требуется установить, что $\frac{d^n}{d\lambda^n} \ln E^0(\lambda T) = f(T)$ есть функция, монотонная в строгом смысле.

Для области, где справедливо приближение Вина,

$$\frac{df(T)}{dT} = (-1)^n c_2 \frac{n!}{\lambda^{n+1}} \frac{1}{T^2}, \quad (1)$$

т. е. производная от функции $f(T)$ является сама степенной функцией температуры; внутри области задания она не равна нулю и знака не меняет. Таким образом, любая производная логарифма интенсивности излучения черного тела по λ является монотонной функцией его температуры.

Следовательно, производная любого порядка от логарифма функции распределения может служить для измерения некоторой условной температуры реальных тел, которую назовем относительной температурой. Из этого следуют весьма любопытные возможности. Связь между относительной T_0 и истинной T температурами в общем случае может быть представлена уравнением

$$\frac{d^n \ln \epsilon_\lambda E^0(\lambda T)}{d\lambda^n} = \frac{d^n \ln E^0(\lambda T_0)}{d\lambda^n}. \quad (2)$$

Решение этого уравнения относительно T для области Вина имеет вид:

$$T^{-1} - T_0^{-1} = (-1)^n \frac{\lambda^{n+1}}{c_2 n!} \frac{d^n \ln \epsilon_\lambda}{d\lambda^n}. \quad (3)$$

Таким образом, существует множество разновидностей относительных температур (по количеству производных). Но для всех этих температур характерно то, что они равны истинной температуре при сером характере излучения ($\epsilon_\lambda = \text{const}$) и неизменны при неселективном поглощении в промежуточной среде. При этом от-

носительные температуры высоких порядков (выше первого) будут обладать еще одним замечательным свойством: они будут равны истинной температуре при некотором селективном характере излучения. В ряде случаев, несмотря на их сложность, это делает методы измерения относительной температуры предпочтительными. Относительные температуры будут обладать этим свойством в различной мере в зависимости от порядка производной.

Например, относительная температура первого порядка ($n = 1$), как следует из формулы (3), равна истинной только при $\epsilon_\lambda = \text{const}$; второго порядка ($n = 2$) — при $\epsilon_\lambda = \exp(a_1 + a_2\lambda) = ce^{a_2\lambda}$ (в частном случае при $a_2 = 0$ это приводит к $\epsilon_\lambda = \text{const}$); относительная температура третьего порядка ($n = 3$) — при $\epsilon_\lambda = \exp(a_1 + a_2\lambda + a_3\lambda^2)$, что при $a_2 = a_3 = 0$ приводит к $\epsilon_\lambda = \text{const}$, а при $a_3 = 0$ — к $\epsilon_\lambda = ce^{2a_2\lambda}$ и т. д.

В общем случае относительная температура n -го порядка равна истинной при излучательной способности вида

$$\epsilon_\lambda = \exp \sum_{i=1}^n a_i \lambda^{i-1}. \quad (4)$$

Таким образом, если вид функции $\epsilon = \varphi(\lambda)$ отвечает условию (4), то ее влияние можно исключить измерением соответствующей относительной температуры.

Относительную температуру, определяемую по (3), назовем предельной относительной температурой. После некоторых преобразований формулу (3) можно представить в виде

$$T^{-1} - T_0^{-1} = \frac{1}{c_1} \frac{d^n \ln \epsilon_\lambda}{d^n (1/\lambda)}. \quad (5)$$

Заменяя в формуле (5) дифференциалы соответствующими конечными приращениями, получим

$$T^{-1} - T_{\text{ко}}^{-1} = \frac{1}{c_2} \frac{\Delta^n \ln \epsilon_\lambda}{\Delta^n 1/\lambda}. \quad (6)$$

Относительную температуру $T_{\text{ко}}$ в этом выражении назовем конечной относительной температурой. Она в общем случае будет отличаться от предельной и расхождение между ними будет, очевидно, определяться правомерностью, с которой мы заменяем дифференциалы соответствующими приращениями.

Для конечной относительной температуры первого порядка уравнение (6) примет вид:

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{\text{ко}_1}} = \frac{1}{c^2} \frac{\Delta \ln \epsilon_\lambda}{\Delta 1/\lambda} = \frac{\ln \epsilon_1 - \ln \epsilon_2}{1/\lambda_1 - 1/\lambda_2}. \quad (7)$$

Таким образом, оказывается, что цветовая температура является

по нашему определению конечной относительной температурой первого порядка.

Для конечной относительной температуры второго порядка

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{\text{во2}}} = \frac{1}{c_2} \frac{\Delta_1 \ln \varepsilon_\lambda - \Delta_2 \ln \varepsilon_\lambda}{\Delta_1 1/\lambda - \Delta_2 1/\lambda} = \quad (8)$$

$$= \frac{1}{c_2} \frac{\ln \varepsilon_1/\varepsilon_2 - \ln \varepsilon_3/\varepsilon_4}{(1/\lambda_1 - 1/\lambda_2) - (1/\lambda_3 - 1/\lambda_4)}$$

Из выражения (3) для предельной относительной температуры следует, что она относится к определенной длине волны; это должно быть справедливо и для конечной температуры. Например, обычно цветовую температуру связывают с выбранной парой длин волн, но тем не менее часто оказывается, что она одинакова для нескольких пар, несмотря на отсутствие единой температуры. Понятие эквивалентной длины волны Λ , введенной Д. Я. Светом [2] для оценки инструментальной погрешности цветовых пирометров, также не объясняет этого явления, так как Λ оказывается различной для всех пар.

В таблице для примера приведены значения ΔT для вольфрама в различных длинах волн при $T = 1600^\circ\text{K}$, рассчитанные по данным работы [3].

λ_1	λ_2	$\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$	$\Lambda = \frac{\lambda_1\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}$	$\lambda_{\text{в}} = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2}$	$\Delta T = T_{\text{в}} - T$
0,7	0,8	0,1	5,6	0,75	30
0,6	0,9	0,3	1,8	0,75	31
0,5	1,0	0,5	1,0	0,75	33
0,4	1,1	0,7	0,628	0,75	31
0,7	0,9	0,2	3,15	0,8	41,5
0,6	1,0	0,4	1,50	0,8	42
0,5	1,1	0,6	0,917	0,8	41
0,4	1,2	0,8	0,600	0,8	36
0,8	0,9	0,1	7,20	0,85	56
0,7	1,0	0,3	2,33	0,85	55,5
0,6	1,1	0,5	1,32	0,85	52
0,5	1,2	0,7	0,857	0,85	48,5

Как видно, сходство цветовых температур для разных пар длин волн можно объяснить лишь тем, что все они вычислены для одной длины волны $\lambda_{\text{в}}$, к которой и следует отнести эту цветовую темпе-

ратуру. Некоторое изменение цветовой температуры по мере увеличения спектрального интервала $\lambda_2 - \lambda_1$ объясняется погрешностью замены дифференциала конечным приращением функции. Величина этой погрешности зависит от вида спектральной характеристики тела. Характерно, что небольшое изменение λ_n на $\pm 0,05$ мкм заметно сказывается на цветовой температуре; в то же время весьма значительное изменение $\Delta\lambda$ (от 0,1 до 0,7) почти не изменяет цветовую температуру.

Необходимо отметить, что предельная и конечная относительные температуры могут быть равны даже в случае использования сколь угодно большого спектрального интервала, если для этого интервала выполняется условие существования единой относительной температуры. Единая относительная температура — это температура, значение которой не зависит от выбора длины волны в этом участке. Условием существования единой относительной температуры n -го порядка в каком-либо спектральном участке является наличие в нем излучательной способности вида

$$\varepsilon_\lambda = \exp \left(\sum_{i=0}^n a_i \lambda^{i-1} \right) \quad (9)$$

при $a_0 = 0$, $T_0 = T$.

Часто полагают [4, 5], что наличие, например, единой цветовой температуры (конечная относительная температура первого порядка) говорит о том, что по крайней мере излучатель серый и, следовательно, $T_n = T$. Такое суждение нельзя считать верным, так как из выражения (9) следует, что при наличии единой цветовой температуры излучатель может иметь либо $\varepsilon_\lambda = \text{const}$, либо $\varepsilon_\lambda = n e^{a/\lambda}$. И, если в первом случае действительно $T_n = T$, то во втором $T_n \neq T$, а разделить эти два случая, не имея дополнительной информации, невозможно.

Таким образом, наличие в данном случае единой цветовой температуры — необходимое условие, но недостаточное, чтобы считать излучатель серым, так как возможен случай «псевдосерого» излучателя ($\varepsilon_\lambda = n e^{a/\lambda}$). Примером может служить вольфрам, который в области спектра от 0,4 до 0,55 мкм обладает единой цветовой температурой, которая тем не менее отличается от истинной.

Необходимо остановиться на вопросе правомерности использования отношения как параметра, пригодного для измерения температуры.

$$\text{Из конечного перехода для функции } j(T) = \frac{d^n \ln E^\circ(\lambda T)}{d\lambda^n}$$

следует, что функцией температуры может служить отношение интенсивности излучения, которое используют на практике для измерения цветовой температуры. Но если это справедливо для квази-

монохроматического излучения, то не очевидно, будет ли температура однозначной функцией отношения потоков в широких спектральных интервалах, которые могут быть перекрывающимися или полностью находится один внутри другого. Другими словами, может ли такое отношение во всех случаях служить пригодным параметром.

В качестве примера, подтверждающего справедливость этого сомнения, рассмотрим предельный случай, когда ширина одного спектрального интервала бесконечно велика, а другого — бесконечно мала. Следует установить, является ли температура однозначной функцией отношения этих двух потоков, т. е. является ли функция $\psi(T) = E_{\Delta\lambda}^{\circ}/E_{\lambda}^{\circ}$ монотонной в строгом смысле. Оказывается, что эта функция имеет максимум при

$$T_{\max} = c_2/3,921 \lambda. \quad (10)$$

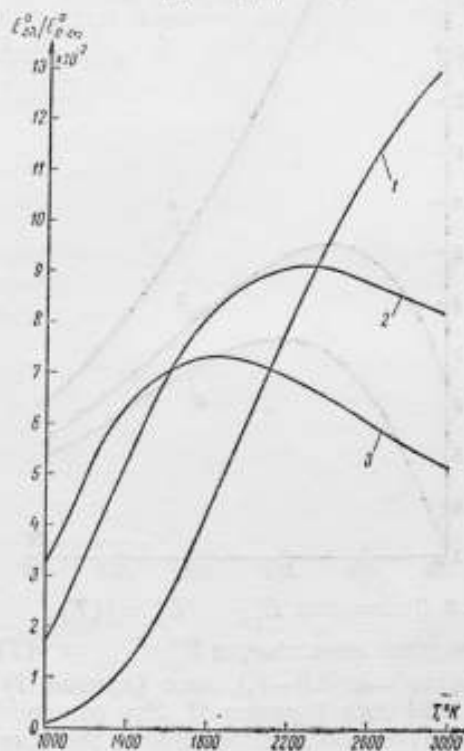


Рис. 1. Зависимость $E_{\Delta\lambda}^{\circ}/E_{\lambda}^{\circ} = \psi(T)$.

Следовательно, подобное отношение как параметр не может быть использовано для измерения температуры в общем случае без добавочных ограничений. Этот «спектрально-интегральный метод» [7] реализованный в приборах [6], пригоден для измерения

лишь до определенной граничной температуры, соответствующей максимуму функции $E_{\lambda}^{\prime}/E_{\nu}^{\prime}(T)$ при условии, что температура ни при каких условиях в данном процессе не будет больше (меньше) этой граничной температуры T_{\max} . В противном случае измерения могут оказаться неверными, что особенно опасно при автоматическом регулировании процесса по температуре. Как следует из (10), граничная температура является функцией выбранной длины волны λ . Подобное ограничение в некоторых случаях может быть существенным. Эти ограничения иллюстрируются рис. 1 и 2.

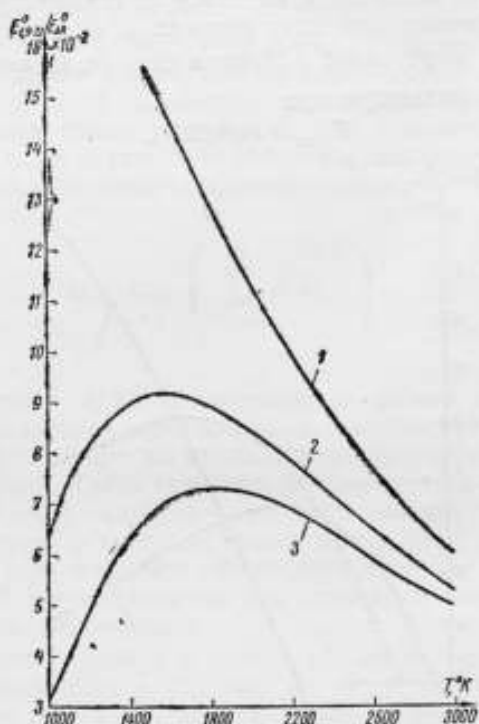


Рис. 2. Зависимости $E_{1,9-2,1}^{\prime}/E_{\Delta\lambda}^{\prime} = \psi(T)$.

На рис. 1 приведены зависимости $E_{\Delta\lambda}^{\prime}/E_{0-\infty}^{\prime} = \psi(T)$ для трех спектральных интервалов $\Delta\lambda$: 0,9—1,1 мкм (кривая 1); 1,5—1,7 мкм (кривая 2) и 1,9—2,1 мкм (кривая 3). Эти отношения рассчитаны для каждой температуры по данным работы [8]. Как видно, кривые 2 и 3 имеют максимум в наиболее употребительном на практике температурном диапазоне 1000—3000°K.

На рис. 2 даны кривые $E_{1,9-2,1}^{\prime}/E_{\Delta\lambda}^{\prime} = \psi(T)$, демонстрирующие сдвиг максимума в сторону низких температур при использовании ограниченного спектрального интервала $\Delta\lambda$ (кривая 1 — 0÷2,5 мкм, кривая 2 — 0÷4 мкм), соответствующего приблизи-

тельно рабочим спектральным интервалам радиационных пирометров; кривая 3 соответствует случаю полного спектра.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кульбуш Г. П. Электрические пирометры. ОНТИ, 1932.
2. Свет Д. Я. Радиационная пирометрия металлов в близкой инфракрасной области спектра. ДАН СССР, т. 130, № 1, 61, 1960.
3. De Vos J. C. A new determination of the emissivity of tungsten ribbon. «Physica», XX, 690, 1954.
4. Поскачей А. А., Русин С. П. Измерение температуры в электро-термических установках. «Энергия» 1967.
5. Grandin M., Maillot G., Rodicq P. Pyromètre à deux couleurs. «Mesures et control industriel», № 300, 633, 1962.
6. Негруцак В. Т., Россикова Н. В., Трубицин Е. В. О некоторых системах пирометров спектрального отношения. «Приборы и системы управления», 1967, № 7.
7. Свет Д. Я. Способ пирометрии спектрально-интегрального отношения. Авт. свидетельство № 152101 «Бюллетень изобретений», 1962, № 23.
8. Брамсон М. Д. Справочные таблицы по инфракрасному излучению нагретых тел. «Наука», 1964.

Поступила в редакцию

14/III 1970 г.

ИЗМЕРЕНИЕ ИСТИННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛОСКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

Проблема измерения истинной температуры объектов по их тепловому излучению становится все более актуальной, так как условные температуры, измеряемые классическими методами пирометрии, в ряде случаев уже не удовлетворяют современным требованиям промышленной и исследовательской практики.

Как известно, информация, содержащаяся в собственном тепловом излучении объекта, недостаточна для определения его истинной температуры. Для этого необходимы дополнительные сведения о характере излучательной способности объекта либо воздействие на исследуемый объект с целью получения в конечном счете тех же сведений об излучательной способности объекта в новых условиях. Обычно это воздействие сводится к «приведению» излучения объекта к черному, что осуществляется различными методами. К ним относятся: создание полости в исследуемом объекте [1]; в этом случае излучение полости, имеющей температуру объекта, весьма близко к черному; метод зеркальной полусферы [2], а также метод создания черного излучения с помощью вспомогательного источника (метод подсветки) [3, 4].

Суть метода подсветки заключается в соответствующем использовании вспомогательного излучателя, излучение которого падает на исследуемый объект и частично отражается от него. При этом суммарное излучение в направлении отражения, которое состоит из отраженного и собственного теплового излучения объекта, должно быть равно излучению черного тела при температуре объекта.

Известное явление частичной поляризации излучения нагретых металлических поверхностей в направлении, отличном от нормального, позволяет особенно удачно использовать этот метод, так как

момент «черноты» суммарного излучения можно фиксировать по отсутствию поляризации суммарного излучения [5].

Действительно, при отсутствии поляризации суммарного пучка для двух ортогональных полностью поляризованных компонент суммарного излучения L_n и L_p справедливо равенство

$$E_n + \rho_n E_n = E_p + \rho_p E_n, \quad (1)$$

где E_n — нормально поляризованная компонента собственного термического излучения;

E_p — параллельно поляризованная компонента собственного термического излучения;

ρ_n — коэффициент отражения для нормально поляризованной компоненты излучения;

ρ_p — коэффициент отражения для параллельно поляризованной компоненты излучения;

E_n — интенсивность излучения линейно поляризованной компоненты вспомогательного излучателя.

Из выражения (1) находим

$$E_n = \frac{E_p - E_n}{\rho_n - \rho_p} = \frac{\varepsilon_p E^\circ - \varepsilon_n E^\circ}{\rho_n - \rho_p} = E^\circ. \quad (2)$$

И, следовательно,

$$L_n = E_n + \rho_n E_n = E^\circ (\varepsilon_n + \rho_n) = E^\circ; \quad (3)$$

$$L_p = E_p + \rho_p E_n = E^\circ (\varepsilon_p + \rho_p) = E^\circ, \quad (4)$$

где ε_n — коэффициент черноты излучения нормальной компоненты собственного термического излучения;

ε_p — коэффициент черноты излучения параллельной компоненты собственного термического излучения;

E° — излучение линейно поляризованной компоненты черного тела.

Таким образом, измерение истинной температуры нагретой металлической поверхности сводится к облучению поверхности вспомогательным источником неполяризованного излучения, анализу и измерению суммарного неполяризованного излучения в направлении отражения. При этом, если «чернота» суммарного излучения создается в узком спектральном интервале, то в качестве вспомогательного излучателя могут применяться селективные излучатели. В наших экспериментах применялись для этого вольфрамовые лампы. В качестве анализатора использовался поляризатор, а в качестве измерительного прибора — образцовый визуальный оптический пирометр (см. рис. 1).

Исследуемая поверхность визировалась пирометром под углом $\sim 70^\circ$; вращением поляризатора, расположенного перед объективом пирометра, обнаруживалось наличие поляризации суммарного излучения; в этом случае накал вспомогательной лампы меняется до тех пор, пока яркость исследуемой поверхности при вращении по-

лярионда становится неизменной. После этого оптическим пирометром измеряется температура поверхности.

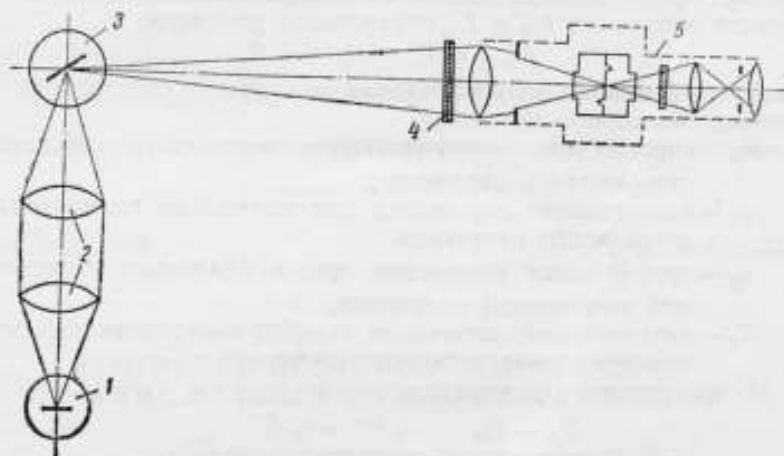


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.
1 — вспомогательный излучатель; 2 — объективы; 3 — исследуемый излучатель (металлическая поверхность); 4 — поляризатор; 5 — оптический пирометр.

Подобным образом были выполнены измерения истинной температуры различных излучателей, таких как тантал, платина, вольфрам и карбидированный вольфрам. Эти излучатели, представляющие собой плоские металлические ленты в вакуумированных стеклянных баллонах, были проградуированы в истинной температуре, т. е. определены их функции $T(i)$ в диапазоне $1000-1500^{\circ}\text{C}$. Поскольку геометрические размеры лент ламп различны, то сравнительные данные излучателей приведены в виде их функций $T(T_{\text{н}})$ в табл. 1. Такие излучатели могут использоваться как температурные лампы, служащие мерами истинной температуры.

Погрешность измерения истинной температуры описанным выше методом вызывается рядом причин. Так, систематические погрешности обусловлены наличием собственной поляризации измерительного прибора и поляризации вспомогательного излучателя, случайные погрешности — погрешностью измерительного прибора, неполной «деполяризацией» излучения исследуемой металлической поверхности и нестабильностью вспомогательного излучателя.

Далее рассмотрим эти погрешности более подробно.

Систематические погрешности. Наличие собственной поляризации измерительного прибора проверяли при нормальном визировании пирометром металлической ленты. Оказалось, что в пределах чувствительности прибор собственной поляризацией не обладает.

Таблица 1

Материал	Яркостная температура $T_n, ^\circ\text{C}$									
	960	1000	1050	1100	1150	1200	1250	1300	1350	1400
Платина	—	1102	1165	1227	1287	1345	1400	—	—	—
	1008,5	1058	1117	1173	1228,5	1286	1342,5	1401	1462	1524,5
Тантал	1002	1063	1117	1172	1227	1283	1341,5	1399,5	1455,5	1512
	—	1058	1116	1172	1227	1283	1341	1400	1459	—
Карбидированный вольфрам	1018	1059	1112,5	1167	1223,5	1280	1336,5	1393,5	1450	1507

Истинная температура $T, ^\circ\text{C}$

Погрешность от поляризации излучения вспомогательного источника для случая, когда в качестве такого источника использовалась лампа с плоской вольфрамовой лентой, определялась экспериментально. Степень поляризации такой ленты зависит от угла излучения.

При измерении отклонение направления излучения от нормали к плоскости ленты не превышало $\pm 5^\circ$, что приводит к систематической погрешности, не превышающей $\pm 0,001$.

Случайные погрешности. Погрешность от нестабильности вспомогательного излучателя зависит от его свойств и стабильности питания. Измеряя параллельную компоненту суммарного излучения (в этом случае пирометр градуируется с поляридом), можно значительно уменьшить эту погрешность. Излучательная способность металлической поверхности ϵ_p в данном случае весьма высока [6, 7]. Для вольфрама при угле излучения около 70° $\epsilon_p = 0,8$. Следовательно, доля отраженного излучения в суммарном излучении и влияние его изменения будут невелики.

Относительное изменение параллельной компоненты суммарного излучения от изменения интенсивности излучения вспомогательного излучения в n раз определяется по формуле

$$\delta_p = \frac{(E_p + \epsilon_p n E_n) E^\circ}{E^\circ} = \frac{(1 - \epsilon_p) E^\circ + \epsilon_p n E^\circ - E^\circ}{E^\circ} = \epsilon_p (n - 1). \quad (5)$$

В табл. 2 приведены величины относительного изменения обеих компонент и суммарного излучения (в %) при изменении вспомогательного излучения на $\pm 10\%$ при различных углах излучения φ , рассчитанные по данным работы [8].

Таблица 2

φ , град	$\delta_p = \epsilon_p (n - 1)$	$\delta_n = \epsilon_n (n - 1)$	$\epsilon_n + \epsilon_p = \frac{\epsilon_n + \epsilon_p}{2} (n - 1)$
45	$\pm 4,4$	$\pm 6,5$	$\pm 5,4$
70	$\pm 1,8$	$\pm 8,1$	$\pm 4,9$

Погрешность измерения температуры исследуемого излучателя была определена экспериментально при изменении тока вспомогательного излучателя на $\pm 10\%$ при $\varphi = 70^\circ$ (см. табл. 3).

Таблица 3

Абсолютная погрешность	ΔT_{n+p}	ΔT_n	ΔT_p
Экспериментально определенная	+ 54 - 39	+ 82 - 72	+ 24 - 14
Расчетная	+ 54 - 42	+ 79 - 75	+ 21 - 13

Как показывают данные табл. 2 и 3, измерение температуры по параллельной компоненте суммарного излучения является предпочтительным.

При измерении истинной температуры колебания тока вспомогательного излучателя не превышали $\pm 0,02$ а, что приводит к погрешности измерения температуры, равной примерно $\pm 2^\circ$. При прецизионных измерениях в качестве облучателя следует использовать стабильную температурную лампу с вольфрамовой лентой, питаемую постоянным током.

Погрешность от неполной «деполяризации» излучения исследуемого объекта обусловлена чувствительностью применяемого измерительного прибора, т. е. способностью различить разность (неодинаковость) двух компонент поляризованного излучения

$$\Delta L = L_a - L_p = E_a + \varrho_a (E^\circ + \Delta E_a) - E_p - \varrho_p (E^\circ + \Delta E_a) \quad (6)$$

или, учитывая (3) и (4),

$$\Delta L = (\varrho_a - \varrho_p) \Delta E_a. \quad (7)$$

Параллельно поляризованная компонента, используемая в нашем случае для измерения температуры,

$$L_p = E_p + \varrho_p (E^\circ + \Delta E_a) = E^\circ + \Delta E. \quad (8)$$

Отсюда

$$\Delta E = \varrho_p \Delta E_a = \varrho_p \frac{\Delta L}{\varrho_a - \varrho_p} \quad (9)$$

или

$$\frac{\Delta E}{E^\circ} = \frac{\varrho_p}{\varrho_a - \varrho_p} \frac{\Delta L}{E^\circ}. \quad (10)$$

При визуальных измерениях $\frac{\Delta L}{E^\circ}$ определяется порогом чувствительности глаза и составляет $\pm 1\%$. При измерении температуры металлической поверхности описанным методом под углом 70° относительная погрешность $\frac{\Delta E}{E^\circ}$ составит $\pm 0,3\%$, что в свою очередь

приводит к погрешности измерения температуры, равной $\pm 0,3^\circ$.

Погрешность измерения температуры с помощью визуального образцового оптического пирометра складывается из погрешностей воспроизведения температурной шкалы, погрешности уравнивания яркости, погрешности $\lambda_{\text{эфф}}$, погрешности измерения тока и оценивается в $\pm 2,5^\circ$ [9].

Суммируя перечисленные погрешности квадратично, получим суммарную предельную погрешность

$$\sigma_n = \sqrt{2^2 + 0,3^2 + 2,5^2} = 3,2^\circ.$$

Используя фотоэлектрический метод, можно существенно повысить точность измерения температуры. Например, по данным [10] точность измерения температур фотоэлектрическим методом примерно в 3 раза выше по сравнению с визуальными измерениями. Кроме того, этот метод позволит существенно снизить порог чувствительности установки. В дальнейшем это даст возможность тщательно изучить влияние таких факторов, как дополнительная поляризация, диффузное рассеяние, угол визирования и т. д.

Описанный выше способ измерения истинной температуры найдет применение в исследовательской практике для измерения температуры металлических поверхностей. В метрологии представляется весьма интересным использовать его для создания образцовых излучателей, являющихся мерами истинной температуры. Это позволит изучать и сравнивать методические погрешности различных типов пирометров излучения.

В связи с тем, что за последнее время резко возрос интерес к устройствам, позволяющим измерять истинную температуру нагретых тел неконтактным способом, создание излучателей, которые могли бы применяться для градуировки и поверки подобных устройств, следует признать весьма своевременным.

По-видимому, данный метод может быть успешно применен для экстраполяции температурной шкалы по длинам волн. Замена черного тела в этом случае существенно упрощает эксперимент, особенно при высоких температурах.

Измерение истинной и яркостной температур металлических поверхностей дает возможность определить их излучательную способность, используя известную связь между этими температурами.

Угловое распределение излучательной способности может быть легко найдено из измерений яркостной температуры под различными углами. Погрешности определения яркостной и истинной температур оказывают существенное влияние на погрешность определения ϵ_λ . Тем не менее, например, для случая тонких металлических лент, когда создание полости (отверстия) невозможно или деформация тела исключена, данный способ является единственно возможным. Он может применяться также в тех случаях, когда не требуется высокой точности определения ϵ_λ .

Описанным выше методом выполнено определение спектрального распределения излучательной способности нескольких материалов: вольфрама, платины, тантала и карбидированного вольфрама.

Погрешность определения ϵ_λ по измеренным истинной и яркостной температурам

$$\delta = \frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} = \frac{c^2}{\lambda} \sqrt{\left(\frac{\Delta T}{T^2}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T_n}{T_n^2}\right)^2}. \quad (11)$$

Например, для $T = 1600^\circ\text{K}$ и $\lambda = 0,65 \text{ мкм}$ погрешность σ составит $\pm 3,9\%$, в худшем случае в исследуемом диапазоне ($T = 1300^\circ\text{K}$, $\lambda = 0,5$) она возрастет до $\pm 8\%$.

С применением фотоэлектрического метода измерения температуры погрешность определения ϵ_λ уменьшится приблизительно вдвое.

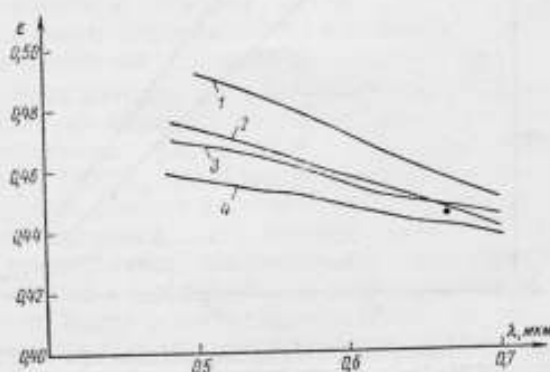


Рис. 2. Зависимость $\epsilon = f(\lambda)$ для вольфрама при 1600°K .
1 — по данным [12]; 2 — по данным автора;
3 — по данным [13]; 4 — по данным [11]; ● — по данным [15].

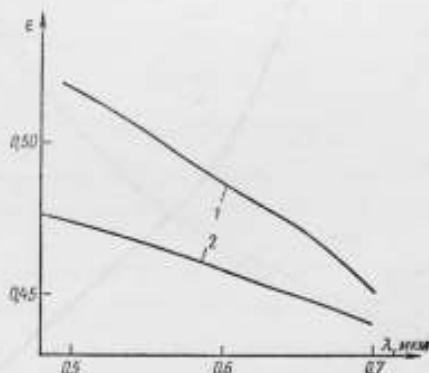


Рис. 3. Зависимость $\epsilon = f(\lambda)$ для чистого и карбидированного вольфрама при 1600°K .
1 — карбидированный вольфрам; 2 — вольфрам.

На рис. 2—5 представлены зависимости $\epsilon = f(\lambda)$ для исследованных материалов в видимой области спектра. Яркостная температура измерялась с помощью образцового визуального спектропирометра типа СП.

Измеренные значения излучательной способности вольфрама оказались средними между значениями Ларраби [11] и Ритгофа [12]

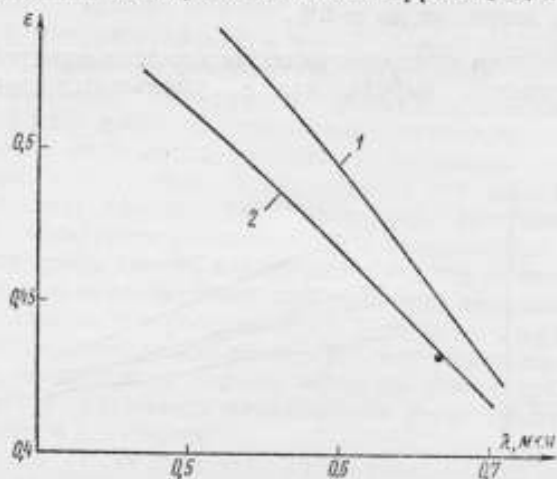


Рис. 4. Зависимость $\epsilon = f(\lambda)$ для тантала при 1600°K .
1 — по данным [12]; 2 — по данным автора; ● — по данным [16],

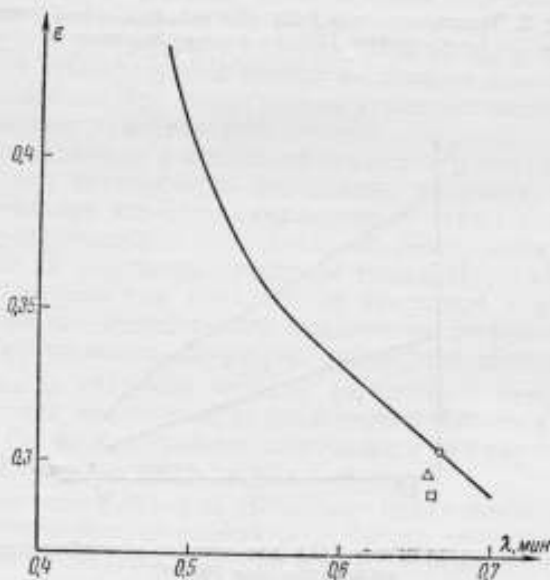


Рис. 5. Зависимость $\epsilon = f(\lambda)$ для платины при 1600°K .
1 — по данным автора; ○ — по данным [16];
△ — по данным [17]; □ — по данным [18].

и очень близкими к значениям Де Воса [13], которые в настоящее время считаются наиболее правильными [14].

Результаты измерений ϵ_λ вольфрама, как наиболее хорошо изученного материала, являясь косвенной проверкой описанного метода измерения истинной температуры подтверждают в нашем случае отсутствие серьезных ошибок в измерении истинной температуры. Значения излучательной способности вольфрама, тантала и платины хорошо совпадают с данными Вортинга [15, 16].

Расхождение между значениями ϵ_λ для тантала, полученными в настоящей работе, и данными Ритгофа [12], по-видимому, можно объяснить наличием систематической ошибки в его измерениях, так как полученные им значения ϵ_λ для вольфрама также выше, чем у всех других авторов. По сравнению с вольфрамом у платины вообще отсутствуют столь же полные и надежные данные, и значения ϵ_λ , полученные различными авторами, например, для $\lambda = 0,66$ мкм при 1600°K , колеблются в пределах $0,26-0,36$ [1].

Таким образом, данные настоящей работы для металлов весьма удовлетворительно совпадают с данными других авторов.

Интерес представляет излучательная способность карбидированного вольфрама в инфракрасной области спектра. Поскольку в этой области он менее селективен, чем вольфрам, то, как показано в [19], может быть использован в качестве образцового излучателя на цветовые температуры. На рис. 6 дана зависимость $\epsilon = f(\lambda)$

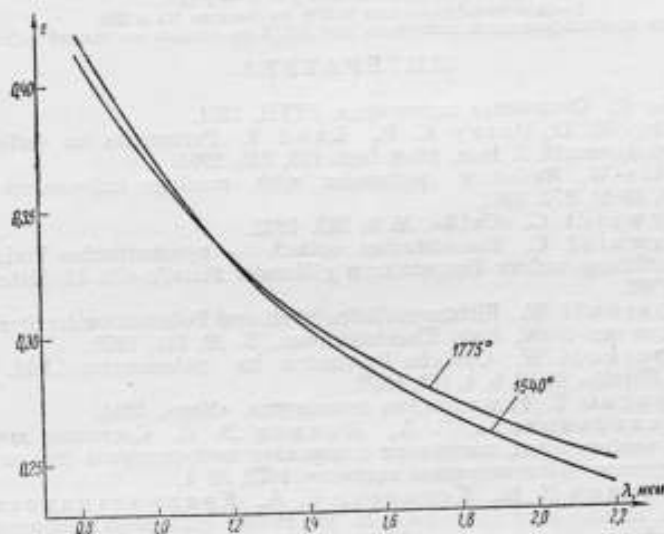


Рис. 6. Зависимость $\epsilon = f(\lambda)$ для карбидированного вольфрама.

для карбидированного вольфрама для двух температур. Измерение яркостной температуры осуществлялось с помощью образцового фотоэлектрического спектропирометра типа ИКП. На рис. 7 приведены кривая разности между истинной и предельной цветовой

температурой в зависимости от длины волны для вольфрама и карбидированного вольфрама. Как видно, цветовая температура карбидированного вольфрама для всей ближней инфракрасной области изменяется незначительно по сравнению с цветовой температурой чистого вольфрама в той же области спектра.

