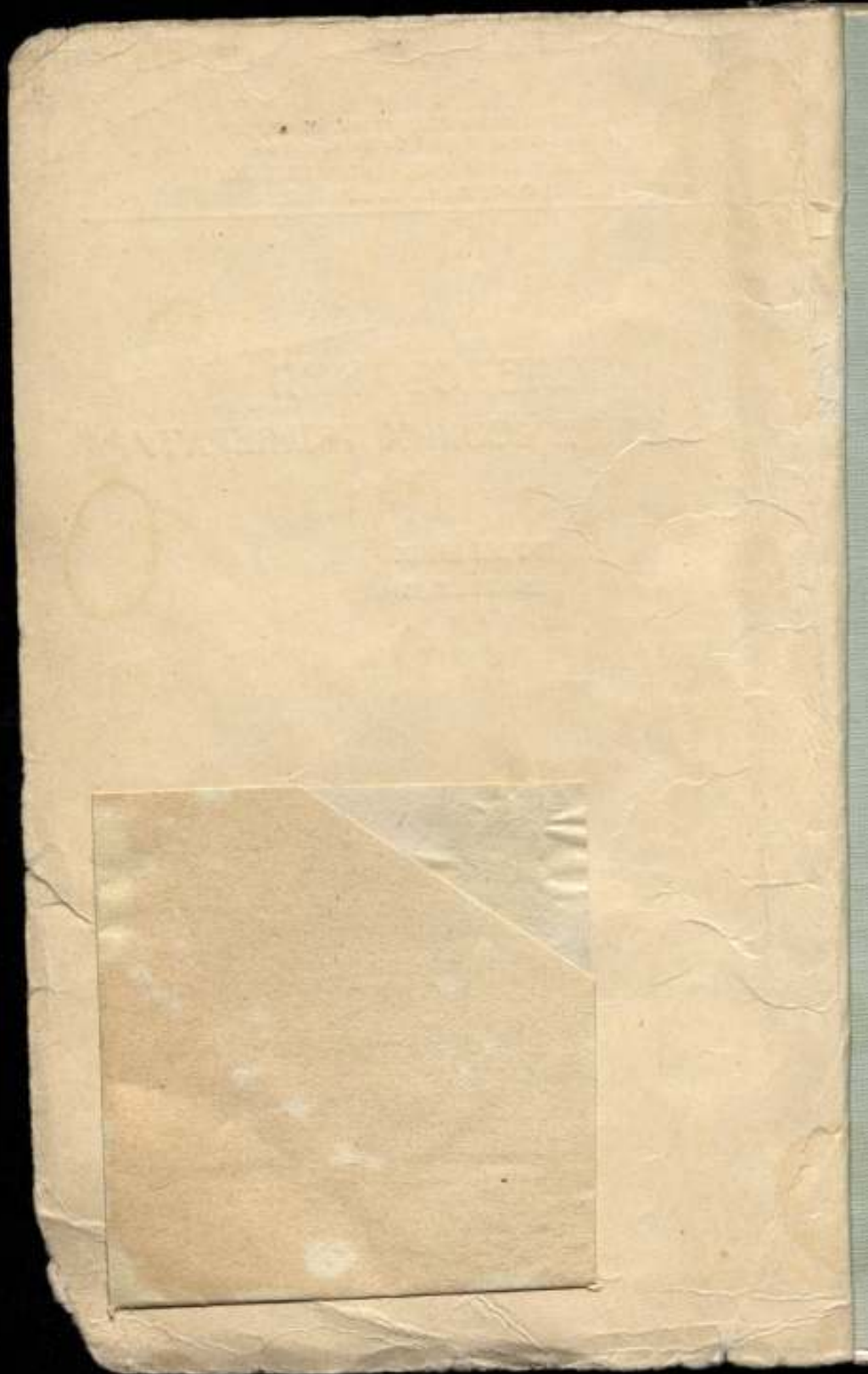


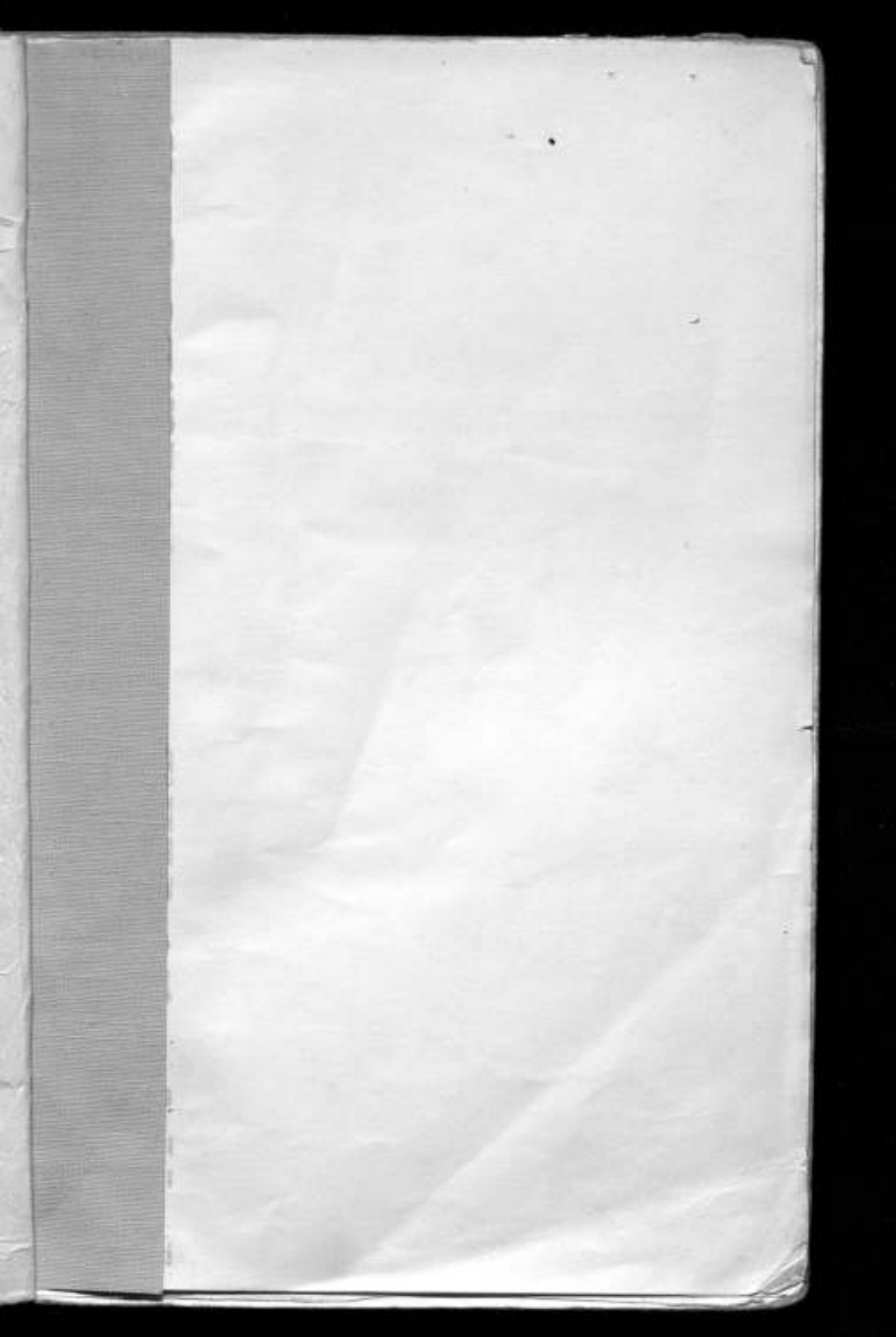
КОМИТЕТ ПО ДЕЛАМ МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР
ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ИНСТИТУТ МЕТРОЛОГИИ им. Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА

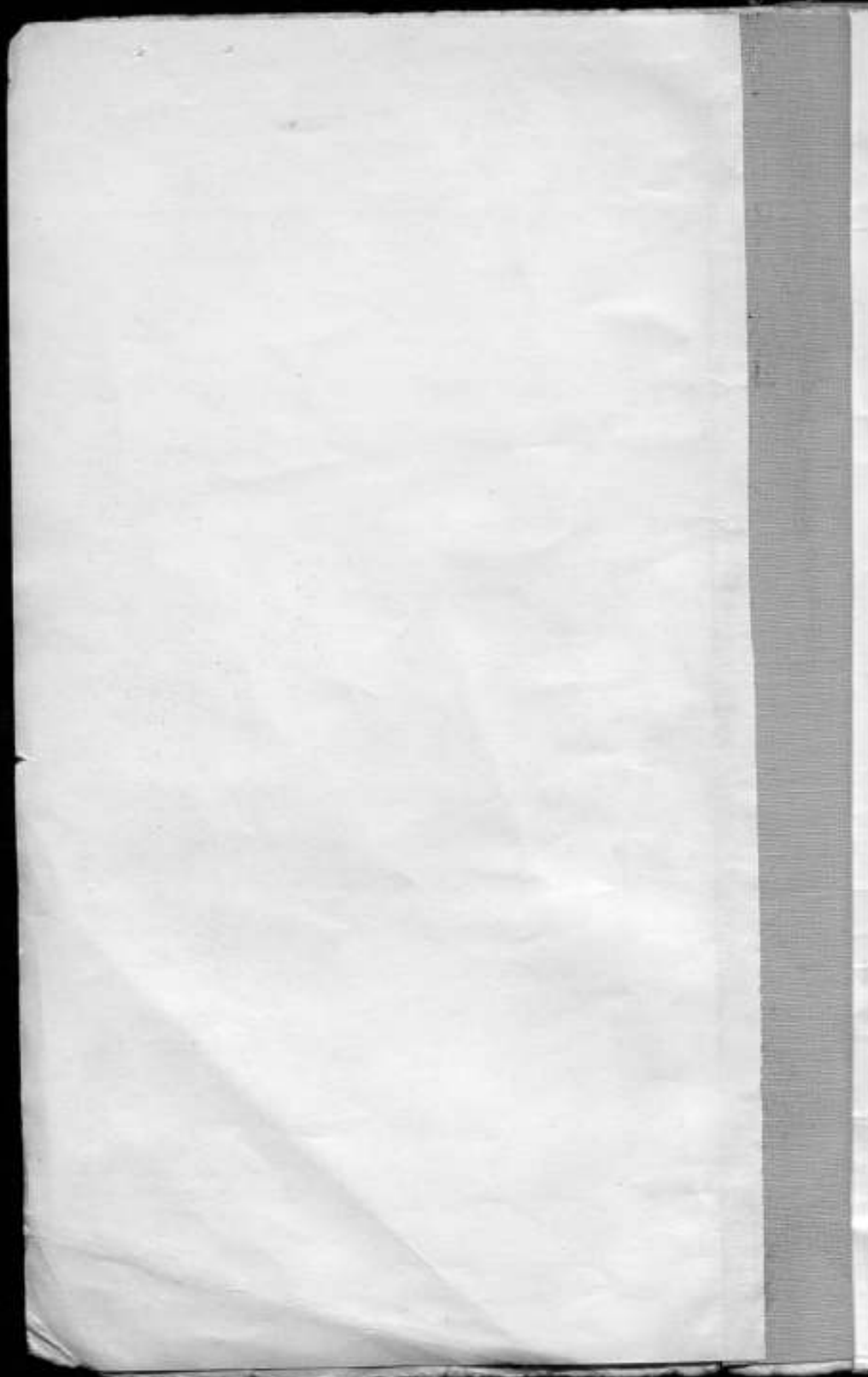
ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР

ТРУДЫ ВНИИМ
ВЫПУСК 5 (65)