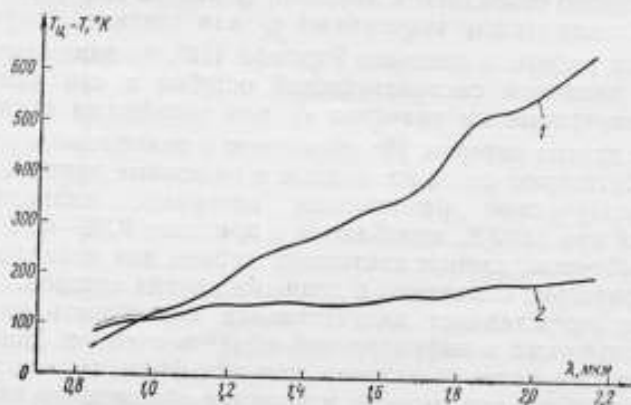


Рис. 7. Зависимость $T_c - T = f(\lambda)$.
1 — для вольфрама при 1600°K по данным [13 и 20];
2 — для карбидированного вольфрама при 1540°K по данным настоящей работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рибо Г. Оптическая пирометрия. ГТИИ, 1934.
2. Drury M. D., Perry K. P., Land T. Pyrometers for surfaces Temperature measurements. J. Iron. Steel Inst. 169, 245, 1951.
3. Fastie W. Radiation pyrometer with readings independent upon ϵ . JOSA, v. 41, № 11, 872, 1951.
4. Tingwaldt C. «Optik», № 9, 323, 1952.
5. Tingwaldt C. Ein einfaches optisch — pyrometrisches Verfahren zur direkten Ermittlung wahrer Temperaturen glühender Metalle. «Zts. für Metallkunde», v. 51, 116, 1960.
6. Pepperhoff W. Richtungsabhängigkeit und Polarisation der Strahlung an flüssigen Eisen und Stahl. Arch. Eisenhüttenwes., B. 30, 131, 1959.
7. Pepperhoff W. Optische Pyrometrie im polarisierten Licht. «Zts für angewandte Physik», B. 12, h. 4, 168, 1960.
8. Гаррисон Т. Радиационная пирометрия. «Мир», 1964.
9. Крахмальникова Г. А., Лапина Э. А. Состояние эталонов и образцовых приборов для построения и передачи температурной шкалы по тепловому излучению. «Измерительная техника», 1970, № 1.
10. Киренков И. И., Королева Е. А., Крахмальникова Г. А., Ошарина Л. И., Угольников В. И. Новый эталонный спектропирометр. Труды метрологических институтов СССР, вып. 105 (165), Изд-во стандартов, 1969.
11. Larrabee R. D. Spectral emissivity of tungsten. JOSA, v. 49, № 6, 619, 1959.
12. Riethof T., Acchione B., Branyan E. High-temperature spectral emissivity studies on some refractory metals and carbides. Temperature its measurement and control in science and industry. V. III, p. 2, 515, 1962.
13. De Vos J. C. A new determination the emissivity of tungsten ribbon. «Physica», XX, № 10, 690, 1954.

14. Schurer K. Discussion of some uncertainties in the spectral emissivity of tungsten. «Optik», B. 28, h. 1, 44, 1968.

15. Worthing A. G. Das spectrale Emissions vermögen und der schmelzpunkt des Wolframs. «Zts. für Physik», XXII, 9, 1924.

16. Worthing A. G. Spectral emissivities of tantalum, platinum, nickel and gold as a function of temperature, and the melting point of tantalum «Physikal. Reviews», V. 28, 174, 1926.

17. Spence J. Astrophys J., № 37, 194, 1913.

18. Stephens R. E. The spectral emissivity and relation of true temperatures and brightness temperatures of platinum. JOSA, v. 29, № 4, 158, 1939.

19. Лавина Э. А. Излучатели для воспроизведения цветовой температуры в инфракрасной области спектра. «Измерительная техника», 1965, № 3.

20. Дмитриев В. Д., Холопов Г. К. Спектральная лучеспускательная способность вольфрама в инфракрасной области спектра. «Журнал прикладной спектроскопии», т. 2, вып. 6, 481, 1965.

Поступила в редакцию

14/III 1970 г.

МЕТОД ОЦЕНКИ ОБРАЗЦОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ, ПРЕДНАЗНАЧЕННЫХ ДЛЯ ПЕРЕДАЧИ ЦВЕТОВОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В ЗАДАННОМ СПЕКТРАЛЬНОМ ИНТЕРВАЛЕ

Цветовые пирометры, измеряющие температуру по отношению интенсивностей излучения в двух участках близкой инфракрасной области спектра, находят широкое применение в промышленных и научных исследованиях. Пирометры типа «Спектропир» [1], «Пир-со» и другие, снабженные градусной шкалой, должны градуироваться и поверяться непосредственно по образцовым источникам излучения с известной цветовой температурой.

Расчетный метод градуировки по нескольким точкам требует достаточно точного знания эффективных длин волны пирометра, что в свою очередь требует знания спектральных характеристик прибора. Как известно, универсальным методом градуировки пирометров любого принципа действия с любыми спектральными интервалами и характеристиками является градуировка по черному телу, визуруемому пирометром. Применение различных моделей черного тела связано с трудностями, обусловленными сложностью изготовления качественных моделей черного тела и с трудоемкостью метода. В связи с этим целесообразно применять при градуировке и поверке источники, отличные от черного тела, например, температурные лампы.

Эквивалентной заменой черного тела может служить излучатель, который должен удовлетворять следующим требованиям:

- 1) высокая воспроизводимость значения цветовой температуры в зависимости от параметров, регулирующих его нагрев;
- 2) наличие участка с хорошим температурным полем. Требования

ния к постоянству температуры на рабочем участке должны быть согласованы с классом точности прибора;

3) конструкция излучателя должна допускать использование излучения в телесных углах, соответствующих углам визирования пирометра;

4) значение цветовой температуры источника должно быть постоянным или незначительно изменяться в спектральных интервалах, используемых в пирометре.

Первым трем требованиям удовлетворяют температурные ленточные лампы различных типов, например, серийно выпускаемые типа СИ-10-300. Наибольшие трудности возникают при выполнении самого важного — четвертого требования. Оно определяется характером излучения материала ленты лампы, состоянием ее поверхности.

Требование независимости значения цветовой температуры излучателя от спектрального интервала рассматривалось в работе [2]; было использовано понятие о дифференциальной цветовой температуре T_{cd} , введенной на основе уравнения Вина [3, 4]. Условие независимости цветовой температуры от длины волны представлено в работе [2] в виде уравнений:

$$\frac{1}{T_{cd}} = \frac{d\left(\frac{1}{S\lambda}\right)}{d\left(\frac{1}{\lambda}\right)} = \text{const}; \quad (1)$$

$$\frac{1}{T_{ист}} - \frac{1}{T_{cd}} = \frac{d \ln \varepsilon}{C_2 d\left(\frac{1}{\lambda}\right)} = \text{const}, \quad (2)$$

где T_{cd} — дифференциальная цветовая температура источника;

$T_{ист}$ — истинная температура источника;

S — яркостная температура при длине волны λ ;

ε — коэффициент черноты излучения источника для длины волны λ .

Уравнение (1), определяющее дифференциальную цветовую температуру, легко преобразуется к виду

$$\frac{1}{T_{cd}} = \frac{1}{S} + \frac{\lambda}{S^2} \frac{dS}{d\lambda}. \quad (3)$$

Для области спектра, подчиняющейся уравнению Планка, дифференциальная цветовая температура определяется из более сложного уравнения

$$\frac{1}{T_{cd}} = \frac{1}{S} + \frac{\lambda}{S^2} \frac{dS}{d\lambda} \frac{1 - e^{-\frac{C_2}{\lambda T_{cd}}}}{1 - e^{-\frac{C_2}{\lambda S}}}. \quad (4)$$

Уравнения (3) и (4) можно вывести следующим образом. Дифференциальную цветовую температуру тела можно определить как такую температуру абсолютно черного тела, при которой относительные наклоны спектральных характеристик обоих тел равны

$$\frac{1}{b_{\lambda S}} \cdot \frac{db_{\lambda S}}{d\lambda} = \frac{1}{b_{\lambda T_{cd}}} \cdot \frac{db_{\lambda T_{cd}}}{d\lambda}.$$

Подставляя выражение для $b_{\lambda S}$ и $b_{\lambda T_{cd}}$ по формуле Вина и учитывая, что у черного тела цветовая температура не зависит от λ , получаем уравнение (3), а по формуле Планка — соответственно уравнение (4).

Интегрируя уравнение (3), имеем

$$\frac{1}{S} - \frac{1}{T_{cd}} = C\lambda.$$

Следовательно, выполнение требования постоянства дифференциальной цветовой температуры при всех значениях λ эквивалентно для случая уравнения Вина требованию, чтобы яркостная температура изменялась с длиной волны по уравнению

$$\frac{1}{S} = A + B\lambda, \quad (5)$$

где A и B — постоянные.

При этом спектральный коэффициент излучения ϵ_{λ} должен быть либо постоянной величиной, либо удовлетворять уравнению

$$\epsilon_{\lambda} = k_0 e^{\frac{k_1}{\lambda}}, \quad (6)$$

где k_0 и k_1 — постоянные.

Уравнение (6) вычисляется как интеграл уравнения (2).

Зависимость S от λ при использовании формулы Планка существенно усложняется и может быть установлена из уравнения (4) при $T_{cd} = \text{const}$.

Дифференциальная цветовая температура постоянна в широких спектральных интервалах только у черного и серого тела; вероятно существуют источники излучения, у которых спектральные участки небольшой протяженности обладают единой цветовой температурой.

Для решения вопросов о пригодности источника излучения для градуировки пирометров того или иного типа целесообразно установить допустимые отклонения его дифференциальной температуры в рабочем участке спектра пирометра от постоянного значения, при которых в процессе градуировки не вносятся существенной допол-

нительной погрешности. Заметим, что дифференциальная температура излучателей, не имеющих единой цветовой температуры, может отличаться от цветовой температуры, измеряемой пирометром, по методу спектрального отношения. При этом можно показать, что отклонения яркостной температуры от значений, удовлетворяющих уравнениям (6), будут оказывать большое влияние на значение дифференциальной температуры, чем на значение цветовой температуры, измеряемой по методу спектрального отношения.

Действительно, связь между изменением яркостной и цветовой температуры, измеряемой по методу спектрального отношения при небольших изменениях яркостной температуры при длине волны λ можно представить в виде уравнения [5].

$$\Delta T_c = \left[\frac{\left(\frac{T_c}{S_1}\right)^2 \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} + \left(\frac{T_c}{S_2}\right)^2 \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}}{2} \right] \Delta S. \quad (7)$$

Из уравнения (7) видно, что коэффициент, стоящий перед ΔS , тем больше, чем меньше разность $\lambda_1 - \lambda_2$, а дифференциальная температура соответствует бесконечно малой разности между λ_1 и λ_2 , т. е. максимальному значению этого коэффициента.

Изменение дифференциальной цветовой температуры при небольших изменениях S и $dS/d\lambda$ можно выразить уравнением

$$\Delta \left(\frac{1}{T_{cd}} \right) = \Delta \left(\frac{1}{S} \right) \left[1 + \frac{2\lambda dS}{S d\lambda} - \frac{\lambda \frac{d^2 S}{d\lambda^2}}{dS/d\lambda} \right] + \frac{\lambda}{S^2} \Delta \left(\frac{dS}{d\lambda} \right). \quad (8)$$

Это уравнение можно получить дифференцированием уравнения (3) в предположении, что $1/S$ и $dS/d\lambda$ являются независимыми переменными.

Уравнение (8) позволяет установить разброс значений дифференциальной температуры в рабочем спектральном интервале пирометра при условии, что излучение источника определяется уравнением Вина и зависимость яркостной температуры источника от длины волны не сильно отличается от теоретической, соответствующей единой цветовой температуре в исследуемом участке спектра.

Если у источника достаточно заметно выражена зависимость цветовой температуры от длины волны, то для количественной оценки отклонения от единого значения цветовой температуры необходимо рассчитать дифференциальную температуру по формулам (3) или (4) в рабочем участке, найти цветовую температуру, соответствующую границам интервала и установить величину разности между этими температурами.

Такого рода анализ источников излучения был выполнен в ближней инфракрасной области спектра для трех типов излучателей: 1) лампы с вольфрамовой лентой при двух значениях тока в ней,

2) двух ламп с лентой из карбидированного вольфрама и 3) ленточной лампы из окисленного нихрома, нагреваемой на воздухе и заключенной в металлический цилиндр с большими отверстиями в его основаниях для уменьшения влияния на тепловой режим воздушных потоков. Такой же расчет выполнен для лампы с вольфрамовой лентой в видимой части спектра.

В табл. 1 и на рис. 1 приведены значения яркостной температуры при разных длинах волн для трех типов излучателей, измеренные с помощью образцового инфракрасного пирометра ВНИИМ [6].

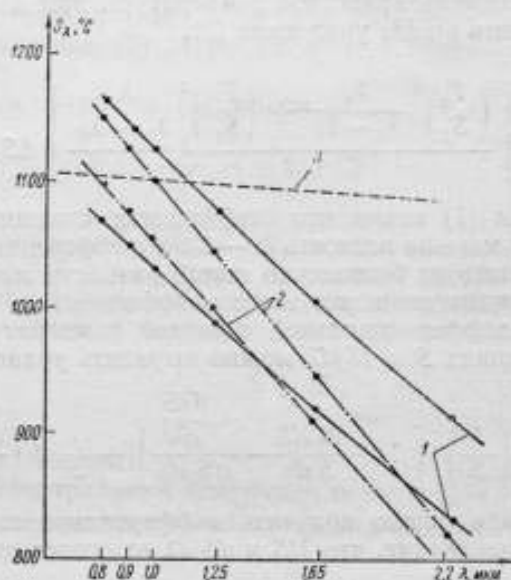


Рис. 1. Зависимость яркостной температуры от длины волны.

1 — лампа с лентой из карбидированного вольфрама;
2 — лампа с вольфрамовой лентой; 3 — лампа с нихромовой лентой.

Таблица 1

λ , мкм	Температурная лампа с вольфрамовой лентой Т-1		Лампа с карбидированной вольфрамовой лентой		Лампа с нихромовой лентой
	l = 7,35 а	l = 7,90 а	НК-3, l = 9,647, а	НК-4, l = 9,883 а	
T°, C					
0,65	—	—	—	—	1008
0,8	1000	1050	971,5	1066	1003
0,9	979,5	1027	950,0	1039,5	1002
8,0	958,0	1004,5	932	1027,5	1000
1,25	904	946	888	977,5	997
1,65	815,5	854	823	906,0	993
2,19	690,5	723,5	731,5	815,5	984

В табл. 2 и на рис. 2 приведены значения дифференциальной цветовой температуры, рассчитанные по формулам (3) и (4) для тех же трех излучателей. Расчет по формуле (4) выполнен для лампы с нихромовой лентой, начиная со значения $\lambda = 1,8$ мкм. При

Таблица 2

λ , мкм	Лампа с вольфрамовой лентой		Лампа с карбидированной вольфрамовой лентой		Лампа с нихромовой лентой
	1 = 7,53 а	1 = 7,90 а	НК-3	НК-4	1 = 28,55 а
T_{cd} , °K					
0,8	1461	1526	1418	1528	1287 1287,5 1287,3
0,9	1471,5	1537	1417,5	1526,5	1287
1,0	1485,5	1550,5	1419	1527	1288
1,1	1502	1566,0	1421,5	1529	1288,5
1,2	1522	1584,5	1426	1531,5	1288,3
1,3	1542,5	1607,5	1432	1535	1289,5
1,4	1570,5	1637,5	1440	1540	1289,5
1,5	1604,0	1688,0	1450	1547	1290,5
1,6	1641,5	1704	1463	1557	1291,8
1,7	1691,5	1750	1476,5	1568,5	1291,6
1,8	1750,5	1804	1494	1582	1292,0
1,9	1819,0	1867	1511	1598	1294,0
2,0	1903,0	1939	1533	1619	1295,0
2,1	2009,0	2033	1559	1640,5	1297,5
2,2	2104,0	2149	1588	1667	1298,0
Максимальная разность T_{cd} , °K	643	627	170	140	11
Максимальная разность T_{cd} , °K в интервале 0,8—1,8 мкм	290	270	87	56	5

этом наибольшая разница между значениями дифференциальной цветовой температуры, вычисленной по формулам (3) и (4), составляет в этом случае + 5 град при длине волны 2,2 мкм; при 1,8 мкм она составляет + 0,5 град.

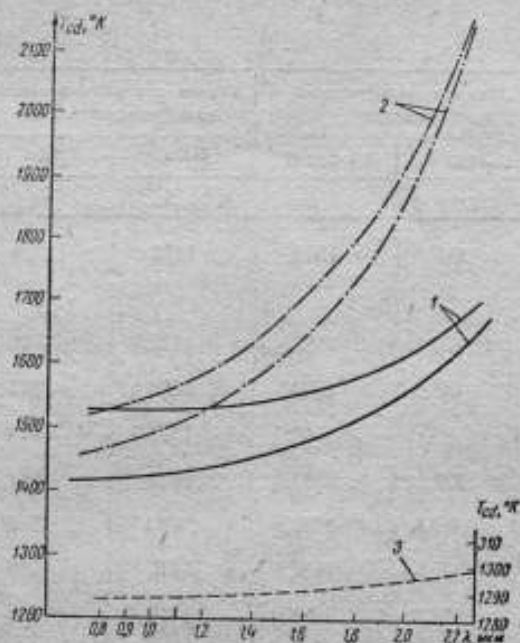


Рис. 2. Зависимость цветовой дифференциальной температуры от длины волны.
(Обозначения такие же как на рис. 1).

В табл. 3 и на рис. 3 приведены значения T_{cd} при четырех значениях тока для образцовой температурной лампы 1-го разряда № 224 типа СИ-10-300 в видимой части спектра (0,47—0,75 мкм).

Таблица 3

$\lambda, \text{мкм}$	Лампа с вольфрамовой нитью № 224			
	$I = 13,5 \text{ а}$	$I = 14,0 \text{ а}$	$I = 14,5 \text{ а}$	$I = 15,0 \text{ а}$
	$T_{cd}, ^\circ K$			
0,47	1377,0	1417,5	1463	1503
0,48	1375,5	1416	1460	1502
0,49	1374,0	1415	1462	1501
0,50	1372,5	1414	1461	1501
0,51	1371,5	1413,5	1461	1500,5
0,52	1370	1413,5	1461	1500,5
0,53	1372	1413	1461,5	1501,5
0,54	1369	1412,5	1462	1502

Продолжение табл. 3

$\lambda, \mu\text{м}$	Лампа с вольфрамовой лентой № 224			
	$I = 13,5 \text{ а}$	$I = 14,0 \text{ а}$	$I = 14,5 \text{ а}$	$I = 15,0 \text{ а}$
	$T_{\text{сд}}, ^\circ\text{К}$			
0,55	1368	1413	1463	1504
0,56	1367,5	1414	1464	1505
0,57	1367	1415	1466	1508
0,58	1367	1417	1467	1510
0,59	1367	1418,5	1469,5	1514
0,60	1367,5	1421	1472	1517
0,61	1367	1424	1475	1522
0,62	1369	1427	1478	1527
0,63	1370,5	1431	1482	1533
0,64	1373	1436	1486,5	1539
0,65	1376	1441	1492	1546
0,66	1380,5	1446	1498	1553,5
0,67	1384	1452	1504	1561
0,68	1392	1459,5	1511,5	1570
0,69	1400	1468	1520	1579
0,70	1411	1476	1529	1588
0,71	1423	1487	1538,5	1599
0,72	1439	1496,5	1549	1610,5
0,73	1460,5	1508	1561	1623,5
0,74	1485	1520	1573	1636
0,75	1514	1533	1587	1649
Максимальная разность $T_{\text{сд}}, ^\circ\text{К}, \text{град}$	147	116	127	146
Максимальная разность $T_{\text{сд}}$ в интервале 0,47—0,7 $\mu\text{м}$	44	64	68	88

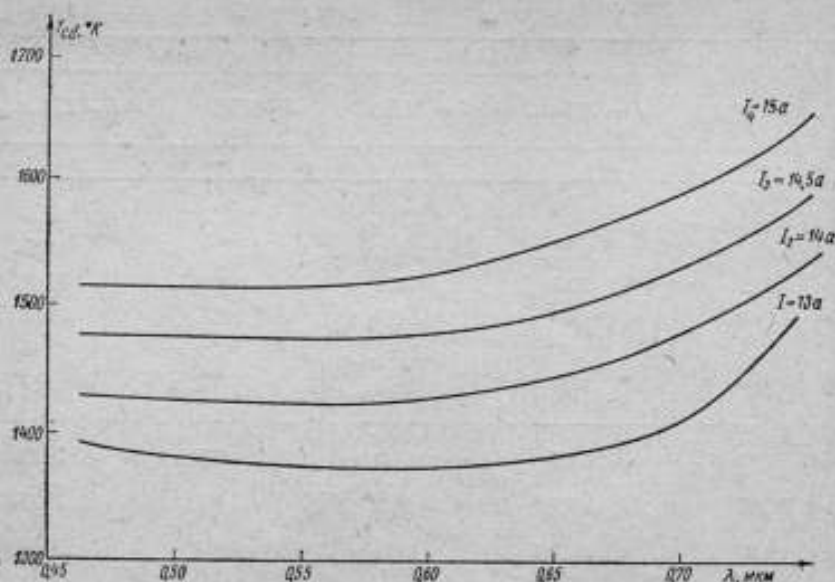


Рис. 3. Зависимость цветовой дифференциальной температуры от длины волны для вольфрамовой лампы в видимой части спектра.

Таблица 4

Значения длины волны, мкм	Цветовая температура (в °K) для лампы				
	с вольфрамовой лентой		с карбидированной вольфрамовой лентой		с нихромо- вой лентой
	$I=735 \text{ a}$	$I=7,90 \text{ a}$	НК-3	НК-4	
2,2 — 1,65	1809	1897,0	1521,8	1620,1	1291,5
2,2 — 1,25	1678	1744,5	1469,7	1578,0	1292,5
2,2 — 1,0	1606	1674,9	1448,1	1560,5	1289,5
2,2 — 0,9	1580	1646,4	1439,2	1539,1	1289,5
2,2 — 0,8	1561	1630,0	1441,6	1549,8	1289,5
1,65 — 1,25	1588	1647,3	1431,5	1546,6	1292,6
1,65 — 1,0	1541	1607,0	1422,2	1539,2	1298,8
1,65 — 0,9	1524	1587,8	1420,2	1533,5	1287,6
1,65 — 0,8	1514	1580,8	1424,8	1532,3	1288,9
1,25 — 0,9	1489	1554,7	1408,4	1525,8	1284,7
1,25 — 0,8	1485	1534,6	1428,4	1529,5	1287,4
Максимальная разность значе- ний T_c , °K в интервале 0,8—2,2 мкм	324	343	100	90	14
Максимальная разность значе- ний T_c , °K в интервале 1,65—0,8 мкм	103	93	23	21	14

В табл. 4 даны значения цветовой температуры в инфракрасной области четырех исследуемых ламп, вычисленной по методу спектрального отношения для 11 различных комбинаций длин волн.

В табл. 5 приведены значения цветовой температуры в видимой части спектра лампы № 224, вычисленной по методу спектрального отношения.

Таблица 5

Значение длины волн λ_1 и λ_2 , мкм	Цветовая температура T_c , (в °К) для лампы с вольфрамовой лентой			
	$l = 13,5 \text{ а}$	$l = 14,0 \text{ а}$	$l = 14,5 \text{ а}$	$l = 15,0 \text{ а}$
0,47—0,7	1644,3	1697,5	1757,8	1792,6
0,47—0,66	1646,0	1659,0	1742,4	1783,3
0,47—0,6	1643,3	1689,6	1737,8	1792,7
0,50—0,7	1641,8	1699,5	1750,2	1796,8
0,50—0,66	1643,3	1661,3	1743,9	1795,8
0,55—0,7	1643,2	1703,6	1756,7	1807,3
0,47—0,50	1655,8	1688,9	1736,6	1774,0
0,66—0,75	1688,9	1756,7	1809,5	1867,0
0,47—0,75	1653,4	1706,5	1757,3	1801,8
0,60—0,75	1667,5	1730,5	1785,0	1837,2
0,70—0,75	1723,1	1775,5	1845,0	1872,5
0,50—0,75	1652,9	1709,9	1761,3	1807,2
Максимальная разность зна- чений T_c , °К для интервала 0,47—0,75 мкм	81	114	108	98
Максимальная разность зна- чений T_c , °К в интервале 0,47—0,7 мкм	14	45	21	33

Таблица 6

Тип лампы	Спектральный интервал 0,8—1,60 мкм		Спектральный интервал 0,8—2,2 мкм	
	ΔT_{cd} , °К	ΔT_c , °К	ΔT_{cd} , °К	ΔT_c , °К
Вольфрамовая лента при $l = 7,50 \text{ а}$	200	100	643	324
Вольфрамовая лента при $l = 7,90 \text{ а}$	178	96	627	343
Карбидированная воль- фрамовая лента НК-3	45	10	170	100
Карбидированная воль- фрамовая лента НК-4	30	15	140	90
Нихромовая лента	5	5	11	11

Вольфрамовая лампа № 224 типа СИ-10-300 при раз- личной силе тока, а	Спектральный интервал 0,47—0,7 мкм		Спектральный интервал 0,47—0,75 мкм	
	13,5	44	15	147
14,0	61	15	116	114
14,5	69	22	127	108
15,0	77	33	146	98

В табл. 6 представлены значения наибольших разбросов следующих величин:

1) дифференциальной цветовой температуры ΔT_{cd} исследуемых источников при различных спектральных интервалах;

2) цветовой температуры ΔT_c этих же источников, измеренной по методу спектрального отношения в различных спектральных интервалах.

Случайные погрешности измерения яркостной температуры S при различных значениях длины волны вносят дополнительный разброс в результаты, приведенные в табл. 6, величина которого может достигать $\pm 10-20$ град, а при малых интервалах длин волн даже и больших величин. Поэтому сравнительная оценка излучателей может быть выполнена только в этих пределах.

Ниже приведены значения спектральных интервалов, при которых изменения дифференциальной температуры у исследованных источников не превышают $30-40$ град в ближней инфракрасной области.

Тип лампы	Спектральный интервал (в мкм), в котором ΔT_{cd} не более $30-40$ град
Лампа с вольфрамовой лентой	0,8—0,9; 0,47—0,66
Лампа с карбидированной вольфра- мовой лентой	0,8—1,3
Лампа с нихромовой лентой	0,65—2,2

Из анализа, выполненного для различных излучателей, видно, что метод дифференциальной цветовой температуры дает наиболее строгую и полную оценку свойств излучателя, а повышение точности измерений яркостной температуры позволит получить надежную количественную оценку. На основании экспериментальных данных можно уже сейчас дать некоторые рекомендации по применению исследованных источников.

Лампы с вольфрамовой лентой можно применять только при градуировке цветowych пирометров, работающих в ближней инфракрасной области спектра, ширина спектральных интервалов которых не превышает $0,1$ мкм при классе точности пирометра $1,0-1,5$.

Лампы с лентой из карбидированного вольфрама для приборов такого же класса точности можно применять для пирометров с шириной спектрального интервала 0,5 мкм в интервале 0,8—1,3 мкм и с шириной спектрального интервала 0,15 мкм для более длинноволновой части спектра. Более высокая точность передачи значения цветовой температуры может быть достигнута при уменьшении спектральных интервалов и достаточно близком совпадении спектральной области, использованной при градуировке лампы, и при измерении температуры пирометром спектрального отношения.

Лампа с нихромовой лентой может применяться для приборов со спектральными интервалами любой ширины в области длин волн 0,65—2,2 мкм.

Таким образом, проведенные исследования показывают, что зависимость дифференциальной цветовой температуры от длины волны может служить объективной характеристикой пригодности образцового излучателя для метрологических работ в области цветовой пирометрии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Негруцак В. Т., Россикова Н. В., Трубицын Е. В. Цветовой пирометр «Спектропир» «Приборы и системы управления», 1967, № 7.
2. Лапина Э. А. Излучатели для воспроизведения цветовой температуры в инфракрасной области спектра. «Измерительная техника», 1965, № 3.
3. Кириков И. И., Лапина Э. А. Методика и аппаратура для измерения эффективных длин волны цветковых пирометров. Новые научно-исследовательские работы по метрологии. Информ. сб. № 3. Температурные излучения. Изд-во стандартов, 1963.
4. Hennig H. Temperaturmessung, Leipzig, 1954.
5. Гордов А. Н., Кириков И. И., Лапина Э. А. Сличение ламп по цветовым температурам фотоэлектронным методом. Труды ВНИИМ, вып. 35 (95), Стандартгиз, 1958.
6. Лапина Э. А. Воспроизведение МПТШ с помощью инфракрасного спектрометра. Труды институтов Комитета, вып. 71 (131), Стандартгиз, 1963.

Поступила в редакцию
14/III-1970 г.

ОСЛАБЛЯЮЩИЕ СВЕТОФИЛЬТРЫ ДЛЯ РАСШИРЕНИЯ ШКАЛЫ ЯРКОСТНЫХ ТЕМПЕРАТУР В ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

Расширение спектрального интервала в инфракрасную область спектра при измерении яркостной и цветовой температуры представляет большой интерес для научных исследований и промышленной практики. Изучение относительного распределения энергии у различных промышленных объектов в этой части спектра позволит обоснованно выбрать спектральные интервалы при измерении цветовой температуры, изучить систематические погрешности измерения, связанные с селективным характером излучения реальных тел.

В настоящее время разрабатываются конструкции яркостных и цветowych инфракрасных пирометров с широкими пределами измерения — от 200 до 2000°C в спектральном интервале 0,9—2,5 мкм. В связи с этим перед метрологическими учреждениями возникает задача исследования и аттестации образцовых излучателей, пригодных для градуировки таких приборов.

В интервале 400—1000°C для аттестации образцовых излучателей — ленточных ламп различного типа используется инфракрасный пирометр, с помощью которого осуществляется практическая шкала температур по излучению в спектральном интервале от 0,8 до 2,2 мкм [1]. Расширение пределов измерения инфракрасного спектропирометра потребовало решения ряда теоретических вопросов, специфических для инфракрасной пирометрии и связанных с применением формулы Планка.

В инфракрасной области спектра приближенный характер формулы Вина следует учитывать уже при достаточно низких температурах. Так, при расчете яркостной температуры по этой формуле возникает погрешность, составляющая 0,2 при 1000°C и $\lambda = 2,2$ мкм

и 0,8 град при 1500°C и $\lambda = 1,65$ мкм; эти погрешности возрастают при расчете цветовых температур по методу спектрального отношения и достигают, например, 6 град при 1450°C для значений длин волны 1,65 и 2,2 мкм. Следует указать, что в видимой части спектра применение формул Вина не приводит к погрешностям, превышающим 0,01°C до 3000°K при длине волны 0,65 мкм и до 4500°K при длине волны 0,45 мкм. Таким образом, в отличие от видимой области спектра, в ближней инфракрасной области в важном для промышленной пирометрии температурном интервале (1000—2000°C) следует пользоваться формулой Планка.

Основным методом расширения пределов измерения яркостных пирометров и экстраполяции температурной шкалы является, как известно, применение поглощающих светофильтров. Теоретические требования к этим светофильтрам разработаны для видимой части спектра, где светофильтры применяются в интервале 0,47—0,7 мкм. При переходе к инфракрасной области спектра необходимо пересмотреть основные положения теории применения поглощающих светофильтров.

Теоретические требования к светофильтрам для инфракрасной области спектра

Неизвестная температура T_2 рассчитывается по известной температуре T_1 по формуле

$$\tau_\lambda b_{\lambda T_2}^\circ = b_{\lambda T_1}^\circ, \quad (1)$$

где $b_{\lambda T_2}^\circ$ и $b_{\lambda T_1}^\circ$ — интенсивность излучения черного тела при температурах T_2 и T_1 и длине волны λ ;
 τ_λ — коэффициент пропускания поглощающего светофильтра при той же длине волны.

Для спектрального интервала λ_1 — λ_2 при использовании формулы Вина уравнение (1) приобретает вид

$$\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} = - \frac{\lambda_{\text{эф}} \ln \tau_\tau}{c_2} = A. \quad (2)$$

Здесь $\lambda_{\text{эф}}$ — эффективная длина волны;
 τ_τ — суммарное значение коэффициента пропускания поглощающего светофильтра в используемом спектральном интервале.

Если спектральный коэффициент пропускания светофильтра удовлетворяет условию, предложенному Футом [2],

$$\lambda \ln \tau_\lambda = \text{const}, \quad (3)$$

то такие светофильтры при использовании их для расширения пределов измерения яркостных пирометров или при экстраполяции

Международной практической температурной шкалы обладают следующими важными достоинствами:

1) величина A должна быть надежно определена только для одной произвольно выбранной пары значений T_1 и T_2 . Это значение сохранится для любых других комбинаций T_3 и T_4 выше и ниже интервала $T_1—T_2$;

2) для вычисления величины A не требуется предварительного экспериментального или расчетного определения эффективной длины волны и коэффициента пропускания светофильтра, а достаточно измерить яркостную температуру одного и того же объекта без светофильтра и со светофильтром перед объектом;

3) для светофильтров, удовлетворяющих условию Фута, величина $\ln \tau_\tau$ обладает свойством аддитивности [3], что дает возможность применять составные светофильтры, состоящие из независимо измеренных частей. Такие светофильтры расширяют пределы измерения приборов до весьма высоких температур без потери точности [4].

Светофильтры, удовлетворяющие уравнению (3), применялись для интервала длин волн 0,6—0,7 мкм еще при выпуске первых отечественных оптических пирометров [5]. Был выполнен анализ допустимых отклонений от уравнения (3), при которых сохраняются преимущества светофильтров, предложены методы расчета и созданы светофильтры, у которых величина A остается постоянной при двух произвольно выбранных значениях длины волны в интервале 0,5—0,7 мкм [6].

Нецелесообразно использование описанных выше светофильтров в области обязательного применения формулы Планка.

Рассмотрим связь между двумя температурами объекта, интенсивность излучения которого описывается формулой Планка. Преобразуя выражение (1), получим уравнение, связывающее неизвестную температуру T_2 с известной T_1 ,

$$\frac{1}{T_2} = \frac{\lambda}{c_2} \ln \left[1 + \tau_\lambda \left(e^{\frac{c_2}{\lambda T_1}} - 1 \right) \right]. \quad (4)$$

Для конечного спектрального интервала $\lambda_1 — \lambda_2$ получим

$$\frac{1}{T_2} = \frac{\lambda_{2\Phi}}{c_2} \ln \left[1 + \tau_\tau \left(e^{\frac{c_2}{\lambda_{2\Phi} T_1}} - 1 \right) \right]. \quad (5)$$

Суммарный коэффициент пропускания рассчитывается по уравнению

$$\tau_T = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda^{-5} \left(e^{\frac{c_2}{\lambda T_2}} - 1 \right)^{-1} v_\lambda \tau_\lambda \tau' d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda^{-5} \left(e^{\frac{c_2}{\lambda T_2}} - 1 \right)^{-1} v_\lambda \tau' d\lambda}. \quad (6)$$

Эффективная длина волны определяется, как обычно,

$$\frac{b_{T_2 \lambda_{эф}}^{\circ}}{b_{T_1 \lambda_{эф}}^{\circ}} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} b_{\lambda T_2}^{\circ} v_\lambda \tau'_\lambda d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} b_{\lambda T_1}^{\circ} v_\lambda \tau'_\lambda d\lambda}. \quad (7)$$

Здесь v_λ — спектральная чувствительность приемника излучения;
 τ'_λ — коэффициент пропускания монохроматизирующей системы (светофильтра, монохроматора или интерференционного светофильтра).

Подставляя в уравнение (7) выражения для $b_{T_2 \lambda_{эф}}^{\circ}$ и $b_{T_1 \lambda_{эф}}^{\circ}$ по формуле Планка, получим уравнение, из которого значение $\lambda_{эф}$ может быть вычислено методом численного интегрирования

$$\frac{e^{\frac{c_2}{\lambda_{эф} T_1}} - 1}{e^{\frac{c_2}{\lambda_{эф} T_2}} - 1} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda^{-5} \left(e^{\frac{c_2}{\lambda T_2}} - 1 \right)^{-1} v_\lambda \tau'_\lambda d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda^{-5} \left(e^{\frac{c_2}{\lambda T_1}} - 1 \right)^{-1} v_\lambda \tau'_\lambda d\lambda}. \quad (8)$$

Из выражений (4) и (5) следует, что для определения температуры T_2 необходимо предварительно разделить вычислить величину $\lambda_{эф}$ и τ_T . Следовательно, в этом случае отпадает основное преимущество светофильтров, удовлетворяющих условию Фута — возможность расширения пределов измерения яркостного пирометра только на основе чисто температурных измерений. Как уже указывалось, светофильтры, удовлетворяющие условию (3), обладают свойством аддитивности для величины $\ln \tau_T$ в пределах применимости закона Вина; при переходе к формуле Планка для выражения $b_{\lambda T}^{\circ}$ аддитивность отсутствует.

В связи с потерей преимуществ, свойственных светофильтрам, удовлетворяющим условию Фута, при переходе к уравнению Планка в инфракрасной области спектра предлагается использовать

нейтральные поглотители. Применение нейтральных светофильтров обеспечивает независимость величины τ^T от температуры и делает достаточным определение ее при одном значении температуры. Логарифм суммарного коэффициента пропускания составного светофильтра, состоящего из нескольких светофильтров, подчиняется закону аддитивности, независимо от вида функции $b_{\lambda T}^0$. Это позволяет применять нейтральные светофильтры для увеличения пределов измерения приборов в широком интервале температур без потери точности.

Требования к точности определения величины τ_T

Погрешность ΔT_Φ определения температуры T_2 , вызванная погрешностью определения коэффициента пропускания τ^T , вычисляется по формуле

$$\frac{\Delta T_\Phi}{T_2^2} = \frac{\lambda_{2\Phi}}{c_2} \frac{\Delta \tau_T (e^{\frac{c_2}{\lambda T_1}} - 1)}{[1 + \tau_T (e^{\frac{c_2}{\lambda T_1}} - 1)]} \quad (9)$$

Выражение (9) получено дифференцированием уравнения (5). Рационально установить допустимое значение погрешности $\Delta \tau_T$ в зависимости от погрешности измерения температуры T_1 данным прибором без применения ослабляющего светофильтра. Установим допустимое значение $\Delta \tau_T$ из условия

$$\Delta T_\Phi = k \Delta T_n \quad (10)$$

где ΔT_n — погрешность измерения температуры при введенном светофильтре, вызванная погрешностью определения температуры T_1 .

Из формулы (5) путем дифференцирования получаем выражение для ΔT_n

$$\frac{\Delta T_n}{T_2} = \frac{\Delta T_1}{T_1^2} \frac{\tau_T e^{\frac{c_2}{\lambda_{2\Phi} T_1}}}{[1 + \tau_T (e^{\frac{c_2}{\lambda_{2\Phi} T_1}} - 1)]} \quad (11)$$

Из уравнений (9), (10) и (11) получим

$$\frac{\Delta \tau_T}{\tau_T} = \frac{k \Delta T_1 c_2 e^{\frac{c_2}{\lambda_{2\Phi} T_1}}}{T_1^2 \lambda (e^{\frac{c_2}{\lambda_{2\Phi} T_1}} - 1)} \quad (12)$$

Постоянная k может быть выбрана в зависимости от требуемой точности измерений прибора со светофильтром. При этом следует учитывать, что при измерении τ_T с помощью спектропирометра k не может быть меньше единицы. Установим допустимые значения $\frac{\Delta \tau_T}{\tau_T}$, например, применительно к инфракрасному спектропирометру, используемому в качестве образцового прибора 1-го разряда при аттестации излучателей в инфракрасной области спектра.

Погрешность ΔT_1 при температуре 1000°C равна примерно 2° ; τ_T определялся с помощью инфракрасного спектропирометра, поэтому $k = 1$. Полученные при этих условиях значения $\Delta \tau$ приведены в табл. 1.

Таблица 1

λ , мкм	T_1 , °К	$\Delta\tau/\tau$	τ	$\Delta\tau$	T_2 , °К
0,8	1300	0,019		0,0057	1425
1,65	1300	0,010	0,3	0,0030	1585
2,2	1300	0,0078		0,0023	1680
4,5	1000	0,0071		0,0021	1500

Наименьшая погрешность определения коэффициента пропускания с помощью фотоэлектрических спектрофотометров составляет 0,002 при $\tau_\lambda \approx 0,3$, поэтому требования к точности определения τ_T являются достаточно жесткими.

Для снижения погрешности измерения температуры T_2 при использовании поглощающих светофильтров желательно измерить τ_T с точностью по крайней мере в 5 раз большей. Возможно, что такое повышение точности может быть достигнуто путем применения секторных дисков в сочетании с объективным приемником излучения, используемым в качестве нулевого прибора [7]. Коэффициент пропускания секторного диска, равный $\frac{\Sigma\alpha}{360}$, где $\Sigma\alpha$ — сумма углов

раскрытия при $\tau \approx 0,3$ устанавливается с погрешностью $\frac{\Delta\tau}{\tau} \approx 0,0005$.

Требования к постоянству спектрального коэффициента пропускания светофильтра в рабочем интервале длин волн

Как уже указывалось, светофильтры, применяемые в инфракрасной пирометрии, должны быть нейтральными в рабочем интервале длин волн пирометра. При нарушении этого требования величина суммарного коэффициента пропускания τ_T будет зависеть от

температуры T_2 , а пренебрежение этой зависимостью при расчете температуры T_2 приведет к ошибкам, величина которых должна быть рассчитана по формуле (9).

Для оценки влияния отклонения τ_λ от постоянного значения в рабочем интервале пиromетра на величину τ_T предположим, что τ_λ изменяется с длиной волны линейно

$$\tau_\lambda = \tau_0 + \alpha (\lambda - \lambda_1). \quad (13)$$

Здесь λ_1 — коротковолновая граница спектрального интервала;

α — постоянная;

τ_0 — значение τ_λ при $\lambda = \lambda_1$.

В соответствии с уравнениями (6) и (13) напомним выражение для τ_T при двух температурах T_1 и T_2 :

$$\tau_{T_1} = \tau_0 - \alpha \lambda_1 + \alpha \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} b^{\circ}_{T_1 \lambda} \psi(\lambda) \lambda d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} b^{\circ}_{T_1 \lambda} \psi(\lambda) d\lambda};$$

$$\tau_{T_2} = \tau_0 - \alpha \lambda_1 + \alpha \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} b^{\circ}_{T_2 \lambda} \psi(\lambda) \lambda d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} b^{\circ}_{T_2 \lambda} \psi(\lambda) d\lambda}. \quad (14)$$

Здесь $\psi(\lambda) = v_\lambda \tau'_\lambda$ — аппаратная функция прибора;

v_λ — спектральная чувствительность приемника;

τ'_λ — коэффициент пропускания оптической системы прибора.

Изменение величины τ_T с температурой $\Delta \tau_T = \tau_{T_2} - \tau_{T_1}$ соответственно равно

$$\Delta \tau_T = \alpha \left[\frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} b^{\circ}_{T_2 \lambda} \psi(\lambda) \lambda d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} b^{\circ}_{T_2 \lambda} \psi(\lambda) d\lambda} - \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} b^{\circ}_{T_1 \lambda} \psi(\lambda) \lambda d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} b^{\circ}_{T_1 \lambda} \psi(\lambda) d\lambda} \right]. \quad (15)$$

Допустимое изменение спектрального коэффициента пропускания τ'_λ в зависимости от допустимого значения величины $\Delta \tau_T$, пре-

делов измерения и вида аппаратной функции может быть рассчитано по формуле (15). Количественная зависимость между величиной α и $\Delta\tau_T$ была установлена методом численного интегрирования уравнения (15) для следующих исходных данных: $T_1 = 800^\circ\text{K}$; $T_2 = 2000^\circ\text{K}$; $\lambda_1 = 1,540 \text{ мкм}$; $\lambda_2 = 1,760 \text{ мкм}$; $\tau_{\lambda_1} = 0,265$; $\tau_{\lambda_2} = 0,299$; $\alpha = 0,1524 \text{ 1/мкм}$; $\tau_{800} = 0,2847$; $\tau_{200} = 0,2833$.

Расчет значений τ_{800} и τ_{200} был выполнен для следующих условий:

ν_λ — спектральная чувствительность сернисто-свинцового фотосопротивления типа ФСА-1, численные значения ν_λ приняты по данным работы [8] для типовой кривой ФСА-1;

τ_λ — спектральный коэффициент пропускания монохроматора с входной и выходной щелью равной ширины.

Изменение τ_λ на величину 0,034 в рабочем интервале приводит к изменению $\Delta\tau_T$ на 0,0014 при изменении температуры от 800 до 2000°K . При использовании светофильтра в интервале от 1400 до 2000°K можно ожидать, что величина $\Delta\tau_T$ не будет превышать 0,001

или $\frac{\Delta\tau_T}{\tau_T} = 0,0036$; такое отклонение τ_T от постоянного значения приводит к систематической погрешности измерения температуры, достигающей $\sim 1 \text{ град}$ при 1500°K .

Требования к точности определения эффективной длины волны

Погрешность ΔT_2 определения температуры T_2 , вызванная погрешностью определения эффективной длины волны, вычисляется по формуле

$$\frac{\Delta T_2}{T_2^2} = \frac{\Delta \lambda_{\text{эф}}}{\lambda_{\text{эф}}} \left[\frac{1}{T_1} \frac{\tau_T e^{\frac{c_2}{\lambda_{\text{эф}} T_1}}}{\left[1 + \tau_T \left(e^{\frac{c_2}{\lambda_{\text{эф}} T_1}} - 1 \right) \right]} - \frac{1}{T_2} \right]. \quad (16)$$

Уравнение (16) получено дифференцированием выражения (5).

Для того чтобы рационально установить требования к точности определения эффективной длины волны при расширении пределов измерения инфракрасного пирометра, свяжем погрешность ΔT_2 с величиной ΔT_n , обусловленной погрешностью измерения прибора при отсутствии светофильтра и вычисляемой по формуле (11).

Установим допустимое значение $\Delta \lambda_{\text{эф}}$ из условия

$$\Delta T_2 = k \Delta T_n. \quad (17)$$

Из уравнений (16), (11) и (17) получим

$$\frac{\Delta \lambda_{\text{эф}}}{\lambda_{\text{эф}}} = k \Delta T_1 \frac{T_2}{T_1} \frac{\tau_T e^{\frac{c_2}{\lambda_{\text{эф}} T_1}}}{\left[T_2 \tau_T e^{\frac{c_2}{\lambda_{\text{эф}} T_2}} T_1 e^{\frac{c_2}{\lambda_{\text{эф}} T_2}} \right]}. \quad (18)$$

В табл. 2 приведены допустимые значения $\Delta\lambda_{\text{эф}}$ в зависимости от ΔT_1 , T_1 и T_2 для двух длин волн при $k=0,3$.

Таблица 2

λ , мкм	T_1 , °К	T_2 , °К	ΔT_1 , °К	τ_T	$\Delta\lambda$, мкм
1,65	1400	1700	2	0,3	$10 \cdot 10^{-3}$
1,65	1400	2000	2	0,3	$7 \cdot 10^{-3}$
2,2	1300	1700	2	0,3	$1,4 \cdot 10^{-3}$
2,2	1300	2000	2	0,3	$2,9 \cdot 10^{-3}$

Требования к точности определения $\lambda_{\text{эф}}$ выполнимы при существующих методах градуировки монохроматоров по длинам волн и использовании формулы (7), а также при отсутствии значительного влияния рассеянного света.

Применение для расчета $\lambda_{\text{эф}}$ упрощенных формул, предложенных в работах [9, 10], при широких спектральных интервалах порядка 0,2—0,3 мкм, используемых в инфракрасной пирометрии, и при селективной спектральной чувствительности приемников приводит к дополнительной погрешности расчета, достигающей $1-3 \cdot 10^{-3}$ мкм; по порядку величины она равна полной допустимой погрешности.

Создание и исследование светофильтров для расширения пределов образцового инфракрасного спектропирометра

Для расширения шкалы образцового инфракрасного спектропирометра во ВНИИМ изготовлены и исследованы два светофильтра, у которых поглощающим слоем служит тонкая хромовая пленка; у одного из светофильтров она нанесена на стекло, у другого — на флюорит и покрыта защитными пластинами соответственно из стекла и флюорита.

В пределах рабочих участков спектропирометра, не превышающих 0,2 мкм, можно рассматривать τ_1 как линейную функцию от длины волны с коэффициентом α не более 0,15 1/мкм и, следовательно, погрешность от непостоянства τ_T не будет превышать 2 град при 1500°К.

Ослабляющее действие светофильтра $A = -\lambda \ln \tau_T / c_2$ для спектрального интервала 0,8—1,65 мкм и величина τ_T при $\lambda = 2,2$ мкм определялись с помощью инфракрасного пирометра, градуированного на яркостные температуры в интервале 400—1000°С. При этом использовались несколько типов источников излучения: лампа с вольфра-

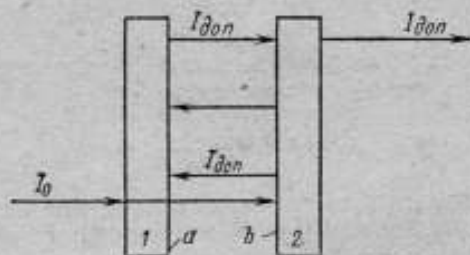
мовой лентой, лампа с лентой из карбидированного вольфрама и ламповая модель черного тела.

Средняя квадратическая погрешность σ определения величины A по всем длинам волн равна $\pm 1,5 \cdot 10^{-6}$ 1/град для фильтров № 1 и 2. Среднее квадратическое значение величины результата по всем длинам волн равно для исследованных фильтров $\pm 0,5 \cdot 10^{-6}$ 1/град. Погрешность определения коэффициента пропускания τ_T с помощью инфракрасного пирометра составляет $\pm 0,0025-0,004$, что подтверждает обоснованность выбора коэффициента $k=1$ при измерении τ_T с помощью спектропирометра. Применение светофильтров позволяет расширить предел измерения инфракрасного пирометра до значений температуры, указанных в табл. 3.

Таблица 3

№ фильтра	$\lambda_{\text{эф. нкм}}$					
	0,8	0,9	1,0	1,25	1,65	2,2
1	1310	1320	1340	1370	1450	1420
2	1290	1310	1325	1350	1400	1310
1 и 2	1500	1550	1600	1650	1800	1900

При одновременном применении двух светофильтров на их суммарный коэффициент пропускания могут влиять многократные отражения от обращенных друг к другу поверхностей. Это приводит



К расчету влияния многократных отражений.
 I_0 — интенсивность падающего потока; $I_{\text{доп}}$ — интенсивность дополнительного потока, вызванная отражением.

к появлению дополнительного светового потока через систему светофильтров и, следовательно, к возрастанию общего коэффициента пропускания. Рассмотрим влияние многократных отражений (см. рисунок).

Дополнительный поток, вызванный учетом первого отражения от поверхностей a и b , равен $I_0 \tau^2 r^2$ при $\tau_1 = \tau_2 = \tau$ и $r_1 = r_2 = r$. Это соответствует увеличению коэффициента пропускания системы на величину $\tau^2 r^2$; при учете многократных отражений увеличение коэффициента пропускания составляет $\frac{\tau^2 r^2}{1 - r^2 \tau^2}$. Положив $r = 0,1$ и учи-

тывая, что у светофильтров $\tau \approx 0,3$, получим, что действительный коэффициент пропускания системы из двух светофильтров, должен быть больше расчетной величины $\tau_1 \tau_2$ на 0,0009; этой величиной можно пренебречь по сравнению с погрешностью измерения коэффициента пропускания.

Светофильтры № 1 и 2 применяются при аттестации температурных ламп с вольфрамовыми лентами и лентами из карбидированного вольфрама по яркостным и цветовым температурам.

Нейтральные светофильтры можно использовать для расширения температурного интервала, в котором в настоящее время градуируются образцовые излучатели в инфракрасной области в области более низких температур. Для этого перед температурной лампой, градуированной на яркостную температуру при заданном значении длины волны, устанавливается светофильтр. При этом яркостная температура лампы понижается и рассчитывается по формуле

$$\frac{1}{T_1} = \frac{\lambda_{\text{эф}}}{c_2} \ln \left[1 + \frac{e^{\frac{c_2}{\lambda_{\text{эф}} T_0}} - 1}{\tau} \right], \quad (19)$$

где T_1 — яркостная температура лампы, наблюдаемая через светофильтр;

T_0 — яркостная температура лампы без светофильтра.

Заключение

1. Установлена целесообразность применения нейтральных светофильтров для расширения пределов измерения инфракрасных пиromетров, а также для воспроизведения шкалы яркостных температур в этой области спектра.

2. Определены требования к погрешности измерения суммарного коэффициента пропускания светофильтра в зависимости от погрешности измерения прибора без применения светофильтра.

3. Изготовлены и исследованы два светофильтра для расширения пределов измерения образцового инфракрасного спектропиromетра ВНИИМ.

ЛИТЕРАТУРА

Лапина Э. А. Метод и аппаратура для осуществления международной практической шкалы с помощью инфракрасного излучения. Труды институтов Комитета стандартов, мер и измерительных приборов, вып. 71 (131), 1963.

2. Foote R. D., Mohler F. L. and Fairchild. Constant absorphon filters. J. Wash. Acad. Sci., 545, 1917.

3. Lovejoy D. R. Recent Advances in Optical Pyrometry p. 487. Temperature its Measurement and Control in Science and Industry, New York, 1962.

4. Амброк Г. С. и др. Фотоэлектрическая спектрометрическая установка типа ИПСП-1 для измерения плазменных источников, Труды ВНИИМ, вып. 105 (165), 1969.

5. Крамп Л. И. и Юрьев М. А. Ослабляющие светофильтры для оптической пирометрии. «Точная индустрия», № 9, 10, 1935.

6. Лапина Э. А. Ослабляющие светофильтры для цветовой пирометрии. Труды ВНИИМ, вып. 105 (165), 1969.

7. Kunz Herbert. Über ein photoelektrisches Normalpyrometer mit quasi-konstanter Empfängerempfindlichkeit von Sektorschwächung für den Bereich 650 bis 3700°C. «Метрология», 1970, № 1.

8. Соболева Н. А., Берковский А. Г., Чечик Н. О., Елисева Р. Е. Фотоэлектронные приборы. «Наука», 1965.

9. Киренков И. И. Новый метод определения эффективной длины волны. Труды Комитета стандартов, мер и измерительных приборов, вып. 71 (131), 1963.

10. Бражниченко Г. Н., Киренков И. И. Метод определения эффективной длины волны с учетом формулы Планка. Труды институтов Комитета стандартов, мер и измерительных приборов, вып. 87 (147), 1966.

Поступила в редакцию

14/III 1970 г.

ТЕРМИЧЕСКОЕ РАСШИРЕНИЕ КВАРЦЕВОГО СТЕКЛА

Кварцевое стекло (плавленый кварц) в отличие от кристаллического кварца имеет изотропное расширение во всех направлениях и характеризуется малым коэффициентом линейного температурного расширения (КЛТР). Благодаря этим свойствам кварцевое стекло широко применяется как конструкционный материал при создании приборов, работающих в широком диапазоне температур. Крайне малый КЛТР позволяет применять кварцевое стекло для изготовления мер длины.

Применение кварцевого стекла для вышеуказанных целей вызвало интерес к исследованию его термических свойств еще в XIX веке. Первые исследования КЛТР кварцевого стекла относятся к 1839 г. [1]. Эти данные долгое время оставались неизвестными. В конце XIX и начале XX века были проведены новые, более полные исследования КЛТР кварцевого стекла в широком диапазоне температур. Данные различных авторов проанализированы в обзоре Кэя [2]. По-видимому, расхождения результатов вызваны тем, что для исследования использовались образцы, изготовленные из разных сортов кварцевого стекла, прошедших различную термообработку. Это предположение подтвердилось также и другими экспериментами, поставленными с целью выявления этих расхождений. Так, Дорсеем установлено [3], что отожженное кварцевое стекло имеет несколько отличающийся КЛТР по сравнению с закаленным, а Блэки [4] обнаружил, что прозрачное кварцевое стекло имеет большее расширение до температур 500°C, а выше этой температуры несколько меньшее расширение, чем непрозрачное кварцевое стекло.

В 1926 г. Соудер и Хиднерт [5] исследовали 17 образцов кварце-

вого стекла, причем часть из них прошла специальную термообработку. Авторы установили, что непрозрачное кварцевое стекло до 300°C имеет КЛТР несколько больший, а после 300°C — меньший, чем прозрачное кварцевое стекло; КЛТР отожженного кварцевого стекла несколько меньше неотожженного.

Исследование термического расширения кварцевого стекла отечественного производства было впервые проведено А. М. Селезневой [6]. Во ВНИИМ на интерференционном dilatометре исследовано кварцевое стекло марки КВ, полученное на заводе им. М. В. Ломоносова [7]. Образцы были вырезаны из трех блоков, приобретенных в разное время для изготовления оптических деталей. Для всех трех образцов получены средние КЛТР, не отличающиеся друг от друга более, чем $2 - 4 \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-1}$.

В большинстве опубликованных работ, относящихся к исследованию КЛТР отдельных марок кварцевого стекла, не указан его состав, точный режим термообработки и технология изготовления, в то время как на свойства кварцевого стекла оказывают влияние примеси в исходном сырье, метод плавки, условия взаимодействия стекло массы с окружающей средой, применяемые режимы термообработки.

До последнего времени в СССР не было общесоюзной нормы или ГОСТ на оптическое кварцевое стекло, которые устанавливали бы марки этого стекла и регламентировали его основные параметры. В 1969 г. институтом кварцевого стекла разработан ГОСТ № 15130-69 на оптическое кварцевое стекло. В настоящее время на оптическое кварцевое стекло установлены следующие марки:

Марка	Основное назначение
КУ	Оптические детали, работающие в видимой и ультрафиолетовой частях спектра
КВ	Оптические детали, работающие в видимой части спектра, требующие низкого КЛТР
КИ	Оптические детали, работающие в ближней инфракрасной части спектра

Имеющиеся сведения о физических свойствах кварцевого стекла относятся ко всем трем маркам в целом, в то время как в ряде последних работ [8, 9] указывается на то, что разные методы получения кварцевого стекла обуславливают получение материала с различным содержанием гидроксильных групп, что вызывает различия в физико-химических свойствах.

В настоящей работе сделана попытка выяснить зависимость КЛТР от технологии изготовления кварцевого стекла, режима термообработки и сырья. Определение КЛТР образцов из кварцевого стекла в интервале температур 20—1065°C производилось на интерференционных dilatометрах ВНИИМ ДИ-1 [10], ДИ-2 [11] и ДИВ-4 [17] не менее, чем двумя сериями, а для ряда образцов — 4—5 сериями. При этом расхождение результатов для различных

серий одного и того же образца составляло $1-2 \cdot 10^{-8}$ град⁻¹. Исследование КЛТР кварцевого стекла проводилось как в статическом, так и в динамическом температурных режимах со средней скоростью нагрева не более 0,01 град/сек. При такой скорости нагрева погрешность результата определения среднего КЛТР на интерференционных dilatометрах ДИ-1, ДИ-2 и ДИВ-4 ВНИИМ в динамическом режиме составляет $2-3 \cdot 10^{-8}$ град⁻¹, а в статическом — $1-2 \cdot 10^{-8}$ град⁻¹ для стоградусного интервала температур.

Образцы, результаты исследования которых приводятся в настоящей работе, были изготовлены из кварцевого стекла, полученного на Ленинградском заводе оптического стекла (ЛенЗСО). Заготовки для образцов были наплавлены из различного сырья. Причем часть заготовок была получена вакуумно-компрессионным способом, а часть — газовым. Основные данные об образцах приводятся в табл. 1.

Таблица 1

Марка кварцевого стекла	№ образца	Изготовитель	Сырье	Варка
КВ	2	ГосНИИ кварцевого стекла ЛенЗСО	I	Газовая
	14		II	»
	15		II	»
	23		III	»
	24		II	»
КУ	19	ЛенЗСО	III	Вакуумная
	20	»	II	»
КИ	1	ГосНИИ кварцевого стекла ЛенЗСО	I	Вакуумная
	13		IV	»
	17		II	»

КЛТР кварцевого стекла марки КВ был определен у пяти образцов. Образцы № 14 и 15 были вырезаны из заготовок, взятых из различных участков одного блока. Расхождения между результатами повторных определений среднего КЛТР для каждого из образцов не превышает $1-2 \cdot 10^{-8}$ град⁻¹, в то время как наибольшее расхождение усредненных значений КЛТР образцов № 14 и 15 составляет $3-10^{-8}$ град⁻¹.

Для определения влияния сырья на величину КЛТР кварцевого стекла, помимо образцов № 14 и 15, были исследованы образцы № 2, 23, 24 из кварцевого стекла марки КВ, наплавленного из

сырья разных месторождений на двух предприятиях. Наибольшие расхождения результатов определения КЛТР образцов из кварцевого стекла марки КВ, изготовленных газовой плавкой на заводе ЛейЗОС из сырья различных месторождений, не превышают $3 \cdot 10^{-8} \text{ град}^{-1}$. Наибольшие расхождения в результатах определения средних КЛТР кварцевого стекла образцов, вырезанных из заготовок, наплавленных на различных предприятиях, составляют $4 \cdot 10^{-8} \text{ град}^{-1}$.

Для исследования теплового расширения кварцевого стекла марки КИ было изготовлено из блоков, наплавленных из сырья различных месторождений, три образца — № 1, 13 и 17. Средние КЛТР, полученные для образцов № 1, 13 и 17, расходятся не более, чем на $3 \cdot 10^{-8} \text{ град}^{-1}$.

Для исследования теплового расширения кварцевого стекла марки КУ были изготовлены два образца: № 19 и 20, заготовки для которых были получены из сырья разных месторождений. Расхождения между результатами определения среднего КЛТР для образцов № 19 и 20 не превосходят $2-3 \cdot 10^{-8} \text{ град}^{-1}$.

В табл. 2 приводятся усредненные результаты определения средних КЛТР для кварцевого стекла различных марок, анализ которых показывает, что данные для кварцевого стекла марки КУ и КВ отличаются не более, чем на $1-2 \cdot 10^{-8} \text{ град}^{-1}$, в то время как средний КЛТР для кварцевого стекла марки КИ несколько от них отличается: до 200°C он на $2-4 \cdot 10^{-8} \text{ град}^{-1}$ меньше, а после 400°C на $3-5 \cdot 10^{-8} \text{ град}^{-1}$ больше. В этой же таблице представлены данные по тепловому расширению кварцевого стекла других исследователей. Наилучшее совпадение в пределах $1-2 \cdot 10^{-8} \text{ град}^{-1}$ данных ВНИИМ наблюдается с данными Отто и Томаса [12], Битти [13] и Оши и Кимура [18]. Наибольшие расхождения данных ВНИИМ с данными других авторов составляют $5-9 \cdot 10^{-8} \text{ град}^{-1}$.

Результаты определения КЛТР кварцевого стекла марок КУ, КВ, КИ, приведенные в табл. 2, включены в ГОСТ на оптическое кварцевое стекло.

В 1968—1969 гг. во ВНИИМ проводились исследования теплового расширения образцов № 19, 20, 24 в интервале температур от -150 до $+20^\circ\text{C}$ на интерференционном dilatометре ВНИИМ ДИН-3 [14]. Для каждого из образцов было выполнено по восемь серий определения КЛТР. Обработка полученных данных показала, что средняя квадратическая погрешность определения среднего КЛТР кварцевого стекла в двадцатипятиградусном интервале не превышает $5 \cdot 10^{-8} \text{ град}^{-1}$.

Для образцов № 19 и 20 марки КУ, изготовленных из заготовок, которые наплавлены из сырья различного месторождения, расхождения в значениях средних КЛТР не превышают $5 \cdot 10^{-8} \text{ град}^{-1}$. Усредненные значения средних КЛТР кварцевого стекла марок КУ и КВ приводятся в табл. 3. Погрешность усредненных значений составляет $4 \cdot 10^{-8} \text{ град}^{-1}$. Расхождение в КЛТР для различных марок

Таблица 2

$t_1, ^\circ\text{C}$	Средний КЛТР кварцевого стекла в интервале $0 \rightarrow t_1$, 10^6град^{-1} , по данным										
	Солдара и Мазерга [6]	Бетта [13]	Саундерса [15]	Оши и Кимура [16]	Отто и Томаса [12]	А. М. Се-лезневой [9]	ВНИИМ [7]	КВ	КУ	КИ	
50	—	0,451	—	—	—	—	0,475	0,460	0,462	0,417	
75	—	0,479	—	—	—	—	—	0,487	0,477	0,456	
100	0,442	0,502	—	—	—	—	0,527	0,509	0,514	0,489	
150	—	0,537	—	—	—	0,52	0,540	0,558	0,552	0,521	
200	0,490	0,559	0,500	—	0,589	0,54	0,563	0,570	0,567	0,544	
250	—	0,572	—	—	—	0,55	—	0,577	0,581	0,560	
300	0,522	0,579	0,553	—	0,591	0,55	0,577	0,584	0,582	0,570	
350	—	0,579	—	—	—	0,55	—	0,576	0,582	0,579	
400	0,546	0,576	0,581	—	0,577	0,55	0,568	0,574	0,578	0,582	
450	—	0,570	—	—	—	0,52	—	0,568	0,568	0,593	
500	0,516	—	0,569	—	0,558	0,50	0,552	0,559	0,562	0,592	
550	—	—	—	—	—	0,50	—	0,551	0,562	0,573	
600	0,526	—	0,551	—	0,538	0,47	0,536	0,540	0,543	0,565	
650	—	—	—	—	—	—	—	0,532	0,534	0,562	
700	—	—	0,528	—	0,528	—	0,515	0,522	0,524	0,554	
750	0,498	—	—	—	—	—	0,503	0,511	0,512	0,548	
800	—	—	0,506	—	0,496	—	0,481	0,499	0,498	0,539	
900	0,478	—	0,496	—	0,478	—	—	0,481	0,493	—	
1000	0,478	—	—	0,452	0,471	—	—	—	0,478	—	
1050	—	—	—	—	0,480	—	—	—	—	—	
1065	—	—	—	0,456	—	—	—	—	0,471	—	

кварцевого стекла не превосходит $6 \cdot 10^{-8}$ град⁻¹. Для сравнения приводятся данные Шила [16], Битти [13], Соудера и Хиднерта [5]. Поскольку общепринятая классификация марок кварцевого стекла отсутствует, а КЛТР кварцевого стекла зависит от способа получения и режима термообработки заготовки, то расхождения между

Таблица 3

Интервал температур, °С	Средний КЛТР, 10^6 град ⁻¹ , по данным				
	ВНИИМ		Битти [13]	Шил [16]	Соудер и Хиднерт [5]
	КУ	КВ			
20 ÷ 0	0,430	0,396	0,412	0,418	0,382
0 ÷ -25	0,412	0,388	0,338	0,342	0,285
-25 ÷ -50	0,308	0,321	0,240	0,244	0,177
-50 ÷ -75	0,190	0,202	0,123	0,118	0,069
-75 ÷ -100	0,082	0,116	-0,018	-0,023	-0,039
-100 ÷ -125	-0,128	-0,124	-0,179	-0,183	-0,147
-125 ÷ -150	-0,263	-0,315	-0,360	-0,361	-0,255

данными ВНИИМ и данными других авторов в табл. 2 и 3, превышающие погрешность определения КЛТР на интерференционном dilatометре, можно объяснить некоторым несоответствием сравниваемых марок кварцевого стекла. Этим же все авторы объясняют смещение точки перегиба кривой расширения кварцевого стекла. Впервые этот факт был обнаружен в 1907 г. Шилом, причем для различных образцов этот эффект наблюдался при температурах -46 и -84°C . Дорсей [3] точку перегиба нашел при -80°C , а Соудер и Хиднерт минимум длины для различных образцов из кварцевого стекла наблюдали при температурах от -53 до -97°C .

Исследование отечественного кварцевого стекла, образцы которого были вырезаны из блоков, прошедших одинаковую термообработку, показало, что его КЛТР меняет знак при температурах около -100°C .

При газотермических измерениях на газовом термометре используются резервуары из различных материалов. На газовом термометре наряду с другими применяются резервуары из кварцевого стекла. Во ВНИИМ в течение длительного времени проводились работы, связанные с исследованием термического расширения образцов, изготовленных из материала резервуаров.

В 1964 г. исследован образец № 0, вырезанный из капилляра газового термометра № 3, с которым в 1959—1960 гг. была измерена температура затвердевания золота и цинка. В 1967 г. исследовались образцы № VI, вырезанный из резервуара 04 газового термометра, и № 4 — из трубы той же партии кварцевого стекла, из которой были изготовлены резервуары газового термометра, а также образ-

цы № V и 30, вырезанные из труб других партий. Во всех этих случаях применялось кварцевое стекло марки KB производства завода им. Ломоносова.

Усредненные результаты определения среднего КЛТР для образцов № 0, 4, V, VI, 30 приводятся в табл. 4. Для сравнения в этой же таблице приводятся данные для КЛТР образцов кварцевого стекла марки KB производства завода им. М. В. Ломоносова. Анализ этих данных показывает, что средний КЛТР образцов, изготовленных из труб, при температурах выше 300°C отличается от средних КЛТР образцов, изготовленных из блоков, на $1 \cdot 10^{-2}$ град⁻¹, что выходит за пределы допустимой погрешности измерений на интерференционном dilatометре ВНИИМ.

Таблица 4

$t_i, ^\circ\text{C}$	Средний КЛТР в интервале $20 \div t_i, ^\circ\text{C}$, 10^4 град ⁻¹					
	№ образцов					Кварцевое стекло марки KB (из блока)
	VI	30	V	4	0	
100	0,471	0,524	—	—	—	—
125	0,495	0,533	0,550	0,544	—	0,527
150	0,526	0,557	—	—	—	—
175	0,542	0,562	0,581	0,574	—	0,540
200	0,558	0,578	—	—	—	—
225	0,567	0,576	0,596	0,593	0,55	0,563
250	0,582	0,589	—	—	—	—
275	0,588	0,611	0,604	0,601	—	—
300	0,591	0,603	0,608	—	—	—
325	0,598	0,600	—	0,608	0,59	0,577
350	0,606	0,606	0,622	—	—	—
375	0,607	0,606	—	0,610	—	—
400	0,612	0,608	0,625	—	—	—
425	0,613	0,608	—	0,617	0,60	0,568
450	0,616	0,609	0,628	—	—	—
475	0,616	0,606	—	0,618	—	—
500	0,620	0,607	0,628	—	—	—
525	0,615	0,605	—	0,618	0,60	0,552
550	0,614	0,601	0,627	—	—	—
575	0,612	0,601	—	0,615	—	—
600	0,610	0,600	0,630	—	—	—
625	0,610	0,597	—	0,610	0,60	0,536
650	0,608	0,593	—	—	—	—
675	0,604	0,593	0,622	0,608	—	—
700	0,600	0,587	—	—	—	—
725	0,598	0,585	0,617	0,604	0,59	0,515
750	0,596	0,580	—	—	—	—
775	0,592	0,577	0,609	0,591	—	0,503
800	0,587	0,572	—	—	—	—
			0,598	0,586	0,59	0,481

Ряд авторов считает одной из причин расхождения КЛТР образцов из кварцевых стекол — содержание в кремнеземе гидроксильных групп [8, 9]. Образцы, изготовленные из труб, были проверены на наличие гидроксильных групп. Проверка показала, что

в образце № 4 гидроксильные группы вообще отсутствуют, а в образцах VI и 30 содержится только $2,6 \cdot 10^{-2}$ весовых процента; это не может явиться причиной такого значительного расхождения. Для выяснения причины расхождения КЛТР образцов, изготовленных из труб и из блоков, образцы № VI и 30 были подвергнуты специальной термообработке, проведенной в ГОС НИИКС по следующему режиму: образец нагревался до температуры 1250° в течение 1 час, затем выдерживался при данной температуре 30 мин. После этого образец охлаждался со скоростью 1 град/мин до температуры 1100° и со скоростью 2 град/мин до 800° , а далее образец охлаждался в течение 10 час до комнатной температуры. После термообработки у образцов № VI и 30 были вновь определены коэффициенты линейного температурного расширения.

В табл. 5 приводятся данные, полученные для образцов № VI и 30, до термообработки и после нее. В результате термообработки

Таблица 5

$t_i, ^\circ\text{C}$	Средний КЛТР в интервале $20 \div t_i, ^\circ\text{C}, 10^6 \text{ град}^{-1}$			
	после специального отжига образцов		до отжига образцов	
	№ 30	№ VI	№ 30	№ VI
50	0,470	0,440	—	0,411
75	0,498	0,508	—	0,432
100	0,529	0,535	0,524	0,471
125	0,546	0,555	0,553	0,495
150	0,562	0,567	0,557	0,525
175	0,573	0,576	0,562	0,541
200	0,576	0,581	0,578	0,558
225	0,576	0,594	0,576	0,567
250	0,579	0,603	0,589	0,582
275	0,586	0,602	0,611	0,588
300	0,586	0,601	0,603	0,588
325	0,588	0,602	0,600	0,597
350	0,588	0,599	0,606	0,606
375	0,588	0,598	0,606	0,607
400	0,589	0,594	0,608	0,611
425	0,589	0,592	0,608	0,613
450	0,585	0,592	0,609	0,615
475	0,580	0,594	0,606	0,616
500	0,578	0,592	0,607	0,620
525	0,575	0,585	0,605	0,615
550	0,568	0,590	0,601	0,614
575	0,568	0,594	0,601	0,612
600	0,567	0,601	0,600	0,610
625	0,564	0,601	0,597	0,610
650	0,558	0,594	0,593	0,607
675	0,556	0,588	0,593	0,604
700	0,550	0,583	0,587	0,599
725	0,542	0,574	0,585	0,597
750	0,540	0,568	0,580	0,596
775	0,534	0,558	0,577	0,591
800	0,529	0,552	0,572	0,587

средний КЛТР уменьшился на $1-4 \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-1}$ для температур выше 300°C . На КЛТР влияет тепловое прошлое. Если трубу тщательно отжечь, то ее КЛТР будет такой же, как и у блока.

На основании проведенных исследований можно сделать вывод, что принятая на различных отечественных предприятиях технология обеспечивает получение оптического кварцевого стекла, коэффициент линейного температурного расширения которого остается неизменным от плавки к плавке и не зависит от месторождения сырья.