ИЗДАНИЕ ВНИИМ
ЛЕНИНГРАД - 1949







ИЗДАНИЕ ПЕРВОЕ
МОСКВА, 1954 г.
ИЗДАТЕЛЬСТВО ИЛ
УДК 621.372.6.01

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ РАБОТЫ ТЕМПЕРАТУР

Исследования
в области работы температур

8/100

1954

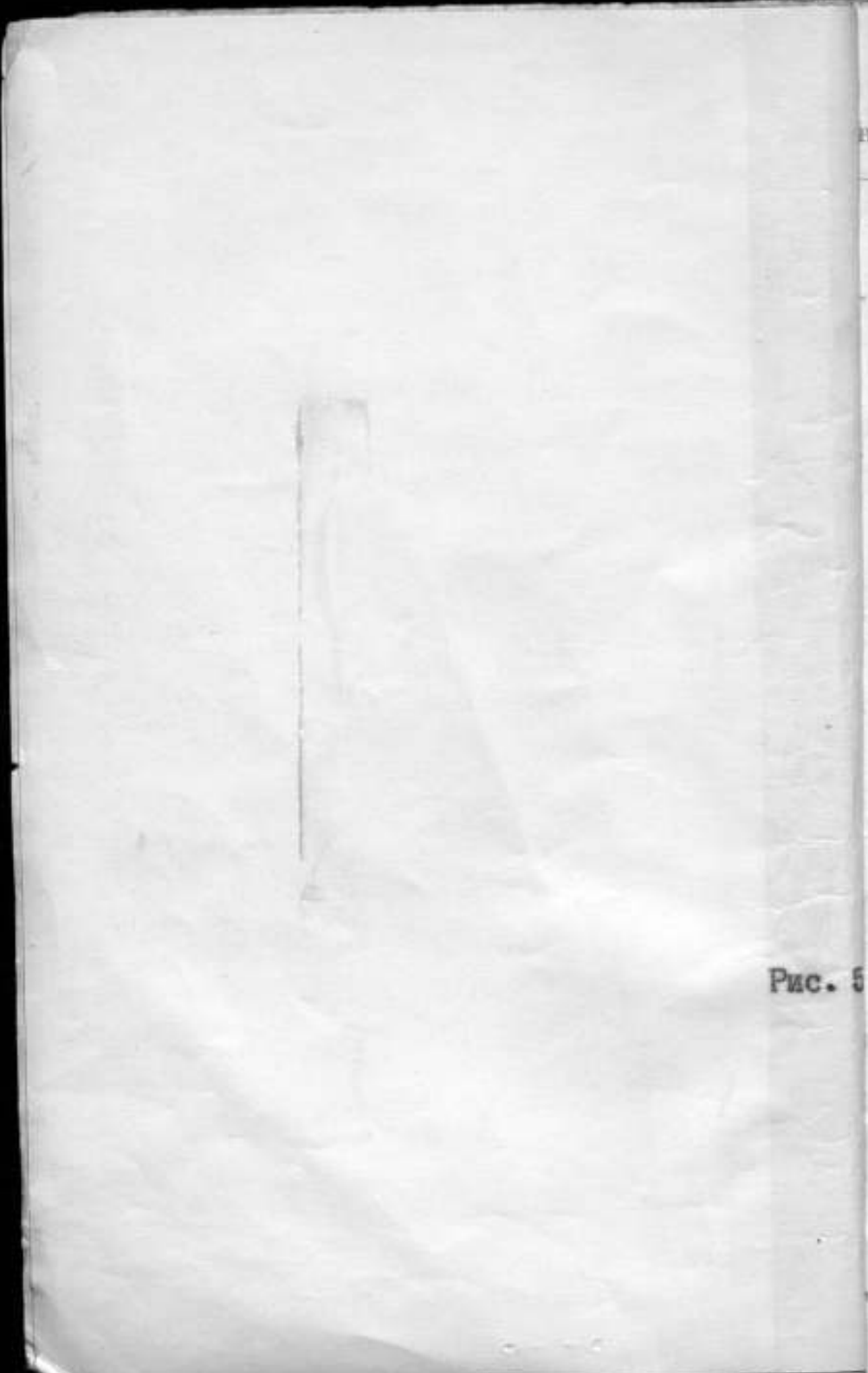


Рис. 5

КОМИТЕТ ПО ДЕЛАМ МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

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

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР

ТРУДЫ ВНИИМ

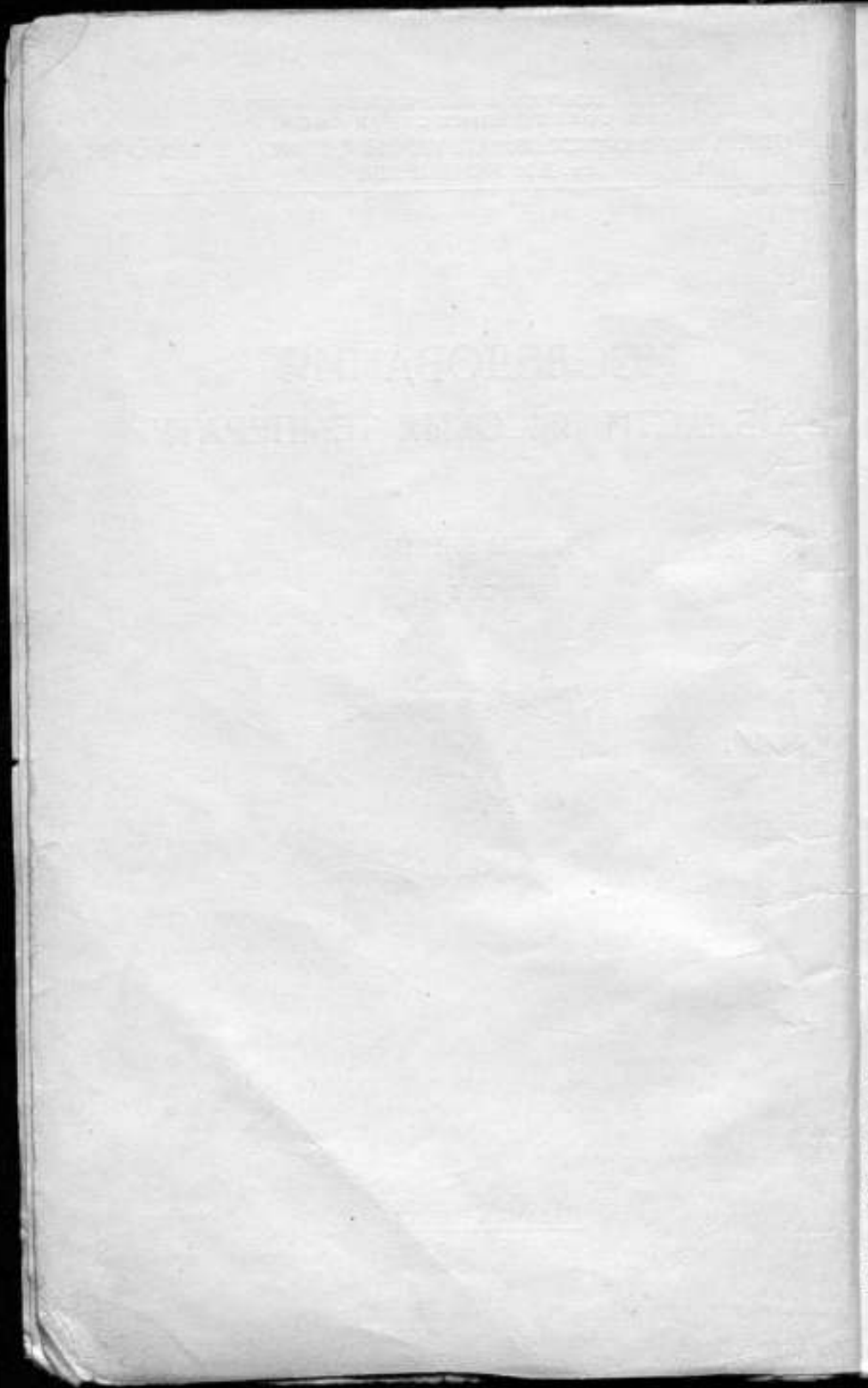
ВЫПУСК 5 (65)

Под редакцией
проф. Г. М. Кондратьева

8/2



ИЗДАНИЕ ВНИИМ
ЛЕНИНГРАД — 1969



ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА

Статьи настоящего сборника посвящены вопросам измерения высоких температур и температурной шкалы в той ее части, в которой применяются термоэлектрические и оптические методы измерений; таким образом этот сборник отличается определенной направленностью. Первая статья А. Н. Гордова „О точности воспроизведения термодинамической шкалы в области от 660° до 1063° С“ касается вопроса, имеющего фундаментальное значение не только для науки, но и для практических приложений ее выводов в технике. Современная техника предъявляет все более высокие требования к точности измерений, и вопрос о том, насколько „Международная шкала температур“ согласуется с термодинамической шкалой, приобретает все большую актуальность. В своей статье А. Н. Гордов анализирует состояние этого вопроса для области температур от 660° С до 1063° С. Критическая оценка точности измерений, произведенных с помощью газовых термометров, приводит к заключению, что принятый в „Положении о международной температурной шкале“ метод воспроизведения термодинамической шкалы вызывает вероятное отклонение от нее порядка десятых долей градуса, достигающее до $\pm 0,54^\circ$ вблизи 850° С. На экстраполируемом участке при 1300° С расхождение достигает $\pm 3^\circ$ С. Шкала температур, построенная по точкам затвердевания цинка, сурьмы и золота, значительно лучше приближается к термодинамической, обнаруживая вплоть до 1000° С вероятные отклонения от нее ниже $\pm 0,26^\circ$ С. На экстраполируемом же участке эти отклонения доходят до $\pm 1,5^\circ$ С при 1300° С. Отсюда вытекает со всей очевидностью необходимость исследований по уточнению международной шкалы температур.

Для ВНИИМ, как центрального метрологического учреждения Союза ССР, особую важность имеет наилучшее осуществление международной шкалы температур, как таковой, независимо от связи ее с термодинамической шкалой. Этот вопрос применительно к температурам выше 1063° С рассмотрен во второй статье А. Н. Гордова, Т. Г. Диомидовой и Э. А. Лапиной „Воспроизведение международной шкалы температур выше 1063° С“.

За время войны и блокады эталонный оптический пирометр, который служит основным инструментом для этой области, со

всей вспомогательной аппаратурой не подвергался систематическому исследованию, и явилось делом настоятельной необходимости произвести такое исследование. Статья содержит краткое описание произведенных с этой целью работ и представляет особый интерес в том отношении, что здесь шкала осуществлялась не только с помощью золотой точки, но также и с помощью платиновой точки, для чего был использован световой эталон фотометрической лаборатории ВНИИМ. Эти два разные способа, из которых второй совершенно новый, дали хорошее согласие, так как расхождение оказалось в пределах $\pm 1,5^\circ \text{C}$. Попутно выяснено, что воспроизведение шкалы выше 1400°C целесообразнее производить, основываясь на платиновой точке, а не на золотой.

Хорошо известно, какую роль в оптической пирометрии играют температурные лампы — хранители шкалы температур — основные приборы для правильной передачи яркостной температуры от эталонного к рабочему оптическому пирометру. Исследованию их теплового режима посвящена третья статья А. Н. Гордова «О некоторых свойствах температурных ламп».

Она представляет первое в нашей литературе оригинальное исследование этого сложного вопроса, решение которого имеет существеннейшее значение для точности измерений, особенно технических. Автор дал глубокую теорию вопроса, оставляющую далеко позади аналогичные исследования зарубежных авторов. Его теория полностью подтвердилась экспериментом.

Исследование А. Н. Гордова интересно еще и в том отношении, что оно показывает плодотворность применения современного учения о теплообмене к решению задачи температурных измерений. Опираясь на свою теорию, А. Н. Гордов теоретически разработал новый тип температурной лампы — «двухклиновидной», у которой практически отсутствует изменение яркостной температуры вдоль прямого участка ленты.

Четвертая статья — И. И. Киренкова «Измерение температуры пламен» — содержит критический анализ существующих методов измерения температуры пламен. Проблема измерения температуры пламен имеет важное значение для новой техники и, являясь сама новой проблемой, сейчас еще только разрабатывается. В статье И. И. Киренкова излагается современное положение этой проблемы и содержатся ответы на некоторые вопросы с ней связанные.

Наконец, в пятой статье — Э. А. Лапиной «Цветовой оптический пирометр» — дано описание и анализ работы простого и удобного прибора, часто применяемого в технических измерениях, относительно точности которого данных в литературе не имеется. Особенности прибора здесь рассмотрены с точки зрения метрологии тепловых измерений.

Г. М. Кондратьев

А. Н. ГОРДОВ

О ТОЧНОСТИ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЙ ШКАЛЫ ТЕМПЕРАТУР В ОБЛАСТИ 660—1063°С

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Как известно, основными единицами физических измерений являются единицы длины, массы и времени. В зависимости от принятой исходной величины каждой основной единицы можно получить ту или иную систему единиц измерений. Так, например, если в качестве единицы длины взять метр, массы — килограмм, а времени — секунду, то получим систему МКС.

Но не все физические величины могут быть выражены посредством только этих единиц. Так, все электрические и магнитные величины могут быть выражены через единицы длины, массы и времени только после присоединения к ним соответственно либо величины диэлектрической постоянной ϵ , либо магнитной проницаемости μ и создания, таким образом, систем МКСЕ и МКСМ. Аналогично этому, ряд физических величин, характеризующих термические свойства веществ, не могут быть построены только на единицах МКС, а требуют прибавления к ним единицы измерения температуры, например градуса. Следовательно, градус должен рассматриваться как четвертая основная единица, наравне с единицами длины, массы и времени. Действительно, такие величины, как газовая постоянная, удельная теплоемкость тел, не могут быть построены без единицы измерения температуры.

Так же как и другие основные единицы, величина градуса может быть выбрана совершенно произвольно. От единиц длины и массы градус отличается тем, что для него невозможно создать прототип, с которым можно будет сравнивать все другие вторичные величины, выражающие градус. От единицы измерения времени градус температуры отличается отсутствием единого простого метода для его воспроизведения с одинаковой точностью на всем диапазоне наблюдающихся в природе температур. Но эта произвольность в выборе единицы для измерения температуры не исключает необходимости знать величину градуса со всей возможной (при современном уровне измерительной техники) точностью и, кроме того, обеспечить его единство во всех странах мира.

Первоначально единообразие в воспроизведении величины градуса как будто достигалось тем, что Международное бюро мер и весов приняло ртутно-стеклянный термометр в качестве основного прибора для измерения температур между точкой таяния льда и точкой кипения воды, которым были приписаны значения 0 и 100° C.

Одновременно велись работы по изучению возможности реализации термометра, основанного на законах идеального газа Гей-Люссака (изменение объема при постоянном давлении) и Шарля (изменение давления при постоянном объеме).

На основании обширных исследований, предпринятых в этом направлении, в 1887 году Международный комитет мер и весов пришел к выводу, что из двух методов построения газового термометра большую точность дает метод, использующий изменение давления при постоянном объеме. Кроме того, было установлено, что из всех газов, подвергшихся исследованию (водород, воздух, азот, углекислый газ), наименьшие отклонения от законов идеальных газов обнаруживает водород.

Исходя из этого, международный комитет принял за нормальную термометрическую шкалу стоградусную шкалу водородного термометра постоянного объема с начальным давлением 1 м, у которой за 0 принята температура таяния льда, а за 100° — температура кипения воды при нормальном атмосферном давлении.

В 1889 году на Международной конференции шкала водородного термометра была принята за нормальную, а в 1907 году были опубликованы результаты сравнений четырех ртутно-стеклянных термометров с нормальным водородным термометром. Эти четыре ртутно-стеклянных термометра и должны были служить выражением международной водородной шкалы.

Шкала водородного термометра, рекомендованная международным бюро для применения только в ограниченном интервале температур, долгое время служила вообще нормальной шкалой для всех температурных измерений. Такое расширение применения водородной шкалы нельзя считать обоснованным. Для очень низких и для очень высоких температур она вообще мало пригодна. По мере приближения температуры к точке кипения водорода, поправки водородного термометра очень быстро возрастают от +0,052° C при $t = -100^\circ \text{C}$ до +0,368° C при $t = -200^\circ \text{C}$ и, кроме того, величина этих поправок становится мало надежной. При высоких температурах наблюдается сильная диффузия водорода сквозь стенки сосуда, в котором он заключен (платина, кварц, стекло). С другой стороны, водород, как химически активный газ, входит в реакцию со стенками сосуда, восстанавливая частично окись кремния в стекле, фарфоре или кварце [1].

Эти недостатки водородного термометра заставили искать способы усовершенствования газовой термометрии и, прежде всего, идти по линии использования других газов. Можно было ожидать, что гелий, с одной стороны, как инертный газ, а с другой, как

имеющий наиболее низкую температуру кипения, будет более пригоден для термометрических целей. Действительно, при низких температурах свойства гелия весьма мало отличаются от свойств идеального газа и в этой области температур гелиевый термометр незаменим. Но при высоких температурах гелий также обнаруживает сильную диффузию через стенки сосуда, что приводит к трудно учитываемой потере давления и уменьшению точности измерений. Следовательно, для области высоких температур гелиевый термометр также мало пригоден.

Исследования показали, что только азотный термометр с соблюдением больших предосторожностей еще может применяться в области высоких температур. Но при температурах ниже $+80^{\circ}\text{C}$ азотный термометр должен замениться водородным или гелиевым термометром, вследствие сильного отступления азота в этой области температур от состояния идеальных газов. Правда, показания азотного и гелиевого термометров могли быть приведены к показаниям водородного термометра и, тем самым, как бы обеспечивался единый метод построения шкалы температур на всем ее протяжении. Но такой метод приведения нельзя признать достаточно надежным.

Поэтому уже в 1911 году между крупнейшими метрологическими учреждениями начаты были переговоры об установлении единой шкалы температур на всем ее протяжении. Как в России, так и в других странах начаты были работы по установлению такой единой шкалы. При этом выяснилось, что единственно правильной шкалой является шкала, базирующаяся на законах термодинамики и получившая поэтому название термодинамической.

Легко показать, что шкала идеального газа совпадает с термодинамической шкалой [1] и, следовательно, зная отступления данного газа, применяемого в качестве термометрического вещества, от законов идеального газа, можно вычислить поправки данного газового термометра для приведения его показаний к термодинамической шкале.

Но термодинамическая шкала поддается только теоретическому определению, и принципиально нельзя осуществить такую идеальную тепловую машину, работающую по обратимым процессам, воспроизводящую эту шкалу на всем ее диапазоне. Работы же по газовой термометрии, позволяющие перейти к термодинамической шкале, вследствие их сложности, возможны только в крупнейших метрологических лабораториях, число которых сводится к немногим единицам.

Поэтому для более легкого воспроизведения пришлось разработать практическую шкалу температур, построение которой на отдельных ее участках производится различными легко осуществимыми и достаточно точными методами. В Советском Союзе еще в 1923 г. были проведены исследования, направленные к изысканию возможностей построения практической темпера-

(-1)

?

3

?

?

глю?

мале значе се?
фигур Великине? А ке мела се?

турной шкалы. В электроизмерительной лаборатории ВНИИМ Н. А. Марениным [3] с помощью двух термометров сопротивления было осуществлено построение шкалы температур в интервале 0—500°.

Методика, разработанная Н. А. Марениным, а также исследования, проведенные в некоторых других странах, послужили основанием к тому, что в 1927 году на 7-й генеральной конференции по мерам и весам была принята и зафиксирована в „Положении о международной температурной шкале“ [2] практическая шкала температур.

Таким образом, впервые в истории человечества во всем мире были установлены единые методы воспроизведения такой важной физической величины, как градус температуры на любом участке ее шкалы.

Небольшие изменения редакционного характера были внесены в „Положение“ в 1933 году на 8-й генеральной конференции по мерам и весам.

Таковы вкратце вехи исторического пути возникновения международной практической шкалы температур.

Эта практическая шкала базируется на ряде цифровых значений, приписанных температурам кипения или затвердевания различных химически чистых веществ (реперных точек). Для интерполяции температуры между реперными точками „Положение“ предусматривает для различных участков шкалы разные методы и интерполяционные формулы.

Численные значения реперных точек определялись с помощью соответствующего газового термометра с приведением к термодинамической шкале. Как результат всякого измерения, эти числовые значения характеризуют температуры кипения или затвердевания чистых веществ с некоторой величиной погрешности, различной для разных реперных точек. Кроме того, рекомендуемые „Положением“ интерполяционные формулы тоже только с некоторой степенью приближения воспроизводят численные значения температур по термодинамической шкале. Эти обстоятельства приводят к тому, что даже самое тщательное осуществление практической шкалы фактически не дает возможности обеспечить измерение температур в термодинамической шкале.

При воспроизведении термодинамической шкалы мы, следовательно, опять сталкиваемся с тем же фактом, который хорошо известен в истории возникновения метрической системы. Изготовленный „архивный“ метр, хранящийся в Международном бюро мер и весов, оказался на 0,086 мм короче, чем теоретический метр, равный $0,25 \times 10^{-7}$ земного меридиана. Практически невозможно обеспечить изготовление абсолютно точного образца, поэтому условилась этот, несколько укороченный, экземпляр принять за основу.

С температурной шкалой дело обстоит значительно хуже, так как в имеющейся литературе совершенно недостаточно освещен

вопрос о том, какова реальная величина отклонений международной практической шкалы (осуществленной в полном соответствии с „Положением“) от термодинамической шкалы, которую она призвана воспроизвести.

Настало время, когда возникает насущная потребность критически оценить надежность тех основ, на которых базируется „Международная температурная шкала“ и, тем самым, подготовить условия для создания в Советском Союзе отечественной температурной шкалы, значительно лучше приближающейся к термодинамической, чем международная.

Восполнить этот пробел для области температур 660—1063° С и ставит своей задачей автор данной работы. Автор совершенно не рассматривает вопрос о погрешностях, возникающих при построении шкалы на участках ниже 660° С, так как это является темой исследования других авторов.

Точно так же в данной работе автор не занимается критическим анализом точности газовой термометрии, так как этот вопрос достаточно полно разработан в ранее проведенных исследованиях.