Одной из основных причин расхождения КЛТР является различная термообработка, которую проходят блоки кварцевого стекла и изделия из него. Поэтому при работе с кварцевыми изделиями, не прошедшими специальной термообработки после изготовления, по-видимому, целесообразнее использовать данные термического расширения кварцевого стекла, полученные во ВНИИМ для образцов, вырезанных из труб.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gaudin M., Comptes Rendus, 8, p. 678, 1839.
2. Kaye G. W. The Expansion and Thermal Hysteresis of Fused Silica. Phil. Mag., XX, 6, p. 718, 1910.
3. Dorsey G. Coefficient of linear expansion at low temperatures. Phys. Rev., XXV, 1907.
4. Blachie, Trans. Faraday. Soc. 7, 158, 1911.
5. Souder W., Hidneri P. Measurements on the thermal expansion of fused Silica. Sci. papers of the Bureau of standards, № 524, 1926.
6. Селезнева А. М. Изменение показателя преломления плавленного кварца с изменением температуры. «Оптико-механическая промышленность». 1962, № 2.
7. Королева А. Н., Шевченко Е. Б. Результаты исследования температурного коэффициента удлинения плавленного кварца и стекла сорта 23. Труды институтов Госкомитета стандартов, вып. 78 (138), Изд-во стандартов, 1965.
8. Hetherington G., Jak K. Water in Vitreous Silica, Phys and Chem, of Glasses, v. 3, 1962, p. 129.
9. Oldfiela L. Absolute and Relative Linear Thermal Expansion Coefficients obvitreous Silica and Platinum. Glass Techn. v. 5, № 1, p. 41, 1964.
10. Королева А. Н. Интерференционный dilatометр. Труды институтов Комитета стандартов, вып. 71 (131), Стандартгиз, 1963.
11. Амадуни А. Н. Интерференционный dilatометр ВНИИМ. Труды институтов Комитета стандартов, вып. 87 (147), Изд-во комитета стандартов, мер и измерительных приборов при СМ СССР, 1966.
12. Otto J. Thomas. Die thermische Ausdehnung von Quarrglas im Temperaturbereich von 0. bis 1060°C . Wissenschaftlich Abhandlungen der Physikalsch — Technischen Bundesanstalt, 15, 2, 1963, Braunschweig.
13. Beattie J. A., Blaisdell B. E., Kay J., Gerry N. T. and Johnson C. A. Prov. am. Trad. Arts. Sci., 74, 371, 1941.
14. Амадуни А. Н., Шевченко Е. Б. Установка для исследования теплового расширения твердых тел при низких температурах. Труды метрологических институтов СССР, вып. 101 (151), Изд-во стандартов, 1968.

15. Saunders J. B. An apparatus for photographing interference phenomena. *J. Res of NBS*, № 35, p. 157, 1945.
16. Sheel K., Heuse W. *Verh. Deutsch. Physik Ges.*, 16, 1914.
17. Амадуни А. Н., Малютина Т. И. Установка для дилатометрических исследований в интервале температур 300—1400°K. «Измерительная техника», 1969, № 11.
18. Oishi J. and Kimura T. Thermal Expansion of Fiesed Quartz «*Metrologia*», v. 5, № 2, 1969, p. 50.

Поступила в редакцию

14/III 1970 г.

РАСЧЕТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ
В ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЕ

Информацию о радиальном распределении интенсивности излучения в осесимметричных средах можно получить, измерив поперечное распределение интегральной интенсивности излучающей среды. Схема регистрации излучения представлена на рис. 1. На

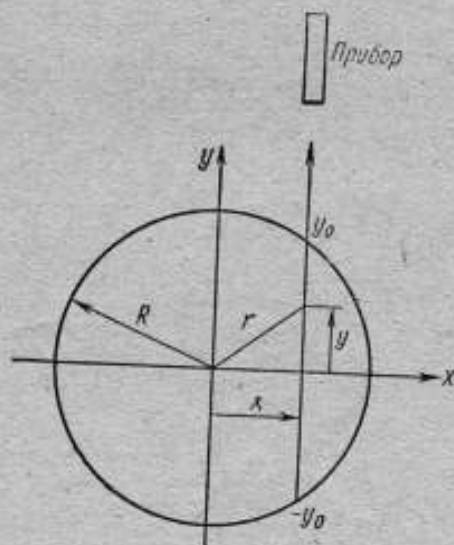


Рис. 1. Схема регистрации излучения.

входную щель узкоугольного прибора попадает интегральное излучение из слоя $(+y_0, -y_0)$. Ось симметрии излучающей среды на-

правлена перпендикулярно плоскости чертежа и совпадает с началом прямоугольной системы координат. Поперечное распределение интегральной интенсивности излучения среды достигается перемещением прибора параллельно оси x . Задача сводится к пересчету данного поперечного распределения интенсивности в распределение интенсивности по радиусу. В случае слабого самопоглощения, т. е. для прозрачных сред, указанная задача требует решения интегрального уравнения Абеля.

Для поглощающей среды уравнение переноса лучистой энергии в направлении регистрирующего прибора при отсутствии преломления на границе излучающей среды можно записать следующим образом:

$$\frac{dI(y)}{dy} = \epsilon(y) - k(y)I(y), \quad (1)$$

где I — интенсивность излучения (яркость);

ϵ — объемный коэффициент излучения среды (мощность, излучаемая в единицу телесного угла единицей объема вещества);

k — коэффициент поглощения на единицу пути.

Все величины в уравнении (1) относятся к единичному интервалу длин волн.

Решение уравнения (1) относительно интенсивности излучения, регистрируемой прибором, когда отсутствуют отражения на границе среды и внешняя подсветка, имеет вид.

$$I(x) = \int_{-y_0}^{+y_0} J(y) k(y) \exp\left(-\int_y^{y_0} k(y) dy\right) dy. \quad (2)$$

Здесь $J = \frac{\epsilon}{k}$ — так называемая функция источника.

Если предположить, что в плазме имеет место локальное термодинамическое равновесие, то коэффициенты излучения и поглощения в каждой точке связаны законом Кирхгофа и, следовательно, функция источника равна интенсивности излучения черного тела при соответствующей температуре.

Разбив интеграл на две части, выражение (2) можно представить следующим образом:

$$I(x) = \exp\left(-\int_0^{y_0} k dy\right) \int_0^{y_0} J(y) k(y) \exp\left(\int_0^y k dy\right) dy - \\ - \exp\left(-\int_0^{y_0} k dy\right) \int_0^{-y_0} J(y) k(y) \exp\left(\int_0^y k dy\right) dy. \quad (3)$$

Во втором интеграле произведем замену переменной y на $-y$ и, пользуясь четностью функций $J(y)$ и $k(y)$, перепишем выражение (3):

$$I(x) = \exp\left(-\int_0^{y_0} k dy\right) \int_0^{y_0} J(y) k(y) \exp\left(\int_0^y k dy\right) dy + \quad (4)$$

$$+ \exp\left(-\int_0^{y_0} k dy\right) \int_0^{y_0} J(y) k(y) \exp\left(-\int_0^y k dy\right) dy.$$

Если объединить интегралы в правой части выражения (4), то уравнение переноса лучистой энергии примет вид

$$I(x) = 2 \exp\left(-\int_0^{y_0} k dy\right) \int_0^{y_0} J(y) k(y) \operatorname{ch}\left(\int_0^y k(y) dy\right) dy. \quad (5)$$

Уравнение переноса лучистой энергии (5) отличается от выражения (2) тем, что нижний предел интеграла в нем равен нулю.

Для того чтобы получить зависимость между радиальными и поперечными значениями интенсивности излучения, в уравнение (5) введем переменные r и x (см. рис. 1) согласно выражению

$$y = \sqrt{r^2 - x^2}.$$

Тогда уравнение (5) можно записать в виде

$$I(x) = 2 \exp\left(-\int_x^R \frac{k(r) r dr}{\sqrt{r^2 - x^2}}\right) \int_x^R J(r) k(r) \operatorname{ch}\left(\int_x^r \frac{k(r) r dr}{\sqrt{r^2 - x^2}}\right) \times$$

$$\times \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - x^2}}. \quad (6)$$

Это выражение является интегральным уравнением первого рода, в котором искомая функция $J(r)$ находится под знаком интеграла. При этом коэффициент поглощения $k(r)$ считается заданной величиной. Например, он может быть определен при самопросвечивании [1]. В работе Фримана и Каца [2] рассмотрено решение уравнения, подобного (6), для сравнительно прозрачной плазмы (более 80%). Г. А. Колобовой [3] предложен численный метод расчета, позволяющий по единому алгоритму на ЭВМ находить радиальное распределение коэффициентов поглощения и излучения.

В настоящей статье излагается приближенный аналитический метод решения уравнения (6) для практически любого значения прозрачности плазмы. Приближение при решении заключается в за-

мене коэффициента поглощения $k(r)$, входящего в интеграл под знаком гиперболического косинуса, средним значением

$$\bar{k} = \frac{1}{R} \int_0^R k(r) dr, \quad (7)$$

Решаем уравнение (6) при принятом допущении (7). Введем в интегральное уравнение новые переменные

$$t = R^2 - x^2 \text{ и } \xi = R^2 - r^2. \quad (8)$$

Тогда, учитывая (7), уравнение (6) переписывается в виде

$$I(t) = \exp \left(-\frac{1}{2} \int_0^t \frac{k(\xi) d\xi}{\sqrt{t-\xi}} \right) \int_0^t J(\xi) k(\xi) \operatorname{ch} \left(-\frac{1}{2} k \int_t^\xi \frac{d\xi}{\sqrt{t-\xi}} \right) \times \\ \times \frac{d\xi}{\sqrt{t-\xi}}. \quad (9)$$

При этом учитывалось, что

$$r^2 - x^2 = t - \xi, \quad 2r dr = -d\xi$$

и пределы интегрирования представлены в новых переменных:

$$\text{при } r = x \quad \xi = R^2 - r^2 = R^2 - x^2 = t;$$

$$\text{при } r = R \quad \xi = R^2 - r^2 = R^2 - R^2 = 0.$$

Интеграл под знаком гиперболического косинуса равен

$$\int_t^\xi \frac{d\xi}{\sqrt{t-\xi}} = -2 \sqrt{t-\xi}$$

и, следовательно, уравнение (9) можно записать так:

$$I(t) \exp \left(\frac{1}{2} \int_0^t \frac{k(\xi) d\xi}{\sqrt{t-\xi}} \right) = \int_0^t J(\xi) k(\xi) \operatorname{ch} (\bar{k} \sqrt{t-\xi}) \times \\ \times \frac{d\xi}{\sqrt{t-\xi}}. \quad (10)$$

Решаем уравнение (10) путем применения интегрального преобразования Лапласа. Введем символы преобразования Лапласа для оригинала некоторой функции $f(t)$:

$$L[f(t)] = \int_0^\infty f(t) \exp(-st) dt = F(s),$$

где s — параметр преобразования Лапласа.

Преобразование левой части уравнения (10) представим в виде

$$L \left[I(t) \exp \left(\frac{1}{2} \int_0^t \frac{k(\xi) d\xi}{\sqrt{t-\xi}} \right) \right] = F_1(s). \quad (11)$$

Преобразуя правую часть уравнения (10), используем теорему Бореля

$$L \left[\int_0^t f_1(\xi) f_2(t-\xi) d\xi \right] = F_1(s) F_2(s)$$

и введем обозначение

$$L[J(\xi)k(\xi)] = L[f_1(\xi)] = F_1(s). \quad (12)$$

Для преобразования второй функции под интегралом воспользуемся таблицей преобразований Лапласа [4, 5]:

$$L \left[\frac{1}{\sqrt{t}} \operatorname{ch}(\bar{k}\sqrt{t}) \right] = \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{s}} \exp \left(\frac{\bar{k}^2}{4s} \right) = F_2(s). \quad (13)$$

Используя обозначения (11), (12), (13) и теорему Бореля, представим уравнение (10) в изображениях

$$F_3(s) = F_1(s) \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{s}} \exp \left(\frac{\bar{k}^2}{4s} \right).$$

Отсюда

$$F_1(s) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} F_3(s) \exp \left(-\frac{\bar{k}^2}{4s} \right) \frac{s}{\sqrt{s}}. \quad (14)$$

Обратное преобразование Лапласа для изображения

$\exp \left(-\frac{\bar{k}^2}{4s} \right) / \sqrt{s}$ согласно таблице преобразований равно

$$L^{-1} \left[\exp \left(-\frac{\bar{k}^2}{4s} \right) / \sqrt{s} \right] = \frac{1}{\sqrt{\pi \xi}} \cos \bar{k} \sqrt{\xi}. \quad (15)$$

Принимая во внимание зависимость (15), теорему Бореля и свойство преобразования Лапласа

$$L^{-1}[sF(s)] = f'(t),$$

перейдем в уравнении (14) от изображения к оригиналу. Тогда будем иметь

$$J(\xi) = \frac{1}{\pi k(\xi)} \int_0^\xi \left[I(t) \exp \left(\frac{1}{2} \int_0^t \frac{k(\xi) d\xi}{\sqrt{t-\xi}} \right) \right]' \cos(\bar{k}\sqrt{\xi-t}) \frac{dt}{\sqrt{\xi-t}}. \quad (16)$$

Это и есть решение интегрального уравнения (10), причем штрих под интегралом обозначает дифференцирование по переменной t . Если снова перейти от переменных ξ и t к r и x , то получим

$$J(r) = \frac{1}{\pi k(r)} \int_0^r \left[I(x) \exp \left(\int_x^R \frac{k(r) r dr}{\sqrt{r^2 - x^2}} \right) \right]' \cos \times \\ \times \left(k \sqrt{x^2 - r^2} \right) \frac{dx}{\sqrt{x^2 - r^2}}. \quad (17)$$

Здесь дифференцирование произведено по x . Выражение (17) позволяет рассчитать радиальное распределение интенсивности J по измеренным $I(x)$ и $k(r)$ при учете упрощения (7). Для прозрачных сред ($k(r) \rightarrow 0$), используя первый член разложения экспоненциальной функции и косинуса в соотношении (17), придем к решению уравнения Абеля.

$$\varepsilon(r) = J(r)k(r) = \frac{1}{\pi} \int_0^r \frac{I'(x) dx}{\sqrt{x^2 - r^2}}. \quad (18)$$

Интегралы в формулах (17) и (18) можно легко вычислить аналитически, если величины под знаком производной аппроксимировать степенной функцией. Как будет показано ниже, это можно сделать с достаточным приближением.

Возвращаясь к переменным ξ и t , перепишем формулу (16) в виде

$$\varepsilon(\xi) = \frac{1}{\pi} \int_0^\xi \left[I(t) \exp \left(\frac{1}{2} \int_0^t \frac{k(\xi) d\xi}{\sqrt{t - \xi}} \right) \right]' \cos \left(k \sqrt{\xi - t} \right) \frac{dt}{\sqrt{\xi - t}} \quad (19)$$

и аппроксимируем выражение под знаком производной следующей степенной функцией

$$I(t) \exp \left(\frac{1}{2} \int_0^t \frac{k(\xi) d\xi}{\sqrt{t - \xi}} \right) = at^m, \quad (20)$$

где a — постоянная.

Применяя к последнему выражению преобразование Лапласа и используя обозначение (11), получим

$$F_3(s) = a \frac{\Gamma(m+1)}{s^{m+1}}, \quad (21)$$

где $\Gamma(m+1)$ — гамма-функция.

Изображение интеграла (19) соответствует формуле (14). Под-

ставляя в (14) значение $F_3(s)$ по (21), будем иметь

$$F_1 = a \frac{\Gamma(m+1)}{\sqrt{\pi}} \frac{\exp\left(-\frac{\bar{k}^2}{4s}\right)}{s^{m+1/2}}.$$

Используя таблицу преобразований Лапласа [4], перейдем в последнем выражении от изображения к оригиналу

$$\varepsilon(\xi) = a \frac{\Gamma(m+1)}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{4\xi}{\bar{k}^2}\right)^{\frac{m-1/2}{2}} J_{m-1/2}(\bar{k}\sqrt{\xi}). \quad (22)$$

Здесь $J_{m-1/2}$ — функция Бесселя первого рода порядка $m-1/2$.

Выражение (22) есть решение интеграла (19) при степенной аппроксимации (20). Перейдем теперь в (22) от переменной ξ к r :

$$\varepsilon\left(\frac{r}{R}\right) = a \frac{\Gamma(m+1)}{\sqrt{\pi}} \left[\frac{4R^4}{(\bar{k}R)^2} \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right) \right]^{\frac{m-1/2}{2}} \times \\ \times J_{m-1/2}\left(\bar{k}R \sqrt{1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2}\right). \quad (23)$$

Для того чтобы вычислить постоянную a , перепишем выражение (20) в переменных x и r

$$I(x) \exp\left(\int_x^R \frac{k(r) r dr}{\sqrt{r^2 - x^2}}\right) = a R^{2m} \left[1 - \left(\frac{x}{R}\right)^2\right]^m$$

и положим $x = 0$. Тогда, учитывая

$$\int_0^R k(r) dr = \bar{k}R,$$

получим

$$a = \frac{I(0) \exp(\bar{k}R)}{R^{2m}} \quad (24)$$

Подставляя α из (24) в выражение (23), будем иметь

$$\begin{aligned} z\left(\frac{r}{R}\right) &= \frac{I(0)e^{\bar{k}R}}{R} \frac{\Gamma(m+1)}{\sqrt{\pi}} \left[\frac{4\left(1-\frac{r^2}{R^2}\right)}{(\bar{k}R)^2} \right]^{\frac{m-1/2}{2}} \times \\ &\times J_{m-1/2}\left[\bar{k}R \sqrt{1-\left(\frac{r}{R}\right)^2}\right] \end{aligned} \quad (25)$$

Функцию Бесселя, входящую в (25), можно представить следующим рядом:

$$\begin{aligned} J_{m-1/2}\left[\bar{k}R \sqrt{1-\left(\frac{r}{R}\right)^2}\right] &= \frac{(\bar{k}R)^{m-1/2} \left(1-\frac{r^2}{R^2}\right)^{\frac{m-1/2}{2}}}{2^{m-1/2} \Gamma(m+1/2)} \times \\ &\times \left[1 - \frac{(\bar{k}R)^2 \left(1-\frac{r^2}{R^2}\right)}{2(2m+1)} + \dots \right] \end{aligned} \quad (26)$$

При малом $(\bar{k}R)$ пренебрегаем вторым и последующими членами в квадратных скобках, тогда выражение (25) примет вид

$$z\left(\frac{r}{R}\right) = \frac{I(0)\exp(\bar{k}R)}{R} \frac{\Gamma(m+1)}{\sqrt{\pi} \Gamma(m+1/2)} \left[1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2 \right]^{m-1/2} \quad (27)$$

Это выражение совпадает с решением уравнения Абеля (18) при $\bar{k}R = 0$ и степенной аппроксимации (20).

Рассмотрим пример расчета по предложенной в данной работе методике. В работе Г. А. Колобовой [3] приводится численный метод

r, x	$e^{\int \frac{R k(r) r dr}{x \sqrt{r^2 - x^2}}} = e^{-1/2 \tau(x)}$	$Ie^{1/2 \tau(x)}$	$\ln[Ie^{1/2 \tau(x)}]$	$\ln t$	$\varepsilon(r)$ [формула (30)]	$\varepsilon(r)$ (расчет на ЭВМ)
0,0	1,58	1,181	0,168	0,000	1,665	1,824
0,1	1,56	1,100	0,095	-0,010	1,548	1,667
0,2	1,50	0,875	-0,135	-0,040	1,325	1,349
0,3	1,44	0,601	-0,512	-0,095	0,989	0,920
0,4	1,36	0,348	-1,055	-0,175	0,636	0,524
0,5	1,30	0,178	-1,725	-0,287	0,343	0,271
0,6	1,21	0,071	-2,645	-0,445	0,142	0,104
0,7	1,11	0,027	-3,610	-0,675	0,041	0,030
0,8	1,04	0,015	-4,200	-1,020	0,005	0,018
0,9	1,01	0,005	-5,300	-1,660	0,001	0,008
1,0	1,00	0,000	-	-	0,000	0,000

решения уравнения типа (6) на ЭВМ. Экспериментальные данные работы Эльдера [6] сопоставлялись с расчетами авторов данной статьи и значениями Г. А. Колобовой (см. таблицу). В этих расчетах радиус сечения плазмы принят равным единице.

Величина $\exp\left(\int_x^R \frac{k(r) r dr}{V \sqrt{r^2 - x^2}}\right)$ вычислялась по значениям прозрачности плазмы $\exp[-\tau(x)]$ [3] из соотношения

$$\exp \int_x^R \left(\frac{k(r) r dr}{V \sqrt{r^2 - x^2}} \right) = \exp \left[\frac{1}{2} \tau(x) \right] = \frac{1}{V \exp[-\tau(x)]}. \quad (28)$$

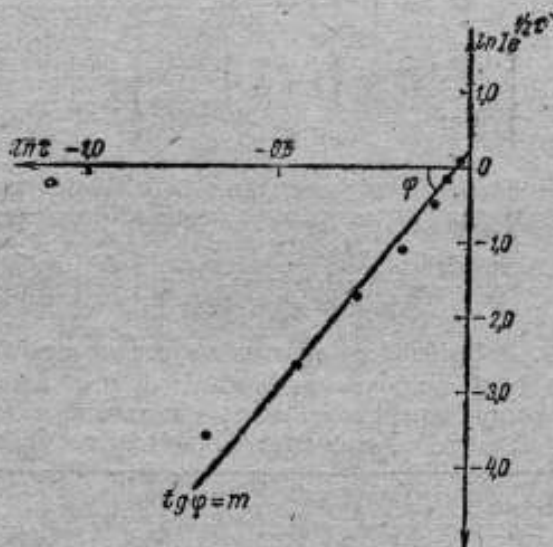


Рис. 2. Зависимость $I e^{1/2 \tau}$ от t в логарифмических координатах.

Для определения показателя степени m в выражении (20) прологарифмируем его и зависимость $I(x) \exp\left[\frac{1}{2} \tau(x)\right]$ от $t = 1 - \left(\frac{x}{R}\right)^2$ представим в логарифмических координатах (см.

4 и 5 столбцы таблицы и рис. 2). Тангенс угла наклона экспериментальной прямой с осью абсцисс равен показателю степени m . Для

рассматриваемого примера $m=6$, $a=1,181$ и, следовательно, выражение (20) можно записать следующим образом:

$$I(x) \exp\left(\int_x^R \frac{k(r)rdr}{\sqrt{r^2-x^2}}\right) \approx 1,181 (1-x^2)^{1/6}. \quad (29)$$

Точная и приближенная кривые зависимости $I \exp\left(\frac{1}{2}\tau\right)$ приведены на рис. 3. Заметим, что степенная зависимость достаточно хорошо аппроксимирует величину $I(x) \exp\left(\int_x^R \frac{k(r)rdr}{\sqrt{r^2-x^2}}\right)$.

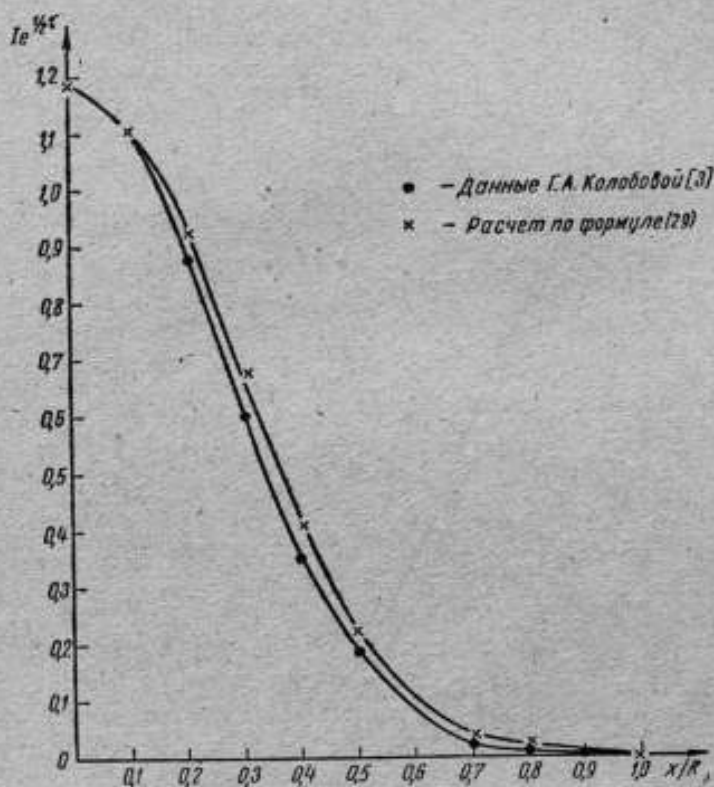


Рис. 3. Распределение $I e^{1/2\tau}$ по сечениям излучающего слоя.

Оценим возможность применения формулы (27) для расчета коэффициента излучения ϵ в рассматриваемом примере, для чего сравним величину второго члена в квадратной скобке выражения

(26) с единицей. Прежде всего из соотношения (28) при $x=0$ и известной минимальной прозрачности $\exp[-\tau(0)]=0,4$ [3] можно найти величину $\bar{k}R$, которая равняется 0,458. Подставляя во второй член квадратной скобки выражения (26) значения $\bar{k}R=0,458$ и $m=6$, получим при $r=0$.

$$\frac{(\bar{k}R)^2}{2(2m+1)}=0,008.$$

Эта величина значительно меньше единицы, поэтому в данном примере можно воспользоваться формулой (27). Подставляя в формулу (27) выражение $I(0)\exp(\bar{k}R)=1,181$ и $m=6$, получим

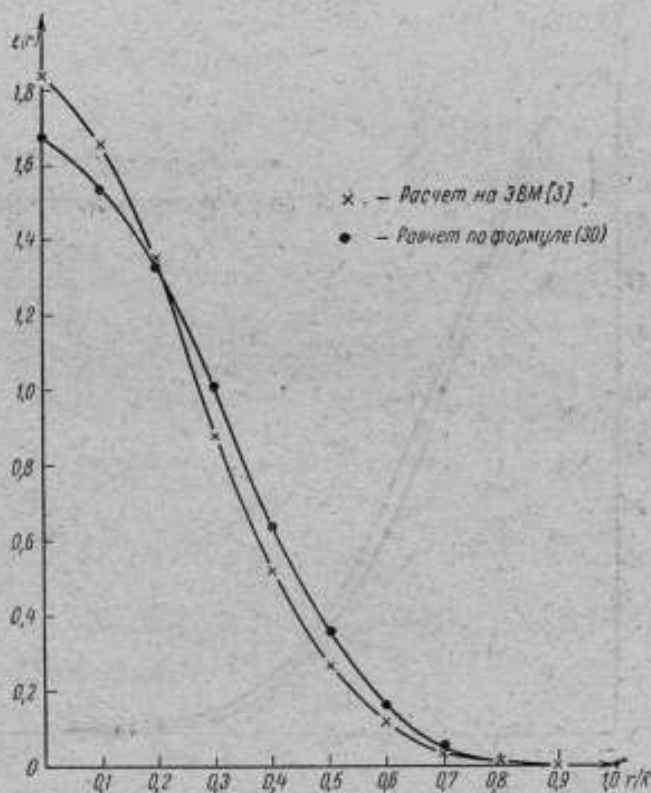
$$\varepsilon(r)=1,665 [1-r^2]^{11/2}. \quad (30)$$


Рис. 4. Распределение коэффициента излучения по радиусу.

Расчет коэффициента излучения по формуле (30), а также расчеты Г. А. Колобовой на ЭВМ приведены в таблице. Как видно из результатов сравнения, представленных также на рис. 4, макси-

мальное отклонение приближенного решения от решения на ЭВМ составляет величину, меньшую 10% в центральной зоне излучающего объема.

ЛИТЕРАТУРА

1. Brau W. Technique for measuring the absorption coefficient of a plasma. «Rev. Scientif. Instrum», 36, 802, 1965.
2. Freeman M. and Katz S. Determination of the radial distribution of brightness in a cylindrical luminous medium with self-absorption. Journ. of the optical society of America, v. 50, № 8, 1960, p. 827—830.
3. Колобова Г. А. «Известия высших учебных заведений». Физика, 1967, 12.
4. Лыков А. В. Теория теплопроводности. Изд-во «Высшая школа», 1967.
5. Диткин В. А., Кузнецов П. Ч. Справочник по операционному исчислению. Гостехиздат, 1951.
6. Elder P., Jerrick T., Birkeland J. Determination of the radial profile of absorption and Temperature in cylindrically-Symmetric sources with self-absorption. «Appl. Optics», 4, 589, 1965.

Поступила в редакцию

14/III 1970 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ АВТОМАТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ КОНТУРОВ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ПЛАЗМЕННЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

При использовании плазменных источников излучения — плазматронов — возникает задача определения их основных параметров путем изучения физических процессов, происходящих в плазме и сопутствующих ее образованию. К таким процессам следует отнести излучение источником линейчатого спектра. Из результатов измерения характеристик спектральных линий источника можно извлечь весьма ценную информацию о его параметрах, например, о температуре. Одним из эффективных способов измерения температуры плазменного источника излучения является исследование распределения интенсивности излучения по контуру спектральной линии.

Как известно, наиболее подробную и надежную информацию о контуре спектральной линии можно получить с помощью приборов высокой разрешающей силы, таких как сканирующие эталоны Фабри и Перо. При работе с более или менее стабильными по световому потоку источниками света обычно применяется одноканальная система регистрации [1]. При одноканальной системе записи контура спектральных линий от нестабильных источников световой поток, проходящий через оптическую систему, непрерывно и нерегулярно изменяется, и зарегистрированный контур линии оказывается искаженным. Это имеет место при регистрации светового потока от большинства плазменных излучателей. В этих источниках происходят хаотические изменения потока и периодические низкочастотные колебания. Влияние нестабильности можно значительно уменьшить, если перейти к двухканальной системе регистрации.

Цель настоящей работы — исследование возможности применения для регистрации контуров спектральных линий двухканальной системы фотоэлектрической регистрации с автоматической оптической компенсацией, позволяющей исключить искажения контура из-за изменения светового потока в источнике. Автоматическая компенсация повышает точность регистрации по сравнению с методом, основанным на регистрации отношения интенсивности излучения в рабочем канале к интегральной интенсивности спектральной линии в канале сравнения [2].

Схема макета автоматической фотоэлектрической установки для регистрации контуров спектральных линий

Для экспериментальной проверки предложенного метода был собран макет, принципиальная схема которого (рис. 1) близка к

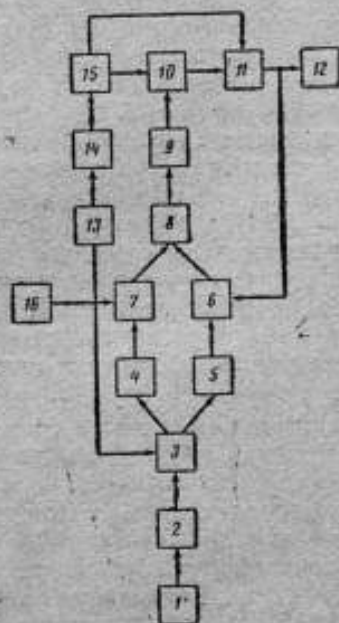


Рис. 1. Структурная схема макета установки для автоматической регистрации контуров спектральных линий плазменных излучателей.

схеме двухканального спектрофотометра, в один из каналов которого введен пьезосканирующий эталон Фабри и Перо, а в другой — элемент с переменным светопропусканием. Коэффициент пропускания этого элемента (ослабителя) зависит от его пространственного положения. Путем перемещения ослабителя добиваются равенства световых потоков на выходе обоих каналов оптической системы. В этом случае изменения потока, испускаемого исследуемым излуча-

телем, будут оказывать влияние на величины световых потоков в каналах и не будут отражаться на условиях их равенства, задаваемых положением элементов оптической системы.

С целью автоматизации процесса регистрации контура спектральной линии установка снабжена модулятором, направляющим световой поток от исследуемого источника поочередно в оба канала оптической системы. Выбором достаточно высокой частоты модуляции можно практически полностью устранить погрешность регистрации контура, вызванную изменениями светового потока исследуемого излучателя, если эти изменения содержат составляющие с частотами, меньшими частоты модуляции. При этом предполагается, что изменения яркости источника связаны только с пропорциональными изменениями интенсивности излучения в отдельных длинах волн и не вызывают изменения распределения интенсивности по контуру линии. В приведенном макете частота модуляции выбрана равной 400 гц.

Световой поток от исследуемого излучателя 1, прошедший через монохроматор 2, направляется модулятором 3 поочередно в два канала оптической системы. Модуляция в системе осуществляется вибрирующей бипризмой, приводимой в действие струнным генератором 13 с самовозбуждением и автоматической регулировкой амплитуды колебаний. Системы зеркал и объективы 4, 5 направляют световые потоки на переменный ослабитель 6 и пьезосканирующий эталон Фабри и Перо 7. Затем оба потока собираются на фотоэлектрическом преобразователе 8. Сканирование по длинам волн осуществляется путем подачи пилообразного напряжения на пьезоэлемент от генератора 16. В результате в этом канале оптической системы световой поток меняется по закону распределения интенсивности в интерференционной картине многолучевой интерференции.

В другом канале оптической системы световой поток проходит через элемент 6, коэффициент пропускания которого зависит от его пространственного расположения (например, гребенка от прибора ИКС-14). Модуляция выполняется таким образом, что при равенстве световых потоков в каналах суммарный световой поток в ходе оптической системы остается постоянным. При неравенстве же световых потоков в каналах в суммарном потоке появляется переменная составляющая с частотой модуляции. Суммарный сигнал, снимаемый с нагрузки преобразователя 8 (ФЭУ-27), усиливается по напряжению и мощности усилителями 9 и 10 и приводит во вращение исполнительный двигатель 11.

Напряжение питания для усилителя 10 снимается со вспомогательного усилителя мощности 15, управляемого сигналом со струнного генератора 13 через инверсный каскад 14. Исполнительный двигатель перемещает элемент 6 и пишущее устройство 12 таким образом, чтобы световые потоки в обоих каналах оптической системы уравнивались и управляющее напряжение на двигателе уменьшилось до нуля. В качестве пишущего устройства использован элект-

рошный автоматический потенциометр ЭПП-09. При сканировании будет происходить непрерывное перемещение элемента *б*, а пишущее устройство *12* регистрирует форму экспериментального контура исследуемой спектральной линии.

Внешний вид макета автоматической фотоэлектрической установки для регистрации контуров спектральных линий плазменных излучателей показан на рис. 2.

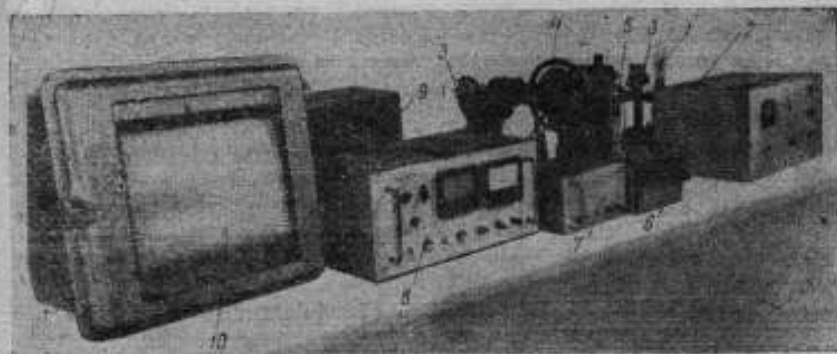


Рис. 2. Внешний вид макета установки.

- 1 — ртутная лампа, заменяющая исследуемый плазменный излучатель;
 2 — источник питания лампы; 3 — оптическая система; 4 — переменный ослабитель;
 5 — реверсивный двигатель с редуктором; 6 — фотоголовка; 7 — струнный генератор;
 8 — электронное устройство; 9 — блок усилителей мощности;
 10 — электронный потенциометр ЭПП-09.

Погрешность аппаратуры

Точность воспроизведения контура спектральной линии зависит от погрешностей, вносимых регистрирующей системой. Эти погрешности в свою очередь определяются погрешностями оптической системы и системы автоматического регулирования.

Погрешности оптической системы обуславливаются аппаратной функцией пьезосканирующего эталона Фабри и Перо и погрешностью переменного ослабителя. Известно, что аппаратное уширение контура зависит от геометрических размеров эталона, от его оптических параметров, геометрии пучка и от погрешностей сканирующего элемента [3, 4]. Величина этого уширения может быть сведена до $10^{-2} - 10^{-3}$ от ширины регистрируемого контура [5].

Погрешность переменного ослабителя зависит от его формы. Если в качестве такового выбрать гребенку, применяемую в спектрофотометрических системах, то в зависимости от диапазона пропускания [6] погрешность, вносимая этим элементом, составит 0,35—0,85%, т. е. не более 1%. Переменный ослабитель находится в цепи обратного преобразования, и его погрешность целиком входит в суммарную погрешность установки.

Система автоматической регистрации контура линии является астатической системой автоматического регулирования, у которой величина входного сигнала изменяется по сложному закону с переменной скоростью. Все узлы электронной аппаратуры находятся в

цепи прямого преобразования. В этом случае погрешность результата регистрации может быть записана в виде [7]

$$\bar{\gamma}_{\text{ит}} = \bar{\gamma}_k + \bar{\gamma}_{\text{ст}} + \bar{\gamma}_n.$$

- $\bar{\gamma}_k$ — относительная кинетическая погрешность компенсационной системы;
- $\bar{\gamma}_{\text{ст}}$ — относительная статическая погрешность, обусловленная в основном наличием порога трогания исполнительного двигателя;
- $\bar{\gamma}_n$ — суммарная погрешность узлов, не охваченных обратной связью, в данном случае погрешность пишущего устройства.

Кинетическая погрешность компенсационной системы при скорости $\omega_{\text{вх}}$ относительного изменения входного сигнала [7]

$$\bar{\gamma}_k = \frac{\omega_{\text{вх}}}{D_k}$$

где D_k — кинетическая добротность (коэффициент усиления системы по скорости).

В свою очередь

$$D_k = \frac{F k_8 k_9 k_{10} k_{11}}{z}$$

Здесь F — величина светового потока;

k_8, k_9, k_{10}, k_{11} — соответственно коэффициенты передачи узлов 8, 9, 10 и 11;

z — передаточное число редуктора.

Для оценки $\bar{\gamma}_k$ воспользуемся максимальной величиной $(\omega_{\text{вх}})_{\text{max}}$, которая при времени сканирования одного порядка интерференции $T = 40$ сек составит около $0,1 \text{ сек}^{-1}$ (по экспериментальным данным, полученным на макете установки). Входящие в формулу величины равны соответственно: $k_8 = 10^6 \text{ в/лм}$; $k_9 = 2800$; $k_{10} = 2,45$; $k_{11} = 1 \text{ (сек} \cdot \text{в)}^{-1}$; $z = 1,5$. При опробовании макета с ртутной лампой величина светового потока составляла около $F = 2 \cdot 10^{-8} \text{ лм}$. Получаем $\bar{\gamma}_k \approx 0,1\%$.

Абсолютная статическая погрешность компенсационной системы, возникающая из-за наличия порога трогания двигателя под нагрузкой, при $U_{\text{тр}} = 0,5 \text{ в}$

$$\delta_{\text{ст}} = \frac{U_{\text{тр}}}{k_8 k_9 k_{10}} = 0,73 \cdot 10^{-10} \text{ лм.}$$

Следовательно, относительная погрешность

$$\bar{\gamma}_{\text{ст}} = \frac{\delta_{\text{ст}}}{F} \approx 0,4\%.$$

Погрешность пишущего устройства может быть принята равной погрешности ЭПП-09, т. е. $\gamma_n = 0,5\%$. Суммарная погрешность системы составляет величину порядка 1,5—2%.

Выводы

1. Предложен и опробован на макете метод автоматической регистрации контуров спектральных линий плазменных излучателей, в значительной степени исключающий влияние изменений светового потока излучателя на результат регистрации.

2. Установлено, что инструментальная погрешность установки при применении компенсационного метода не превышает 2%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ефремов Ю. П. Применение фотоэлектрической регистрации интерференционных полос. «Измерительная техника», 1958, № 6.
2. Калитиевский Н. И., Малышев Г. М., Чайка М. П. Установка для фотоэлектрической регистрации контуров спектральных линий. «Оптика и спектроскопия», 1969, т. 6, вып. 6.
3. Скоков И. В. Оптические сканирующие системы. «Знание», 1968.
4. Скоков И. В. Многолучевые интерферометры. «Машиностроение», 1968.
5. Bayer — Helms F. Анализ профилей спектральных линий. «Zeitschrift für angewandte Physik», P. 15, N. 4, 5, 1963.
6. Stewart J. E. Фотометрическая точность ИК-спектрофотометров. «Applied Optics», 2, 12, 1963.
7. Лопухина Е. М., Сомкина Г. С. Асинхронные микромашины с полым ротором. «Энергия», 1967.

Поступила в редакцию

14/III 1970 г.

**ИССЛЕДОВАНИЕ УГОЛЬНОЙ ДУГИ КАК СТАБИЛЬНОГО
ИСТОЧНИКА ВЫСОКОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ****(Обзор работ метрологических институтов)**

Одним из основных направлений современной науки и техники являются технические проблемы, связанные с применением весьма высоких температур. Результаты экспериментальных работ в этой области в большой степени зависят от точности измерения температуры, однако метрологический контроль методов и аппаратуры для ее измерения в настоящее время отсутствует.

Базой для осуществления метрологии высоких температур является расширение температурной шкалы в область плазменных температур, так как при температурах порядка 4000°K вещества находятся в газообразном состоянии, а при еще больших температурах — вещества переходят в плазменное состояние.

Расширение температурной шкалы невозможно с помощью имеющейся эталонной аппаратуры. При разработке новой аппаратуры желательно, чтобы она допускала применение методов и основных пирометрических соотношений, положенных в основу существующей метрологии высоких температур.

Температурная шкала до 2500°K осуществляется с помощью эталонных излучателей (моделей черного тела и температурных ламп) и фотоэлектрических спектропирометров. Методика метрологических работ в этой области (до 2500°K) такова, что образцовые излучатели, излучение которых достаточно стабильно и может быть точно измерено в любой используемой области спектра, являются неотъемлемой частью комплекса метрологической аппаратуры. Они применяются как при построении температурной шкалы эталонными методами, так и при ее передаче, обеспечивая гибкость метрологического обслуживания большого числа потребителей.

В метрологии высоких температур — в области пирометрии плазмы — образцовые излучатели также необходимы для построения и передачи температурной шкалы. Однако при их создании возникают большие трудности, связанные с тем, что при этих температурах вещество находится в плазменном состоянии.

Для градуировки образцовой и технической аппаратуры, применяемой для измерения высоких плазменных температур в промышленности (плазменная металлургия, химия, сварка и резка) и в исследовательских работах (МГД-генераторы, определение физических параметров плазмы и др.), необходим стабильный источник яркости длительного действия. Основные требования к источнику высоких температур:

- 1) стабильность излучения в течение определенного интервала времени, достаточного для процесса измерения;
- 2) воспроизводимость излучения при повторении электрического режима или других условий, влияющих на параметры излучения и легко контролируемых;
- 3) наличие спектрального интервала сплошного излучения, достаточно широкого для использования имеющейся спектрофотометрической аппаратуры;
- 4) наличие достаточной для визирования зоны равномерной температуры.

Создание и аттестация образцового температурного излучателя для воспроизведения температурной шкалы в области высоких температур связаны с исследованиями физических свойств полученной плазмы, определенном значении основных величин, входящих в теоретические зависимости между параметрами излучения плазмы и ее температурой, которые могут быть получены только экспериментальным путем. Поэтому большая часть макетов плазменных излучателей метрологического назначения предназначается главным образом не для аттестации их в качестве образцовых, а для такого рода экспериментальных исследований. В этих исследованиях в качестве опорного излучателя применялась образцовая температурная лампа, градуированная метрологической организацией, либо угольная дуга, обладающая большей интенсивностью излучения.

Поэтому при исследовании плазменных объектов часто применяется в качестве источника сравнения излучение кратера анода угольной дуги, что вызвало появление ряда работ по уточнению ее параметров. Ниже приведен обзор и анализ работ, выполненных в метрологических институтах — в Национальном бюро стандартов, США (НБС) и Федеральном физико-техническом институте, ФРГ (ПТБ).

Излучение кратера анода угольной дуги постоянного тока, свободно горящей в воздухе при атмосферном давлении, исследовано во многих лабораториях и применяется в качестве образцового при пирометрических и фотометрических работах.

Исследования спектральных характеристик излучения анодного кратера угольной дуги, проводимые в период с 1935—1940 гг., по-

казали, что при определенных режимах он является источником воспроизводимого высокотемпературного излучения, определяемого процессом сублимации углерода. Однако различие значений яркостной и истинной температуры, полученных отдельными авторами, больше, чем указанные ими погрешности измерения и не соответствует оценке воспроизводимости.

Выяснение этих расхождений и уточнение фотометрических характеристик угольных дуг отражено в работах немецких исследователей Магдебурга и Шлея [1] и американского исследователя Хаттенберга [2].

Из анализа справочных данных [3] следует, что при сравнительно хорошем совпадении значений яркостной температуры, полученных отдельными авторами, оценка истинной температуры анодного кратера угольной дуги существенно различна. По определению одних авторов [4, 5] значение ее составляет 3995°K , а других [6] — 3806°K . Как видно из последующего обзора работ [1, 2], это расхождение осталось до последнего времени. Подробное рассмотрение указанных работ поможет выяснить причину этих расхождений.

Работы Федерального физико-технического института [1]

В 1965 г. в ПТБ проведены тщательные исследования угольной дуги атмосферного давления. Спектральная излучательная способность определялась с учетом угловой характеристики, а коэффициент черноты получен по измеренному отражению анодного кратера дуги. Спектральная плотность излучения анодного кратера измерялась при сравнении его с моделью черного тела [7, 8] в диапазоне $0,25\text{--}15\text{ мкм}$. Для определения влияния сильно отличающихся от континуума спектральных линий проведен спектральный анализ плазмы столба дуги.

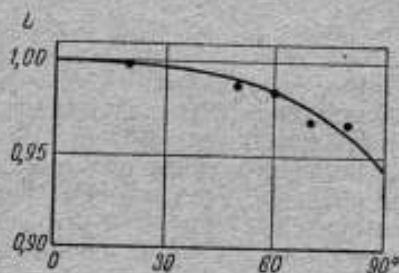


Рис. 1. Зависимость излучения анодного кратера от угла отклонения от нормали.

Исследованы аноды двух марок*: RWII диаметром $6,35\text{ мм}$ и Noris H диаметром 6 мм с катодом в обоих случаях из Noris D

* Оба типа — сажевые электроды; первый — для спектральных, второй — для проекционных приборов.

диаметром 7 мм. Угли располагали под углом 90° , а высоту катода устанавливали так, чтобы направление нормали к поверхности положительного кратера совпадало с направлением оси анода.

При длине волны 0,8 мкм предварительно определяли зависимость плотности излучения кратера анода от угла излучения. На рис. 1 видно, что плотность излучения не изменяется при углах до 20° от нормали к поверхности, а затем постепенно спадает с увеличением угла. Распределение температуры по кратеру было равномерным на круговой площадке с радиусом, равным 0,6 от общего радиуса светящегося пятна. Исследована также степень поляризации, которая оказалась равной 1% для углов наблюдения больше 80° .

Особое внимание уделено определению коэффициента излучения, так как различная оценка его связана с расхождением в значении истинной температуры. Коэффициент излучения ϵ_l в этой работе вычисляли по измеренным значениям коэффициента отражения. Измерение отражения анода горячей дуги ρ_r представляет большие трудности, так как анод нужно осветить источником, яркость которого во много раз превышает яркость кратера дуги. Для этой цели был выбран лазер из неодимового стекла, излучающий несколько линий в интервале спектра 1,061—1,062 мкм. Относительное изменение коэффициента отражения анодного кратера при горении дуги ρ_r и в холодном состоянии ρ_c определялось с помощью дифференциального метода, сравнением ряда осциллограмм, полученных в схеме рис. 2 с горячей или выключенной ду-

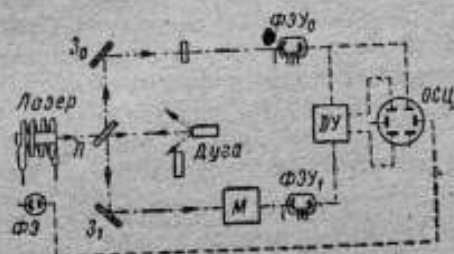


Рис. 2. Схема сравнительного измерения отражения нагретого и холодного анодного кратера.

гой. В этой схеме луч лазера через плоскопараллельную пластинку P попадает на кратер дуги, отражается от него и от зеркала Z_1 и, пройдя через монохроматор M , регистрируется фотоумножителем $\PhiЭУ_1$. Часть излучения лазера, отраженная пластинкой P и зеркалом Z_0 , попадает через интерференционный фильтр на $\PhiЭУ_0$, образуя опорный сигнал дифференциального усилителя $ДУ$. На один канал двухлучевого осциллографа $ОСЦ$ попадает с выхода усилителя разность между сигналами двух фотоумножителей, а на другой — опорный сигнал.

Значение коэффициента отражения холодного кратера дуги ρ_c при этой же длине волны λ_0 определяли, помещая негорящую дугу

в фотометрический шар, равномерно освещенный лампой накаливания, по отношению плотности излучения освещенного анодного кратера и стенок шара. Измерения проводили с помощью фотоумножителя и интерференционного фильтра с $\lambda = 1,06$ мкм.

По результатам измерения ρ_x и отношения ρ_x было определено, что при $\lambda_0 = 1,06$ мкм коэффициент отражения $\rho_x(\lambda_0)$ для углей RWII составлял 0,110, а для углей Noris H — 0,114. Соответственно получены коэффициенты излучения $\epsilon(\lambda_0) = 0,890$ и 0,886 с относительной погрешностью 0,3% по утверждению авторов.

Спектральная плотность излучения анодного кратера дуги измерялась при сравнении с моделью черного тела — вольфрамовой печью [7], температура которой во время измерения была 2905°K и сопоставлялась с реперной платиновой точкой по методу Магдебурга [8].

Температура T , связанная с плотностью излучения L_λ законом Кирхгофа—Планка

$$L_\lambda = \epsilon(\lambda) c_1 \lambda^{-5} (e^{c_2/\lambda T} - 1)^{-1}, \quad (1)$$

может быть найдена

$$T = \frac{c_2}{\lambda \ln \left(\frac{\epsilon(\lambda) c_1}{L_\lambda \lambda^5} + 1 \right)}, \quad (2)$$

если известно ϵ_λ .

Здесь $c_1 = 11,908 \cdot 10^{-13}$ вт · см²/стер, $c_2 = 1,488$ см · град.

Из уравнения (2) по значению $\epsilon(\lambda_0)$ для длины волны 1,06 мкм и измеренному в этой же длине волны значению L_{λ_0} была определена температура при токе 7,3 а для углей Noris H — 3898°K, для RWII — 3926°K.

Спектральные коэффициенты излучения ϵ_λ для других длин волн получены по измеренным спектральным плотностям излучения L_λ и температуре кратера T .

Также определялась температура для других сил токов по измеренным значениям, соответствующих L_{λ_0} , где $\lambda_0 = 1,06$ мкм. Затем по полученной известной температуре и L_λ для других длин волн находили

$$\epsilon_\lambda = \frac{L_\lambda (e^{c_2/\lambda T} - 1) \lambda^5}{c_1}. \quad (3)$$

Для вычисления спектрального коэффициента излучения кратера угольной дуги нужно исключить из полученных плотностей излучения долю излучения плазмы дуги. Отношение излучения кратера совместно с плазмой к излучению одной плазмы определено в работе при наблюдении анода с торца через дугу и дуги сбоку, при этом учитывалась различная толщина слоя. Принималось, что диаметр

дуги вблизи анода равен диаметру кратера. Эффективная длина слоя плазмы дуги, лежащей перед анодом, определена при фотометрировании континуума. Излучение пропорционально толщине слоя, так как плазма в континууме оптически тонка. На рис. 3 по-

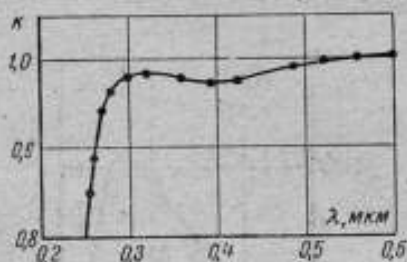


Рис. 3. Отношение k излучения кратера к суммарному излучению кратера и плазмы дуги.

казано полученное отношение k излучения кратера L_{λ} к суммарному излучению кратера и плазмы дуги $L_{\lambda \text{ кр.пл}}$ при длинах волн менее 0,6 мкм, где оно отличается от единицы. Поэтому при длинах волн менее 0,6 мкм при расчете ϵ_{λ} следует учитывать долю излучения, вносимую плазмой дуги. На рис. 4 показаны полученные в диа-

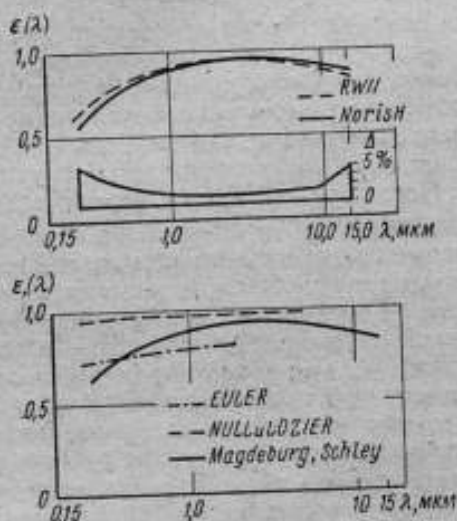


Рис. 4. Спектральный коэффициент излучения анодного кратера угольной дуги.

пазоне 0,25—10 мкм значения коэффициента излучения и погрешность их определения по данным работы [1]. Там же для сравнения приведены данные работ [5 и 6]. На рис. 5 представлена зависи-

мость температуры поверхности кратера анода от силы тока, причем погрешность определения температуры оценена авторами ± 12 град; сюда входит погрешность определения L_{λ} , ϵ_{λ} и воспроизводимость самого излучателя при замене углей [1].

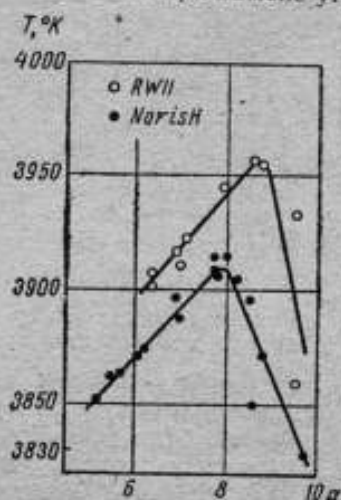


Рис. 5. Зависимость температуры анодного кратера от тока.

Исследования постоянства во времени показали, что горение дуги при токах, меньших тех, которые соответствуют максимальному излучению, более устойчиво, чем при больших токах. В связи с этим авторы рекомендуют выбирать рабочий ток не относительно тока перегрузки*, как это принято, а относительно тока, соответствующего максимальной температуре, так как последний находится значительно проще. Принятый ток $7,3 a$ составляет 85–93% от тока, соответствующего максимуму температуры. В результате измерений при этом режиме составлены таблицы значений L_{λ} и ϵ_{λ} , соответствующие суммарному излучению кратера и континуума дуги. Некоторые данные из этой таблицы приведены в сводной табл. 1, а для более далекой инфракрасной области — в табл. 2.

Выполнено также исследование влияния изменения атмосферного давления на излучение горячей дуги. В области нормального атмосферного давления подтверждены данные прежних исследований [3] о малом влиянии изменения давления — порядка $0,2 \text{ град}/\text{мм рт. ст.}$. Установлено, что при снижении давления до 300 мм рт. ст. температура кратера уменьшается на 100 град и далее снижается более резко.

Работы Национального бюро стандартов [2]

В НБС в 1967 г. проводились исследования излучения анода угольной дуги, основная цель которых — выяснение расхождений

* При токе перегрузки горение дуги становится неустойчивым, что сопровождается шипением или свистом.

Таблица 1

Данные НБС и ПТБ о плотности излучения анодного кратера угольной дуги (в $\text{вт}/\text{см}^2 \text{ стер} \cdot 10^{-6}$)

Длина волны, мкм	L_λ черного тела 3792°K	Излучение кратера угольной дуги, измеренное				
		НБС	ПТБ			
			L_λ	анод RWII		анод Noris H
		L_λ		ϵ'_λ	L_λ	ϵ'_λ
0,21	—	0,472	—	—	—	—
0,25	—	0,411	0,403	0,707	0,325	0,690
0,30	1,62	1,66	1,64	0,676	1,42	0,640
0,33	3,58	3,26	—	—	—	—
0,34	3,823	—	3,92	0,720	3,43	0,681
0,395	8,52	9,23	—	—	—	—
0,40	9,02	—	9,31	0,764	8,39	0,736
0,43	12,16	12,3	—	—	—	—
0,44	13,20	—	13,6	0,780	12,3	0,750
0,48	17,55	17,5	18,0	0,796	16,5	0,771
0,52	21,58	—	22,0	0,809	20,4	0,790
0,525	22,05	22,5	—	—	—	—
0,60	27,89	27,9	28,3	0,830	26,6	0,815
0,6546	30,60	30,6	—	—	—	—
0,66	30,78	—	31,2	0,845	29,5	0,830
0,70	31,87	31,8	32,3	0,852	30,6	0,838
0,75	32,44	32,4	—	—	—	—
0,76	32,46	—	32,9	0,863	31,2	0,848
0,80	32,28	32,4	32,6	0,868	31,0	0,854
0,85	31,58	31,5	31,9	0,874	30,4	0,862
1,00	—	—	27,7	0,887	26,8	0,881

Таблица 2

Плотность излучения анода угольной дуги постоянного тока в инфракрасной области спектра (в $\text{вт}/\text{см}^2 \text{ стер} \cdot 10^{-5}$)

Длина волны, мкм	Излучение кратера угольной дуги по измерениям ПТБ			
	анод RWII		анод Noris H	
	L_λ	ϵ_λ	L_λ	ϵ_λ
1,2	21,3	0,900	20,7	0,897
1,4	15,8	0,909	15,5	0,909
1,6	11,7	0,917	11,5	0,917
1,8	8,73	0,923	8,58	0,923
2,0	6,58	0,929	6,47	0,927
2,6	3,02	0,932	2,98	0,932
3,0	1,90	0,929	1,89	0,935
4,0	0,71	0,914	0,71	0,931
5,0	0,32	0,901	0,32	0,924
6,0	0,16	0,890	0,16	0,916
7,0	0,091	0,880	0,092	0,907
8,0	0,055	0,871	0,056	0,898
10,0	0,023	0,856	0,024	0,883

между данными Эйлера [5] и Нал и Лошнера [6]. В этой работе использовался спектропирометр, позволяющий с большой точностью производить измерения в диапазоне 210—850 нм.

Испытывалась техническая дуговая пирометрическая лампа Moлагс типа 2371 с механизмом непрерывной подачи электродов при угле между ними 120° . По изображению на экране можно управлять положением электродов. Диаметр анодов из графита SPK был $6,3$ мм, а катодов из AGKS — $3,2$ мм; дуга горела при токе примерно на $0,25$ а ниже точки перегрузки. Наблюдался участок анода $0,1 \times 0,8$ мм через плазму дуги при ряде выбранных длин волн. Измерения производились при 20 фиксированных длинах волн в интервале 210 — 850 нм с помощью двойного монохроматора с кварцевой призмой и решеткой, имеющего дисперсию 15 — 40 Å/мм. Измеряемое излучение анодного кратера в работе НБС сравнивали с излучением модели черного тела, коэффициент черноты которого принимался равным $0,999$. Эта лампа представляет собой трубчатую печь сопротивления, работающую стабильно в атмосфере аргона длительного времени при температурах до 3000°K . В установку спектрорадиометра входит также ряд дополнительных источников и фильтров для определения температуры черного тела. Во время измерения температура черного тела поддерживалась около 2850°K и определялась до и после каждого ряда сравнений. Сравнения дуги с черным телом производились в каждой выбранной длине волны попеременно с центрированием изображений этих источников на щели монохроматора.

Отношение спектральных излучений определялось по отношению электрических токов 14-каскадного фотоумножителя с трехщелочным катодом и кварцевым окном, помещенного на выходе монохроматора. Ток ФЭУ усиливался и записывался самопишущим потенциометром. Отклонение от линейности системы детектор—усилитель измерялось при двух длинах волн. Оно оказалось независимым от длины волны и составило $0,5\%$ при небольших отношениях и 4% для отношения 4400 (отношение излучения дуги при 210 нм было в 4000 раз больше излучения образцового черного тела).

Полученные в НБС значения спектрального излучения анодного кратера дуги приведены в табл. 1 для 20 длин волн, для которых погрешность пропуска составляла от $1,5$ Å — на коротких, до 4 Å — для длинных волн. По указанию автора [2], значения L_λ определены с погрешностью около 4% при 210 нм и около $1,5\%$ — при 850 нм. Рассчитаны отношения измеренных значений спектрального излучения дуги к соответствующим значениям для черного тела при $T = 3792^\circ\text{K}$ и разных длинах волн. На участках 6000 — 8500 Å и 5180 — 5520 Å это отношение равно единице и близко к единице на участках 4750 — 5000 Å. В более коротких длинах волн отношение больше, так как накладывается излучение континуума дуги и спектральных линий. Непрерывное сканирование по спектру самой дуги со спектральной шириной щели $0,2$ Å показало, что при длинах

воли менее 270 мкм плазма самой дуги вносит большой дополнительный вклад в наблюдаемое излучение анодного кратера. Результаты работ [1 и 2] по измерению плотности излучения анодного кратера приведены в табл. 1, где указаны также расчетные данные излучения черного тела при 3792°K.

Данные НБС о спектральном излучении анода для графитовых электродов SPK оказались очень близки к полученным в ПТБ для угольных электродов и лежат между данными для электродов RWII и Noris H. Они имеют некоторое расхождение только при коротких и длинных волнах. При длине волны 0,25 мкм данные НБС несколько выше данных ПТБ, а при длинах волн свыше 0,75 мкм они несколько ниже.

Сопоставление 2- и 3-й граф табл. 1 показывает, что излучение анодного кратера совпадает в диапазоне длин волн 0,45—0,75 мкм с излучением черного тела при температуре 3792°K [2]. Однако то обстоятельство, что яркостная температура излучателя в сравнительно большом спектральном интервале остается постоянной, не служит доказательством того, что она совпадает с его истинной температурой. Возможно, анодный кратер угольной дуги представляет собой так называемый «ложно плавковский» (псевдочерный) излучатель.*

Можно считать поэтому, что данные Хаттенберга не содержат сведений, позволяющих решить вопрос о спектральном коэффициенте излучения и об истинной температуре анодного кратера угольной дуги.

Предположение о том, что дуга является псевдочерным излучателем подтверждается анализом данных табл. 1 (см. графы 4 и 6-ю). По этим данным подсчитана нами яркостная температура S кратера анода RWII и Noris H для диапазона длин волн 0,25—1,0 мкм.

Яркостную температуру можно определить по уравнению (2), если подставить в него $\epsilon = 1$. Результаты расчетов представлены в табл. 3. Там же даны результаты расчета по упрощенной формуле Вина. Истинная температура кратера анода RWII определена в ПТБ равной 3926°K. По данным расчетов яркостной температуры (см. табл. 3) видно, что в широком спектральном диапазоне 0,3—1,0 мкм этот кратер излучает как черное тело при температуре 3809°K. То же справедливо для анода Noris H: при истинной температуре кратера 3898°K он излучает как черное тело при 3770°K в этом же диапазоне спектра.

В табл. 3 приведено предельное отклонение яркостной температуры для различных волн от среднего значения. Эти отклонения не соответствуют нормальному распределению, так как имеют систематический характер. Поэтому критерием предельного отклонения нами принималось условие, чтобы лишь одно из 12 значений, из ко-

* См. статью О. М. Жагулло. «Возможности использования спектрального распределения энергии теплового излучения для измерения температуры» в настоящем сборнике, стр. 72.

Таблица 3

Определение яркостной температуры анодного кратера угольной дуги по значениям плотности излучения, полученным в ПТБ

Длина волны, мкм	Яркостная температура кратера			
	RWII		Noris H	
	по Планку	по Вину	по Планку	по Вину
0,25	3857	3857	3802	3802
0,30	3804	3804	3761	3761
0,40	3813	3813	3772	3772
0,44	3812	3812	3768	3768
0,48	3812	3813	3778	3771
0,52	3810	3811	3771	3771
0,60	3809	3810	3772	3773
0,66	3809	3811	3772	3774
0,70	3810	3813	3772	3775
0,76	3811	3816	3771	3776
0,80	3808	3815	3768	3775
0,85	3808	3810	3768	3778
1,0	3802	3825	3770	3792
Среднее значение температуры в интервале 0,3—1,0 мкм	3809	3813	3770	3774
Предельные погрешности определений среднего	±5	±10	±5	±12

торых определяют среднее, имело бы отклонение, превышающее предельное, но не более, чем наполовину этого предельного отклонения. Как видно, предельные отклонения яркостных температур от среднего значения не превышают 5 град, т. е. значительно меньше погрешности самого измерения температуры. Учитывая, что в ряде экспериментальных работ удобнее пользоваться упрощенной формулой Вина, в табл. 3, кроме температуры, полученной по формуле Планка, подсчитано значение температуры черного тела по формуле Вина. Для формулы Вина предельные отклонения от среднего значения температуры в диапазоне 0,3—1,0 мкм также не превосходят погрешностей, определяемых нестабильностью излучения.

Полученный нами результат о том, что кратер анода угольной дуги излучает как ложно планковский или псевдочерный излучатель, позволяет использовать его излучение в качестве образцового, т. е. как источник сравнения при измерении температуры излучателей большой яркости в широком диапазоне спектра, даже если

истинная температура или коэффициент излучения кратера не известны.

В табл. 4 представлены результаты расчета по формуле Планка яркостной температуры анодного кратера по значениям плотности излучения [1] в инфракрасной области спектра. Используя тот же

Таблица 4

Результаты расчета яркостной температуры анодного кратера угольной дуги по значениям плотности излучения в инфракрасной области спектра, полученным в ПТВ

Длина волны, мкм	Яркостная температура кратера, °К	
	RWII	Noris II
1,1	3802	3772
1,2	3800	3767
1,3	3798	3771
1,4	3794	3769
1,5	3794	3774
1,6	3793	3768
1,7	3794	3767
1,8	3795	3767
1,9	3796	3767
2,0	3795	3767
2,2	3792	3763
2,4	3790	3760
Среднее значение температуры в интервале 1,0—2,4	3795 ± 5	3768 ± 5
2,6	3783	3756
2,8	3770	3753
3,0	3761	3750
3,5	3735	3736
4,0	3702	3722
5,0	3645	3685
6,0	3603	3652
7,0	3558	3614
8,0	3520	3576
10,0	3448	3510
12,0	3395	3446
14,0	3358	3389
15,0	3313	3362
18,0		

критерий предельного отклонения от среднего значения температуры, было получено, что в пределах погрешностей измерения, указанных авторами, угольная дуга имеет постоянную яркостную температуру в диапазоне 0,3—2,4 мкм. Такой широкий диапазон псевдочерного поведения угольной дуги дает повод для сомнений в пра-

вильности определения коэффициента излучения в работах [1 и 5].

Из определения псевдочерного излучателя как источника с истинной температурой T , излучающего как черное тело с температурой S в некотором диапазоне длин волн, следует, что коэффициент излучения такого тела изменяется в этом спектральном интервале по закону

$$\varepsilon = \frac{e^{c_2/\lambda T}}{e^{c_2 a/\lambda T}}$$

где $a = T/S$.

Приняв приближенную формулу Вина, получаем более простое выражение

$$\varepsilon = e^{\frac{c_2}{\lambda T}(1-a)} A/\lambda$$

По данным табл. 1 (графа 5 и 7-я) можно вычислить значения A , которые оказались равными $-0,112$ для углей RWII и $-0,125$ для Noris H.

Как видно из рис. 4, данные работы [1], по которым сделаны наши выводы о коэффициенте излучения, расходятся с данными Эйлера [5] и данными работы [6]. Эйлер указывает на ошибочность утверждения Мак Ферсена [4] о том, что кратер угольной дуги излучает как серое тело, т. е. что его коэффициент излучения не зависит от длины волны. Однако полученные Эйлером изменения $0,71-0,79$ значительно меньше изменений $0,6-0,93$, полученных в работе [1].

В работе [10] сделана новая попытка определить коэффициент излучения по коэффициенту отражения анодного кратера горячей дуги. Но эти измерения выполнялись не для одной длины волны, как в работе [1], а для ряда длин волн, соответствующих излучению ртутной дуги высокого давления. Результаты Шурера [10] совпадают с данными работы [6]. Значения коэффициента отражения холодного анодного кратера, полученные принципиально тем же методом [10], что и в работе [1], меньше значений, полученных в работе [1], в 3-4 раза и составляют $0,04$ для анода RWII. По опубликованным данным причину этих расхождений установить трудно. Очевидно, для уточнения значения коэффициента излучения и истинной температуры анода угольной дуги необходимы дальнейшие исследования.

Свойства анодного кратера, как образцового излучателя в области спектра, где его можно считать псевдочерным, определяются в основном только его стабильностью. Многие исследователи поэтому принимали меры для ее повышения. Можно указать на примене-

ние стабилизирующих образцов из KCl для катода угольной дуги [11] и на способ, когда угольная дуга горит в атмосфере какого-либо инертного газа. Эйлер [5], предлагая применять атмосферу CO_2 , указал, что при этом значительно снижаются пики излучения в области коротких волн, вызванные линиями CN в атмосфере столба дуги. В работе [12] исследовано поведение угольной дуги в различных инертных газах (N , CO_2 , He , Ar) при давлениях 5—12 атм. При атмосферном давлении в воздухе, азоте и аргоне температура анода, полученная в работе [12], по сравнению с образцовой температурной лампой была 3900°K . В атмосфере инертных газов исчезали полосы, что позволяло получать чистый континуум в диапазоне 200—700 нм. Увеличение давления аргона до 8 атм увеличивало температуру анода на 400 град с соответствующим увеличением интенсивности континуума при 250 нм на 37%.

Хотя дуга, горящая в аргоне, была чище и стабильнее, чем горящая в воздухе, авторам работы [12] не удалось получить высокой стабильности. Эти авторы ставят под сомнение также точность определения температуры в работе [4], считая пригодной для своих измерений погрешность ± 50 град.

В НБС [13] были проведены специальные измерения воспроизводимости яркостной температуры угольной дуги при длине волны 655 нм с анодами SPK диаметром 8 мм и катодами AGKS диаметром 4 мм, расположенными под углом 120° . При токе 12,5 а испытаны 21 электрод и получена температура от 3786 до 3805°K , т. е. $3797 \pm 11^\circ$. Установлено, что воспроизводимость температуры при этой длине волны меньше, чем это нужно для МПТШ.

Выводы

За последнее время в метрологических институтах ФРГ и США проводились исследования угольной дуги постоянного тока в качестве образцового источника излучения и температуры.

Используя современную технику, измерялись спектральные плотности излучения анодного кратера в диапазонах 0,25—10 мкм [1] и 0,21—0,85 мкм [2] с погрешностью 3—4% для коротких длин волн и 1,5% — для длинных (по оценке авторов).

С такой же точностью был измерен спектральный коэффициент излучения анодного кратера горячей дуги [1]; он изменяется в среднем от 0,6 при длине волны 0,3 мкм до 0,85—0,88 при длинах волн 0,7—0,8 мкм и после максимума ($\epsilon_{\text{max}} = 0,93$) при 2—3 мкм вновь спадает до 0,87 при 10 мкм.

Воспроизводимость излучения анодного кратера при оптимальном режиме, т. е. при токе порядка 7 а, составляла 5%, что соответствует воспроизводимости по температуре 0,9% (30 град) при длине волны 0,6 мкм и 0,4% (15 град) при длине волны 0,3 мкм. Очевидно, такая воспроизводимость не может соперничать с воспроизводимостью вольфрамовых излучателей в видимой области спектра, поэтому дуга мало применяется при метрологических работах, хотя

широко используется для измерения и оценки в исследовательских лабораториях.

Значения спектральной плотности излучения углей разных марок, как видно из табл. 1, различаются примерно на 10% во всем исследованном спектральном интервале, а по температуре это различие составляет около 30 град, т. е. 0,8%. Значения истинной температуры для анодного кратера марки Noris H составляет, по данным работы [1], 3898°K, а для марки RWII — 3926°K.

Анализ данных работы [1] подтверждает вывод работы [2] о том, что яркостная температура анодного кратера дуги постоянна в большом спектральном интервале.

Учитывая разброс значений при определении температуры угольного анодного кратера, оцениваемый авторами ± 20 град, можно считать, что в пределах этой погрешности кратер анода угольной дуги излучает как черное тело при температуре 3800°K (RWII) или 3770°K (Noris H) в широком спектральном интервале 0,3—2,4 мкм. Сопоставляя эти данные с данными работы [2], можно сделать вывод о том, что анодный кратер угольной дуги постоянного тока является псевдочерным излучателем и, усредняя результаты для трех марок углей, определить его как источник, излучающий как черное тело при температуре $3790 \pm 30^\circ$ в диапазоне длин волн 0,4—2 мкм.

Значения истинной температуры анодного кратера, полученные в работе [1]), ниже значения, определенного Эйлером [5], — $3995 \pm \pm 20^\circ\text{K}$, и соответственно различаются приведенные в этих работах значения коэффициента излучения. Значения ϵ_λ , указанные в работе [1], хорошо совпадают при длине волны $\lambda = 0,40$ мкм с измеренными при температуре сублимации углерода и несколько отличаются при $\lambda = 0,64$ мкм [9], но значительно расходятся со значениями, полученными в работе [10]. Очевидно, в дальнейших исследованиях значения спектрального коэффициента угольной дуги должны быть уточнены.

Как показали измерения воспроизводимости яркостной температуры анодного кратера угольной дуги в НБС [13] при длине волны 0,65 мкм, она характеризуется разбросом ± 11 град, что недостаточно для метрологических работ по МПТШ в этой длине волны.

Подобное исследование стабильности в области меньших длин волн, возможно, покажет применимость угольной дуги в этой области, где она имеет преимущество значительно большей интенсивности излучения по сравнению с температурной лампой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Magdeburg H., Schley U. Spectralphotometrische Eigenschaften des Niederstrom-Kohlenbogens, «Zs. f. angew. Phys», 1966, Bd. 20, H. 5, 465.
2. Hatterburg. Spectral radiance of a low current graphite arc. «Applied Optics», 1967, v. 6, No 1, 95.
3. Drawin, Felenbok. Data for plasmas in local thermodynamic equilibrium. 1965, Paris.
4. Mc-Pherson H. G. The carbon arc as a radiation standard. «J. Opt. Soc. Am.», 1940, 30, 189.

5. Euler J. Annalen der Physik. Die Graphitbogen als spectralphotometrisches Strahllichtnormal. 1953, F. 6, H. 4-7, 11, 203; Ober den Vergleich zwischen Graphitbogen und UV-Standard, F 6, 1954, B. 14, H. 3-5; Die axiale Temperaturverteilung im Inneren der Anode des Kohlenbogens und das Wärmeleitvermögen von Graphit bei hohen Temperaturen, 1956, F. 6, Bd. 18, H. 5-8, 345.