1. РАЗЛИЧНЫЕ СПОСОБЫ ПОСТРОЕНИЯ ШКАЛЫ ТЕМПЕРАТУР ДЛЯ ИНТЕРВАЛА 660—1063° С

Согласно „Положению о международной температурной шкале“ от 660° С до точки плавления золота температура выводится из электродвижущей силы e эталонной платинородий-платиновой термопары, один спай которой удерживается при постоянной температуре, а другой подвергается действию температуры t , определяемой формулой

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

Константы a , b и c определяют, подвергая термопару действию температур в точках затвердевания сурьмы, серебра и золота.

Этим реперным точкам в „Положении“ приписываются следующие значения температур:

	°С
Сурьма	630,5
Серебро	960,5
Золото	1063,0

При этом температура затвердевания сурьмы, как менее надежная, относится к числу второстепенных точек. По поводу этой точки в „Положении“ сказано: „Точка затвердевания сурьмы, принятая для эталонирования термопары, находится в интервале между 0 и 660° С, в котором международная шкала устанавливается по показаниям эталонного термометра сопротивления, а численное значение этой температуры должно быть определено термометром сопротивления. Для этого значения дается цифра 630,5° С, но следует определять в каждом отдельном случае температуру данной порции сурьмы, употребляемой для эталониро-

вания термопары, с помощью эталонного термометра сопротивления*.

В качестве эталонной термопары „Положение“ предусматривает термопару, одна ветвь которой состоит из чистой платины, а другая из сплава 90% платины и 10% родия (по весу).

Нужно указать, что в 1924 году было предложено осуществлять построение термоэлектрического участка шкалы с применением для интерполяции кубической формулы вида

$$e = a + bt + ct^2 + dt^3, \quad (2)$$

коэффициенты a , b , c и d которой определялись по температурам затвердевания цинка, сурьмы, серебра и золота.

В 1928 году было произведено вычисление расхождений между шкалой 1924 года и международной шкалой. Основой этих вычислений служило проведенное определение термоэлектродвижущих сил (т. э. д. с.) двух эталонных термопар в точках затвердевания четырех металлов. Средние значения т. э. д. с. обеих термопар, полученные в результате этих вычислений, приведены в табл. 1.

Таблица 1

Резервные точки	Температура °C	e μV
Точка затвердевания цинка	419,45	3438
• „ сурьмы	630,5	5538
• „ серебра	960,5	9145
• „ золота	1063	10341

Исходя из этих значений, были вычислены коэффициенты интерполяционных формул (1) и (2), а по ним рассчитаны величины e_p по „Положению о международной температурной шкале“ и $e_{ст}$ по старой шкале для промежуточных значений температур (табл. 2).

Таким образом, наибольшее расхождение между этими шкалами достигает 0,13° C.

Несколько позднее (в 1929 году) была проделана аналогичная работа. Исходя из данных эталонирования двух термопар в точках затвердевания различных металлов, были вычислены разности температур, определенных по Международной шкале и по трем следующим шкалам.

1. Zn, Sb, Cu
2. Zn, Al, Cu
3. Zn, Sb, Ag, Au

Таблица 2

$t, ^\circ\text{C}$	$\epsilon_{ст}$	$\epsilon_{и}$	$\epsilon_{ст} - \epsilon_{и}$	$\Delta, ^\circ\text{C}$
630	5532,9	5532,8	+0,1	+0,01
640	5636,5	5636,6	-0,1	-0,01
660	5844,8	5845,3	-0,5	-0,05
680	6054,5	6055,3	-0,8	-0,08
700	6265,7	6266,7	-1,0	-0,10
720	6478,3	6479,5	-1,2	-0,12
740	6692,4	6693,6	-1,2	-0,12
760	6907,9	6909,2	-1,3	-0,13
780	7124,8	7126,0	-1,2	-0,12
800	7343,1	7344,2	-1,1	-0,11
820	7562,8	7563,8	-1,0	-0,10
840	7783,9	7784,8	-0,9	-0,09
860	8006,4	8007,1	-0,7	-0,07
880	8230,3	8230,8	-0,5	-0,05
900	8455,5	8455,9	-0,4	-0,04
920	8682,1	8682,3	-0,2	-0,02
940	8910,0	8910,1	-0,1	-0,01
960	9139,3	9139,2	+0,1	+0,01
980	9369,9	9369,7	+0,2	+0,02
1000	9601,8	9601,6	+0,2	+0,02
1020	9835,1	9834,8	+0,3	+0,03
1040	10069,7	10069,5	+0,2	+0,02
1060	10305,5	10305,4	+0,1	+0,01
1063	10341,0	10341,0	0,0	0,00

Точкам затвердевания металлов для всех сравниваемых шкал были приписаны температуры:

	$^\circ\text{C}$
Точка затвердевания цинка	419,47
• • • • • сурьмы	630,52
• • • • • алюминия	659,23
• • • • • серебра	960,5
• • • • • золота	1063,0
• • • • • меди	1083

Полученные расхождения между шкалами представлены в табл. 3.

Из сравнения табл. 2 и 3 выясняется одно чрезвычайно интересное обстоятельство. В последнем столбце табл. 3 помещены расхождения между международной шкалой и шкалой 1924 года, т. е. те же расхождения, которые приведены в табл. 2. Порядок величин отклонений один и тот же, но в 1929 г. получен знак отклонений, обратный тому, который был получен в 1928 г. Причина этого, конечно, не в том, что для цинка и сурьмы были взяты несколько отличающиеся (на $0,02^\circ\text{C}$) значения температур затвердевания. Такое разногласие в результатах, повидному, говорит о том, что суммарная ошибка воспроизведения шкалы температур на участке $650-1063^\circ\text{C}$ превышает $\pm 0,1^\circ\text{C}$ или, по крайней мере, равна этой величине.

t°	(Zn, Sb, Cu) — международная шкала	(Zn, Al, Cu) — международная шкала	(Zn, Sb, Ag, Au) — международная шкала
$^{\circ}\text{C}$			
660	+0,08	+0,00	+0,04
700	+0,16	+0,08	+0,08
750	+0,24	+0,16	+0,09
800	+0,28	+0,20	+0,08
850	+0,29	+0,22	+0,06
900	+0,26	+0,21	+0,03
950	+0,23	+0,18	+0,01
960,5	+0,21	+0,16	0,00
1000	+0,15	+0,12	-0,01
1050	+0,04	+0,03	0,00
1063	+0,01	0,00	0,00
1083	-0,04	-0,03	+0,01
1100	-0,08	-0,08	+0,03

Постараемся теперь последовательно проследить весь процесс построения шкалы температур на участке 660—1063° С и определить величины погрешностей, вкрадывающихся при этом построении.

2. ФАКТОРЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА ТЕМПЕРАТУРУ ЗАТВЕРДЕВАНИЯ ЧИСТЫХ МЕТАЛЛОВ

Как известно, при плавлении идеально чистого вещества наблюдается характерная ступенька на температурной кривой (рис. 1 — сплошная кривая), соответствующая поглощению тепла, расходуемого на работу по переходу вещества из твердой фазы в жидкую. При охлаждении идеально чистого расплавленного вещества наблюдается обратная картина со ступенькой при той же температуре. При изменении агрегатного состояния идеально чистых металлов имеет место то же явление.



Рис. 1

Однако идеально чистых металлов, каким бы способом их ни пригото-

вляли, не удается получить. Всегда в общей массе основного металла имеются примеси других веществ, обычно других металлов. В зависимости от характера и концентрации этих примесей, в той или иной степени меняется положение и вид ступеньки плавления.

Температура плавления такого сплава отличается от температуры его затвердевания. Было установлено, что температура затвердевания загрязненного металла ближе к температуре плавления чистого металла и поэтому при использовании металлов для воспроизведения реперных точек температурной шкалы принято основываться на температуре затвердевания, а не плавления, как менее подверженной влиянию примесей.

Кроме того, при наличии в металле примесей, ступенька теряет свою горизонтальность, а при значительном загрязнении ступенька переходит в плавную кривую изменения температуры, изображенную пунктиром на рис. 1.

Некоторые металлы, обладающие небольшой скоростью образования кристаллов, при быстром охлаждении могут оставаться в жидком состоянии при температуре, значительно более низкой, чем температура затвердевания. При начале же кристаллизации температура металла быстро поднимается за счет выделения скрытой теплоты плавления, достигает температуры затвердевания и держится на ней до конца затвердевания всего металла.

Это явление, носящее название переохлаждения, наблюдается, например, у сурьмы и платины. Явление переохлаждения представляет известное удобство при использовании затвердевания металлов для осуществления реперных точек, так как дает возможность надежно определить начало ступеньки. С другой стороны, это является недостатком, так как переохлаждение уменьшает величину ступеньки затвердевания. Поэтому регулирование режима работы печи нужно вести таким образом, чтобы, по возможности, уменьшить степень переохлаждения. Это достигается тем, что при охлаждении тигля с расплавленным металлом, перед началом затвердевания печь термостатируется в течение около 5 минут, а затем опять дается охлаждение, но, по возможности, очень медленное.

Теория твердых растворов, которой подчиняются и сплавы, дает возможность вычислить изменение температуры затвердевания металла, загрязненного примесями, по следующей, несколько видоизмененной формуле Ротмунда [4].

$$T_1 - T_x = \frac{RT_0^2}{LM} \frac{(x_1 - x_2)}{T_0} \quad (3)$$

- где T_1 — абсолютная температура затвердевания чистого металла;
 T_x — абсолютная температура затвердевания сплава;
 L — скрытая теплота плавления растворителя в калориях, отнесенная к одному грамму;

M — молекулярный вес растворенного металла;

R — газовая постоянная;

x_l и x_s — соответственно концентрации жидкого и твердого растворов.

Эти две последние величины определяются с помощью диаграмм равновесия данных двух металлов. При этом могут наблюдаться несколько случаев:

1) если $x_l > x_s$, то наблюдается положительная депрессия, т. е. температура затвердевания понижается;

2) если $x_l < x_s$, то имеет место отрицательная депрессия, что соответствует повышению температуры затвердевания. Такие случаи встречаются среди металлических сплавов (например, сплавы Sn — Sb, Cu — Zn).

3) если $x_l = x_s$, то температура затвердевания металла не меняется.

Из формулы (3) можно сделать важные выводы:

1. Чем выше температура затвердевания основного металла, тем более высокие требования необходимо предъявлять к его чистоте.

2. При очистке металла наибольшее внимание должно быть обращено на удаление таких примесей, которые имеют небольшой молекулярный вес.

Расчеты, произведенные для золота, содержащего примеси Ag, Cu, Zn, серебра, содержащего Fe, Cu, Zn, и сурьмы, содержащей Ag, Cu, Zn, показали, что для обеспечения неизменности температур затвердевания этих металлов с указанными примесями (с точностью до $0,1^\circ\text{C}$) их чистота должна быть не ниже $99,99\%$. Для обеспечения сохранности температур затвердевания (с точностью до $0,1^\circ\text{C}$) золото должно обладать чистотой $99,98\%$, а серебро и сурьма — соответственно $99,96\%$ и $99,90\%$.

Без исследования диаграммы равновесия твердой и жидкой фаз сплава из двух данных металлов невозможно заранее сделать заключение о повышении или понижении температуры затвердевания основной компоненты при увеличении концентрации примеси. У ряда сплавов (Cu — Ni, Cu — Pt, Au — Pd) температура затвердевания располагается между температурами затвердевания, соответствующими чистым металлам, составляющим сплав.

Однако у некоторых сплавов (Au — Ni, Ag — Cu, Ag — Sb) при определенных соотношениях компонент наблюдаются температуры затвердевания значительно более низкие, чем температуры затвердевания составляющих чистых металлов. Так, например, в то время как серебро имеет температуру затвердевания 960°C , а медь 1083°C , — их сплав, составленный из 71,9 весовой части серебра и 28,1 части меди, соответствующий соединению Ag_2Cu_2 образует эвтектику при $779 \pm 0,1^\circ\text{C}$, которая может применяться в качестве вспомогательной реперной точки температурной шкалы.

Другим фактором, влияющим на температуру затвердевания металла, является величина давления, под которым происходит его застывание.

Исследование этого влияния может быть произведено с помощью уравнения Клайперона-Клаузиуса, которое для случая однокомпонентной системы имеет вид:

$$\Delta T_c = \frac{T_0}{L} (v_2 - v_1) \Delta p, \quad (4)$$

где Δp — изменение давления,
 L — скрытая теплота плавления металла,
 v_2 и v_1 — удельные объемы соответственно жидкой и твердой фазы.

Расчет показывает, что при изменении давления $\Delta p = 1 \text{ кг/см}^2$ золото, серебро и сурьма меняют свои температуры затвердевания соответственно на 0,006, 0,006 и 0,002° С.

Многочисленные экспериментальные проверки формулы (4) производились рядом исследователей для различных веществ; так, например, для кадмия и цинка найдены изменения температур затвердевания соответственно на 12,6 и 6,6° С при изменении давления в 2000 ат.

Следовательно, изменение температур затвердевания металлов вследствие изменения внешнего давления настолько мало, что этот фактор можно не принимать во внимание при исследовании погрешностей построения температурной шкалы. Не говоря уже о колебании атмосферного давления, даже при изменении давления в 1 кг/см^2 (при плавке в вакууме) этот эффект скажется только на тысячных долях градуса.

3. ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУР ЗАТВЕРДЕВАНИЯ ЧИСТЫХ МЕТАЛЛОВ

Рассмотрим результаты измерений температур плавления (затвердевания) различных чистых металлов, произведенных в разное время. Подавляющее большинство всех измерений температур затвердевания металлов было осуществлено с помощью газового термометра. Поэтому история развития газовой термометрии представляет собой и процесс постепенного повышения точности измерения температур плавления металлов.

Для оценки надежности установленных значений температур интересующих нас основных постоянных точек нами был произведен критический анализ большого ряда исследований, посвященных этому вопросу.

Подавляющее большинство рассмотренных измерений, выполненных как с помощью газового термометра, так и с помощью платинового термометра сопротивления с экстраполяцией его данных в область высоких температур, приводит к весьма большому разбросу значений постоянных точек.

Учитывая различную надежность отдельных исследований, можно установить, что принятые значения температур интересующих нас реперных точек известны в настоящее время со следующими величинами неопределенностей:

$630,5 \pm 0,5^\circ \text{C}$
 $960,5 \pm 0,3^\circ \text{C}$
 $1063,0 \pm 0,5^\circ \text{C}$
 $1083,0 \pm 0,8^\circ \text{C}$

Неудовлетворительная воспроизводимость точек сурьмы и меди обусловила причисление их к группе второстепенных точек. Недостаточная надежность этих двух точек определяется еще следующими обстоятельствами.

Различные образцы сурьмы обнаруживают заметное различие в температурах затвердевания, объясняемое трудностями, возникающими при очистке этого металла. Поэтому „Положение о международной температурной шкале“ и предусматривает использование значения, полученного для данного образца сурьмы с помощью термометра сопротивления, эталонированного в точках $0,100$ и $444,60^\circ \text{C}$. Исследование достигаемой этим методом точности будет проведено в следующем параграфе.

Что касается меди, то температура ее затвердевания сильно зависит от характера окружающей ее атмосферы. При наличии окислителя эта температура резко понижается. Опыт показывает, что это понижение температуры затвердевания меди может достигать 20°C . Так, например, соединение $95\% \text{Cu}$ и $5\% \text{Cu}_2\text{O}$ дает эвтектическую ступеньку при температуре $1063,0^\circ \text{C}$.

Итак, приходится констатировать, что интересующие нас в данной работе основные реперные точки шкалы (температуры затвердевания серебра и золота) получены недостаточно надежно. Поэтому сейчас назрела необходимость проведения нового, более точного определения этих значений. В особенности это важно сделать для точки золота. Температура затвердевания серебра входит в состав трех реперных точек, на которых базируется построение термоэлектрического участка шкалы. Следовательно, ошибочно принятое значение этой точки будет частично выправлено значениями двух других точек, если они определены правильно.

Золотая точка не только входит в число трех реперных точек, определяющих термоэлектрический участок шкалы, но является единственной опорной точкой для построения шкалы температур выше 1063°C , осуществляемого методами оптической пирометрии. Следовательно, ошибочно принятое значение для температуры затвердевания золота не только исказит термоэлектрический участок шкалы, но вызовет неправильное построение всего „оптического“ участка шкалы на всем его диапазоне.

4. ИССЛЕДОВАНИЕ СУРЬМЯНОЙ ТОЧКИ

Как указывалось выше, „Положение о международной температурной шкале“ рекомендует при построении термоэлектрического участка шкалы не базироваться на определенном значении температуры затвердевания сурьмы, а для каждого образца этого металла, с помощью эталонного термометра сопротивления, определять температуру его затвердевания и использовать это значение.