6. Null M. R., Lozier W. W. The carbon arc as a radiation standard. «J. Opt. Soc. Amer.», 1962, 52, No. 10.

7. Hahn D., Magdeburg H., Schley U. Präzisionsmessung von Temperaturstrahlern. «Farbe», 1960, Bd. 9, No. 1/3, 17.

8. Magdeburg H. Eine neue Methode zur Realisierung pyrometrischer Fixpunkte «Zs. f. Instrkd», 1964, 72, 205.

9. Anacker F., Mannkopf R. Das Emissionsvermögen von Kohlenstoff bei Sublimationstemperatur, «Zs. f. Physik», 1959, 155, 1.

10. Schurer R. The spectral emissivity of the anode of a carbon arc. «Applied Optics», 1968, v. 7, No. 3, 461.

11. Thomas D. L. The dipped cathode arc, a simple stable source for line reversal temperature measurements. «Journ. of Sci. Instr. E.», 1968, S. 2, v. 1, 150.

12. Jayroe R. J., Fowler R. G. Carbon arc in a controlled atmosphere, as a radiation standard. «Jour. of optical soc. of Amer.», 1967, v. 57, No. 4, 513.

13. Lee R. D., Lewis E. Radiance temperature at 6550 Å of the graphite arc. «Applied optics», 1966, v. 5, No. 11, 1858.

Поступила в редакцию

14/III 1970 г.

ЛЕНТОЧНЫЙ ТЕРМОМЕТР СОПРОТИВЛЕНИЯ

Ленточный термометр сопротивления предназначается для измерения температуры в области от $+100$ до -250°C . Отличительная особенность термометра — конструкция его термочувствительного элемента,* который представляет собой ленту, сотканную из тонкой изолированной медной проволоки диаметром $0,02$ мм. Основной ленте служат капроновые нити, с помощью которых чувствительный элемент крепится к арматуре термометра.

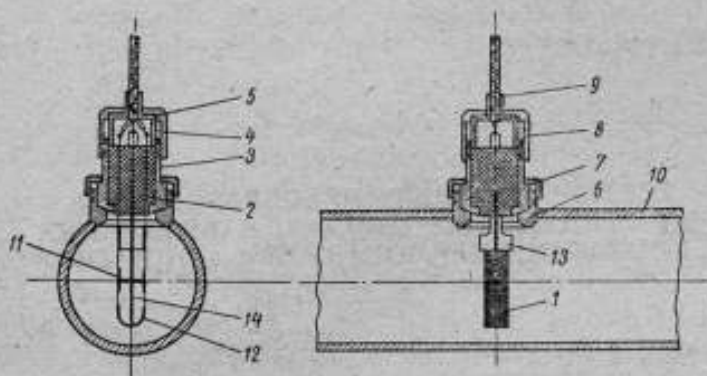
Термочувствительный элемент ленточного термометра имеет большую поверхность и находится в непосредственном контакте с измеряемой средой. В связи с этим постоянная термической инерции термометра уменьшена по сравнению с существующими конструкциями терморезисторов более чем в 10 раз и в спокойной жидкой среде приблизительно равна $0,02$ сек, что позволяет использовать его для измерения быстроменяющихся температур. Отсутствие тепловыводов и механических напряжений со стороны арматуры термометра позволили в области температур от $+100$ до -200°C достичь стабильности $\pm 0,01 - 0,05$ град. Сопротивление изготовленных термометров находится в пределах $1000 - 1500$ ом; чувствительность их составляла $4 - 6$ ом/град.

Ленточные высокоомные термометры целесообразно применять с цифровыми приборами для измерения сопротивления, выпускаемыми нашей промышленностью.

В некоторых случаях обмотка термочувствительного элемента может быть выполнена не только из медной, но и из платиновой проволоки. Для области температур ниже -250°C можно применять марганцевую проволоку. Верхний предел по температуре определяется температуростойкостью материала основы ленты.

* См. авторское свидетельство № 184482 «Бюллетень изобретений», 1966 г., № 15.

Конструкция ленточных термометров может быть различной в зависимости от условий применения. Один из вариантов показан на рисунке. Чувствительный элемент 1 закреплен капроновыми нитями в контакты 13 специальной конструкции в виде «лапок». Контакты пропущены через разборную изоляционную втулку 2, части которой склеиваются клеем БФ-2. Втулка помещается в металлический кожух 3 и на него надевается прижимная гайка 7. С помощью кольца 4, прижимной втулки 5 и крышки 8 производится защита выводных концов 9 термометра от внешних воздействий. Тер-



Общий вид термометра сопротивления

мометр вставляется во фланец 6 трубопровода 10 и с помощью гайки 7 жестко закрепляется в нем. Корыто 12, лепестки 11 и стержень 14 служат для придания жесткости чувствительному элементу. Изоляционные прокладки выполнены из фторопласта 4. Термометр такой конструкции обладает достаточно высокой механической прочностью и применяется для измерения быстроменяющихся температур в потоках двухкомпонентных смесей.

Технология изготовления термочувствительного элемента ленточного термометра очень проста и может быть освоена на любом текстильном предприятии. Себестоимость 100 м тканевой проволочной ленты не превышает ориентировочно 2 рублей.

В настоящее время ленточные термометры нашли применение в промышленности, а также при температурных измерениях в гидрографии.

Поступила в редакцию
14/III 1970 г.

**ТЕРМОЧАСТОТНЫЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ
НА ТУННЕЛЬНЫХ ДИОДАХ, РАБОТАЮЩИЙ
С НИЗКООМНЫМИ ТЕРМОМЕТРАМИ СОПРОТИВЛЕНИЯ**

Металлические термометры сопротивления обладают рядом преимуществ по сравнению с другими известными типами термометров, основными из которых являются: высокая точность, способность работать в широком диапазоне температур, простота и надежность конструкции, дешевизна, стабильность и стойкость по отношению к внешним воздействиям. Эти достоинства металлических термометров сопротивления и обуславливают их широкую распространенность во всех областях температурных измерений.

Однако этим термометрам присущ и серьезный недостаток, который особенно ярко проявляется при дистанционных измерениях. Так, относительно небольшое собственное сопротивление таких термометров и невысокий температурный коэффициент этого сопротивления приводят к тому, что электрическое сопротивление линии, связывающей термочувствительный элемент с индикаторным устройством, оказывает значительное влияние на результат измерения. В тех случаях, когда параметры линии могут существенно изменяться в достаточно широких пределах, непосредственные измерения низкоомными термометрами трудно осуществимы. Преодолеть это затруднение удастся только с помощью довольно сложных приемов, исключающих в той или иной мере влияние переменных параметров линии на результаты измерений. Но при этом неизбежно утрачивается главное достоинство термометров сопротивления — простота измерительной схемы.

Рациональным методом решения задачи дистанционных измерений температуры в данном случае является преобразование изме-

нений термометрического параметра (сопротивления) в некоторую другую величину, не зависящую от свойств линии передачи информации. Естественно, что при этом сам преобразователь должен быть расположен в непосредственной близости от термометра.

Для этих целей наиболее простым и удобным видом преобразования оказывается термочастотное. Желаемый результат может быть получен с помощью любой электронной схемы, обеспечивающей выработку сигнала, частота которого изменяется пропорционально изменениям электрического сопротивления термочувствительного элемента. Но если принять во внимание, как главное условие, необходимость сохранения основных достоинств термометра сопротивления (простота, надежность, малогабаритность), то выбор подходящей схемы преобразователя окажется затруднительным. Главным препятствием здесь является нарушение условия оптимального согласования параметров термочувствительного элемента и выбранной электронной схемы. Даже при применении транзисторных схем рациональные сопротивления рабочих цепей обычно должны быть значительно большими, чем обычные номиналы термометров сопротивления. Следовательно, приходится либо усложнить схему введением согласующих звеньев, либо мириться с неизбежной потерей чувствительности.

Исследования различных вариантов электронных схем позволили прийти к выводу, что условиям поставленной задачи более всего соответствует релаксационный генератор на туннельных диодах. Малое собственное сопротивление туннельных диодов оказывается в данном случае важным достоинством, так как низкоомные металлические термометры сопротивления могут при этом включаться непосредственно в рабочие цепи без потери чувствительности и усложнения схемы.

Весьма существенным оказывается и то, что схема на туннельных диодах (ТД) может быть выполнена нечувствительной к колебаниям температуры самой конструкции и входящих в схему элементов [1]. Кроме того, малые габариты устройства, низкое напряжение и слабый ток, необходимые для питания, а также простота и надежность данной схемы позволяют считать рассматриваемый вариант термочастотного преобразователя предпочтительным.

Известно, что частоту сигнала, вырабатываемую генераторами на ТД, можно изменять, регулируя напряжение смещения [1, 2]. Достоинство этого способа управления частотой заключается в том, что через управляющую цепь (в данном случае цепь питания) проходит только постоянный ток, а изменения каких-либо включенных в нее сопротивлений вызывают пропорциональное изменение управляющего напряжения на ТД.

В разработанной авторами схеме термочастотного преобразователя (рис. 1) управление частотой генерируемых колебаний осуществляется за счет перемещения рабочей точки по характеристике диода, что является следствием изменений напряжения в точке А схемы. В свою очередь напряжение в точке А изменяется пропор-

ционально изменениям сопротивления термочувствительного элемента, которое совместно с постоянным сопротивлением R_0 образует нагрузку исходного стабилизированного напряжения питания схемы.

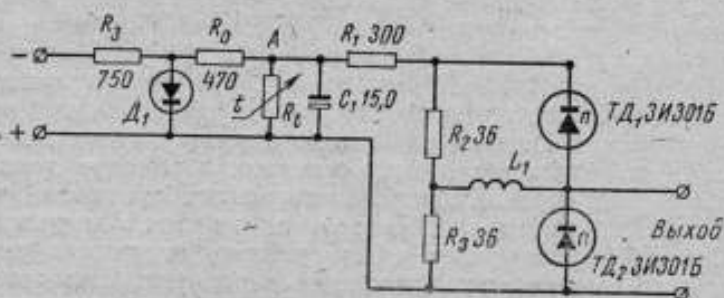


Рис. 1. Схема термопреобразователей на туннельных диодах.

Стабилизирующая цепь на стабилизаторе D_1 (типа Д-814А) введена в схему потому, что питание к преобразователю подводится от пульта управления по одной из жил протяженной линии передачи сигнала и, следовательно, может колебаться.

На рис. 2 представлена экспериментально полученная рабочая характеристика термочастотного преобразователя, а на рис. 3—

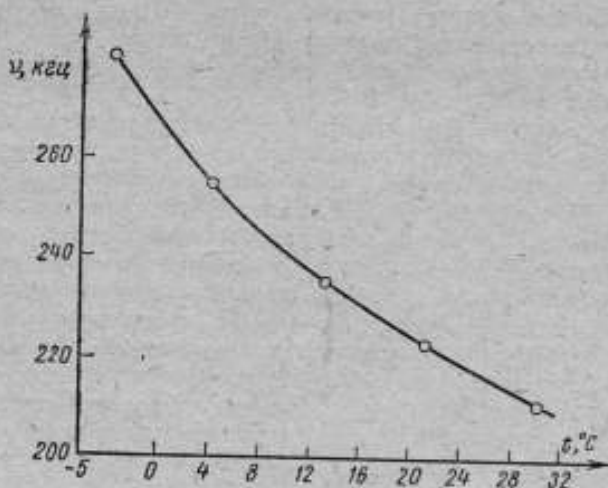


Рис. 2. Температурная зависимость термочастотного преобразователя.

его внешний вид. Используя данные исследований схемы с определенным термометром сопротивления (ленточный термометр,

$R_{t_0} = 307,7 \text{ ом}, \frac{dR}{dt} = 1,3 \text{ ом/град}$), была рассчитана чувствительность преобразователя к изменениям температуры. Абсолютное значение чувствительности оказалось равным 2 кГц/град . Так как наблюдаемая собственная флуктуационная нестабильность частоты, определенная в результате многократного повторения отсчетов,

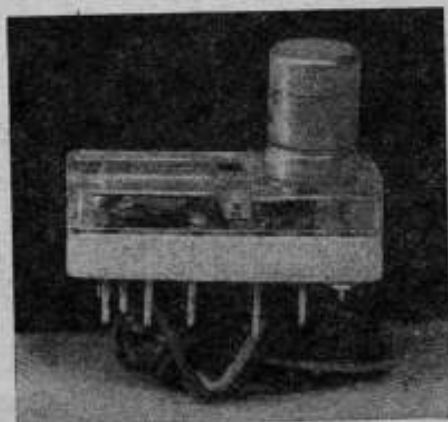


Рис. 3. Внешний вид термочастотного преобразователя.

не выходит за пределы $100-110 \text{ гц}$ (см. таблицу), то можно утверждать, что термочастотный преобразователь на туннельных диодах может быть использован для измерений температуры с погрешностью, не превосходящей $0,1 \text{ град}$.

Зависимость $\gamma = f(t)$ и средние значения собственной флуктуационной нестабильности частоты при различных температурах (в каждой точке 20 отсчетов)

$t, ^\circ\text{C}$	+30	+21	+13	+4	-4
$\nu_{\text{ср}}, \text{ гц}$	210 157	222 213	234 243	255 412	279 466
$\Delta\nu, \text{ гц}$	102	98	108	110	80

ЛИТЕРАТУРА

1. Криксунов В. Г., Войчук Б. А. Генератор на туннельном диоде, перестраиваемый по частоте. «Радиотехника», 1967, № 1.
2. Чжоу В. Ф. Принципы построения схем на туннельных диодах. «Мир», 1966.

Поступила в редакцию
14/III 1979 г.

ПИРОМЕТР ДВОЙНОГО СПЕКТРАЛЬНОГО ОТНОШЕНИЯ

Требования максимального приближения условной температуры к истинной, измеряемой по излучению, приводят к необходимости поиска новых принципов и средств измерений.

Условная температура, измеряемая яркостными и радиационными пирометрами, зачастую не удовлетворяет требованиям промышленности вследствие большого расхождения со значениями истинной температуры. Этим объясняется большой интерес, проявляемый к цветовой температуре. Так, в СССР и за рубежом разработано большое количество различных типов цветových пирометров.

В качестве параметра, характеризующего спектральное распределение излучения объекта, эти пирометры используют отношение (логарифм отношения) двух спектральных яркостей. Но несмотря на преимущества цветových пирометров в случае резко селективного характера излучения их показания будут также значительно отличаться от истинной температуры. В этом случае целесообразно использование двойного спектрального отношения, характеризующего спектральное распределение излучения объекта. Измеряемая условная температура (назовем ее трехцветной) будет обладать всеми свойствами цветовой (двухцветовой) и, кроме того, некоторыми дополнительными свойствами.

Связь между трехцветной $T_{\text{тн}}$ и истинной T температурами может быть получена из уравнения:

$$\frac{\varepsilon_1 E_1^0 / \varepsilon_2 E_2^0}{\varepsilon_3 E_3^0 / \varepsilon_4 E_4^0} (T) = \frac{E_1^0 / E_2^0}{E_3^0 / E_4^0} (T_{\text{тн}}). \quad (1)$$

Для области, где справедливо приближение Вина, эта связь может быть выражена следующим образом

$$T^{-1} - T_{\text{тн}}^{-1} = \frac{1}{C_2} \frac{\ln \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} - \ln \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_4}}{(1/\lambda_1 - 1/\lambda_2) - (1/\lambda_3 - 1/\lambda_4)} \quad (2)$$

При $\lambda_2 = \lambda_3$ выражение (2) примет вид

$$\begin{aligned} T^{-1} - T_{\text{тн}}^{-1} &= \frac{1}{C_2} \frac{\ln \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} - \ln \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_4}}{(1/\lambda_1 - 1/\lambda_2) - (1/\lambda_2 - 1/\lambda_3)} = \\ &= \frac{\ln \varepsilon_1 - 2 \ln \varepsilon_2 + \ln \varepsilon_3}{1/\lambda_1 - 2/\lambda_2 + 1/\lambda_3} \end{aligned} \quad (3)$$

Из (3) следует, что трехцветная температура будет равна истинной не только в случае серого излучения ($\varepsilon_\lambda = \text{const}$), но и при селективном излучении, где $\varepsilon_\lambda = pe^{a/\lambda}$, если спектральные интервалы выбраны так, что $\lambda_2 - \lambda_1 = \lambda_3 - \lambda_2$.

В ряде случаев селективного излучения иного характера трехцветная температура будет все же значительно ближе к истинной температуре, чем цветовая. В качестве примера приведем значения различных условных температур вольфрама при 1600°K.

T	T_p	T_a (0,65 мкм)	T_u (0,46—0,65 мкм)	T_n (1,0—1,2 мкм)	$T_{\text{тн}}$ (1,0—1,1—1,2 мкм)
1600	1093	1508	1618	1740	1589

Трехцветную температуру можно найти по трем (четырем) яркостным температурам в тех же длинах волн или по двум цветовым:

$$T_{\text{тн}} = \frac{(1/\lambda_2 - 1/\lambda_3) - (1/\lambda_1 - 1/\lambda_2)}{(1/\lambda_2 T_{\text{я}2} - 1/\lambda_1 T_{\text{я}1}) - (1/\lambda_3 T_{\text{я}3} - 1/\lambda_2 T_{\text{я}2})}; \quad (4)$$

$$T_{\text{тн}} = \frac{(1/\lambda_2 - 1/\lambda_3) - (1/\lambda_1 - 1/\lambda_2)}{\frac{1}{T_{\text{я}23}}(1/\lambda_2 - 1/\lambda_3) - \frac{1}{T_{\text{я}12}}(1/\lambda_1 - 1/\lambda_2)} \quad (5)$$

В этом случае погрешность определения трехцветной температуры будет весьма значительна. Например, при расчете трехцветной температуры вольфрама в видимой области спектра при $T_{\text{тн}} = 1600^\circ\text{K}$ ошибка в цветовой температуре, равная $\pm 2^\circ\text{K}$, приведет к ошибке в трехцветной температуре, равной $\pm 12^\circ\text{K}$, а такая же ошибка в яркостной — к ошибке в $\pm 160^\circ\text{K}$.

Однако из этого не следует, что измерения трехцветной температуры нецелесообразны. Такой вывод справедлив лишь для косвенных измерений $T_{\text{тн}}$, когда прямыми измерениями получают значения $T_{\text{н}}$ или $T_{\text{д}}$. Непосредственное измерение трехцветной температуры, т. е. двойного спектрального отношения, может быть выполнено со значительно большей точностью и это будет зависеть от схемы прибора и применяемых элементов.

Треххроматический пирометр Национального Бюро Стандартов (США) позволяет производить измерения в диапазоне 1000—3000°C с точностью 1% [1]. Он состоит из монохроматора особой конструкции, с помощью которого попеременно пропускается излучение в трех длинах волн (1,1; 1,6; 2,1 мкм), и приемника излучения; сигналы с приемника фиксируются осциллоскопом.

Недостаток подобного прибора заключается в том, что определение двойного спектрального отношения и, следовательно, соответствующей трехцветной температуры осуществляется расчетным путем. Следовательно, такой прибор не может быть использован в тех случаях, когда необходим непосредственный контроль и регулирование температуры.

Автором предложен пирометр двойного спектрального отношения, лишенный этого недостатка [2]. В схеме для измерения двойного отношения сигналов (отношения отношений) вместо трех операций деления производится две — стабилизация одного (среднего сигнала) и перемножение двух других, что значительно упрощает схему пирометра и облегчает его реализацию.

Прибор может быть построен либо в одноканальном варианте (один приемник излучения), либо в трех- или двухканальном. На рис. 1 представлена структурная схема одноканального пирометра.

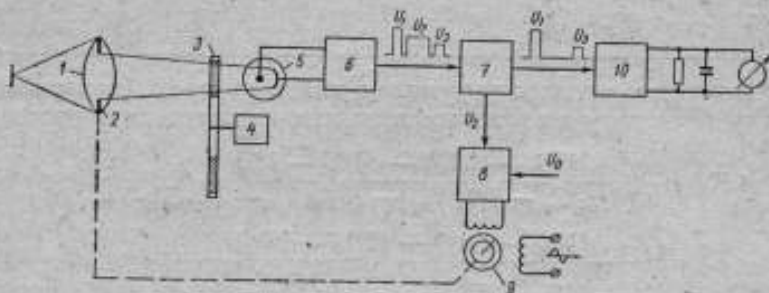


Рис. 1. Структурная схема одноканального пирометра двойного спектрального отношения.

Для выделения излучения в трех выбранных длинах волн λ_1 , λ_2 , λ_3 должен быть использован треххроматический модулятор 3 в виде диска (рис. 2) с тремя светофильтрами, вращаемого синхронным

двигателем 4 (например, АС-032). Сигналы с приемника излучения 5, пропорциональные падающему на него излучению, представляют собой последовательно чередующиеся импульсы с амплитудами U_1 , U_2 и U_3 (рис. 2). После предварительного усиления фотоусилителем 6 (см. рис. 1) сигналы подаются на синхрокоммутатор 7, разделяющий эти сигналы на два канала.

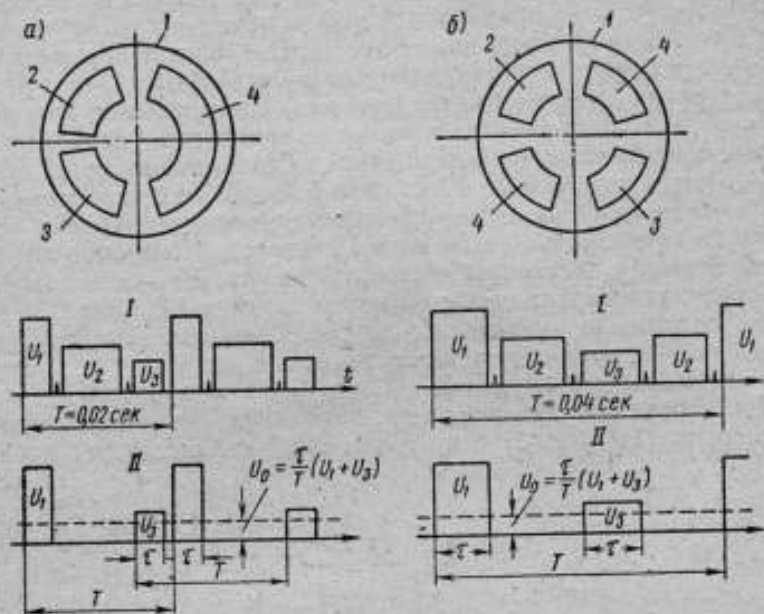


Рис. 2. Типы диска трехцветного модулятора и соответствующий им характер электрического сигнала.
1 — диск модулятора; 2 — фильтр, пропускающий излучение в λ_1 ; 3 — фильтр, пропускающий излучение в λ_2 ; 4 — фильтр, пропускающий излучение в λ_2 .
Формы напряжения: I — на входе синхрокоммутатора; II — на выходе синхрокоммутатора.

Весьма удобно использовать сеть в качестве опорного напряжения для синхрокоммутатора, так как частота сети достаточно стабильна. При этом необходимо, чтобы диск модулятора вращался со скоростью 3000 об/мин (рис. 2, а) или 1500 об/мин (рис. 2, б). В этом случае синхрокоммутатором может служить вибропреобразователь ВПН-2.

Сигнал U_2 с одного из выходов синхрокоммутатора подается на вход усилителя следящей системы 8, которая с помощью реверсивного двигателя 9, связанного с общей диафрагмой 2 объектива 1 (либо неселективным клином), поддерживает этот сигнал постоянным. Тогда сигналы U_1 и U_3 будут пропорциональны спектральным отношениям E_1/E_2 и E_3/E_2 , а произведение этих сигналов — пропор-

ционально двойному спектральному отношению $\frac{E_1/E_2}{E_2/E_3}$. Операцию

умножения удобнее заменить суммированием логарифмов сомножителей. Поэтому сигналы с другого выхода синхрокоммутатора подаются на вход логарифмирующей схемы 10. Постоянная составляющая сигнала на выходе этой схемы будет пропорциональна сумме $\ln U_1$ и $\ln U_3$ и может быть измерена прибором постоянного тока.

В качестве логарифмирующей можно использовать упрощенную (без коммутатора) схему пирометра ЦЭП-3 [3] либо схему, применяемую во французском цветовом пирометре [4].

Для реализации пирометра двойного спектрального отношения наиболее пригодны датчики цветовых пирометров, построенных по схеме поддержания одного из потоков на постоянном уровне, например, датчики пирометров «Спектропир 1» [5] или пирометра с серым клином [5, 6]. В первом приборе поддержание уровня осуществляется автоматической следящей системой с помощью диафрагмы объектива, а спектральное разделение потоков — с помощью интерференционного фильтра с границей деления 1,8 мкм. В направлении отражения находится сернистосвинцовое сопротивление, включенное на вход следящей системы, а в направлении пропускания — германиевый фотодиод.

При создании трехцветного пирометра на основе прибора «Спектропир 1» (рис. 3) в пропускающий канал следует добавить

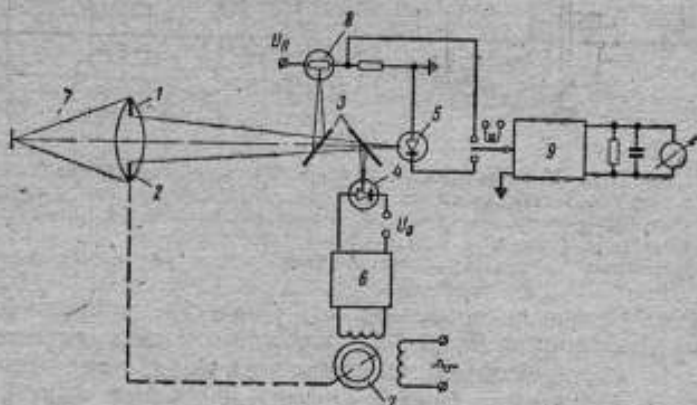


Рис. 3. Структурная схема трехканального пирометра двойного спектрального отношения.

- 1 — объектив; 2 — диафрагма; 3 — делитель фильтры; 4 — Ge фотодиод;
5 — Si фотодиод; 6 — усилитель следящей системы; 7 — реверсивный двигатель;
8 — PbS-фотосопротивление; 9 — логарифмирующая схема.

кремниевый фотодиод. Разделение потока между Si-диодом и Ge-диодом может также осуществляться с помощью интерференционного

фильтра с границей раздела 1,2 мкм либо полупрозрачным зеркалом. В этом случае сигнал с Ge-фотодиода следует использовать для управления следящей системой, а сигналы с фотосопротивления и кремниевое диода — подать на вход логарифмирующего усилителя.

По-видимому, создание такого прибора позволит осуществить экспериментальную проверку принципов трехцветной пирометрии, а также выявить его преимущества и недостатки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hornbeck G. A High-Speed Ratio Pyrometer. *Temperature, Its Measurement and Control in Science and Industry, Simpos.*, v. 3, p. 2, 425, 1962.
2. Жагулло О. М. Пирометр двойного спектрального отношения. Авт. свид. № 270296, ОИПОТЗ, 1970, № 16.
3. Свет Д. Я. Автоматический фотоэлектронный цветовой пирометр ЦЭП-3. «Измерительная техника», 1960, № 6.
4. Grandin M., Maillot G., Rodicq P. Pyrometre à deux couleurs. «Mesures et control industriels», № 300, 633, 1962.
5. Негруцак В. Т., Россикова Н. В., Трубицын Е. В. О некоторых системах пирометров спектрального отношения. «Приборы и системы управления», 1967, № 7.
6. Негруцак В. Т. Автоматический цветовой пирометр. Авт. свид. № 138396. «Бюллетень изобретений», 1961, № 10.

Поступила в редакцию

14/III 1970 г.

ВОПРОСЫ ТЕРМОВАКУУМНОЙ СТОЙКОСТИ ТЕРМОМЕТРА СОПРОТИВЛЕНИЯ

С развитием силовых энергетических установок с жидкометаллическими теплоносителями необходимо совершенствовать обслуживание их контрольно-измерительной аппаратурой, которая должна обеспечивать необходимые метрологические характеристики в особо жестких граничных условиях, а именно: значительный верхний диапазон температур (700—800°C), агрессивность среды, наличие вакуума (10^{-5} — 10^{-8} мм рт. ст.)

В работе [1] отмечены особенности и трудности при проектировании приборов контроля жидкометаллических теплоносителей, таких как расходомеры, уровнемеры, манометры и термометры. Опыт разработки этих измерительных приборов показал возможность измерения теплотехнических параметров жидкого металла с помощью простейших прямых преобразователей или методом уравновешивания. Для случаев компенсации погрешностей от внешних воздействий увеличивается последовательный ряд преобразований измеряемых параметров, снижающий метрологические характеристики приборов. Для простейших прямых преобразователей упрощается количественная и качественная оценка погрешностей с последующим приведением их к заданным требованиям. Следует заметить, что некоторое увеличение погрешностей приборов для энергетических установок по сравнению с приборами, работающими в нормальных и менее жестких условиях, не ограничивает их практическое применение.

На практике встречаются случаи, когда использование магнитных расходомеров невозможно из-за почти полного размагничивания постоянных магнитов при температурах, превышающих 800°C, а измерение давления в этих условиях затруднительно без создания стабильно упругих материалов и жаропрочных обмоточных проводов.

Рассмотрим некоторые особенности измерения температуры в оговоренных выше условиях. Измерение температуры обычно не встречает принципиальных трудностей при использовании высокотемпературных термопар и стабильных образцовых термометров сопротивления, однако на энергетических установках с жидкометаллическим теплоносителем это не всегда приемлемо.

Так, термопары из благородных металлов типа ТХА и ТХК нестабильны в своих показаниях вследствие рекристаллизационного и диффузионного процессов, развивающихся в термопаре при работе [2]. Отмечается возрастание термо-э.д.с. промышленных термопар ТХК и ТХА на 1,5—2,5% в течение 300—400 час работы при выдержке ТХК в интервале температур 300—700°C и ТХА в интервале 300—1000°C. При этом наблюдается угар компонентов в поверхностных слоях электродов. Например, в алюмине угар алюминия доходит до 47—60%. Причем необратимые изменения в электродах указанных термопар катализируются термовакuumным распылением некоторых материалов (алюминия и меди).

Термопары из благородных металлов группы ПП-1 и ТПР 30/6, а также вакуумстойкие вольфрамрениевая и молибденрениевая термопары без специальных устройств неприемлемы при значительных температурных градиентах для энергетических установок из-за их

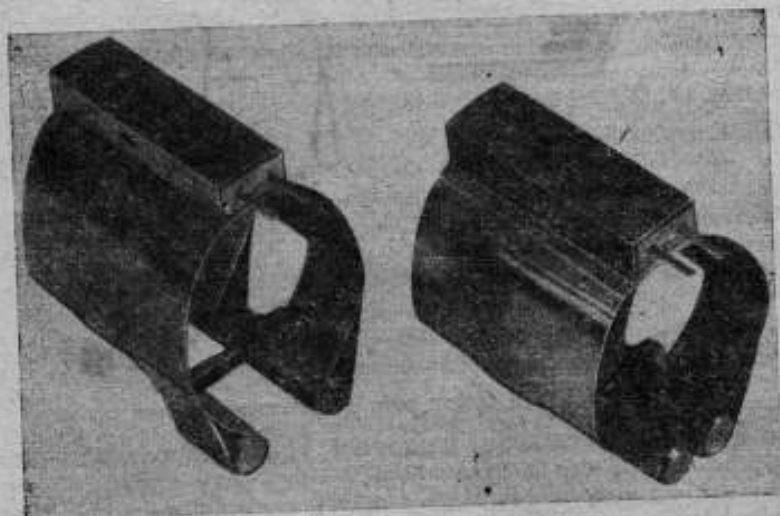


Рис. 1. Внешний вид термометров сопротивления.

отсекового выполнения и наличия нескольких переходных соединений в линиях термопар. Это приводит к появлению паразитных термо-э.д.с., соизмеримых с величиной основного сигнала. Для термопар характерна также малая величина выходного сигнала, что затрудняет коммутацию цепей термопар на одно вторичное устройство, усилитель которого имеет значительный дрейф нуля. А для не-

которых энергетических установок затруднительно термостатирование холодных концов термомпар.

Особо важным качеством термометров сопротивления является сравнительно простое достижение их термовакуумной стойкости и термостабильности. В этом плане интересно рассмотреть датчики температуры (рис. 1), разработанные В. М. Коинным и Б. В. Петровым, предназначенные для установки на трубопровод. При одинаковой конструкции датчики (рис. 2) отличаются друг от друга номинальным омическим сопротивлением термочувствительной платиновой проволоки.

Датчик состоит из чувствительного элемента (термочувствительная платиновая проволока 7, намотанная на каркас из синтетической слюды 2 с гибкими выводами 1), изолированного синтетическими слюдяными прокладками 5, 6, 8 и обернутого тонкой плати-

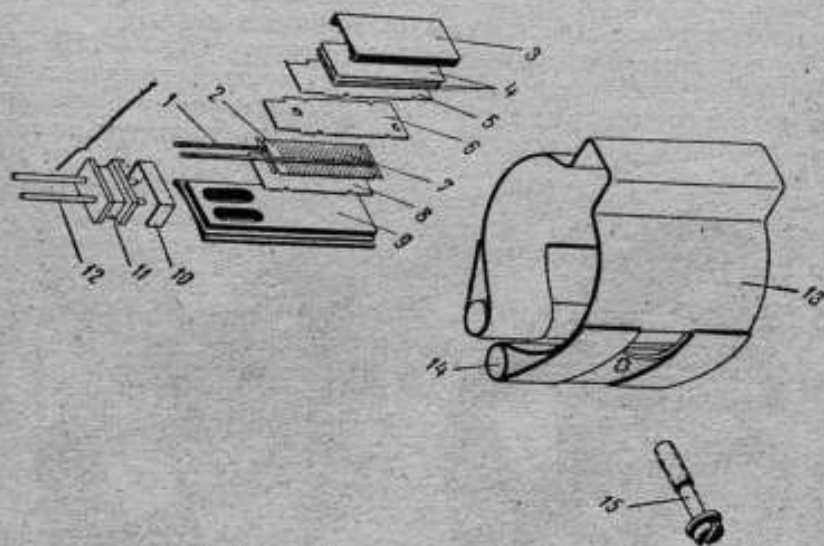


Рис. 2. Схема сборки термометра сопротивления.

новой фольгой (на схеме не показано). Пакет, обернутый платиновой фольгой, прижат к основанию 9 слюдяным упругим элементом 4 и закрыт кожухом 3. На основании с помощью скобы 10 установлена керамическая колодка 11 с жесткими выводами 12. Снаружи термометр закрыт отражательным экраном 13 с крепежными хомутами, состоящими из валиков 14, вставленных в петли. При установке на трубопровод хомуты стягиваются винтом 15.

Показатели термовакуумной стойкости термометров сопротивления меняются в зависимости от поведения термочувствительной платиновой проволоки, изолирующих материалов, конструктивных материалов и их влиянием друг на друга при длительных воздей-

ствиях температуры и вакуума. Особое внимание при этом должно быть уделено сохранению метрологических характеристик термочувствительной платиновой проволоки, которые должны обеспечиваться постоянством температурного коэффициента электрического сопротивления α , степенью чистоты материала и устойчивостью физико-химических свойств против коррозии и сублимации при нагревании в вакууме. При конструировании термометра сопротивления термочувствительная проволока была изготовлена из платины марки ПЛ-2.

Согласно положению о Международной практической температурной шкале, физическим критерием, характеризующим качество платины в термометре, является численное значение отношения ее сопротивлений R_{100}/R_0 при $+100^\circ\text{C}$ и 0°C [2]. Основным параметром, характеризующим термометр, является его сопротивление при 0°C . В работе [2] отмечается, что физико-химические изменения платины могут привести к увеличению или уменьшению значений R_0 и R_{100}/R_0 .

Для отработки конструкции датчиков была проведена серия экспериментов, которая определила пути стабилизации характеристик платиновой проволоки. Произведено измерение сопротивлений шести неотожженных датчиков в условиях вакуума и высокой темпе-

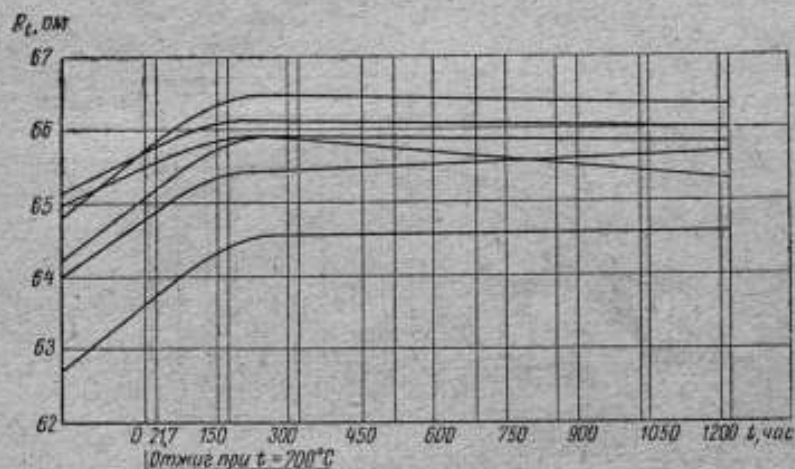


Рис. 3. Изменение сопротивления термометров во времени при $t = 700^\circ\text{C}$ и $P = 10^{-5}$ мм рт. ст.

ратуры (рис. 3). В датчиках, не прошедших предварительную термостабилизацию, наблюдалось увеличение сопротивления

R_t ($t = \text{const} = 700^\circ\text{C}$), при этом R_0 увеличилось в среднем на 5,4%, а отношение $\frac{R_{100}}{R_0}$ уменьшилось на 2%. Такое качественное изменение R_0 и $\frac{R_{100}}{R_0}$ совпадает с данными работы [3], где указывалось также, что постоянного соотношения между изменениями R_0 и $\frac{R_{100}}{R_0}$ от температуры не наблюдалось; в данном случае большие значения имеют экспериментальные материалы, полученные при испытании опытных образцов термометров сопротивления.

Кинетика физико-химических явлений, к которым можно отнести процессы рекристаллизации платины [2, 3], рост зерен при высокой температуре, медленное проникновение загрязнений с поверхности в платину, загрязнение платины материалом защитной арматуры и действие на платину окружающей газовой среды, вызывающих изменения R_0 и $\frac{R_{100}}{R_0}$, не совсем ясна. Derek Bradley и A. G. Entwistle [4] подчеркивают, что адсорбция или десорбция при некоторых условиях увеличивает изменение электрического сопротивления. Этими же авторами высказано предположение о том, что кислород, адсорбированный платиновой проволокой во время ее изгото-

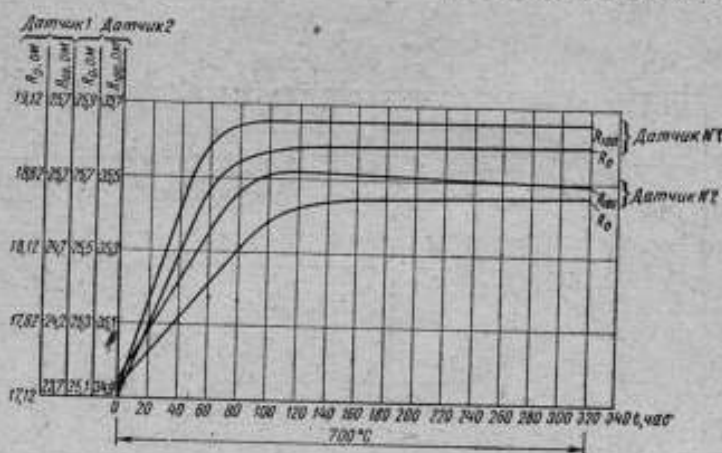


Рис. 4. Изменение R_0 и R_{100} закрытых термометров сопротивления во времени при $t = 700^\circ\text{C}$ и $P = 10^{-3}$ мм рт. ст.

товления, десорбируется с последующим влиянием на сопротивление и температурные коэффициенты. На это особо обращалось внимание при проведении экспериментов с целью выяснения причин нестабильности параметров платиновой проволоки, установления времени термостабилизации и влияния вспомогательных элементов термометра на стабильность их показаний.

На рис. 4 представлены кривые изменения R_0 и R_{100} для двух закрытых датчиков, которые сравнивались с аналогичными кривыми для двух открытых датчиков, не представленных на рисунке. Установлено, что термостабилизация R_0 и $\frac{R_{100}}{R_0}$ термометров наступила примерно в 2—3 раза быстрее для открытых датчиков. В отличие от термометров с закрытым кожухом, где выход газов сильно затруднен, сокращение времени стабилизации явилось результатом свободной десорбции газов из платиновой проволоки и деталей термометра. Для открытых термометров характерно меньшее увеличение R_0 и меньшее изменение $\frac{R_{100}}{R_0}$ по сравнению с закрытыми термометрами. Это объясняется меньшей адсорбцией газов платиновой проволокой из-за свободного их выхода и меньшей ее загрязняемостью.

Следовательно, для стабилизации значений R_0 и $\frac{R_{100}}{R_0}$ необходима тщательная термостабилизация деталей термометра и термометра в целом, направленная на устранение физических изменений платиновой проволоки и химической нестабильности, связанной в значительной степени с газовыделением, выгоранием примесей и испарением летучих компонентов.

При проектировании вакуумстойких термометров сопротивления необходимо обращать внимание на явление сублимации. Такой процесс может протекать достаточно интенсивно и привести к изменению величины сопротивления датчика. По данным работы [7], потери веса платины могут быть обнаружены ниже 900°C , а изменение сопротивления термометра сопротивления возможно уже при температуре 630°C и ниже.

Учитывая рекомендации этой работы, был произведен расчет возможного изменения R_0 при сублимации по уравнению Ленгмюра

$$G \approx 0,058 P \sqrt{\frac{M}{T}} = \left(\frac{P}{17,14}\right) \left(\frac{M}{T}\right)^{1/2},$$

которое позволяет получить массовую скорость испарения материала. Скорость испарения материала будет определяться равновесной упругостью пара P при данной температуре T и молекулярным весом M . Установлено незначительное влияние сублимации при $t = 700^\circ\text{C}$ в течение 1200 час на сопротивление платиновой проволоки, а изменение составляло всего 0,008%, что значительно меньше допустимых в нашем случае погрешностей.

Термовакuumную стойкость термометра сопротивления будут определять также и электроизоляционные материалы. К ним отно-

ются: 1) материалы, непосредственно соприкасающиеся с термочувствительным проводниковым материалом; 2) материалы для фиксации выводов; 3) теплоизолирующие и упругие элементы.

Качественное и количественное влияние этих материалов на термостойкость датчика различно. По предложению В. М. Коина, из большого количества материалов, удовлетворяющих требованиям для изоляционных материалов первой группы, предпочтение отдано синтетической слюде — фторфлогопиту ($\text{KMg}_3[\text{Si}_3\text{AlO}_{10}]\text{F}_2$). При воздействии больших механических перегрузок тонкие пластины из кварца, рубина, керамики могут разрушаться. Изготовление пластин из этих материалов осложнено, тогда как из фторфлогопита толщиной 30—100 мкм могут быть получены сравнительно просто.

Для фторфлогопита характерна высокая термостойкость, гибкость, низкое газоотделение при высоких температурах в вакууме и химическая стойкость. При 1000°C пластины из такой слюды не изменяют своего цвета и размеров. При длительном нагреве (1000 час) при 600°C потеря веса пластин фторфлогопита составляет 0,03%. Для природного мусковита эта потеря составляет 0,82%. Предельное газоотделение синтетической слюды устанавливается за 10 мин. Практически все выделяемые газы, в основном H_2O и CO_2 , конденсируемы, а выделение фтора при 700°C незначительно и существенного влияния на платиновый чувствительный элемент не оказывает [5].

При проведении испытаний измерялось также сопротивление изоляции датчиков, которое было не меньше 0,5 Мом в течение 1200 час при $t \approx 700^\circ\text{C}$; такая величина сопротивления удовлетворяла эксплуатационным требованиям и во многом определялась не изменением свойств самого материала, а степенью его загрязнения.

Керамический материал УФ-46 VIII 6-2, выбранный для крепления жестких выводов датчиков, обладает термостойкостью до 1000°C, достаточным сопротивлением изоляции и хорошей адгезией с термостойкими цементами, например алюмофосфатной массой. Последнее особо важно при длительном воздействии температуры и механических перегрузок, для надежной фиксации выводов в керамическом изоляторе. Многократная проверка узла крепления выводов показала надежность их работы.

При проектировании термометра сопротивлением рассматривалась возможность создания герметичного термометра, обеспечивающего высокую стабильность показаний. Это оказалось невыполнимым из-за различного коэффициента линейного расширения изолирующих материалов и материала выводов, а удлинение зоны прохождения выводов через изолятор для отсеков энергетических установок значительных линейных размеров при температурах 500—700°C невозможно.

Изоляционные материалы третьей группы должны обеспечивать равномерный прогрев чувствительного элемента и уменьшать теплопередачу к металлическим элементам конструкции и в окружаю-

шее пространство. Обычно в качестве упругих прижимных элементов использовались жаропрочные стали, которые изменяют упругие свойства на 30—50% [6]. Кроме того, возможна сублимация компонентов сталей и появление вблизи чувствительного элемента термометра таких вредных элементов, как Fe, Ni, Cr, образующих с платиной твердые растворы. В. М. Кониным, Е. Ф. Фурмаковым и А. А. Шириняном было предложено использовать одновременно теплоизолирующие и упругие свойства природной слюды флогопита.

Эта слюда под воздействием температуры и вакуума вспучивается, увеличивая свою толщину в 5—10 раз, и плотно прижимает чувствительный элемент к основанию датчика с усилием порядка 2 кгс/см^2 . Безусловно, при свободной намотке платиновой проволоки лучше достигается стабильность ее характеристик, однако для термометра сопротивления, работающего в условиях вакуума и механических перегрузок, сохранение свободной намотки затруднительно.

Равномерно распределенная нагрузка, не приводящая к наклепу, обеспечивает механическую прочность и хороший тепловой контакт чувствительного элемента, что является главным в условиях вакуума, где перенос тепла определяется главным образом теплопроводностью. При полужесткой фиксации чувствительного элемента слюдяным упругим элементом возможно проскальзывание платиновой проволоки между изолирующими пластинами при расширении без значительных механических напряжений, имеющих место в термометрах с жесткой фиксацией чувствительного элемента.

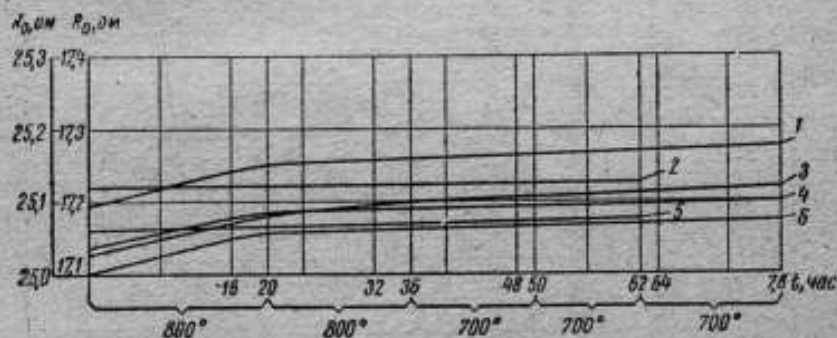


Рис. 5. Изменение R_0 термометров различного исполнения во времени $P = 10^{-5}$ мм рт. ст.

1 — с отожженными пластинами; 2, 5 — контрольные;
3 — без прижимных пластин; 4 — с отожженными пластинами и одной неотожженной; 6 — с неотожженными пластинами.

Многослойная упругая деталь из флогопита сохраняет свои свойства в течение длительного времени. Кроме того, усилие прижатия может быть заранее установлено путем изменения количества либо толщины пластин. При отработке упругого элемента для термометра сопротивления проверялось влияние количества и состава при-

жимных пластин упругого элемента на стабильность показаний термометра (рис. 5).

Полученные данные позволяют сделать вывод, что упругая деталь из природной слюды флогопита не оказывает вредного воздействия на термочувствительную платиновую проволоку. Это является показателем термовакuumной стойкости термометра сопротивления. Для повышения термовакuumной стойкости термометра сопротивления изолированный чувствительный элемент обертывается тонкой платиновой фольгой, предохраняющей его от загрязнения со стороны соседних деталей. Для выравнивания температурного поля в датчике над кожухом устанавливается полированный с внутренней стороны отражательный экран.

Теплопередача рассмотренных выше термометров сопротивления имеет особенности, определяемые условиями вакуума и величиной теплового сопротивления вспухающего пакета флогопита. Небольшая инерционность датчиков (порядка 20—30 сек) может также характеризовать теплопередачу этих термометров.

После отработки технологии изготовления термометров сопротивления была произведена проверка режимов термовакuumной стабилизации. Результаты проверки представлены на рис. 6. Термо-

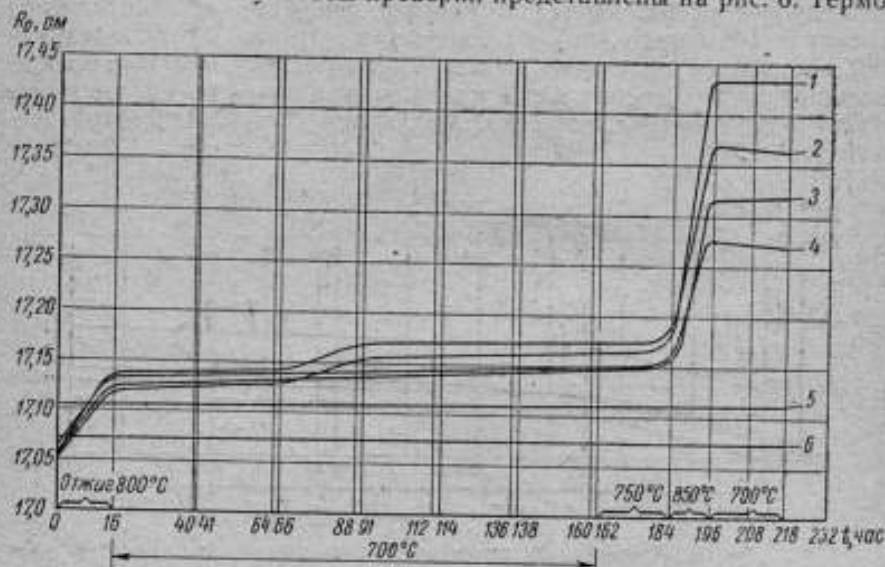


Рис. 6. Изменение R_0 термометров во времени при циклическом изменении температуры.

1, 2, 3, 4 — испытываемые термометры; 5, 6 — контрольные термометры.

стабилизация достигается через 16 час при температуре 800°C и давлении $P=10^{-3}$ мм рт. ст. При температуре ниже 800°C R_0 изменяется не более чем на 0,23%. Дальнейшее увеличение температуры до 850°C на протяжении 12 час привело к значительному изменению R_0 , однако при 700°C наблюдалась стабильность в течение

последующих 22 час работы. Термовакuumная стабилизация была достигнута при остаточном давлении, меньшем рабочего давления на два порядка.

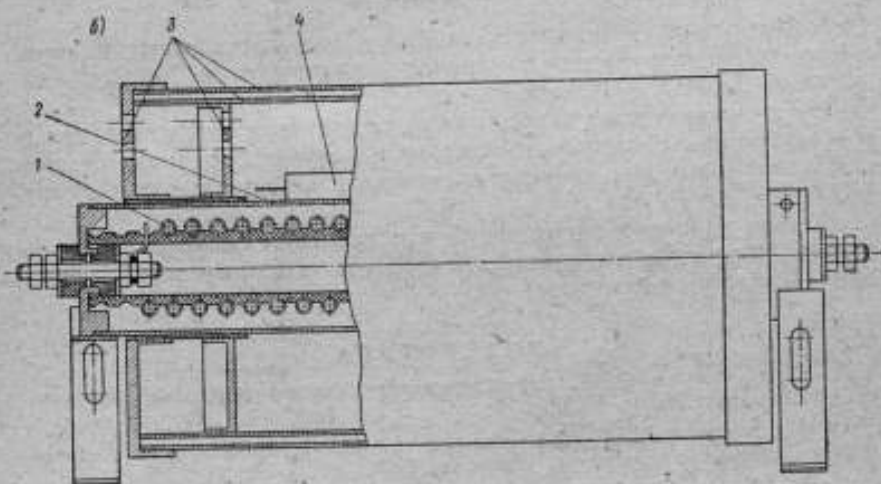
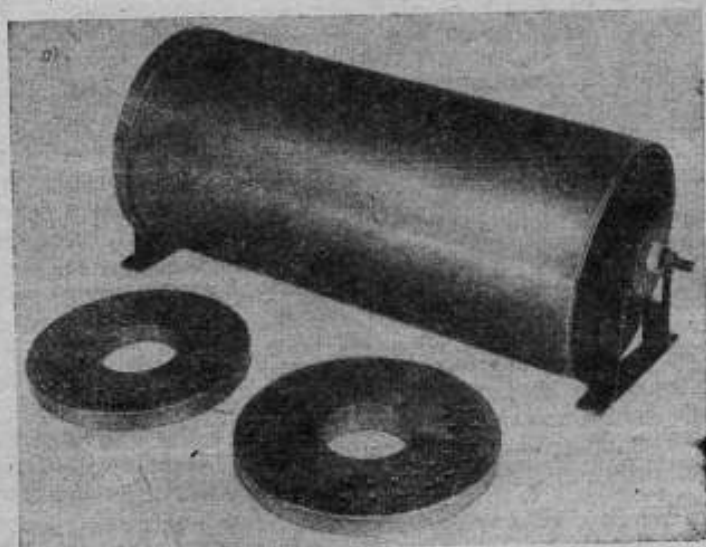


Рис. 7. Общий вид (а) и конструкция (б) нагревателя.

Таким образом, стабилизация показаний термометра сопротивления должна проводиться в течение 16 час при температурах несколько выше рабочих, что соответствует рекомендациям работы [7]. Для определения надежности термометра сопротивления

необходимо выяснить поведение вспухающего упругого элемента и прочность фиксации чувствительного элемента за счет сил трения при длительных механических перегрузках. Такая проверка была осуществлена в диапазоне частот 5—200 гц и перегрузках до 15 g. Вероятность безотказной работы составляла не менее 0,98.

Эксперименты были проведены в термовакуумной камере с азотной ловушкой. Используемое вакуумное оборудование обеспечивало остаточное давление в камере не более $P = 10^{-5}$ мм рт. ст. Необходимые температурные режимы обеспечивались специальными молибденовыми нагревателями (рис. 7) с установочной мощностью 2 для датчиков 4 и двойным отражательным экраном 3, создающим равномерное температурное поле в зоне расположения датчиков и снижающим перегрев молибденовой нагревательной спирали 1 не более, чем на 150°C относительно температуры на датчиках. Предварительно отожженные нагреватели такой конструкции дают возможность проводить испытания в течение 1200 час.

В процессе испытаний происходит постепенное загрязнение камеры, датчиков и соединительных линий продуктами масла, попадающими внутрь камеры из диффузионного насоса, что снижает сопротивление изоляции датчиков. Для очистки проводился термообжиг на воздухе, обеспечивающий выгорание технологических примесей.

Выводы

1. Выявлена возможность стабилизации характеристик термометра сопротивления для измерения температуры до 700°C при давлении не более $P = 10^{-5}$ мм рт. ст.
2. Термовакуумная стабильность термометра сопротивления достигается предварительным отжигом в вакууме, правильным выбором материалов для элементов датчика и рациональным конструированием.
3. Для удаления загрязнений и повышения сопротивления изоляции термометра необходимо подвергать его тщательной стерилизации (обжигу на воздухе).

ЛИТЕРАТУРА

1. Перельман Р. Г. Проектирование и эксплуатация жадкометаллических систем. Атомиздат, 1968.
2. Паперный Е. А., Эйдельштейн И. Л. Погрешности контактных методов измерения температур. «Энергия», 1966.
3. Evans J. P. and Burns G. W. A Study of Stability of High Temperature Platinum Resistance Thermometers. Temperature its measurement and control in science and industry. New-York, Reinhold Publishing Corporation.
4. Bradley Derek and Entwistle A. G. Anomalous Electrical Resistance Effects in Small Diameter Platinum and Platinum-Rhodium Resistance Elements at Temperatures in Excess of 1000°C in a Gasless Environment. Temperature, its measurement and control in science and industry. New-York, Reinhold Publishing Corporation, 1964.

5. Лейзерзон М. С. Синтетическая слюда. Госэнергоиздат, 1962.

6. Физические свойства сталей и сплавов, применяемых в энергетике. Справочник под ред. Б. Е. Неймарка. «Энергия», 1967.

7. Berry G. J. The Stability of Platinum Resistance Thermometers at Temperatures up to 630°C. Temperature, its measurement and control in science and industry New-York. Reinhold Publishing Corporation, 1964.

Поступила в редакцию

14/III 1970 г.

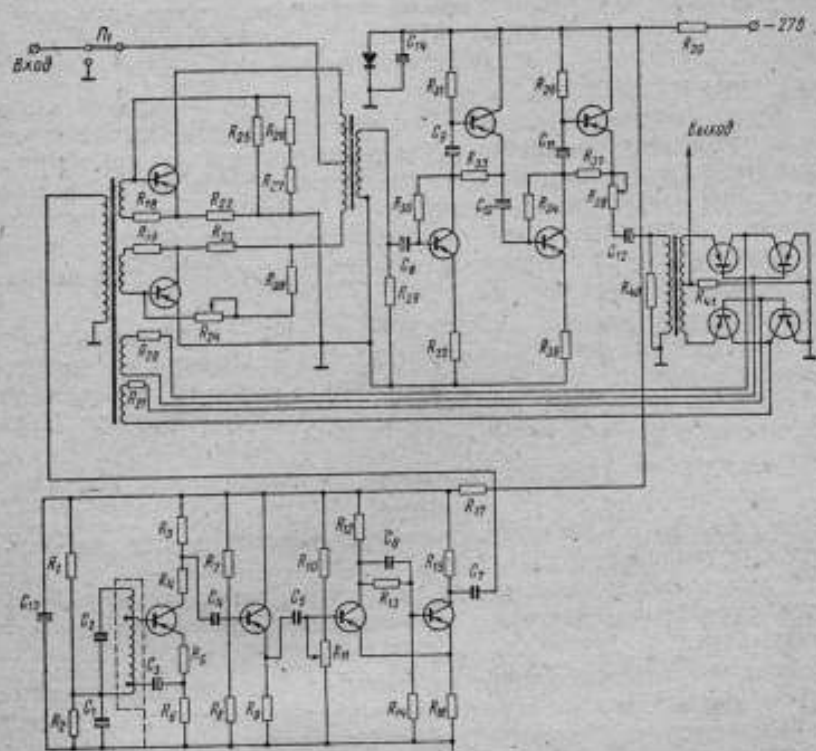
**УСИЛИТЕЛЬ ПОСТОЯННОГО ТОКА МАЛЫХ СИГНАЛОВ
ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ПУЛЬСАЦИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ**

При тепловых измерениях довольно часто ставится задача регистрации пульсаций температуры, амплитуда которых так мала, что не представляется возможным передать ее на значительные расстояния без предварительного усиления.

Анализ схем [4, 5, 7] транзисторных усилителей позволил сделать выводы о целесообразности применения усилителя постоянного тока с двухкратным преобразованием сигнала на входе и выходе. В качестве чувствительного элемента используется термометр сопротивления, изготовленный из никелевой проволоки диаметром 20 мкм, намотанной бифилярно на керамическую подложку. Предпочтение отдано никелю, так как он обладает наибольшим температурным коэффициентом сопротивления ($6 \cdot 10^{-3} 1/град$) и, следовательно, термометр будет иметь наибольшую чувствительность.

В качестве преобразователя постоянного тока (модулятора) используется схема на транзисторах. По основным параметрам преобразователи на транзисторах не уступают другим преобразователям, а по некоторым другим имеют ряд преимуществ, а именно: быстрое действие, время восстановления после перегрузки, устойчивость к механическим и климатическим воздействиям, а также устойчивость в отношении агрессивных сред [1, 2]. С учетом требований термостабильности, помехоустойчивости и чувствительности была применена схема двухтактного модулятора на двух транзисторах с компенсацией остаточных параметров. Эта схема работает стабильнее во времени, так как имеет меньший дрейф нуля, чем схема, собранная с использованием тех же транзисторов, но без компенсационных элементов. Кроме того, для уменьшения зависи-

мости нулевого уровня преобразователя от прогрева и охлаждения использована двухполупериодная схема (см. рисунок).



Принципиальная схема усилителя постоянного тока

Транзисторы модулятора питаются переменным напряжением, подаваемым на переход коллектор—база в противофазе. Каждый транзистор имеет свою компенсирующую мостовую схему. Настройка моста осуществляется подгоночными сопротивлениями R_{25} , R_{26} . Для компенсации несимметрии температурных изменений транзисторов в одно из плеч моста включен термистор R_{27} . Для корректировки нуля непосредственно перед измерением в схеме имеется подстроечное сопротивление R_{24} , которое обеспечивает наиболее полную компенсацию остаточных параметров при определенной температуре окружающей среды. Во время корректировки вход усилителя закорачивается при помощи переключателя Π_1 . Используя такую схему коррекции, получаем практически полную компенсацию остаточных параметров преобразователя.

Источником модулирующего напряжения служит схема генератора прямоугольных импульсов, работающего на частоте 10 кГц. Значение несущей частоты выбрано исходя из требований обеспе-

чения заданной помехоустойчивости и быстродействия системы. Генератор прямоугольных импульсов (ГПИ) состоит из задающего генератора синусоидального напряжения и ждущего триггера. Таким образом, на выходе ГПИ имеем симметричные прямоугольные импульсы с частотой следования 10 кГц, которые стабилизированы по частоте напряжением синусоидальной формы.

Для повышения температурной стабильности генератор синусоидального напряжения охвачен отрицательной обратной связью. Применение в качестве генератора несущей частоты генератора прямоугольных импульсов позволило увеличить чувствительность преобразователя и получить на выходе более чистую нулевую линию по сравнению с описанными ранее преобразователями [1, 2]; у которых в качестве модулирующего напряжения использовалось напряжение синусоидальной формы.

Усилитель несущей частоты состоит из двух усилительных каскадов. Каждый каскад в свою очередь состоит из двух последовательно соединенных транзисторов, один из которых включен по схеме с общим эмиттером, а другой — с общим коллектором. Применение подобной схемы дает следующие преимущества:

- 1) большой коэффициент усиления по напряжению (порядка нескольких сотен);
- 2) низкоомный выход каждого каскада, что исключает дополнительное согласование;
- 3) возможность использования повышенного напряжения питания, так как оба транзистора по постоянному току включены последовательно.

В схеме усилителя несущей частоты применены транзисторы типа МП 39Б; они обладают малыми собственными шумами и в то же время сравнительно большим коэффициентом усиления по току ($\alpha \approx 0,97$).

Как известно, с увеличением числа цепей межкаскадной связи резко изменяется коэффициент передачи усилителя и, следовательно, будет увеличиваться фазовый сдвиг, вносимый усилителем [6]. Описанное выше устройство, позволило свести до минимума количество паразитных связей, а следовательно, намного уменьшить возможный фазовый сдвиг, увеличив вместе с тем чувствительность устройства в целом. Как показали испытания прибора, значительного фазового сдвига не наблюдалось.

В качестве преобразователя сигналов переменного тока в постоянный (демодулятора) выбрана схема двухтактного преобразователя на четырех транзисторах, работающих в ключевом режиме.

Методика расчета преобразователей и усилителей довольно широко представлена в работах [1, 2, 3, 5, 6, 8] и поэтому здесь не описывается.

Конструктивно весь усилитель собран на одной плате. ГПИ, модулятор, демодулятор выполнены в корпусах от поляризованных реле РП-4, что значительно упрощает замену отдельных узлов. Благо-

даря этому достигнута хорошая экранировка составных частей устройства от наводок промышленной частоты и взаимного влияния элементов схемы. Исходя из соображений стабильности частоты генератора опорного напряжения, конденсатор C_2 должен быть слюдяным или пленочным; индуктивность L_1 выполняется на ферритовом кольце, которое заключено в экран.

В схеме модулятора сопротивления R_{22} и R_{23} изготовлены из медной проволоки на специальных каркасах; это дает возможность наиболее полной компенсации температурного дрейфа преобразователя. Монтаж от трансформатора Tr_1 к демодулятору выполнен экранированным проводом. Вход усилителя также требует тщательной экранировки и его нельзя располагать в непосредственной близости с проводами, по которым проводится питающее напряжение. При исследовании усилителя нагрузкой служило активное сопротивление $R_{41} = 200$ ом, которое при эксплуатации может быть заменено соответствующим регистрирующим прибором.

Испытания усилителя постоянного тока проводились в нормальных климатических условиях в течение 8 час, т. е. с учетом временного дрейфа. Однако несмотря на большой динамический диапазон входных сигналов (10—3000 мкв) удалось получить практически постоянный коэффициент усиления во всем диапазоне.

В заключение следует отметить, что чувствительность данного устройства не превышает 10 мкв, в то время как температурный дрейф нуля не выше 2 мкв/град в рабочем диапазоне температур 0—60°C. Все это позволило измерять пульсации температуры до 5 град с погрешностью не выше 0,05 град.

ЛИТЕРАТУРА

1. Карандаев К. Б., Гольдгефтер В. И., Мизюк М. Т. Преобразователи постоянного тока на полупроводниковых триодах для измерительных усилителей. «Приборы и техника эксперимента», 1959, № 2.
2. Николаенко Н. С., Федотов В. П. Проектирование преобразователей малых сигналов постоянного тока на полупроводниковых триодах. Известия ВУЗов, «Приборостроение», 1962, № 2.
3. Николаенко Н. С. Проектирование транзисторных усилителей измерительных устройств, «Энергия», 1965.
4. Кауров Л. Д. Измерительный усилитель постоянного тока. «Измерительная техника», 1966, № 7.
5. Алджин В. И. Транзисторный усилитель постоянного тока с преобразованием. «Измерительная техника», 1966, № 9.
6. Анисимов В. И. Частотные характеристики усилителя постоянного тока типа МДМ, Известия ВУЗов, «Приборостроение», 1962, № 2.
7. Пензнер В. В. Усилитель постоянного тока с малым дрейфом нуля на базе автогенераторного усилителя. «Приборы и системы управления», 1967, № 6.
8. Ю Де Фей, Федотов В. П. Расход трансформаторного входного устройства усилителя постоянного тока с транзисторным модулятором. «Измерительная техника», 1962, № 2.

Поступила в редакцию
14/III 1970 г.

МЕДНЫЕ ТЕРМОМЕТРЫ СОПРОТИВЛЕНИЯ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР

Медные термометры сопротивления ввиду дешевизны и относительной простоты изготовления являются удобными и доступными приборами для технических измерений. Однако ГОСТ 6651-59 ограничивает нижний предел их применения температурой -50°C . Известно, что в лабораторных условиях с помощью таких термометров возможно измерение температуры до -200°C . В литературе отсутствуют сведения о стабильности, воспроизводимости и надежности термометров.

В конструкторском бюро «Термоприбор» был проведен ряд работ по созданию и исследованию медных термометров сопротивления промышленного назначения для измерения температуры до -200°C , результатом которых явилось составление градуировочной таблицы, позволяющей производить измерения с достаточной для промышленных условий точностью, и выбор режима старения чувствительных элементов в процессе изготовления термометров. В одной из немногих работ, посвященных медным термометрам [3], сопротивление медного термометра в зависимости от температуры вычисляется по табулированной функции, предложенной Крэго

$$Z(T) = \frac{R_T - R_{4,2}}{R_{273} - R_{4,2}}, \quad (1)$$

где R_T — значение сопротивления термометра при температуре T ;

R_{273} , $R_{4,2}$ — значения сопротивления термометра соответственно в точках таяния льда и кипения гелия.

Этот способ вычисления неудобен тем, что предполагает градуировку термометра в точке кипения гелия, не всегда осуществи-

мую в производственных условиях. Поэтому авторами был выбран другой метод, согласно которому градуировочная таблица для медных термометров рассчитывалась по правилу Маттиссена, причем в качестве стандартной использовалась таблица, приведенная в работе [1]. Для выбора данных при расчете таблицы были изготовлены, исследованы и отградуированы чувствительные элементы из медной проволоки.

В работе [2] описан медный термометр сопротивления для измерения низких температур. Теплочувствительная обмотка термометра представляет собой медную проволоку диаметром 0,04—0,05 мм в эмалированной изоляции, бифилярно намотанную на каркас в виде отрезка тонкостенной медной трубки, покрытой слоем лака или клея.

Предложенный авторами чувствительный элемент, выполненный в виде жгута из изолированной электротехнической проволоки [4], имеет ряд преимуществ, а именно: простота изготовления, отсутствие каркаса, возможность варьирования длины чувствительного элемента в широких пределах (от нескольких миллиметров до нескольких метров для средних температур при определении в емкостях большой протяженностью).

Приспособление для изготовления чувствительного элемента представляет собой деревянное основание с двумя штифтами, расстояние между которыми равно длине чувствительного элемента. Изолированную проволоку обвивают вокруг штифтов и образовавшийся жгут перевязывают нитью или проволокой. В таком бескаркасном чувствительном элементе механические натяжения практически отсутствуют и уменьшается его инерционность.

Были изготовлены 15 чувствительных элементов из электротехнической меди диаметром 0,1 мм и длиной 50 мм. Сопротивление чувствительных элементов R_0 при 0°C составляло $100 \pm 0,05$ ом, отношение $R_{100}/R_0 = 1,4282 \pm 0,0003$ (R_{100} — сопротивление при 100°C). Измерение сопротивлений производилось по потенциометрической схеме с помощью двухрядного полуавтоматического потенциометра типа Р308 класса 0,002.

Технология изготовления медных термометров сопротивления предусматривает старение чувствительных элементов в течение 150 час при температуре +150°C. По предложению авторов, чувствительные элементы дополнительно выдерживались при температуре кипения жидкого азота (-196°C). Через каждые 25 час производилось измерение сопротивлений R_0 , R_{100} , R_{-196} . После 100 час выдержки термометров в жидком азоте сопротивление стабилизировалось, что свидетельствует о законченности процесса старения. За время старения сопротивление R_0 уменьшилось в среднем на 0,03 ом, отношение R_{100}/R_0 упало на 0,0002, а отношение R_{-196}/R_0 — на 0,0004.

Изготовленные и составленные вышеописанным образом чувствительные элементы были отградуированы в точке кипения кисло-

рода ($-182,97^\circ$). Из серии измерений для данной группы чувствительных элементов (15 шт.) было получено

$$W_{0_2} = \frac{R_{-182,97}}{R_0} = 0,1930 \pm 0,0002.$$

Постоянная Маттиссена, необходимая для расчета градуировочной таблицы, равна $M=0,00405$. Градуировочная таблица рассчитана для $R_0=100$ ом. Для медных термометров с $R_0=53$ ом значения, указанные в таблице, необходимо умножить на 0,53. Для изготовления чувствительных элементов была выбрана медная проволока с наиболее высоким температурным коэффициентом сопротивления $4,28 \cdot 10^{-3}$ 1/град, так как очевидно, что чем чище исходный материал, тем лучше воспроизводимость и стабильность изготовленных из него чувствительных элементов. В соответствии с ГОСТ 6651-59 медные термометры сопротивления должны иметь температурный коэффициент сопротивления $4,26 \cdot 10^{-3}$ 1/град, вследствие этого значения сопротивлений, приведенных в градуировочной таблице, в интервале от $+50$ до -50°C , расходятся с данными ГОСТ на $0,2^\circ\text{C}$.

По-видимому, при составлении новой таблицы ГОСТ в целях повышения точности и стабильности медного термометра сопротивления целесообразно рассчитать градуировочную таблицу для температурного коэффициента сопротивления меди $4,28 \cdot 10^{-3}$ 1/град (подобный пересчет был произведен в 1959 г. для платиновых термометров сопротивления).

При проверке соответствия табличных значений экспериментальным, производимой только в точке кипения азота, расхождения не превышали $\pm 0,05^\circ\text{C}$. Очевидно, что этого недостаточно и в будущем необходимо провести проверку для ряда точек в интервале температур -200° до $+50^\circ\text{C}$.

При серийном выпуске технических термометров для измерения низких температур необходимо ввести допуск по величине $R_{-182,97}/R_0$. Обозначим допуски по R_0 и W_{0_2} соответственно через ΔR_0 и ΔW_{0_2} . После преобразований погрешность термометра в зависимости от величины допусков, полученная на основе соотношения Маттиссена, примет вид

$$|\Delta t| = \frac{1 - W_t^{\text{ст}}}{1 - W_{0_2}^{\text{ст}}} \frac{|\Delta W_{0_2}|}{\alpha} + \frac{W_t}{\alpha} \frac{|\Delta R_0|}{R_0} \quad (2)$$

где $W_t, W_t^{\text{ст}}$ — отношение сопротивления R_t при температуре t к R_0 соответственно для рассчитанной и стандартной [1] таблиц;

α — температурный коэффициент сопротивления меди.