Поэтому принимающееся при построении термоэлектрического участка шкалы значение сурьмяной точки зависит от того, насколько хорошо градуировка данного эталонного термометра сопротивления выражает термодинамическую шкалу температур.

Степень приближения градуировки эталонного платинового термометра сопротивления к термодинамической шкале температур определяется двумя основными факторами.

1. Насколько точно приняты значения реперных точек, используемых при эталонировании термометра сопротивления, выражены в термодинамической шкале.

2. Какова величина ошибок определения сопротивления данного эталонного платинового термометра в каждой используемой реперной точке.

„Положение“ предусматривает определение постоянных эталонного термометра сопротивления эталонированием его в трех основных реперных точках: точке таяния льда — 0°C ; точке кипения воды при нормальном атмосферном давлении — 100°C ; точке кипения серы при нормальном атмосферном давлении — $444,60^{\circ}\text{C}$.

Первые две реперные точки являются границами „основного интервала“ и определяют принятую термодинамическую шкалу. Что касается значения температуры кипения серы, выраженного в термодинамической шкале, то принятое значение ($444,60^{\circ}\text{C}$) было установлено различными авторами на основании ряда измерений температуры кипения серы с помощью газового термометра, с последующим введением поправок для приведения полученных значений к термодинамической шкале.

Исследуем вопрос о надежности установленного „Положением“ значения температуры кипения серы при нормальном атмосферном давлении ($444,60^{\circ}\text{C}$).

7-я генеральная конференция мер и весов приняла для серной точки значение $444,60^{\circ}\text{C}$, полученное Шапюи в 1914 году, считая его наиболее надежным.

По нашему мнению, такое решение недостаточно обосновано, так как работа Шапюи содержит ряд недостатков, которые снижают точность результата и на которые мы считаем необходимым указать.

1. Измерения температуры кипения серы были проведены Шапюи при величинах атмосферного давления, значительно отличающихся от нормального. Первая серия его измерений была

выполнена при давлении 728—746 мм; вторая — при 732—742 мм; третья — при 735—741 мм. Для редукции своих измерений к нормальному атмосферному давлению Шапюи воспользовался формулой, найденной Гольборном. Одновременно с Гольборном аналогичная формула была предложена на основании не менее тщательно проведенных Харкером и Секстоном экспериментов

1) формула Гольборна:

$$t = t_{760} + 0,0910 (p - 760) - 0,000043 (p - 760)^2; \quad (5)$$

2) формула Харкера и Секстона:

$$t = t_{760} + 0,0904 (p - 760) - 0,000052 (p - 760)^2. \quad (6)$$

Вычисление редукций (при тех величинах отклонений атмосферного давления от нормального, какие наблюдались у Шапюи) по формуле (6) дает для t_{760} значение ниже на $0,02^\circ \text{C}$, чем по формуле (5). Следовательно, если измерения Шапюи обработать, используя формулу (6), то вместо $444,60^\circ \text{C}$ получим значение $444,58^\circ \text{C}$. Какая из этих формул вернее — вопрос дискуссионный и, может быть, целесообразнее было бы взять среднюю редукцию, полученную из редукций, рассчитанных по обеим формулам, т. е. принять для серной точки значение $444,59^\circ \pm 0,01^\circ \text{C}$. Последнее число настолько мало отличается от принятого номинального значения серной точки ($444,60^\circ \text{C}$), что это отклонение нужно отнести за счет неизбежных ошибок эксперимента, сказавшихся, по видимому, при определении коэффициентов формул (5) и (6).

2. Во второй серии некоторые измерения проводились при довольно быстро меняющемся атмосферном давлении. Так, например, при измерениях 16 декабря в течение 30 минут атмосферное давление изменилось на 0,30 мм рт. ст.; 13 декабря за 35 минут — на 0,22 мм рт. ст.; 18 декабря за 32 минуты — на 0,13 мм рт. ст. При таких изменениях атмосферного давления измеренные сотые доли миллиметра становятся ненадежными.

3. Шапюи при своих измерениях пользовался газовым термометром с азотным наполнением. Поэтому для приведения показаний термометра к термодинамической шкале необходимо ввести поправки. Однако таблицы поправок азотного термометра, рассчитанные различными авторами, дают различные значения поправки при температуре кипения серы. Один автор дает $+0,130^\circ \text{C}$, другой $+0,103^\circ \text{C}$, а третий $+0,096^\circ \text{C}$.

Такой разброс значений поправки характеризует недостаточность наших знаний о свойствах газов. Это создает невозможность уточнения измерений значений реперных точек. Следовательно, дальнейшее повышение точности измерений температуры теряет смысл без параллельного уточнения свойств реальных газов.

Для введения поправки в своих измерениях Шапюи использовал среднее арифметическое ($+0,11^\circ \text{C}$) из указанных трех значений. Тем самым только эта причина обуславливает неопределенность результата по меньшей мере в $\pm 0,01^\circ \text{C}$.

4. Для своих трех серий измерений температуры кипения серы при нормальном атмосферном давлении Шапью приводит средние значения ($^{\circ}\text{C}$):

444,60; 444,60; 444,56.

Исправляя эти числа поправкой ($-0,01^{\circ}\text{C}$), возникающей вследствие расхождений между формулами (5) и (6), получим ($^{\circ}\text{C}$):

444,59; 444,59; 444,55.

Среднее взвешенное значение оказывается равным $444,58^{\circ}\text{C}$. Среднее из трех серий измерений Шапью исправляет поправкой на неоднородность температуры в приборе. Выведенная им поправка в одном случае равна $+0,020^{\circ}\text{C}$, а во втором $+0,004^{\circ}\text{C}$, или в среднем $+0,01 \pm 0,01^{\circ}\text{C}$.

Введение этой поправки опять вносит неопределенность в результат порядка $\pm 0,01^{\circ}\text{C}$. Учитывая эту поправку, получим для температуры кипения серы при нормальном атмосферном давлении, выведенное из измерений Шапью значение $444,59^{\circ}\text{C}$. Что касается величины вероятной ошибки этого числа, то, учитывая различные источники ошибок, получим ее равной $\pm 0,03^{\circ}\text{C}$. По нашему мнению, наиболее вероятное значение, близкое к истинному, можно получить, найдя среднее арифметическое из наиболее надежных значений серной точки, приписывая им одинаковые веса:

	$^{\circ}\text{C}$
1901 г.	444,55
1911 г.	444,51
1911 г.	444,59
1912 г.	444,55
Шапью (исправл.) 1914 г.	444,59
Среднее значение	$444,56 \pm 0,01^{\circ}\text{C}$

Однако мы не можем утверждать, что установленное „Положением“ значение для серной точки является завышенным на $0,04^{\circ}\text{C}$. Решение этого вопроса нужно ожидать от дальнейших, более тщательно проведенных, исследований. Но определение постоянной δ данного эталонного платинового термометра сопротивления зависит не только от точности установленного значения для серной точки, но и от воспроизводимости этой точки, т. е. от совокупностей тех ошибок, которые искажают результат измерения сопротивления платинового термометра при температуре кипения серы.

Характерный пример накопления больших погрешностей при измерении температуры кипения серы дает анализ работ Диккинсона и Мюллера. Эти авторы с помощью газового термометра Дея и Сосмана при температурах близких к 306 , 445 и 630°C определили постоянные двух платиновых термометров сопротивления, а эти последние были использованы для измерения тем-

пературы кипения серы. Несмотря на то, что исходным прибором был тот же газовый термометр, по которому Дей и Сосман определили температуру кипения серы равной $444,55^{\circ}\text{C}$, Диккенсон и Мюллер в результате своих измерений получили значение на $0,17^{\circ}\text{C}$ более низкое ($444,38^{\circ}\text{C}$).

Эти авторы такое расхождение результатов объясняют, с одной стороны, различием в конструкциях применявшихся серных кипяильников, а с другой, — неблагоприятным сочетанием погрешностей.

Воспроизводимость серной точки по результатам многолетних работ Термометрической лаборатории ВНИИМ составляет $\pm 0,05^{\circ}\text{C}$. Следовательно, мы приходим к выводу, что максимальная погрешность воспроизведения термодинамической шкалы в серной точке может достигать величин от $-0,02$ до $+0,10^{\circ}\text{C}$.

Установив эти ошибки эталонирования платинового термометра в серной точке, проведем расчет ошибок определения температуры затвердевания сурьмы с помощью термометра сопротивления.

Предположим, что ошибки эталонирования данного платинового термометра в точках таяния льда и кипения воды настолько малы, что фактически ими можно пренебречь. Такое предположение вполне соответствует действительности. Задача, следовательно, сводится к расчету величин предельных погрешностей, которые возникают при измерении температуры затвердевания сурьмы в термодинамической шкале, когда предельные погрешности эталонирования термометра сопротивления в серной точке достигают $-0,02$ и $+0,10^{\circ}\text{C}$ при использовании установленного значения $444,60^{\circ}\text{C}$.

Для такого случая применима формула, теоретически обоснованная Б. И. Пилипчуком [5],

$$\Delta t = A \frac{\delta(0,01 t - 1)}{100 - \delta(0,02 t - 1)} \cdot \Delta t_s = F \Delta t_s, \quad (7)$$

где

$$A = \frac{100 - \delta(0,02 t_s - 1)}{t_s(0,01 t_s - 1)} = 0,058;$$

$$\Delta t_s = 444,60 - t_s;$$

t_s — измеренная температура кипения серы при нормальном атмосферном давлении;

t — температура, при которой определяется величина возникающей погрешности, в нашем случае равная $630,5^{\circ}\text{C}$;

δ — постоянная формулы Каллендера.

Б. И. Пилипчук произвел вычисления фактора F для различных t , принимая для δ значение 1,495. Отклонение постоянной δ для некоторого термометра сопротивления от этого среднего значения практически не скажется на результатах. Про-

изведа вычисления, получим, что измеренная эталонным платиновым термометром сопротивления температура затвердевания сурьмы может отклоняться от термодинамической шкалы на $-0,05$ и $+0,23^{\circ}\text{C}$.

35. ИНТЕРПОЛЯЦИЯ ТЕМПЕРАТУР МЕЖДУ РЕПЕРНЫМИ ТОЧКАМИ

Возможность использования термопар в качестве прибора (достаточно простого и удобного) для осуществления интерполяции температур между реперными точками исследовалась многими авторами.

Эти авторы произвели исследование отклонений температур, вычисленных исходя из т. э. д. с. платинородий-платиновой термопары и температур, определенных газовым термометром в точках плавления различных металлов.

Постоянные интерполяционной формулы (1) определялись по точкам цинка, сурьмы и меди. Тогда для промежуточных точек получаются отклонения, приведенные для двух серий (табл. 5).

Таблица 4

Металл	Температура $^{\circ}\text{C}$	Наблюд. т. э. д. с.	Выч. т. э. д. с.	Набл.- вычисл.
Цинк	418,2	3429	3429	0
Сурьма	329,2	5530	5530	0
Серебро	960,0	9113	9115	-0,2
Золото	1062,4	10295	10298	-0,3
Медь	1082,6	10534	10534	0
Кадмий	320,0	2504	2501	+0,3
Цинк	418,2	3429	3429	0
Сурьма	524,9	4470	4472	-0,2
Сурьма	629,2	5530	5530	0
Сурьма	854,1	7927	7928	-0,1
Серебро	960,0	9113	9115	-0,2
Золото	1062,4	10295	10298	-0,3
Медь	1082,6	10534	10534	0

В данном случае среднее квадратичное отклонение равно $\sigma = \pm 0,25^{\circ}\text{C}$.

Числа, приведенные в табл. 4, получены на основании весьма большого количества измерений. Однако мы не считаем возможным только на основании этих цифр утверждать наличие систематических отклонений формулы (1) от термодинамической шкалы. Абсолютная величина полученных отклонений настолько мала, что расценивать ее как реальную было бы очень рискованно.

На основании данных Дейя и Сосмана, по нашему мнению, можно сделать такой вывод: с точностью до $\pm 0,3^{\circ}\text{C}$ интерполя-

ционная формула (1) отражает термодинамическую шкалу температур.

Следующие соображения о применимости формулы (1), были представлены в виде доклада Бюро стандартов США Консультативному комитету по термометрии в 1939 году.

При сравнении показаний эталонных термомпар и эталонных термометров сопротивления вблизи 660° С получаются результаты наблюдений точки затвердевания алюминия, приведенные в табл. 4.

Из этой таблицы вытекает, что в практической шкале температуры, установленной „Положением“, температура в 660° С, измеренная термометром сопротивления, в среднем на 0,15° С выше температуры, измеренной термомпарой. Точка плавления чистого алюминия оказывается заключенной между этими двумя температурами и находится, следовательно, в интервале, который нельзя выразить в практической шкале, предусмотренной „Положением“.

Кроме того, экспериментальными исследованиями было установлено, что производная от термометрического свойства по

Таблица 4

Год	Автор	Термометр сопротивления	Термомпары	
			формула (1) (Sb, Ag, Au)	формула (8) (Sb, Ag, Au)
°C				
1929	Россер	659,23	659,05	659,18
1936	Дол и Джесуп (не- опубл.)	660,01	659,87	660,02
1939	То же	660,07	659,91	660,05
1939	„	660,07	659,93	660,07

температуре вблизи точки затвердевания золота претерпевает разрыв непрерывности и, следовательно, температура, измеренная вблизи 1063° С термомпарой, отличается от температуры, измеренной оптическим пирометром.

Исходя из этого, Бюро стандартов считает необходимым принять для температуры затвердевания серебра значение 960,7° С.

Кроме того, Бюро стандартов предлагает вместо принятой формулы (1) установить следующую формулу:

$$e = at + bt^2 + ct^3 - 200, \quad (8)$$

определяя постоянные a , b и c по точкам затвердевания сурьмы, серебра и золота. Перевычисленные по этой формуле данные помещены в табл. 6 (в последнем столбце).

Произведя исследование различных видов интерполяционных формул, Бюро стандартов приходит к выводу, что формула (8) наилучшим образом представляет термодинамическую шкалу.

Для характеристики согласования температур, рассчитанных по формуле (8), принимая для точки серебра $960,7^{\circ}\text{C}$, и температур, измеренных другими методами в некоторых реперных точках, Бюро стандартов приводит цифры, указанные в табл. 6.

Таблица 6

Реперные точки	Температура по термометру сопротивления	Температура по оптическому пирометру $C_2 = 1,436$	Т. э. д. с. термопары μV	Температура по формуле (8) $^{\circ}\text{C}$
	$^{\circ}\text{C}$			
Sb	630,43		5230,0	599,81
	660,07		5544,0	630,43
Al			5851,1	660,07
			6272,6	700,27
Cu—Ag			7113,6	778,95
			7346,5	800,40
Ag			8451,6	900,30
		960,7	9135,4	960,70
Au			9588,0	1000,12
		1063,00	10319,9	1063,00
Cu			10556,6	1083,12
		1083,12	10755,5	1099,94

Для определения коэффициентов формулы (8) были использованы точки Ag, Au, Sb, поэтому сравнение может быть проведено только в точках Al и Cu.

Для определения температуры затвердевания меди были использованы неопубликованные результаты измерений Венцелем и Росером интервала, заключенного между точками затвердевания золота и меди в $20,12^{\circ}\text{C}$ (принимая $C_2 = 1,436$). Для сравнения можно указать, что величина этого интервала Гольборном и Дейем оценивается равной $20,1^{\circ}\text{C}$, а Дейем и Сосманом в $20,2^{\circ}\text{C}$.

В докладе Бюро стандартов приводится таблица (табл. 7), характеризующая отклонение при разных температурах термоэлектрических шкал: а) определяемой „Положением“; б) рекомендуемой Консультативному комитету по термометрии Бюро стандартов в качестве проекта для нового определения.

Из этой таблицы вытекает, что предлагаемое Бюро стандартов построение термоэлектрической шкалы дает в промежуточных точках температуры, существенно отличающиеся от тех, которые получаются по построению, предусмотренному „Положением“. Наибольшее расхождение между ними достигает $0,4^{\circ}\text{C}$ при 800°C . Следовательно, если считать, как утверждает Бюро стандартов, что предлагаемое им построение наилучшим образом характеризует термодинамическую шкалу, то необходимо будет признать, что употребляющаяся сейчас шкала отклоняется от термодинами-

ческой шкалы при 800°С на 0,4°С. Однако это не вытекает из приведенного выше в этом параграфе анализа сравнений термоэлектрической шкалы (Zn, Sb, Cu) с газовым термометром (табл. 4).

Таблица 7

Т. э. д. с. термопары μV	Температура по „Положению“	Температура по предложению Бюро стандартов
	°С	
5544,0	630,50	630,50
5851,1	659,86	660,00
6276,6	700,00	700,27
7343,5	800,00	800,40
8451,6	900,00	900,30
9135,4	960,50	960,70
9588,0	1000,00	1000,12
10319,9	1063,00	1063,00
10556,6	1083,15	1083,12

Правда, по расчетам (табл. 3) шкала Zn, Sb, Cu при 800°С дает на 0,28°С более высокие значения температур, чем международная температурная шкала. Учитывая эту разницу и расхождение в 0,1°С, обнаруженное между газовым термометром и шкалой Zn, Sb, Cu при 854°С, получим, что если международная шкала и дает более низкие значения температур, чем термодинамическая, то это расхождение не превышает 0,18°С при 800°С. Принимая же во внимание, что точность измерения в табл. 5 порядка $\pm 0,2^\circ\text{C}$, приходится признать, что найденное Бюро стандартов расхождение становится сомнительным.

Между тем в аргументации Бюро стандартов имеется ряд слабых мест, на которые мы считаем нужным указать.

1. Вытекающее из табл. 5 систематическое расхождение в 0,15°С между термометром сопротивления и термопарой может быть легко объяснено установленным нами выше (завышенным) принятым значением температуры кипения серы. Указанная нами величина завышения в $0,04 \pm 0,01^\circ\text{C}$ дает при 660°С расхождение с термодинамической шкалой в $0,11 \pm 0,03^\circ\text{C}$. Учитывая же неизбежно вкрадывающуюся при эталонировании погрешность, быстро увеличивающуюся при экстраполяции к 660°С, приходим к выводу, что указанное расхождение между платиновой и термоэлектрической шкалой в 0,15°С вполне объясняется этим обстоятельством.

2. Приведенное в табл. 6 сравнение рассчитанных по формуле (8) температур и значений реперных точек (Al, Cu), полученных другими методами, не может быть признано достаточно убедительным. При измерении температуры 660°С платиновым

термометром сопротивления, эталонированным в точках 0,100 и 444,60° С, сотые доли градуса становятся весьма сомнительными. То же нужно сказать и о точке затвердевания меди. Температура затвердевания меди, измеренная оптическим пирометром, может рассматриваться с точностью, не превышающей 0,1° С.

Что касается изменения принятого значения температуры затвердевания серебра на 960,7° С, то, учитывая ту неопределенность, с которой было установлено принятое „Положением“ значение, можно признать это вполне возможным. Однако нам представляется, что выдвинутая Бюро стандартов аргументация за необходимость такого изменения, недостаточно убедительна.

Предложение Бюро стандартов о перенесении нижней точки термоэлектрической шкалы с 660° С на точку сурьмы можно только приветствовать. Чем меньше будет участок экстраполяции температур по платиновому термометру сопротивления от серной точки, тем точнее будут измерения. Участок шкалы, осуществляемый термометром сопротивления, на этом только выиграет. Воспроизведение же термоэлектрического участка, опирающегося одним своим концом на сурьмяную точку, несколько не ухудшится.

Однако, не признавая убедительности в аргументах Бюро стандартов, мы все же считаем, что его соображения не настолько маловажны, чтобы их можно было оставить без последствий. Из этих соображений, а также из приведенного выше анализа соответствия международной термодинамической шкале (от 660 до 1063° С), со всей очевидностью вытекает, что наши современные знания в этой области еще недостаточны, чтобы можно было высказать определенные суждения.

Вопрос о выяснении степени соответствия практической и термодинамической шкал не столь академичен, как это может показаться с первого взгляда. Уже в настоящее время некоторые области физики для экспериментального определения ряда констант требуют измерения температур до 1000° С с точностью до 0,1° С. При таких требованиях к точности температурных измерений, отклонения в 0,4° С, найденные Бюро стандартов, становятся весьма существенными. Поэтому сейчас со всей остротой встал вопрос о необходимости постановки тщательных исследований надежности принятых значений реперных точек и методов интерполяции температур между ними.

6. ВОСПРОИЗВОДИМОСТЬ Т. Э. Д. С. ТЕРМОПАРЫ В РЕПЕРНЫХ ТОЧКАХ

Прежде чем перейти к вопросу о влиянии погрешности в установлении численных значений реперных точек и эталонирования по ним данной эталонной термопары на измерения температур в промежуточных участках, необходимо установить воспроизво-

димось измерения т. э. д. с. термопары, нарушаемую рядом факторов.

Перечислим наиболее существенные из этих факторов:

1. Неоднородность термоэлектродов термопар.
2. Глубина погружения термопары в металл.
3. Распределение температуры вдоль печи.
4. Наличие конвекционных токов внутри печи.
5. Термостатирование свободных концов термопар.
6. Возникновение паразитных т. э. д. с. в измерительной цепи.
7. Влияние окислительной атмосферы на температуру затвердевания металла?
8. Скорость остывания печи.

Как бы ни были тщательно очищены и приготовлены термоэлектроды термопары, всегда в их теле остаются местные включения других металлов, не полностью удаленные при очистке. При наличии неизбежного градиента температуры вдоль термопары при ее градуировке, каждое такое постороннее включение имеет с одного своего конца более высокую температуру, чем с другого и, следовательно, на концах его создается разность потенциалов, накладывающаяся на т. э. д. с. термопары. Изменение глубины погружения термопары в расплавленный металл при распределении температуры вдоль печи приводит к тому, что меняется градиент температуры вдоль термопары в данной ее точке, а это, в свою очередь, вызывает изменение э. д. с. в местных неоднородностях и, следовательно, т. э. д. с. всей термопары.

Поэтому для обеспечения надежности измерений температур с помощью эталонной термопары, при ее изготовлении необходимо очень тщательно исследовать неоднородность термоэлектродного материала и использовать для изготовления термопары только такой материал, который обнаруживает неоднородность,¹ не превышающую $10 \mu V$.

Неоднородность термоэлектродного материала данной термопары в значительной степени определяет воспроизводимость ее т. э. д. с. Считают, что, вследствие невозможности полностью устранить неоднородность платиновой и платинородиевой проволоки, с помощью термопар трудно добиться большей точности в измерении температуры, чем $0,2^\circ C$ или $2 \mu V$. Однако это не совсем так. Принимая ряд предосторожностей, о которых речь будет идти ниже, Лаборатории высоких температур ВНИИМ удалось добиться воспроизводимости т. э. д. с. термопар в реперных точках в несколько десятых микровольта.

На рис. 2 представлен разрез шахтной печи для осуществления реперных точек, применяющейся в Лаборатории высоких температур ВНИИМ.

Глубина погружения термопары в металл имеет существенное

¹ Способы исследования неоднородности термоэлектродного материала и ее численной оценки общеизвестны. См., например [6, 7].

значение не только с точки зрения установления определенного распределения температур, важного при наличии некоторой неоднородности термоэлектродов термопары, но главным образом для того, чтобы обеспечить необходимый прогрев ее рабочего конца. В „Подробных спецификациях“, включенных в „Положение“, указывается:

„Глубина погружения должна быть такой, чтобы, пока идет затвердевание, можно было поднимать или опускать термопару, по крайней мере, на 1 см от ее нормального положения, не изменяя электродвижущую силу более чем на $1 \mu V$ “.

Однако указанное „нормальное положение“ остается несколько неопределенным, и поэтому в практике Лаборатории высоких температур принято сначала установить рабочий конец термопары на высоте 3 см по высоте тигля от его дна, а затем уже проверить надежность погружения методом, предусмотренным в „Спецификациях“.

В „Спецификациях“ указано дальше:

„Во время затвердевания электродвижущая сила должна оставаться постоянной в пределах $1 \mu V$ в течение, по крайней мере, 5 минут.“

Чтобы убедиться в отсутствии влияния внешних условий на наблюдаемую температуру, можно также, вместо перемещения термопары, определить точки затвердевания и плавления, и если они разнятся между собой не более чем на $2 \mu V$, их можно считать удовлетворительными.“

Постоянство т.э.д.с. термопары во время затвердевания и продолжительность горизонтальной площадки зависят не только от чистоты металла, влияние которой рассмотрено в § 2, но и от скорости охлаждения тигля с металлом, а также от вертикального распределения температуры вдоль печи.

Для обеспечения нужной скорости охлаждения металла рекомендуется плавление металла проводить при температуре, приблизительно только на $10^\circ C$ превышающей точку плавления, и стабилизировать печь при этом режиме в течение 20 минут, а затем медленно понижать температуру.

Во время затвердевания металла распределение температуры в печи должно быть таким, чтобы металл на различной глубине

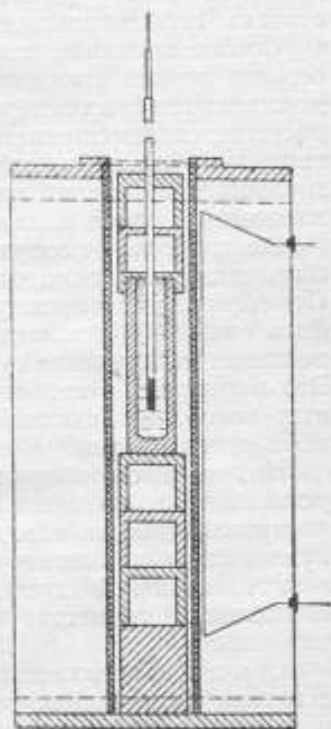


Рис. 2

в тигле имел одинаковую температуру. Это условие может быть соблюдено с помощью особого расположения витков нагревательного элемента вдоль трубы печи. Густота витков на середине печи должна быть меньше, чем на краях, причем у нижнего края витки должны быть расположены гуще, чем у верхнего. Расположение витков вдоль трубы сильно зависит от размеров трубы и качества наружной тепловой изоляции. Для данной печи последовательным подбором расположения витков можно добиться хорошей однородности температуры по вертикали.

Однородность температуры металла в тигле заметно нарушается конвекционными токами нагретого воздуха, обтекающими тигель. Для уменьшения их верхние экраны крышки, накрывающие тигель, делаются такого диаметра, чтобы они входили в трубу печи с очень небольшим зазором.

Особое внимание необходимо уделить термостатированию свободных концов эталонируемой термодпары, которые обычно поддерживаются при температуре таяния льда. Наиболее надежно это достигается помещением свободных концов в пробирки с чистой тщательно просушенной ртутью, которые, в свою очередь, погружаются в тающий пресноводный колотый лед, залитый дистиллированной водой и наполняющий сосуд Дьюара.

Вся проводка от сосуда Дьюара до клемм потенциометра должна быть выполнена однородным проводом, взятым из одной бухты. Помещение, в котором установлен точный потенциометр, должно быть снабжено автоматической регулировкой температуры, обеспечивающей в течение суток неизменную температуру $20 \pm 0,1^\circ \text{C}$. Это мероприятие необходимо для сведения к минимуму паразитных токов, возникающих в потенциометре вследствие разности температур отдельных его частей.

Но термостатирование помещения с потенциометрической установкой оказывается недостаточным. Поэтому для обеспечения воспроизводимости т. э. д. с. термодпар с точностью до $0,1-0,2 \mu\text{V}$ нужно было применить двойное термостатирование, т. е. внутри термоконстантной комнаты сам потенциометр поместить еще в масляный термостат с автоматической регулировкой температуры.

Обычно поверхность металла, применяющегося для осуществления реперной точки, покрывается слоем чистого графита, предохраняющего металл от окисления. Эта предосторожность становится совершенно необходимой при осуществлении реперной точки серебра.

Исследования условий воспроизведения температуры затвердевания серебра показали, что в атмосфере воздуха эта температура понижается на $11,2^\circ \text{C}$. Поэтому для обеспечения надежности серебряной точки необходимо тщательно следить за сохранением на поверхности серебра восстановительной атмосферы.

Из этого краткого рассмотрения факторов, влияющих на воспроизводимость т. э. д. с. термодпар в реперных точках, становится

очевидной та тщательность, с которой необходимо обеспечивать наиболее благоприятные условия для надежных измерений.

Какова же обычно достигаемая воспроизводимость т. э. д. с. термомпар в реперных точках?

„Спецификации“, включенные в „Положение“, предусматривают воспроизводимость т. э. д. с. эталонных термомпар в $1 \mu V$, т. е. $0,1^\circ C$. Опыт показывает, что эта величина воспроизводимости может быть достигнута без больших экспериментальных трудностей, но с обеспечением необходимой тщательности организации измерений. Такая величина воспроизводимости вполне соответствует той точности, с которой в настоящее время известны численные значения температур в реперных точках. Стремление добиться воспроизводимости в $0,1 \mu V$ или $0,01^\circ C$, требующее значительного усложнения измерительной аппаратуры, вряд ли целесообразно в настоящее время, учитывая большую погрешность в установлении численных значений реперных точек.

Поэтому при исследовании вопроса о влиянии погрешности эталонирования в реперных точках на измерение промежуточных температур, мы будем исходить из величины воспроизводимости т. э. д. с. термомпар в реперных точках, равной $1 \mu V$ или $0,1^\circ C$.

7. ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ОШИБОК ЭТАЛОНИРОВАНИЯ В РЕПЕРНЫХ ТОЧКАХ НА ИЗМЕРЕНИЕ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЗНАЧЕНИЙ ТЕМПЕРАТУР

Для выяснения вопроса о том, как отражаются ошибки эталонирования в реперных точках на измерениях промежуточных значений температур, мы используем метод, разработанный Б. И. Пилипчуком [5].

В своей работе Б. И. Пилипчук вывел формулы распределения ошибок для исследования участка шкалы температур от минус 193 до плюс $660^\circ C$, применяя в качестве интерполяционного прибора платиновый термометр сопротивления, эталонированный в соответствующих реперных точках, определяемых „Положением“. Поэтому мы вынуждены вывести соответствующие формулы, используя метод Б. И. Пилипчука, применительно к участку шкалы от 660 до $1063^\circ C$, рассматривая в качестве интерполяционного прибора платинородий-платиновую термомпару.

Как указывалось выше, для участка шкалы от 660 до $1063^\circ C$, „Положение“ рекомендует интерполяционную формулу (1)

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

Для данной платинородий-платиновой термомпары значения постоянных a , b и c определяются из уравнений:

$$\begin{aligned} e_{Sb} &= a + bt_{Sb} + ct_{Sb}^2, \\ e_{Ag} &= a + bt_{Ag} + ct_{Ag}^2, \\ e_{Au} &= a + bt_{Au} + ct_{Au}^2. \end{aligned}$$

исходя из измеренных величин e_{Sb} , e_{Ag} и e_{Au} т. э. д. с. термопары при температурах затвердевания сурьмы t_{Sb} , серебра t_{Ag} и золота t_{Au} .

Решая эту систему уравнений и подставляя в формулу (1) найденные выражения для a , b и c , получим

$$e_t = e_{Sb} \frac{(t - t_{Ag})(t - t_{Au})}{(t_{Sb} - t_{Ag})(t_{Sb} - t_{Au})} + e_{Ag} \frac{(t - t_{Au})(t - t_{Sb})}{(t_{Ag} - t_{Au})(t_{Ag} - t_{Sb})} + e_{Au} \frac{(t - t_{Sb})(t - t_{Ag})}{(t_{Au} - t_{Sb})(t_{Au} - t_{Ag})}. \quad (9)$$

В эту формулу входят только экспериментально определяемые величины т. э. д. с. e_{Sb} , e_{Ag} и e_{Au} в реперных точках Sb, Ag, Au и установленные "Положением" для этих точек температуры $t_{Sb} = 630,5$; $t_{Ag} = 960,5$ и $t_{Au} = 1063$, 0° С.

Введем обозначения:

$$\varphi_{Sb}(t) = \frac{(t - t_{Ag})(t - t_{Au})}{(t_{Sb} - t_{Ag})(t_{Sb} - t_{Au})}, \quad (10)$$

$$\varphi_{Ag}(t) = \frac{(t - t_{Au})(t - t_{Sb})}{(t_{Ag} - t_{Au})(t_{Ag} - t_{Sb})}, \quad (11)$$

$$\varphi_{Au}(t) = \frac{(t - t_{Sb})(t - t_{Ag})}{(t_{Au} - t_{Sb})(t_{Au} - t_{Ag})}. \quad (12)$$

Тогда формулу (9) можно представить в виде

$$e_t = e_{Sb} \varphi_{Sb}(t) + e_{Ag} \varphi_{Ag}(t) + e_{Au} \varphi_{Au}(t). \quad (13)$$

Из формулы (9) вытекает, что т. э. д. с. термопары при данной температуре t является функцией семи аргументов: температуры t , принятых значений для температур t_{Sb} , t_{Ag} , t_{Au} и измеренных значений т. э. д. с. в реперных точках e_{Sb} , e_{Ag} и e_{Au} .