Градусовая таблица медных термометров сопротивления

t, °C	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
-200	12,16	15,85	15,42	15,00	14,59	14,19	13,78	13,38	12,97	12,56
-190	16,27	19,78	19,42	19,29	18,85	18,42	17,98	17,55	17,12	16,70
-180	20,61	24,62	24,17	23,72	23,27	22,83	22,38	21,94	21,49	21,05
-170	25,08	29,27	28,81	28,36	27,90	27,45	26,99	26,54	26,09	25,63
-160	29,72	33,82	33,37	32,91	32,46	32,00	31,55	31,09	30,63	30,18
-150	34,28	38,38	37,92	37,47	37,02	36,56	36,10	35,65	35,19	34,74
-140	38,83	42,75	42,30	41,85	41,39	40,94	40,49	40,04	39,58	39,13
-130	43,20	47,25	46,80	46,35	45,90	45,45	45,00	44,55	44,10	43,65
-120	47,69	51,71	51,26	50,82	50,37	49,93	49,48	49,03	48,59	48,14
-110	52,16	55,17	55,72	55,28	54,83	54,39	53,94	53,50	53,05	52,60
-100	56,61	60,59	60,15	59,71	59,27	58,82	58,38	57,94	57,49	57,05
-90	61,03	64,98	64,54	64,10	63,66	63,22	62,79	62,35	61,91	61,47
-80	65,42	69,36	68,92	68,49	68,05	67,61	67,17	66,73	66,30	65,86
-70	69,79	73,71	73,28	72,85	72,41	71,97	71,54	71,10	70,67	70,23
-60	74,15	78,05	77,62	77,19	76,75	76,32	75,88	75,45	75,02	74,58
-50	78,48	82,38	81,95	81,51	81,08	80,65	80,22	79,78	79,35	78,92
-40	82,81	86,69	86,26	85,83	85,40	84,97	84,54	84,10	83,67	83,24
-30	87,12	90,99	90,56	90,13	89,70	89,27	88,84	88,41	87,98	87,55
-20	91,42	95,29	94,86	94,43	94,00	93,57	93,14	92,71	92,28	91,85
-10	95,72	99,57	99,14	98,72	98,29	97,86	97,43	97,00	96,58	96,15
0	100,00	100,43	100,86	101,28	101,71	102,14	102,57	103,00	103,42	103,85
+0	104,28	104,71	105,14	105,57	106,00	106,42	106,85	107,28	107,71	108,14
+10	108,56	108,99	109,42	109,85	110,28	110,71	111,13	111,56	111,99	112,42
+20	112,84	113,27	113,70	114,13	114,56	114,98	115,41	115,84	116,27	116,69
+30	117,12	117,55	117,98	118,40	118,83	119,26	119,68	120,11	120,54	120,97
+40										
+50										

Ниже приведены рассчитанные по формуле (2) величины погрешностей при $\Delta R_0 = \pm 0,05$ ом, $\Delta W_{O_2} = \pm 0,0005$ для $R_0 = 100$ ом:

$t, ^\circ\text{C}$	-200	-182,97	-100	0	+50
$\Delta t, ^\circ\text{C}$	$\pm 0,17$	$\pm 0,15$	$\pm 0,13$	$\pm 0,12$	$\pm 0,18$

При выпуске опытных образцов медных термометров была произведена градуировка 80 чувствительных элементов в точке кипения азота. Установлено, что разброс отклонений отношения $W_{N_2} = \frac{R_{-196}}{R_0}$ подчинен нормальному закону распределения, а математическое ожидание величины W_{N_2} совпадает с табличным значением. Эти выводы согласуются с результатами работы, произведенной с платиновыми термометрами сопротивления [5].

Для исследования стабильности показаний медных термометров были изготовлены 23 чувствительных элемента в соответствии с описанным выше режимом старения. Испытания проводились в течение 500 час, при этом периодически через каждые 100 час у термометров проверялись значения сопротивлений в точках 0°C и -196°C . Изменения сопротивлений в этих точках носили случайный характер, причем максимальное изменение величины R_0 за 500 час не превышало 0,02%, а отношение W_{N_2} уменьшилось в среднем на 0,0002. Величина погрешности, обусловленная этими изменениями, находится в указанных выше пределах.

Таким образом, проведенные исследования позволяют утверждать, что медные термометры сопротивления могут успешно применяться для технических измерений до температур -200°C с точностью $\pm 0,2^\circ\text{C}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Маликов М. П., Давидов И. Б. и др. Справочник по физико-техническим основам глубокого охлаждения, ГЭИ, 1963.
2. Dauphince T. M., Preston-Thomas H. A copper resistance thermometer temperature scale. Rev. Sci. Ing., 1954, 25, No. 9.
3. Уайт Г. К. Экспериментальная техника в физике низких температур. ГИФМЛ, 1961.
4. Пичевский А. Д., Котельман В. Я., Канюра В. А. Термометр средней температуры. Авт. свидетельство № 201723 от 27 июля 1964 г.
5. Ашкинази И. М., Иванова А. Г., Тартаковский Д. Ф. «Измерительная техника», 1967, № 12.

Поступила в редакцию
14/III 1970 г.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
К. С. Израйлов. Значение газотермометрических измерений в точке затвердевания золота для построения МПТШ	5
Ф. З. Азиева, И. С. Гаврилова. Электрические измерения в точной термометрии	11
И. С. Гаврилова, А. Х. Фаянс. Применение точки затвердевания олова для градуировки эталонных и образцовых термометров	19
И. И. Киренко, К. Г. Черкасова. О градуировке поверхностных термоприемников	24
К. Г. Черкасова. Градуировка термоприемников температуры поверхности массивного тела по двум точкам	32
А. Г. Иванова, Д. Ф. Тартаковский, И. В. Шокина. Анализ спектральных характеристик термоэлектрической неоднородности	38
Г. А. Крахмальникова, А. А. Сеньченкова. Сличение температурных ламп в метрологических институтах	43
Г. А. Крахмальникова, Л. И. Ошарина. Аппаратура для осуществления температуры затвердевания платины	51
Г. Н. Бражниченко. Яркостные температуры горизонтальных моделей черных тел при температурах фазового перехода	59
О. М. Жагулло. Возможности использования спектрального распределения энергии теплового излучения для измерения температуры	72
О. М. Жагулло. Измерение истинной температуры плоских металлических поверхностей	80
Э. А. Ланина. Метод оценки образцовых излучателей, предназначенных для передачи цветовой температуры в заданном спектральном интервале	92
Э. А. Ланина. Ослабляющие светофильтры для расширения шкалы яркостных температур в инфракрасной области спектра	104
А. Н. Амадуин, Е. Б. Шевченко, Т. И. Малыгина. Термическое расширение кварцевого стекла	116
Г. С. Амброк. Расчет распределения интенсивности излучения в осесимметричной плотной плазме	126
И. Н. Дольник, Д. И. Зорин, М. А. Карташева, Т. А. Федоренко. Исследование возможности создания фотоэлектрической автоматической системы для регистрации контуров спектральных линий плазменных излучателей	138

М. С. Каяндер. Исследование угольной дуги как стабильного источника высокой температуры. (Обзор работ метрологических институтов)	144
А. Д. Бродский, В. С. Тимофеева. Ленточный термометр сопротивления	160
А. Д. Бродский, В. И. Соловьев, Э. Т. Шуб. Термочастотный преобразователь на туннельных диодах, работающий с низкоомными термометрами сопротивления	162
О. М. Жагулло. Пирометр двойного спектрального отношения	166
В. М. Кошкин, Б. В. Петров, А. С. Утенко. Вопросы термовакуумной стойкости сопротивления	172
Л. Ю. Кофман, В. П. Комаров. Усилитель постоянного тока малых сигналов для регистрации пульсаций температуры	184
В. К. Зеленюк, В. Я. Котельман, А. Д. Пинчевский. Медные термометры сопротивления для измерения низких температур	188
Рефераты публикуемых статей	195

РЕФЕРАТЫ ПУБЛИКУЕМЫХ СТАТЕЙ

УДК 536.5.081 (10) : [536.421.4 : 669.21]

Значение новых газотермометрических измерений в точке затвердевания золота для построения МПТШ

К. С. Израилов

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений, вып. 131 (191), 1972 г., стр. 5—10.

Точка затвердевания золота является одной из основных реперных точек МПТШ. В настоящее время предложена новая, более совершенная температурная шкала — МПТШ-68. По этой шкале в точке затвердевания золота температуре приписано значение 1064,43°C (вместо 1063,0°C по МПТШ-48), найденное путем усреднения результатов новых газотермометрических исследований, проведенных в СССР (ВНИИМ) и в ФРГ (РТВ) на основе более совершенной техники измерения.

В связи с введением МПТШ-68 рассмотрены важные параметры аппаратуры, источники погрешностей и результаты определения термодинамической температуры в точке затвердевания золота, произведенного во ВНИИМ в 1965—1966 гг., с применением эталонного газового термометра № 3 и нового метода — метода прямого погружения резервуара.

Библиографий 7, таблиц 1.

УДК [536.5 : 669.231] : 621.317.33

Электрические измерения в точной термометрии

Ф. З. Алиева, Н. С. Гаврилова

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений, вып. 131 (191), 1972 г., стр. 11—18.

Описывается методика и аппаратура, применяемая во ВНИИМ для измерения электрического сопротивления эталонных платиновых термометров с высокой точностью. Дается характеристика аппаратуры и методов измерения, применяемых ранее на различных этапах повышения точности электрических измерений в термометрии.

Особое внимание уделено описанию условий и эксплуатации потенциометра Р-308 и моста Смита, обеспечивающих повышение точности измерений почти на порядок.

В качестве примера приведена методика расчета сопротивления платинового термометра, измеренного на мосте Смита.

Иллюстраций 2, библиографий 8.

УДК 536.5.081 (100) : [536.421.4 : 669.6]

**Применение точки затвердевания олова
для градуировки эталонных и образцовых термометров**

И. С. Гаврилова, А. Х. Фаякс

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений, вып. 131 (191), 1972 г., стр. 19—23.

Рассматривается возможность применения точки затвердевания олова в качестве первичной постоянной точки Международной практической температурной шкалы (МПТШ) взамен точки кипения воды. Эта замена обусловлена повышением точности градуировок, упрощением методики и аппаратуры.

Описан простой вариант аппаратуры, разработанной для осуществления точки затвердевания олова. Благодаря портативности этой аппаратуры ею могут быть обеспечены многие метрологические организации.

Описывается методика расчета измеренной температуры в соответствии с МПТШ-68. Показано, каким образом производится перерасчет значения сопротивления термометра R_{Sn} на R_{100} при градуировке термометра в соответствии с МПТШ-68.

Иллюстраций 1, библиографий 7.

УДК 536.5 : 539.211 089.6

О градуировке поверхностных термодатчиков

И. И. Киренков, К. Г. Черкасова

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений, вып. 131 (191), 1972 г., стр. 24—31.

Рассматривается специфика измерения температуры поверхности контактным способом и предлагается новый метод градуировки, заключающийся в градуировке термодатчиков методом полного погружения в термостат и экспериментальном определении поправок на полученную градуировочную характеристику на образцовой поверхности.

Иллюстраций 1, библиографий 4.

УДК 536.5 : 539.211 089.6

**Градуировка термодатчиков температуры
поверхности массивного тела по двум точкам**

К. Г. Черкасова

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений, вып. 131 (191), 1972 г., стр. 32—37.

Описан метод градуировки поверхностных термодатчиков по двум точкам температурного диапазона и выведены интерполяционные формулы для пересчета показаний термодатчика при промежуточных температурах.

Иллюстраций 1, библиографий 2.

УДК 536.532.088

**Анализ спектральных характеристик
термоэлектрической неоднородности**

А. Г. Иванова, Д. Ф. Тартаковский, И. В. Шокина

Труды метрологических институтов СССР. Исследования
в области температурных измерений, вып. 131 (191), 1972 г.,
стр. 38—42.

Рассматривается применение вероятностно-статистических методов к исследованию погрешности термомар, вызванной термоэлектрической неоднородностью электродов. Показано, что знание спектрального состава неоднородности может упростить оценку погрешности измерений.

Приведен пример расчета погрешности от неоднородности для константана в реальных условиях измерений с учетом статистических характеристик функции распределения термоэлектрической неоднородности по длине образца.

Иллюстраций 2, библиографий 2.

УДК 536.3

**Сличение температурных ламп
в метрологических институтах**

Г. А. Крахмальникова, А. А. Сеньчиокова

Труды метрологических институтов СССР. Исследования
в области температурных измерений, вып. 131 (191), 1972 г.,
стр. 43—50.

Приведены результаты круговых сличений температурных ламп в метрологических институтах. Сличения производились в интервале температур 800—2000°C при длине волны 656,3 нм. Максимальное расхождение результатов градуировки не превышает 6 град при средней квадратической погрешности $\pm 1,4$ град.

Таблиц 4, библиографий 14.

УДК 536.424 : 660.231

**Аппаратура для осуществления температуры
затвердевания платины**

Г. А. Крахмальникова, Л. И. Ошарина

Труды метрологических институтов СССР. Исследования
в области температурных измерений, вып. 131 (191), 1972 г.,
стр. 51—58.

Дано описание разработанной аппаратуры для осуществления горизонтальной модели черного тела при температуре затвердевания платины.

Приводится описание нечи до температуры 1800°C. Изложена методика и результаты испытаний всей аппаратуры для осуществления платиновой точки.

Библиографий 19, иллюстраций 4.

УДК 536.521.089.6

**Яркостные температуры горизонтальных моделей
черных тел при температурах фазового перехода**

Г. Н. Бражниченко

Труды метрологических институтов СССР. Исследования
в области температурных измерений, вып. 131 (191), 1972 г.,
стр. 59—71.

Рассмотрены погрешности основных пиromетриче-
ских эталонов ВНИИМ, применяемых в настоящее время
для воспроизведения температурной шкалы оптическими
методами. Дав метод оценки этих погрешностей.

Таблиц 4, иллюстраций 2, библиографий 6.

УДК 536.33 : 535.3

**Возможности использования спектрального
распределения энергии теплового излучения
для измерения температуры**

О. М. Жагулло

Труды метрологических институтов СССР. Исследования
в области температурных измерений, вып. 131 (191), 1972 г.,
стр. 72—79.

Рассмотрены возможности относительного спектраль-
ного распределения энергии излучения как источника ин-
формации о температуре тел.

Показано, что для измерения температуры могут быть
использованы такие параметры излучения, как произ-
водные по спектру высших порядков от логарифма ин-
тенсивности излучения.

Приведены новые формулы, связывающие истинную
температуру с условными температурами, измеряемыми
по этим параметрам, и показано, что эти условные тем-
пературы равны истинной не только в случае серого из-
лучения, но и в ряде случаев селективного излучения.
Получен общий вид функции $\varepsilon = \varphi(\lambda)$, при котором
имеет место это равенство. Установлено, что известное
соотношение между истинной и цветовой температурами
является частным случаем полученного общего уравне-
ния, а цветовая температура — одной из возможных
разновидностей условных температур, измеренных по
спектральному распределению энергии излучения.

Таблиц 1, иллюстраций 2, библиографий 8.

**Измерение истинной температуры
плоских металлических поверхностей**

О. М. Жазулло

Труды метрологических институтов СССР. Исследования
в области температурных измерений, вып. 131 (191), 1972 г.,
стр. 80—91.

Рассмотрен метод измерения истинной температуры металлических поверхностей с помощью вспомогательной «подсветки». Показано, что деполаризованное суммарное излучение является «черным»; это позволяет измерить истинную температуру поверхности. Проанализированы основные погрешности данного метода и приведены результаты измерения температуры различных металлов: платины, тантала, вольфрама и карбидированного вольфрама. Для этих же материалов приведены результаты измерения их спектральной излучательной способности; проводится сравнение полученных результатов с имеющимися литературными данными.

Таблиц 3, иллюстраций 7, библиографий 20.

УДК 536.521.082.56.089.68.

**Метод оценки образцовых излучателей,
предназначенных для передачи цветовой температуры
в заданном спектральном интервале**

Э. А. Лапина

Труды метрологических институтов СССР. Исследования
в области температурных измерений, вып. 131 (191), 1972 г.,
стр. 92—103.

Для оценки степени пригодности образцовых излучателей, предназначенных для проверки цветowych пирометров, предложены метод дифференциальной цветовой температуры. Этим методом исследованы три типа излучателей в видимой и ближней инфракрасной области спектра: лампа с вольфрамовой лентой, с карбидированной вольфрамовой лентой и с лентой из окисленного нихрома. Установлены области их применения.

Иллюстраций 3, библиографий 6, таблиц 6.

УДК 536.522.

**Ослабляющие светофильтры для расширения шкалы
яркостных температур в инфракрасной области спектра**

Э. А. Лапина

Труды метрологических институтов СССР. Исследования
в области температурных измерений, вып. 131 (191), 1972 г.,
стр. 104—115.

Изложены принципы выбора ослабляющих светофильтров для расширения шкалы яркостных температур в ближней инфракрасной области спектра. Рассмотрены возможности применения для этой цели нейтральных светофильтров и установлены требования точности определения коэффициента пропускания и его постоянства в рабочем участке прибора.

Таблиц 4, библиографий 10, иллюстраций 1.

УДК 536.413 : 669.192

Термическое расширение кварцевого стекла

А. Н. Амауни, Е. Б. Шевченко, Т. И. Малютина

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений, вып. 131 (191), 1972 г., стр. 116—123.

Приводятся результаты исследований коэффициентов линейного температурного расширения (КЛТР) ряда отечественных марок кварцевого стекла. Выяснена зависимость КЛТР от режима термообработки, технологии производства и от месторождения сырья, из которого наплавлено кварцевое стекло. Показано, что наибольшее влияние на коэффициент линейного температурного расширения оказывает режим термообработки.

Таблиц 5, библиографий 18.

УДК 536.33

Расчет распределения интенсивности излучения в осесимметричной плотной плазме

Г. С. Амброк

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений, вып. 131 (191), 1972 г., стр. 126—137.

Излагается приближенная методика аналитического пересчета поперечного интегрального распределения интенсивности излучения в локальное распределение интенсивности по радиусу. Экспериментально определенные коэффициенты излучения и поглощения аппроксимируются степенными функциями.

Для приближенного решения интегрального уравнения применено преобразование Лапласа. Максимальное отклонение приближенного решения от решения на ЭВМ составляет величину, меньшую 10%. Для прозрачных сред общее решение приводится к решению уравнения Абеля.

Иллюстраций 4, библиографий 6.

УДК 535.33.082.52

Исследование возможности создания фотоэлектрической автоматической системы для регистрации контуров спектральных линий плазменных излучателей

И. Н. Долицкий, Д. И. Зорин, М. А. Карташев,

Т. А. Федоренко

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений, вып. 131 (191), 1972 г., стр. 138—143.

Для исключения влияния изменений светового потока излучателя на результат регистрации контура спектральной линии предложено использовать компенсационный метод измерения. Метод опробован на макете установки, описание которой приводится в статье.

Расчеты и материалы предварительного исследования макета показывают возможность создания установки, инструментальная погрешность которой не превышает 2%.

Иллюстраций 2, библиографий 7.

УДК 536.523

**Исследование угольной дуги как стабильного источника высокой температуры.
(Обзор работ метрологических институтов)**

М. С. Каяндер

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений, вып. 131 (191), 1972 г., стр. 144—159.

Дан обзор работ метрологических институтов, в которых показано, что излучение анодного кратера угольной дуги воспроизводимо в пределах 5% и соответствует яркостной температуре $3790 \pm 20\text{K}$. При пирометрической длине волны в НБС разброс значений температуры кратера составил ± 11 град.

Отмечены заметные расхождения в оценке истинной температуры и коэффициента излучения различными авторами. Анализ литературных данных показал, что яркостная температура анодного кратера дуги не меняется в широком диапазоне длин волн, т. е. он излучает в этом диапазоне как черное тело.

Таблиц 4, библиографий 13, иллюстраций 5.

УДК 536.531 : 669.3

Ленточный термометр сопротивления

А. Д. Бродский, В. С. Тимофеева

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений, вып. 131 (191), 1972 г., стр. 160—161.

Описывается конструкция термометра сопротивления, у которого термочувствительный элемент выполнен в виде тесьмы из медной проволоки на капроновой основе. Иллюстраций 1.

УДК 536.531 : 621.382.23.087.92

Термочастотный преобразователь на туннельных диодах, работающий с низкоомными термометрами сопротивления

А. Д. Бродский, В. И. Соловьев, Э. Т. Шуб

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений, вып. 131 (191), 1972 г., стр. 162—163.

Рассматривается возможность создания термочастотного преобразователя на туннельных диодах для дистанционных измерений температур.

Таблиц 1, библиографий 2, иллюстраций 3.

УДК 536.521.082.56

Пирометр двойного спектрального отношения

О. М. Жагулло

Труды метрологических институтов СССР. Исследования в области температурных измерений, вып. 131 (191), 1972 г., стр. 166—171.

Рассмотрен принцип построения пирометра двойного спектрального отношения, позволяющего реализовать принцип трехцветного измерения температуры. Обсуждаются достоинства такого прибора, приводятся уравнения, связывающие температуру, измеряемую таким пирометром, с истинной температурой объекта.

Таблиц 1, иллюстраций 3, библиографий 6.

УДК 536.531

**Вопросы термовакуумной стойкости термометра
сопротивления**

В. М. Конин, Б. В. Петров, А. С. Утенко

Труды метрологических институтов СССР. Исследования
в области температурных измерений, вып. 131 (191), 1972 г.,
стр. 172—183.

Подчеркивается необходимость совершенствования приборов для измерения параметров жидкометаллического теплоносителя. Приведены результаты экспериментов, выполненных на промышленных термометрах сопротивления.

Сделаны выводы о влиянии различных факторов на термовакуумную стабильность термометров сопротивления и даны рекомендации по их проектированию и технологии изготовления. Отмечены особенности проведения термовакуумных испытаний.

Иллюстраций 8, библиографий 7.

УДК 536.5 : 621.317.745.024

**Усилитель постоянного тока малых сигналов
для регистрации пульсаций температуры**

Л. Ю. Кофман, В. П. Комаров

Труды метрологических институтов СССР. Исследования
в области температурных измерений, вып. 131 (191), 1972 г.,
стр. 184—187.

Дано описание усилителя для измерения пульсаций температуры с частотой 10 гц. Усилитель постоянного тока собран по схеме с двойным преобразованием. Чувствительность усилителя составляет около 10 мкв, что соответствует 0,015 град, в то время, как температурный дрейф нуля не превышает 2 мкв/град в рабочем диапазоне температур от 0 до +60°C.

Иллюстраций 1, библиографий 8.

УДК 536.531 : 669.3 : 536.48

**Медные термометры сопротивления
для измерения низких температур**

В. К. Зеленюк, В. Я. Котельман, А. Д. Пинчевский

Труды метрологических институтов СССР. Исследования
в области температурных измерений, вып. 131 (191), 1972 г.,
стр. 188—192.

Описаны результаты работы по созданию и исследованию медных термометров сопротивления промышленного назначения для измерения температуры до -200°C. Составлена градуировочная таблица, рекомендован режим старения чувствительных элементов, исследована стабильность предложенных термометров.

Таблиц 1, библиографий 5.

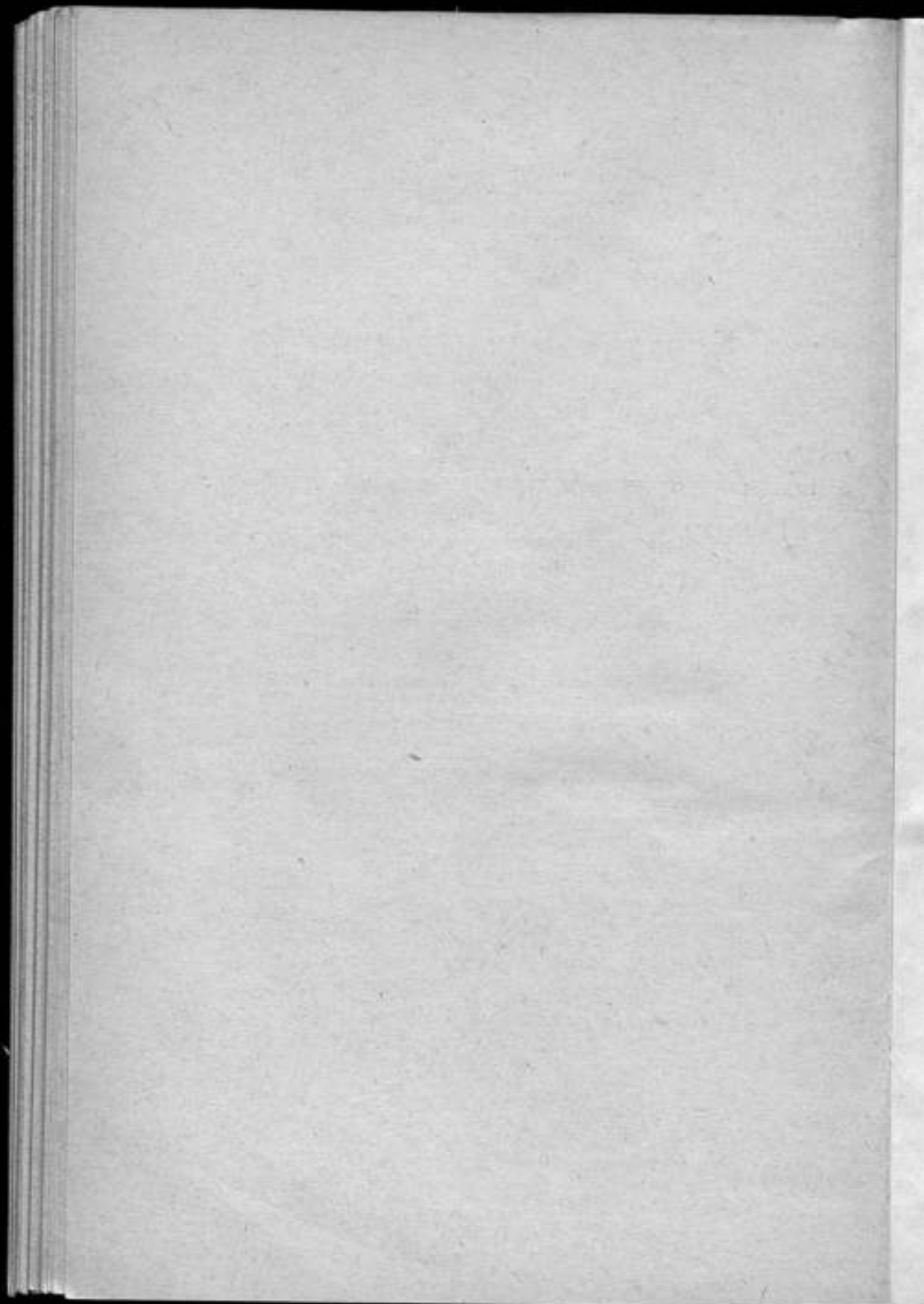
ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

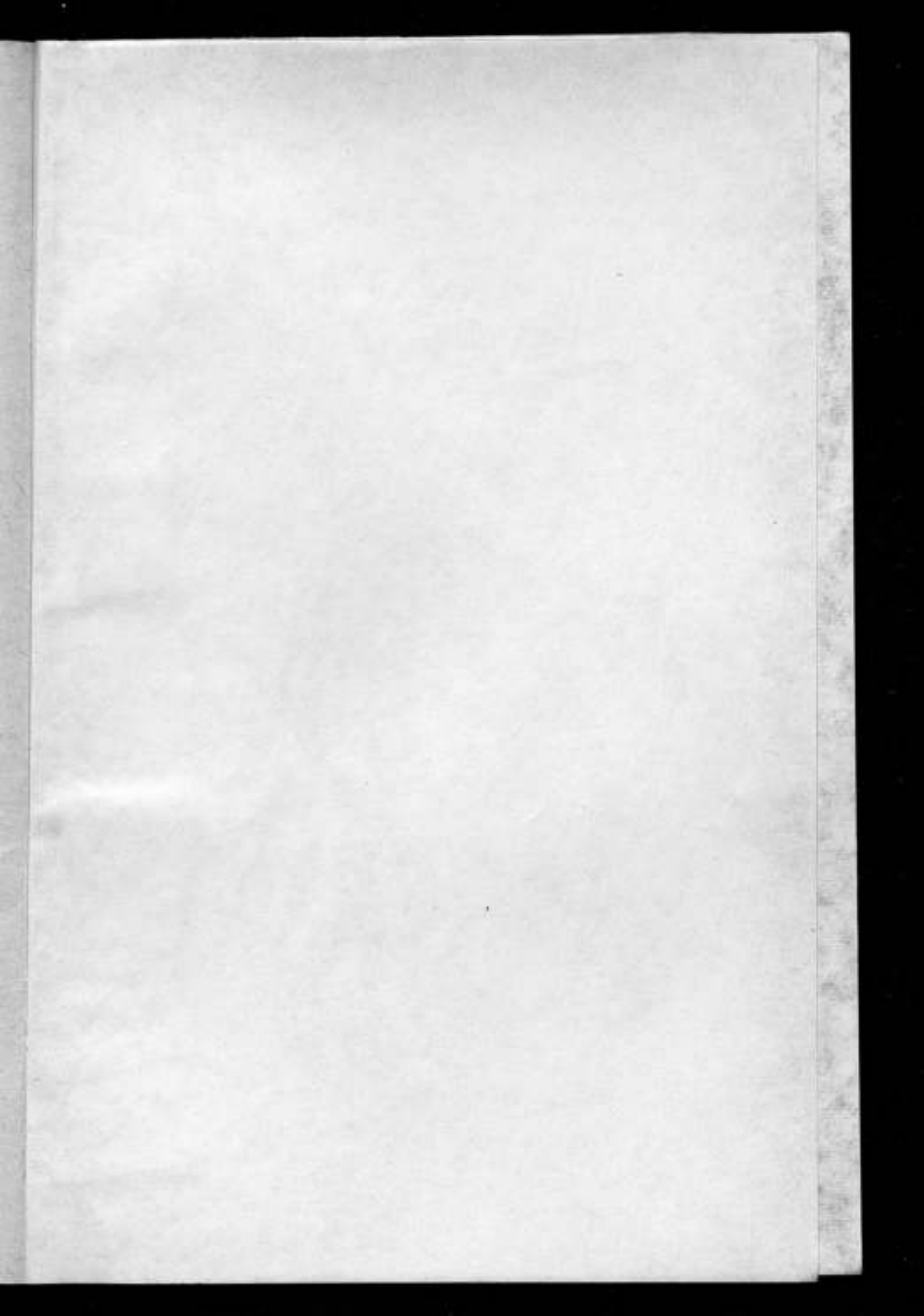
Труды метрологических институтов СССР
Выпуск 131 (191)

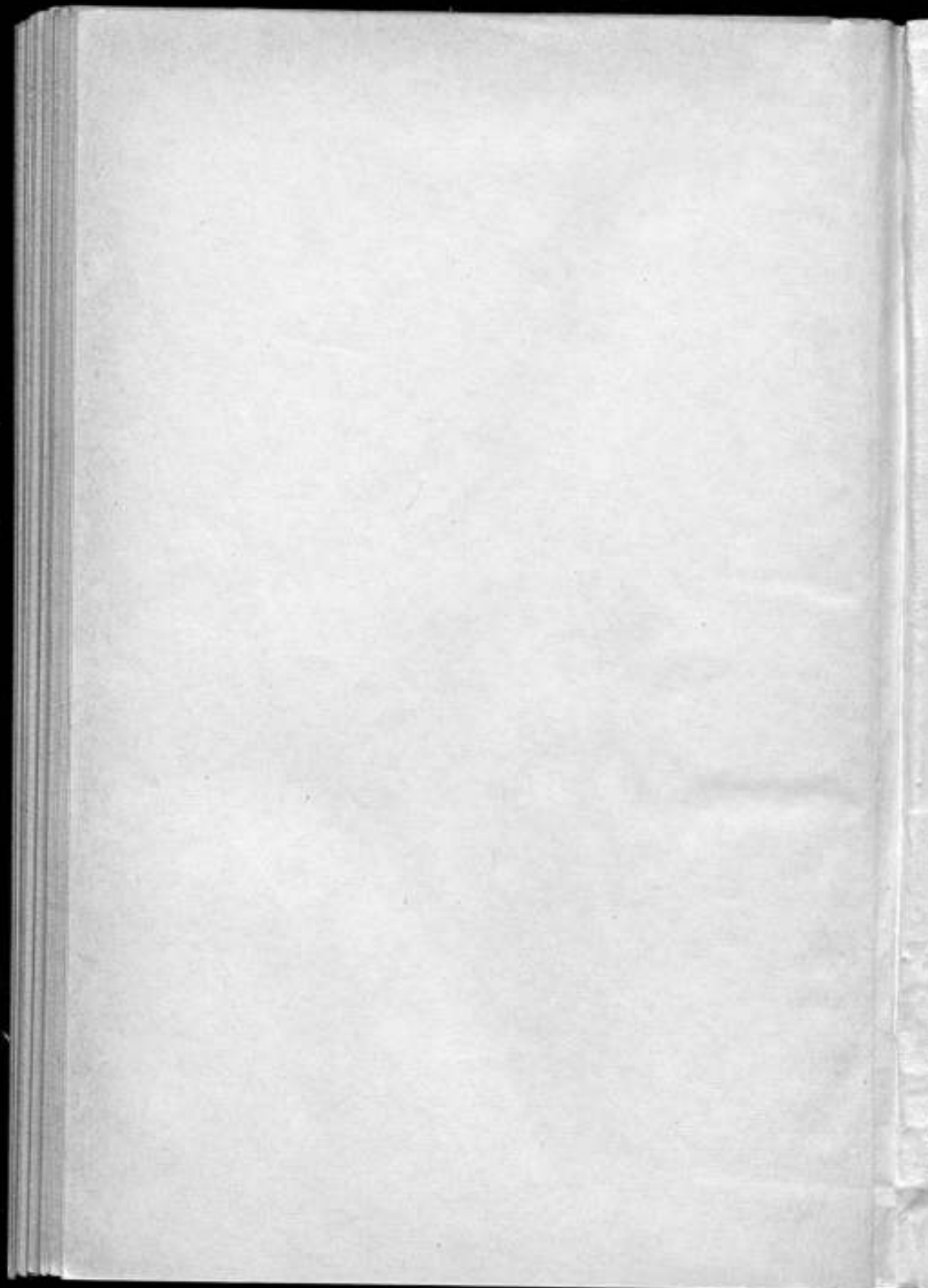
Редактор издательства *Н. Н. Александрова*
Техн. редактор *Э. Г. Вагнер*

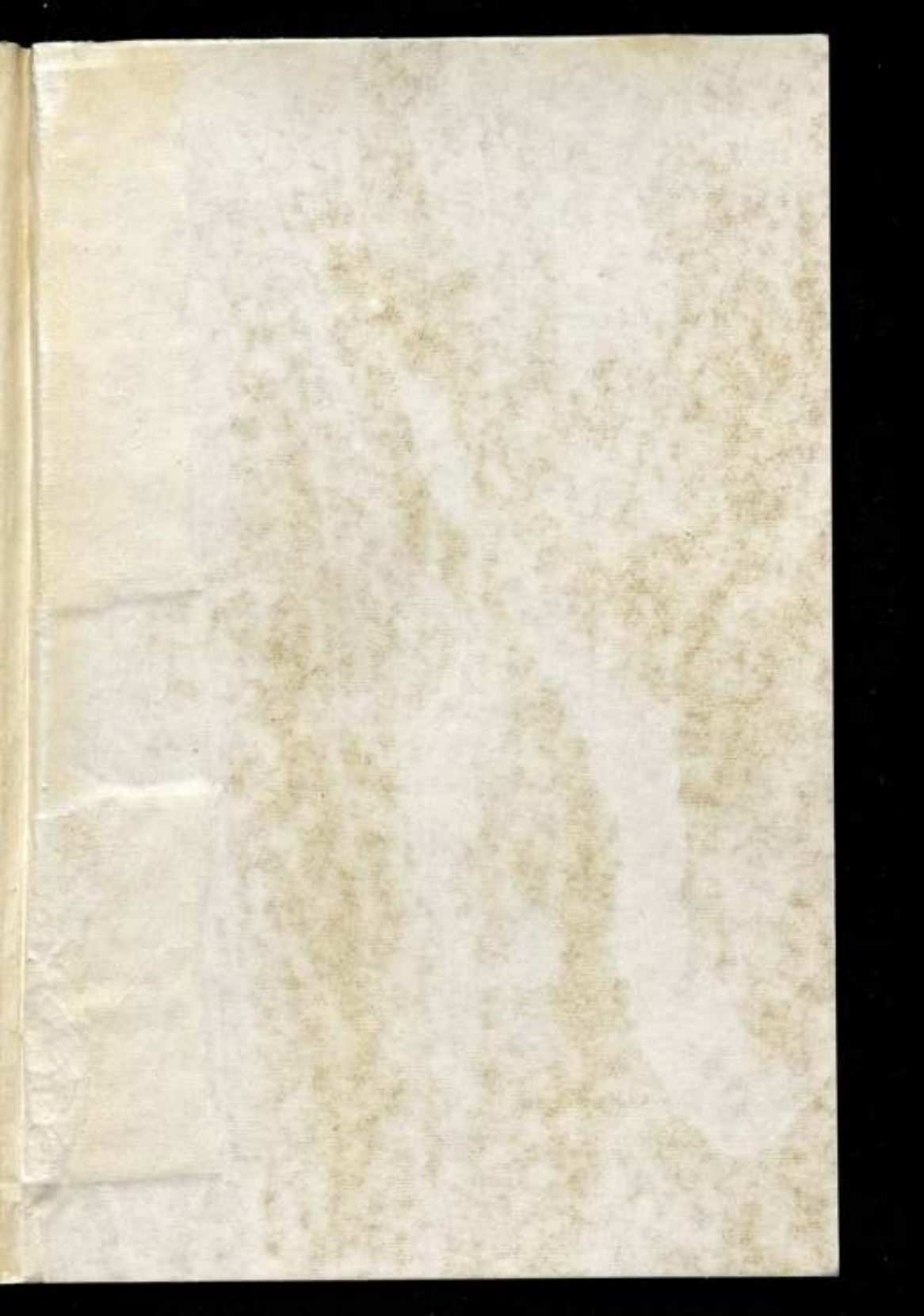
Сдано в набор 23/1 1971 г. Подписано в печать 5/IV 1972 г. М-11881
Уч.-изд. л. 9,83. Формат бумаги 60x90 1/16. Печ. л. 12,6.
Заказ № 425. Тираж 2000 экз. Цена 1 р. 23 к.

Типография № 5 Управления по печати Ленгорисполкома,
Парголово, ул. Ломоносова, 115.









Гр. 23 к.