Следовательно,

$$e_t = e_{Sb} \varphi_{Sb}(t, t_{Ag}, t_{Au}) + e_{Ag} \varphi_{Ag}(t, t_{Au}, t_{Sb}) + e_{Au} \varphi_{Au}(t, t_{Sb}, t_{Ag}) = f(t, t_{Sb}, t_{Ag}, t_{Au}, e_{Sb}, e_{Ag}, e_{Au}). \quad (14)$$

Возьмем неявную функцию

$$F(e_t, t, t_{Sb}, t_{Ag}, t_{Au}, e_{Sb}, e_{Ag}, e_{Au}) = e_t - f(t, t_{Sb}, t_{Ag}, t_{Au}, e_{Sb}, e_{Ag}, e_{Au}) = 0. \quad (15)$$

Полный дифференциал функции F .

$$dF = \frac{\partial F}{\partial e_t} de_t + \frac{\partial F}{\partial t} dt + \frac{\partial F}{\partial t_{Sb}} dt_{Sb} + \frac{\partial F}{\partial t_{Ag}} dt_{Ag} + \frac{\partial F}{\partial t_{Au}} dt_{Au} + \frac{\partial F}{\partial e_{Sb}} de_{Sb} + \frac{\partial F}{\partial e_{Ag}} de_{Ag} + \frac{\partial F}{\partial e_{Au}} de_{Au} = 0. \quad (16)$$

Переходя от дифференциалов к конечным приращениям, для интересующей нас погрешности Δt определения температуры в промежуточной точке шкалы, из формулы (16) получим

$$\Delta t = -\frac{1}{\frac{\partial F}{\partial t}} \left[\frac{\partial F}{\partial e_t} \Delta e_t + \frac{\partial F}{\partial e_{Sb}} \Delta t_{Sb} + \frac{\partial F}{\partial t_{Ag}} \Delta t_{Ag} + \frac{\partial F}{\partial t_{Au}} \Delta t_{Au} + \right. \\ \left. + \frac{\partial F}{\partial e_{Sb}} \Delta e_{Sb} + \frac{\partial F}{\partial e_{Ag}} \Delta e_{Ag} + \frac{\partial F}{\partial e_{Au}} \Delta e_{Au} \right] \quad (17)$$

Из уравнений (14) и (15) без труда можно получить выражения для частных производных, входящих в формулу (17):

$$\frac{\partial F}{\partial e_t} = 1; \quad \frac{\partial F}{\partial e_{Sb}} = -\varphi_{Sb}(t); \quad \frac{\partial F}{\partial e_{Ag}} = -\varphi_{Ag}(t); \quad \frac{\partial F}{\partial e_{Au}} = -\varphi_{Au}(t); \\ \frac{\partial F}{\partial t_{Sb}} = -\frac{\partial f}{\partial t_{Sb}}; \quad \frac{\partial F}{\partial t_{Ag}} = -\frac{\partial f}{\partial t_{Ag}}; \quad \frac{\partial F}{\partial t_{Au}} = -\frac{\partial f}{\partial t_{Au}}; \quad \frac{\partial F}{\partial t} = -\frac{de_t}{dt}$$

Подставляя эти выражения в формулу (17), будем иметь

$$\Delta t = \frac{1}{\frac{de_t}{dt}} \Delta e_t - \frac{\frac{\partial f}{\partial t_{Sb}}}{\frac{de_t}{dt}} \Delta t_{Sb} - \frac{\frac{\partial f}{\partial t_{Ag}}}{\frac{de_t}{dt}} \Delta t_{Ag} - \frac{\frac{\partial f}{\partial t_{Au}}}{\frac{de_t}{dt}} \Delta t_{Au} - \\ - \frac{1}{\frac{de_t}{dt}} [\varphi_{Sb}(t) \Delta e_{Sb} + \varphi_{Ag}(t) \Delta e_{Ag} + \varphi_{Au}(t) \Delta e_{Au}]. \quad (18)$$

Это последнее выражение довольно громоздко. Не нарушая общности рассуждений, его можно упростить, предполагая, что значения реперных точек, установленные „Положением“, абсолютно точны и $\Delta t_{Sb} = \Delta t_{Ag} = \Delta t_{Au} = 0$. Но в этом случае погрешность определения т. э. д. с. термопары должна рассматриваться состоящей из двух величин: погрешности измерения т. э. д. с. термопары и погрешности принятого цифрового значения данной реперной точки, выраженной в т. э. д. с. термопары в этой же точке.

Тогда уравнение (18) примет вид:

$$\Delta t = \frac{1}{\frac{de_t}{dt}} [\Delta e_t - \varphi_{Sb}(t) \Delta e_{Sb} - \varphi_{Ag}(t) \Delta e_{Ag} - \varphi_{Au}(t) \Delta e_{Au}]. \quad (19)$$

Эта формула будет нами использована для расчета величин погрешностей в промежуточных точках, исходя из установленных погрешностей эталонирования в реперных точках. Но для ее применения необходимо произвести вычисления функций $\varphi_{Sb}(t)$, $\varphi_{Ag}(t)$ и $\varphi_{Au}(t)$ для различных температур t . Это вычисление было нами выполнено по формулам (10), (11) и (12) и значения функций представлены в табл. 8.

Таблица 8

$t, ^\circ\text{C}$	$\varphi_{\text{Sb}}(t)$	$\varphi_{\text{Ag}}(t)$	$\varphi_{\text{Au}}(t)$
660	0,849	0,351	-9,200
700	0,662	0,743	-0,405
750	0,462	1,102	-0,564
800	0,295	1,314	-0,609
850	0,165	1,380	-0,545
900	0,069	1,294	-0,363
950	0,008	1,064	-0,072
1000	-0,017	0,687	0,330
1050	-0,008	0,159	0,849
1100	0,036	-0,513	1,477
1150	0,105	-1,332	2,227
1200	0,230	-2,300	3,020
1250	0,379	-3,420	4,041
1300	0,563	-4,685	5,122

В этой таблице приведены значения функций φ до 1300°C , так как часто приходится до этой температуры экстраполировать т. э. д. с. эталонных термопар.

Каждая из этих функций характеризует влияние ошибки эталонирования термопары в данной реперной точке на измерение температуры с помощью этой термопары в любой промежуточной точке шкалы, как внутри интервала $660-1063^\circ\text{C}$, так и вне его. Для большей наглядности распределения этих ошибок функции $\varphi_{\text{Sb}}(t)$, $\varphi_{\text{Ag}}(t)$ и $\varphi_{\text{Au}}(t)$ с обратным знаком нанесены на рис. 3.

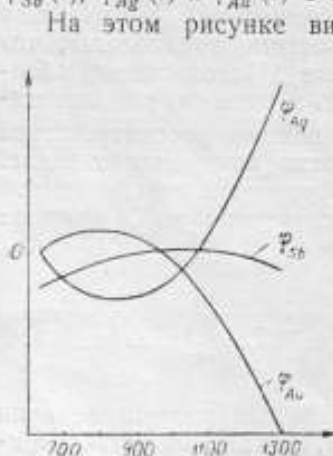


Рис. 3

На этом рисунке видно, что погрешность эталонирования в сурьмяной точке сказывается значительно меньше, чем погрешности эталонирования в серебре или золоте.

Легко показать, что, если принятые числовые значения для реперных точек имеют одни и те же величины (и знаки) отклонения от термодинамической шкалы и одинаковые погрешности эталонирования в этих точках, то температуры (в любой точке), измеренные термопарой, будут отклоняться от термодинамической шкалы на одну и ту же величину. Действительно, из формул (10), (11) и (12) вытекает тождество

$$\varphi_{\text{Sb}}(t) + \varphi_{\text{Ag}}(t) + \varphi_{\text{Au}}(t) \equiv 1,$$

обозначая

¹ Обратный знак взят потому, что в формулу суммарной погрешности температуры (19) все три функции входят со знаком минус.

$$\Delta t_1 = \frac{\Delta e_{Sb}}{\left(\frac{de}{dt}\right)_{Sb}} = \frac{\Delta e_{Ag}}{\left(\frac{de}{dt}\right)_{Ag}} = \frac{\Delta e_{Au}}{\left(\frac{de}{dt}\right)_{Au}},$$

вместо (19), в этом частном случае будем иметь

$$\Delta t = \frac{\Delta e_t}{\frac{de_t}{dt}} - \Delta t_1,$$

где первый член характеризует погрешность измерения температуры с помощью термпары. Он зависит от степени теплообмена между термпарой и средой, в которую она погружена, от качества измерительной аппаратуры и т. п. Но все эти факторы носят неслучайный и легко учитываемый характер, поэтому мы можем предполагать, что этот член равен нулю, т. е. что измерения температуры посредством термпары делаются с абсолютной точностью, и будем исследовать только ошибки Δt , обусловленные построением температурной шкалы и эталонированием термпары.

В § 4 нами было установлено, что в сурьмяной точке международная практическая шкала может отклоняться от термодинамической на величины $-0,05$ и $+0,23^\circ \text{C}$. Это означает, что если, например, в термодинамической шкале данный образец сурьмы имеет температуру затвердевания $630,5^\circ \text{C}$, то, применяя международную практическую шкалу, можно получить различные значения от $630,45$ до $630,73^\circ \text{C}$.

Погрешности, с которыми установлены численные значения температур затвердевания серебра и золота, согласно § 3, для серебра равняются $\pm 0,3^\circ \text{C}$, а для золота $\pm 0,5^\circ \text{C}$.

Исходя из этих величин погрешностей реперных точек и принимая во внимание, что величина воспроизводимости т. э. д. с. термпары в каждой реперной точке равна $1 \mu\text{V}$, произведем по формуле (19) расчет возможных отклонений термоэлектрической практической шкалы от термодинамической (принимая $\Delta t_1 = 0$).

Используя градуировочные таблицы для платинородий-платиновых термпар [8], найдем, что в сурьмяной точке $\frac{de}{dt} = 10,3 \mu\text{V}/\text{град}$, в серебряной $11,4 \mu\text{V}/\text{град}$ и в золотой $11,8 \mu\text{V}/\text{град}$.

Следовательно,

$$\Delta e_{Sb} = -1,5 \mu\text{V} \text{ и } \Delta e_{Sb} = +3,4 \mu\text{V}; \Delta e_{Ag} = \pm 4,4 \mu\text{V}; \\ \Delta e_{Au} = \pm 6,9 \mu\text{V}.$$

Заметим, прежде всего, что могут иметь место восемь различных случаев распределения ошибок, соответствующих восьми следующим сочетаниям этих погрешностей в реперных точках:

-1,5	-1,5	-1,5	-1,5	+3,4	+3,4	+3,4	+3,4
I -4,4	II +4,4	III -4,4	IV +4,4	V -4,4	VI -4,4	VII +4,4	VIII +4,4
-6,9	-6,9	+6,9	+6,9	-6,9	+6,9	-6,9	+6,9

В табл. 9 приведены результаты расчетов поправок при различных температурах и сочетаниях ошибок эталонирования.

Таблица 9

Возможные отклонения практической шкалы от термодинамической при различных сочетаниях Δe_{Sb} , Δe_{Ag} и Δe_{Au}

t	-1,5	-1,5	-1,5	-1,5	+3,4	+3,4	+3,4	+3,4	Δt_{Sb}	Δt_{Ag}	Δt_{Au}	$\Delta t_{\text{вер}}$
	-4,4	+4,4	-4,4	+4,4	-4,4	-4,4	+4,4	+4,4				
	-6,9	-6,9	+6,9	+6,9	-6,9	+6,9	-6,9	+6,9	°C			
660	0,14	-0,16	0,40	0,11	-0,26	0,00	-0,56	-0,29	0,40	0,29	0,27	$\pm 0,24$
700	0,14	-0,48	0,67	0,05	-0,17	0,36	-0,79	-0,26	0,31	0,62	0,53	$\pm 0,37$
750	0,15	-0,75	0,88	-0,02	-0,06	0,67	-0,96	-0,24	0,22	0,91	0,72	$\pm 0,46$
800	0,19	-0,88	0,96	-0,11	0,05	0,81	-1,01	-0,24	0,13	1,05	0,77	$\pm 0,53$
850	0,23	-0,86	0,91	-0,19	0,16	0,83	-0,94	-0,26	0,07	1,09	0,68	$\pm 0,54$
900	0,29	-0,72	0,74	-0,28	0,26	0,71	-0,75	-0,30	0,02	1,01	0,45	$\pm 0,51$
950	0,37	-0,45	0,45	-0,37	0,36	0,45	-0,46	-0,37	0,00	0,82	0,09	$\pm 0,38$
1000	0,46	-0,67	0,66	-0,46	0,47	0,07	-0,06	-0,46	0,00	0,52	0,40	$\pm 0,28$
1050	0,56	0,44	-0,44	-0,56	0,56	0,44	0,44	-0,56	0,00	0,12	1,00	$\pm 0,52$
1100	0,67	1,05	-1,04	-0,66	0,66	-1,05	1,04	-0,68	0,02	0,37	1,72	$\pm 0,84$
1150	0,80	1,77	-1,66	-0,77	0,75	-1,78	1,72	-0,81	0,04	0,97	2,53	$\pm 1,26$
1200	0,94	2,62	-2,56	-0,89	0,85	-2,65	2,53	-0,98	0,09	1,67	3,51	$\pm 1,76$
1250	1,11	3,60	-3,50	-1,01	0,95	-3,65	3,44	-1,17	0,16	2,48	4,61	$\pm 2,32$
1300	1,29	4,70	-4,55	-1,15	1,06	-4,78	4,48	-1,38	0,23	3,40	5,86	$\pm 2,92$

В первых восьми столбцах этой таблицы помещены возможные величины поправок практической шкалы для приведения ее к термодинамической. В следующих трех столбцах, обозначенных Δt_{Sb} , Δt_{Ag} , Δt_{Au} , указаны величины интервала неопределенности при различных температурах, обусловленные принятой величиной неопределенности в соответствующей реперной точке. В последнем столбце даны вероятные значения поправок термоэлектрической шкалы, полученные по абсолютным значениям величин, приведенных в первых восьми столбцах с учетом их вероятности.

Анализируя данные табл. 9, приходим к следующим выводам.

Влияние неопределенности сурьмяной точки быстро уменьшается при возрастании температуры. На участке 850—1063°С это влияние становится практически неощутимым. Следовательно, для этого участка температур нет необходимости добиваться большой точности определения температуры затвердевания сурьмы.

Положение точки затвердевания серебра очень сильно сказывается на отклонениях отдельных точек участка шкалы от 660 до 1063°С от термодинамической шкалы. Наиболее сильно неопределенность в точке серебра сказывается на участке температур 800—850°С, т. е. при той же температуре, при которой Бюро стандартов было найдено максимальное расхождение между

международной практической шкалой и новой предложенной ими шкалой с измененным значением точки серебра на $960,7^{\circ}\text{C}$. При возможном изменении т. э. д. с. термопары в точке серебра на $\pm 4,4\ \mu\text{V}$, температура в 850°C , измеренная термопарой, может отклоняться от термодинамической шкалы на $\pm 0,55^{\circ}\text{C}$.

Существующая неопределенность в $\pm 0,5^{\circ}\text{C}$ в принятом значении точки затвердевания золота также довольно сильно сказывается на воспроизведении участка температур от 660 до 1063°C . Наибольшее влияние точки затвердевания золота сказывается, как и в случае серебра, при температуре 800°C . При возможном изменении т. э. д. с. термопары в точке затвердевания золота на $\pm 6,9\ \mu\text{V}$, измеренная с ее помощью температура 800°C может отклоняться от термодинамической шкалы на $\pm 0,38^{\circ}\text{C}$. Однако ошибки в установлении значений точек затвердевания серебра и золота действуют в разные стороны и, следовательно, если эти ошибки имеют одинаковый знак, то и влияние частично компенсируется.

Если ошибки при установлении точек затвердевания серебра и золота имеют различные знаки, что столь же вероятно, то их влияния суммируются и температура 800°C может отклоняться от термодинамической шкалы на $\pm 0,93^{\circ}\text{C}$.

Исключительное значение приобретает неопределенность точек затвердевания серебра и золота на экстраполированном участке от 1063 до 1300°C . Влияние неопределенности реперных точек здесь очень быстро возрастает по мере удаления от точки затвердевания золота. При температуре 1300°C принятая неопределенность точки затвердевания серебра может привести к отклонению от термодинамической шкалы на $\pm 1,7^{\circ}\text{C}$, а точки затвердевания золота на $\pm 2,93^{\circ}\text{C}$. Следовательно, при разных знаках ошибок в точках затвердевания серебра и золота может при 1300°C привести к отклонению от термодинамической шкалы на $\pm 4,63^{\circ}\text{C}$. (Влияние неопределенности точки затвердевания сурьмы здесь не принято во внимание, ввиду его относительной малости, см. выше.)

Наибольший интерес представляет анализ величин вероятных отклонений практической шкалы от термодинамической. Из этого анализа вытекает, что установленная сейчас международная шкала на участке от 600 до 1063°C отличается от термодинамической в среднем от $\pm 0,4$ до $\pm 0,5^{\circ}\text{C}$. Внутри этого участка наибольшая погрешность имеет место в области 800 — 900°C . Наиболее точно (с ошибкой до $\pm 0,3^{\circ}\text{C}$) термодинамическая шкала осуществляется вблизи 1000°C . На экстраполируемом участке вероятные отклонения очень быстро возрастают с температурой, достигая при 1300°C величины $\pm 2,92^{\circ}\text{C}$.

По нашему мнению, большой интерес представляет исследование шкалы, воспроизведение которой осуществляется по реперным точкам Zn , Sb , Au с помощью уравнения (1). Эта шкала с точки

зрения приближения к термодинамической представляет несомненные преимущества перед международной температурной шкалой.

Действительно, принимая для точек Sb и Au те же величины неопределенностей, как и выше, и считая, что температура затвердевания цинка может быть определена с помощью эталонного термометра сопротивления с точностью $\pm 0,05^\circ\text{C}$, получим для шкалы Zn, Sb, Au вероятные отклонения ее от термодинамической, помещенные в табл. 10.

Путем сравнения табл. 9 и 10 легко убедиться в бесспорном преимуществе такого способа воспроизведения термоэлектрической шкалы. Помимо малых величин вероятных отклонений этой шкалы от термодинамической, нужно помнить, что аналогичная

Таблица 10

$t^\circ\text{C}$	420	500	600	700	800	900	1000	1100	1200	1300
Δt°	$\pm 0,17$	0,18	0,20	0,25	0,26	0,29	0,46	0,67	0,91	1,21

шкала (Zn, Sb, Cu) проверялась с помощью газового термометра.

Легко показать, что шкала Zn, Sb, Au создает наибольшее отклонение от международной при температуре, равной $846,8^\circ\text{C}$.

Нам представляется необходимым дать описание и обоснование применяемого метода вычисления вероятных погрешностей в случае применения интерполяционной формулы в форме полинома.

Обобщая уравнение (19), можно показать, что ошибка Δt воспроизведения шкалы при температуре t определяется, исходя из известных величин $\Delta t_1, \Delta t_2, \dots, \Delta t_n$ ошибок эталонирования в реперных точках, с помощью выражения

$$\Delta t = \sum_{i=1}^{i=n} \varphi_i(t) \Delta t_i, \quad (1)$$

где n обозначает количество членов полинома или, что то же самое, количество используемых при эталонировании реперных точек. Если бы Δt_i представляли собой известные систематические ошибки, причем каждая из них обладала своим определенным законом, то уравнение (1) давало бы нужный результат. Но так как в нашем случае Δt_i — случайные ошибки и каждая из них имеет два равноценных знака, то положение несколько осложняется. При некотором сочетании знаков различных ошибок Δt_i , величина Δt , вычисленная по формуле (1) может оказаться близкой к нулю, а при другом сочетании, наоборот, она может оказаться чрезмерно большой.

Поэтому, если Δt_i — случайные ошибки, то необходимо учесть все возможные сочетания их знаков. Число всех сочетаний зависит от количества членов полинома и равно $N = 2^n$. Так например, для двухчленной формулы линейной интерполяции имеем $N=4$: $(++)$, $(--)$, $(+-)$, $(-+)$.

Тогда для различных номеров сочетаний $j = 1, 2, \dots, N$ будем

$$\text{иметь соответственно } \delta t_j = \left(\sum_{i=1}^{i=n} \varphi_i(t) \Delta t_i \right)_j$$

Ошибка же Δt будет определяться суммарным выражением абсолютных значений всех δt_j , с учетом веса каждой из этих величин, т. е.

$$\Delta t = p_1 |\delta t_1| + p_2 |\delta t_2| + \dots + p_N |\delta t_N|.$$

Но так как все возможные сочетания знаков ошибок Δt_i равновероятны, то $p_1 = p_2 = \dots = p_N$ и, следовательно, окончательно будем иметь

$$\Delta t = \frac{1}{2^n} \sum_{j=1}^{j=N} \left| \sum_{i=1}^{i=n} \varphi_i(t) \Delta t_i \right| \quad (II)$$

Эта формула (II) и применялась нами при расчете вероятных ошибок, помещенных в последнем столбце табл. 9.

Такая исключительно большая величина неопределенности при 1300°C объясняет то расхождение в величинах поправок, которое было получено различными авторами при изучении степени отклонения экстраполируемого участка термоэлектрической шкалы от термодинамической.

Для термоэлектрической шкалы, определенной по формуле (I) с помощью точек затвердевания цинка, сурьмы и меди, Бургес дает величины поправок ($^\circ\text{C}$), которые необходимо придавать различным точкам термоэлектрической шкалы для получения термодинамических температур (табл. 11).

Таблица 11

	300	600	900	1200	1300	1400
	$^\circ\text{C}$					
$e = a + bt + ct^2$ (Zn, Sb, Cu)	-0,8	0	+0,3	+0,5	+3,5	+8

Для той же шкалы Фут приводит величины поправок ($^\circ\text{C}$), указанные в табл. 12.

Таким образом, данные Бургеса и Фута расходятся между собой при 1200°C на $0,5^\circ\text{C}$, при 1300°C — на $1,5^\circ\text{C}$ и при 1400°C —

	300—1200	1300	1400
	°С		
$e = a + bt + ct^2$ (Zn, Sb, Cu)	0	+2	+6

на 2°С. Определение поправки для температуры 1300°С (найденной экстраполяцией т. э. д. с. термопары, эталонированной в точках затвердевания сурьмы, серебра и золота), проведенное в лаборатории высоких температур ВНИИМ, дало величину минус 3,2°С (минус 39 μV).

Теперь, бесспорно, представляет интерес провести аналогичное исследование, предполагая, что числовые значения реперных точек серебра и золота в термодинамической шкале определены абсолютно точно и отклонения термоэлектрической шкалы от термодинамической зависят исключительно только от ошибки измерения температуры сурьмы платиновым термометром сопротивления и величины воспроизводимости т. э. д. с. термопары при эталонировании ее во всех трех реперных точках.

Ошибка эталонирования термометра сопротивления в серной точке нами была принята равной ±0,05°С, что приводит к ошибке измерения точки затвердевания сурьмы ±0,115°С или, принимая¹ во внимание величину $\left(\frac{de}{dt}\right)_{Sb} = 10,3 \mu V/\text{град}$, равной ±1,1 μV. Считая воспроизводимость т. э. д. с. термопары во всех трех реперных точках эталонирования равной ±1 μV, получим

$$\Delta e_{Sb} = \pm 2,1 \mu V; \Delta e_{Ag} = \pm 1 \mu V; \Delta e_{Au} = \pm 1 \mu V.$$

Исходя из этих величин погрешностей эталонирования, проведен был расчет поправок термоэлектрической шкалы для приведения ее к термодинамической. Как и в предыдущем случае, этот расчет проведен для восьми различных возможных сочетаний погрешностей:

—2,1	—2,1	—2,1	—2,1	+2,1	+2,1	+2,1	+2,1
I—1,0	II+1,0	III—1,0	IV+1,0	V—1,0	VI—1,0	VII+1,0	VIII+1,0
—1,0	—1,0	+1,0	+1,0	—1,0	+1,0	—1,0	+1,0

Полученные для этих восьми случаев поправки, выраженные в °С, приведены в табл. 13 до температур 1300°С.

¹ Здесь не принята во внимание еще ошибка измерений, возникающая в самом процессе определения температуры затвердевания сурьмы с помощью эталонного термометра сопротивления. Анализируя результаты измерений температуры затвердевания сурьмы, произведенных В. А. Яковлевой [9] и термометрической лабораторией ВНИИМ, можно установить, что эта ошибка порядка ±0,02—0,03°С.

Таблица 13

t	-2,1	-2,1	-2,1	-2,1	+2,0	+2,1	+2,1	+2,1	$\Delta t_{\text{вер}}$
	-1,0	+1,0	-1,0	+1,0	-1,0	-1,0	+1,0	+1,0	
	-1,0	-1,0	+1,0	+1,0	-1,0	+1,0	-1,0	+1,0	
°C									
660	0,19	0,12	0,22	0,16	-0,16	-0,12	-0,22	-0,19	$\pm 0,18$
700	0,16	0,02	0,24	0,10	-0,10	-0,02	-0,24	-0,16	$\pm 0,13$
750	0,14	-0,06	0,25	0,04	-0,04	0,06	-0,25	-0,14	$\pm 0,12$
800	0,12	-0,12	0,23	-0,01	0,01	0,12	-0,23	-0,12	$\pm 0,12$
850	0,11	-0,14	0,21	-0,04	0,04	0,14	-0,21	-0,11	$\pm 0,13$
900	0,10	-0,13	0,16	-0,07	0,07	0,13	-0,16	-0,10	$\pm 0,12$
950	0,09	-0,10	0,10	-0,09	0,09	0,10	-0,10	-0,09	$\pm 0,10$
1000	0,09	-0,03	0,03	-0,09	0,09	0,03	-0,03	-0,09	$\pm 0,06$
1050	0,08	0,06	-0,09	-0,09	0,09	-0,06	0,09	-0,08	$\pm 0,08$
1100	0,09	0,17	-0,16	-0,07	0,07	-0,17	0,16	-0,09	$\pm 0,12$
1150	0,09	0,31	-0,28	-0,06	0,06	-0,31	0,28	-0,09	$\pm 0,19$
1200	0,10	0,48	-0,40	-0,02	0,02	-0,48	0,40	-0,10	$\pm 0,25$
1250	0,12	0,68	-0,55	0,01	-0,01	-0,68	0,55	-0,12	$\pm 0,34$
1300	0,13	0,91	-0,71	0,06	-0,06	-0,91	0,71	-0,13	$\pm 0,47$

Из анализа этой таблицы вытекают следующие выводы.

Наиболее неблагоприятное сочетание погрешностей имеет место тогда, когда погрешность в точке затвердевания золота имеет знак, противоположный погрешности в точках затвердевания сурьмы и серебра. В этих случаях погрешность воспроизведения международной шкалы на участке 660—1063°С достигает $\pm 0,25^\circ\text{C}$, а на экстраполируемом участке при 1300°С доходит до $\pm 0,91^\circ\text{C}$.

Наиболее благоприятное сочетание погрешностей наблюдается в том случае, когда погрешность в точке затвердевания сурьмы обратна по знаку погрешностям в соответствующих точках серебра и золота. В этом случае в интервале 700—1300°С отклонения выражаются сотыми долями градуса.

Из вероятных величин отклонений $\Delta t_{\text{вер}}$, помещенных в последнем столбце таблицы, вытекает, что *средняя вероятная погрешность воспроизведения международной шкалы температур на участке 650—1053°С составляет $\pm 0,1^\circ\text{C}$ (с наименьшей погрешностью в области $t = 1000^\circ\text{C}$)*. Применение термоэлектрической шкалы для экстраполяции до 1300°С приводит к быстрому возрастанию погрешности, достигающей при 1300°С величин $\pm 0,5^\circ\text{C}$ или $\pm 6 \mu\text{V}$.

Из этого параграфа естественно вытекает следующий, весьма существенный вывод: пока не будет произведено уточнение значений температур затвердевания серебра и золота, от международной практической шкалы нельзя ожидать большего приближения к термодинамической шкале на участке 660—1063°С, чем на $\pm 0,5^\circ\text{C}$.

8. МЕЖДУНАРОДНЫЕ СРАВНЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ШКАЛ
В ОБЛАСТИ 660—1063° С

В заключение данной работы приведем результаты двух сравнений температурных шкал в области 660—1063° С, воспроизведенных метрологическими учреждениями различных стран.

Сравнение шкал было проведено в 1931—1932 гг. по инициативе лаборатории высоких температур ВНИИМ В. Божовским и А. Аржановым [10]. Для проведения сравнения лаборатория получила из США две термопары (№ 4370 и 4371) со свидетельствами Бюро стандартов. Эти термопары были эталонированы в лаборатории высоких температур по точкам затвердевания цинка, сурьмы, серебра и золота. Сравнение полученных результатов измерений т. э. д. с. этих термопар в реперных точках и данных свидетельств Бюро стандартов, приведено в табл. 14.

Таблица 14

Металл	Термопара № 4370			Термопара № 4371		
	т. э. д. с. μV		разность БС — ВНИИМ	т. э. д. с. μV		разность БС — ВНИИМ
	БС	ВНИИМ		БС	ВНИИМ	
Цинк . . .	3443	3441,3	+1,7	3441	3441,4	- 0,4
Сурьма . .	5542	5542,0	0	5539	5538,0	+1,0
Серебро . .	9118	9123,2	-5,2	9113	9118,0	-5,0
Золото . .	10308	10306,2	+1,8	10300	10300,7	-0,7

Расхождения между данными БС и ВНИИМ в точке затвердевания серебра у обеих термопар объясняются упоминавшимся выше загрязнением серебра Бюро стандартов. Вводя установленную впоследствии поправку +5,5 μV в данные БС для точки затвердевания серебра, получим, что расхождения между результатами эталонирования в Бюро стандартов и во ВНИИМ двух термопар в четырех реперных точках не превышают 2 μV .

Одну из этих термопар (№ 4371) и термопару С = 4, изготовленную свердловским заводом, лаборатория высоких температур ВНИИМ отправила затем в PTR также для проведения сравнения. Результаты сравнения данных ВНИИМ и PTR для этих термопар в четырех реперных точках приведены в табл. 15.

Расхождения, полученные при этих сравнениях, значительно больше, чем при сравнении данных ВНИИМ и БС.

Однако характер разностей, приведенных в табл. 14 и 15, таков, что нет оснований предполагать наличие систематического расхождения между шкалами ВНИИМ, PTR и БС.

Величины расхождений в табл. 14 и 15 характеризуют погрешность эталонирования термопары, или, как мы называли ранее, воспроизводимость т. э. д. с. термопар.

Металл	Термопара № 4371			Термопара С-4		
	т. э. д. с. μV		Разность PTR— ВНИИМ	т. э. д. с. μV		Разность PTR— ВНИИМ
	PTR	ВНИИМ		PTR	ВНИИМ	
Цинк	3438	3441,4	-3,4	3442	3443,4	-1,4
Сурьма	5537	5538,0	-1,0	5545	5546,5	-1,5
Серебро	9121	9118,0	+3,0	9133	9133,8	-0,8
Золото	10303	10300,7	+2,3	10316	10319,8	-3,8

Повидимому, воспроизводимость т. э. д. с. термопары в $1 \mu V$, принятая для исследований предыдущего параграфа, нужно считать слишком малой и, следовательно, вероятные погрешности воспроизведения термодинамической и практической шкал, помещенные в табл. 9 и 13, нужно считать заниженными.

В заключение, считаю своим приятным долгом выразить глубокую благодарность проф. Г. М. Кондратьеву за внимательный просмотр рукописи и ряд ценных советов.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. М. Попов. Термометрия и калориметрия, ОНТИ, 1934.
2. ОСТ/ВКС 6954. „Международная температурная шкала“.
3. Н. А. Маренин. Времешник Главной палаты мер и весов, II, 70, 1928.
4. Н. С. Курнаков. Растворы и сплавы. Л., 1928.
5. Б. И. Филичук. Ошибки эталонирования платинового термометра сопротивления. Труды ВНИИМ, 4 (64), 1948.
6. Г. П. Кузьбун. Электрические пирометры. Госэнергоиздат, 1932.
7. В. П. Преображенский. Теплотехнические измерения и приборы. Госэнергоиздат, 1946.
8. ГОСТ 3044—45. „Термопары. Градуировочные таблицы термопар при температуре свободного конца $0^\circ C$ “.
9. В. А. Яковлева. Труды ВНИИМ, 10 (26), 9, 1936.
10. В. Божовский и А. Аржанов. Работы по термометрии ВНИИМ 132, 29, 1933.

А. Н. ГОРДОВ, Э. А. ЛАПИНА и Т. Г. ДИОМИДОВА

ВОСПРОИЗВЕДЕНИЕ МЕЖДУНАРОДНОЙ ШКАЛЫ ТЕМПЕРАТУР НА УЧАСТКЕ ОТ 1063° С И ВЫШЕ

1. ВВЕДЕНИЕ

Весь комплекс работ, связанных с воспроизведением международной шкалы температур на участке от 1063° С и выше, был проведен во ВНИИМ в период с 1933 по 1936 гг.¹ За 10 лет, истекшие с того времени, работы по поддержанию шкалы сводились к периодической проверке сохранения постоянства „золотой точки“ на рабочей лампочке А-2 эталонного оптического пирометра ВНИИМ.

Поэтому, начиная с 1946 года, Лаборатория высоких температур ВНИИМ приступила к подготовке и осуществлению полного эталонирования оптического пирометра в строгом соответствии с „Положением о международной температурной шкале“.

Для пополнения комплекта эталонных лампочек (уменьшившегося во время войны) по заказу Лаборатории высоких температур в Лаборатории источников света ГОИ была изготовлена пирометрическая лампочка А-3 по образцу лампочек А-1 и А-2 с толщиной вольфрамовой нити 40 м. Эта лампочка была подвергнута отжигу при яркостной температуре 2000° С в течение 100 часов для обеспечения стабильности ее характеристик.

Данная статья содержит две части, из которых первая заключает в себе результаты работы по воспроизведению шкалы температур на участке от 1063° С и выше, в полном соответствии с „Положением о международной температурной шкале“, а вторая — посвящена результатам экспериментального исследования возможности построения температурной шкалы по температурам затвердевания золота и платины.

¹ Экстраполяция температур от точки плавления золота, при помощи оптического пирометра, и установление шкалы высоких температур от 1063 до 3000° С. „Сборник трудов ВНИИМ“, вып. 2 (47), 1941 г.

ВОСПРОИЗВЕДЕНИЕ МЕЖДУНАРОДНОЙ ШКАЛЫ ТЕМПЕРАТУР НА УЧАСТКЕ ОТ 1063°С И ВЫШЕ ПО ТОЧКЕ ЗАТВЕРДЕВАНИЯ ЗОЛОТА

Имеющееся при эталонном оптическом пирометре поглощающее стекло, как выяснилось при тщательном его осмотре, обладает следующими весьма существенными дефектами:

1) значительной клиновидностью; при диаметре 20 мм разность в толщине достигает 0,063 мм;

2) ограничено не плоскими, а некоторыми кривыми поверхностями;

3) на поверхности имеются легко различимые глазом свили.

Кроме того, как это вытекает из вышеуказанной статьи, у этого стекла плохо выполняется критерий Фута, который гласит, что

$$\lambda_s \ln \tau_T = \text{const.} \quad (1)$$

Соблюдение этого условия обеспечивает независимость величины „пирометрического ослабления“ фильтра от температуры. В табл. 1 приведены значения $\lambda_s \ln \tau_T$ фильтра Корнинга для ряда температур.

Таблица 1

$T^\circ \text{K}$	$\lambda_s \ln \tau_T$	$T^\circ \text{K}$	$\lambda_s \ln \tau_T$
1700	3,315	2500	3,300
2000	3,309	2900	3,298
2300	3,305	3200	3,296

Следовательно, постоянство произведения не выдерживается.

Наличие перечисленных выше дефектов у поглощающего стекла Корнинга заставило отказаться от его дальнейшего использования. В качестве поглощающего стекла нами было взято отечественное стекло ПС-2 изюмского завода. Из этого стекла была изготовлена плоскопараллельная пластинка толщиной 2,88 мм. Толщина пластинки одинакова в различных ее местах с точностью до $\pm 0,001$ мм. Ее пропускаемость была исследована фотометрической лабораторией на трех различных установках, средний результат определения коэффициента пропускаемости τ стекла ПС-2 толщиной 2,88 мм приведен в табл. 2.

Красный фильтр, имеющийся в эталонном оптическом пирометре, не имел существенных дефектов, поэтому было решено его не заменять. Для полноты характеристики эталонного

e — основание натуральных логарифмов;
 B_0 — значение интеграла B для $T = T_0$.

Величины интегралов находились численным интегрированием по формуле Симпсона, причем ширина спектрального интервала была взята равной 10 м μ . Значение начальной температуры, от которой производилась экстраполяция, было принято 1300° К. Расчетные значения, $\lambda_{0,1}$, полученные для разных температур, приведены в табл. 4.

Таблица 4

$T^{\circ} \text{К}$	$\lambda_{0,1} \text{ м}\mu$	$T^{\circ} \text{К}$	$\lambda_{0,1} \text{ м}\mu$
1700	656,6	2300	655,6
1800	655,4	2400	655,5
1900	655,2	2500	655,4
2000	656,0	2600	655,2
2100	655,9	2700	655,1
2200	655,8	2800	655,0

Далее была рассчитана действующая величина коэффициента пропускания, как функция температуры, причем расчет производился по формуле

$$\tau_T = \frac{\int_0^{\infty} b_{\lambda T} k_{\lambda} \tau_{\lambda} z_{\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} b_{\lambda T} k_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda} \quad (3)$$

для системы красного фильтра плюс поглощающее стекло ПС-2. В табл. 5 приведены полученные значения для τ_T системы обоих фильтров.

Таблица 5

$T^{\circ} \text{К}$	τ_T	$T^{\circ} \text{К}$	τ_T
1300	0,0218	2200	0,0214
1600	0,0215	2400	0,0214
1900	0,0214	2800	0,0213

Пользуясь данными табл. 4 и 5, можно исследовать соблюдение условия Фута для нового поглощающего стекла ПС-2. Результаты вычисления произведений $\lambda_{0,1} \lg \tau_T$ для разных температур приведены в табл. 6.

Таблица 6

T, K	λ_2, μ	$ \lambda_2 \lg \tau_i $
1600	656,8	1094,8
1500	656,2	1095,0
2200	655,8	1094,8
2400	655,5	1094,4
2800	655,0	1095,0

Как показывает табл. 6, для такой системы фильтров постоянство критерия Фута соблюдается весьма хорошо.

Экстраполяция температур с помощью поглощающего стекла проводится по формуле

$$\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_{300}} = A = \frac{\lambda_2 \lg \tau_T}{C_2 \lg e}, \quad (4)$$

поэтому для нашего нового поглощающего стекла удобнее пользоваться не действующим коэффициентом пропускания, а величиной пирометрического ослабления A . Величина пирометрического ослабления для фильтра ПС-2 толщиной 2,88 мм, рассчитанная по данным табл. 4 и 5 на всем диапазоне температур 1300—2800 К, оказалась, как и следовало ожидать, величиной постоянной и равной $176,05 \cdot 10^{-6}$ град $^{-1}$.

В практике экстраполяции температур оптическая плотность различных редуцирующих устройств и поглощающих сред характеризуется величиной пирометрического ослабления, выражающейся в величинах $1 \cdot 10^{-6}$, имеющих размерность град $^{-1}$.

Для удобства пользования нам кажется целесообразным ввести единицу измерения пирометрического ослабления, равную $1 \cdot 10^{-6}$ град $^{-1}$. По нашему мнению, такую единицу, применяющуюся только в оптической пирометрии, можно было бы назвать единицей „пиро“. В частности, пирометрическое ослабление поглощающего стекла ПС-2 толщиной 2,88 мм будет 176,05 пиро.

Исходя из величины пирометрического ослабления поглощающего стекла, с помощью старой градуировочной кривой лампочки А-2 были определены числовые значения градуировочной кривой этой лампочки с поглощающим стеклом ПС-2 для температуры выше 1400° С.

Экспериментальная проверка сходимости градуировочных кривых лампочки А-2 с поглощающим стеклом ПС-2 и без него для температур вблизи 1400° С обнаружила расхождение между ними порядка 14—15° С.

Для выяснения причины возникающих расхождений была проведена экспериментальная проверка действующего коэффициента пропускания фильтра при помощи сравнения создаваемого им ослабления яркости с ослаблением, возникающим в результате введения секторных дисков.

Вычисление величины A проводилось по формуле

$$A = \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_c}, \quad (5)$$

где T , — цветовая температура источника излучения.

В результате проведенных 21 серий измерений с различными дисками были получены экспериментальные значения величины пиromетрического ослабления поглощающего стекла.

Все экспериментально полученные значения A оказались значительно ниже указанного выше теоретически найденного значения. Среднее из экспериментальных значений дает величину $A = 172,04$ пиро со средней квадратичной погрешностью $\pm 0,2$ пиро.

Это значение A позволяет вычислить „экспериментальную“ величину коэффициента пропускания поглощающего стекла ПС-2. Расчеты, произведенные для $T = 1700^\circ \text{K}$, дали τ_p , равное 0,02265.

Отклонение этой величины от соответствующего, теоретически найденного значения составляет 5%, что значительно превышает возможную ошибку измерений при определении спектрального коэффициента пропускания поглощающего стекла Фотометрической лабораторией. Причину этого расхождения нужно искать в возникновении многократных отражений между поверхностями поглощающего стекла и передней поверхностью пиromетрической лампочки внутри эталонного оптического пиromетра. Это приводит к наложению на яркость источника дополнительной яркости от освещения поглощающего стекла пиromетрической лампочкой и создает кажущееся увеличение коэффициента прозрачности стекла. Недоучет этого фактора и явился, повидимому, причиной того, что при построении шкалы в 1933 г. при температуре 1400°C разошлись градуировочные кривые с поглощающим стеклом и без него.

В условиях работы эталонного оптического пиromетра такое явление кажущегося увеличения яркости всегда будет иметь место, поэтому более правильным будет принять для величины пиromетрического ослабления среднее, экспериментально найденное значение $172,04 \pm 0,2$ пиро. Для косвенной проверки этого экспериментального значения на основании данных старой градуировки лампочки А-2 была построена градуировочная кривая с поглощающим стеклом и экспериментально исследована ее сходимость вблизи 1400°C с кривой без поглощающего стекла. Неоднократно проведенными измерениями была установлена их полная согласованность в пределах точности измерений.

2. ИССЛЕДОВАНИЕ СЕКТОРНЫХ ДИСКОВ

Для обеспечения большей надежности экстраполяции к высоким температурам при помощи секторных дисков было признано целесообразным произвести повторные измерения суммы углов раскрытий всех имеющихся в лаборатории дисков, так как предыдущие их измерения были проделаны в 1933 г. В результате измерений суммы углов раскрытий каждого диска в Лаборатории мер длины ВНИИМ были получены значения (свидетельство № 329 от 13 января 1947 г.), приведенные в табл. 7.

Таблица 7

Диск	Сумма углов раскрытия φ	$\tau = \frac{\varphi}{360}$	A пиро
1	1,992	0,005533	237,68
2	3,022	0,008394	218,69
3	6,000	0,01667	187,34
4	12,047	0,03346	155,49
5	23,972	0,06659	123,77
6	72,000	0,20000	73,53

В последнем столбце этой таблицы указаны значения пирометрического ослабления дисков с учетом изменения эффективной длины волны красного фильтра при экстраполяции с этими дисками вверх от золотой точки.

3. ИССЛЕДОВАНИЕ ОБЪЕКТИВНОЙ ПРИЗМЫ

Эталонный пирометр предназначен для работы с визированием в горизонтальном направлении. Для воспроизведения яркости черного тела при температуре затвердевания золота, нами был использован тигельный способ, при котором визирование должно осуществляться по вертикали. Поэтому мы были вынуждены использовать имеющуюся при эталонном пирометре объективную призму. В упомянутой ранее статье (стр. 42) приведено значение пирометрического ослабления этой призмы, равное 6,99 пиро.

Призма в течение ряда лет хранилась в лаборатории в недостаточно благоприятных условиях, ввиду чего возникло опасение, что входная и выходная поверхности призмы изменили коэффициент отражения. Поэтому мы сочли целесообразным вновь произвести определение пирометрического ослабления призмы. Это определение производилось путем измерения с помощью эталонного пирометра яркостной температуры стабильного источника при наблюдении с призмой и без призмы.

Эти исследования проводились различными наблюдателями.

каждый из которых делал в одной серии не менее десяти отсчетов. Таких определений было получено 11.

Среднее из всех серий измерений пиromетрического ослабления дало значение $A = 8,87$ микро, со средней квадратичной ошибкой $\pm 0,14$ микро. Яркостная температура источника излучения во всех измерениях была близкой к 1063°C , поэтому такая величина средней квадратичной ошибки соответствует ошибке в температуре $\pm 0,24^\circ\text{C}$.

4. ИССЛЕДОВАНИЕ МОДЕЛИ ЧЕРНОГО ТЕЛА

В распоряжении Лаборатории высоких температур было два экземпляра модели черного тела из массы Марквардта, для погружения в тигель с расплавленным металлом. Наружный диаметр шарика тела $16,5$ мм, диаметр выходного отверстия 3 мм и толщина стенок 1 мм. Нами был произведен расчет степени черноты этой модели. Как известно, коэффициент поглощения модели черного тела

$$\alpha = 1 - \frac{\rho}{4\pi}, \quad (6)$$

где ρ — коэффициент отражения материала и ω — телесный центральный угол выходного отверстия.

Для массы Марквардта при $0,65 \mu$, ρ равняется $0,53$, поэтому $\alpha = 0,9946$. Эта величина коэффициента поглощения модели приводит к несколько заниженному значению яркостной температуры (на $0,1^\circ\text{C}$).

С помощью одной из этих моделей были получены 3 площадки кривой охлаждения — „ступеньки“ затвердевания золота с лампочкой А-3, после чего обнаружилось, что модель сильно повреждена при сжатии золота во время одного из охлаждений. Для того, чтобы заменить модель, второй экземпляр ее (как и первый) предварительно подвергся тщательной химической обработке и прокаливанию. Однако во время этого прокалывания он лопнул и, следовательно, использовать его также не представлялось возможным. Поэтому мы вынуждены были использовать следующую модель черного тела. Она состояла из фарфоровой трубки, запаянной с нижнего конца. Внутри нее (до самого дна) вводился маленький стаканчик из никеля, высотой 10 мм и диаметром 7 мм. Стаканчик погружался доньшком вверх; в доньшке имелось отверстие диаметром 2 мм, служившее источником черного излучения. При нагреве фарфоровой трубки и никелевого стаканчика он быстро покрывался окисью никеля, коэффициент поглощения которой при $\lambda = 0,65 \mu$ равен $0,93$. Такая модель, по произведенным подсчетам, — должна давать заниженные значения яркостной температуры тоже на $0,1^\circ\text{C}$.

Все последующие воспроизведения яркости черного тела при

температуре затвердевания золота были проведены на этой модели, причем средние значения силы тока в лампочке А-3 при последующих ступеньках не обнаруживали систематических отклонений от значений, полученных с помощью прежней модели.

5. ВОСПРОИЗВЕДЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ЗАТВЕРДЕВАНИЯ ЗОЛОТА

Золото, которым располагала Лаборатория высоких температур, было очень загрязнено. Спектральный анализ этого золота, проведенный в Оптической лаборатории ВНИИМ, обнаружил большое содержание в нем железа, меди, серебра и цинка. Поэтому использование этого золота без предварительной очистки не представлялось возможным.

В Химической лаборатории ВНИИМ в течение первой половины 1947 года была разработана методика химической очистки золота. По этой методике Химическая лаборатория произвела очистку золота для Лаборатории высоких температур. Методом двукратного электролиза Химической лаборатории удалось добиться чистоты золота $99,998\%$.

Золото было загружено в тигель из массы Марквардта, помещенной во второй предохранительный тигель.

Плавка производилась в шахтной печи с внутренним диаметром 58 мм и высотой 400 мм, внутренняя труба печи была изготовлена из массы Марквардта. Печь имела нагревательный элемент из платиновой фольги, идущей сплошным цилиндром вдоль всей длины печи. Регулирование температуры производилось очень плавно с помощью регулировочного трансформатора. Печь применялась только для плавки золота, что исключало возможность его загрязнения другими металлами.

Перед загрузкой золота оба тигля и фарфоровая трубка, служившая моделью черного тела, подверглись тщательной химической очистке и прокаливанию. Применение двух тиглей обуславливалось необходимостью создать большую термическую инерцию и, кроме того, ставило целью предотвратить потерю золота при возможном в процессе нагревания растрескивании тигля. Однако это мероприятие не полностью себя оправдало и после третьей ступеньки было обнаружено значительное уменьшение яркости черного тела, что можно объяснить понижением уровня золота.

Извлечение тиглей из печи показало, что они оба лопнули, золото частично вылилось внутрь печи и, как указывалось выше, была повреждена модель черного тела. Вследствие этого золото было подвергнуто вторичной очистке, загружено в новые, предварительно очищенные тигли. Возможной причиной такой аварии явилось то обстоятельство, что между ступеньками был значительный интервал времени (несколько часов), в течение которого печь полностью охлаждалась. Различное расширение золота и массы Марквардта привело, повидимому, к тому, что лопнула сначала один тигель, а затем и второй.

Дальнейшие работы по воспроизведению золотой точки и эталонирование лампочек эталонного пирометра было решено проводить непрерывно, до окончания эталонирования всех лампочек, без охлаждения печи.

Фокусировка оптического пирометра проводилась следующим образом. Сначала оптический пирометр грубо фокусировался по внутренней яркой полости трубки, затем внутрь трубки погружался никелевый стаканчик, стенки которого приблизительно в течение минуты оставались более темными, чем окружающие их части фарфоровой трубки. Этого промежутка времени было достаточно, чтобы дофокусировать оптический пирометр.

Регулирование температуры в печи производилось по следующей программе. Медленным нагревом печь доводилась до температуры, несколько превышающей температуру плавления золота, момент окончания плавления золота определялся по быстрому возрастанию яркости визируемой полости тела и затем уменьшалась сила тока в печи. В результате нескольких проб удалось подобрать такую силу тока при охлаждении печи, что постоянство яркости на ступеньке затвердевания золота наблюдалось в течение 25—40 минут. Окончание ступеньки затвердевания определялось по быстрому падению яркости. За этот промежуток времени удавалось получить от 20 до 45 отсчетов силы тока в данной пирометрической лампочке, при установлении исчезновения ее нити на фоне визируемой области черного тела.

При нанесении золотой точки на лампочку А-3 было получено девять надежных ступенек затвердевания, общее количество отсчетов равнялось 204. Среднее взвешенное значение силы тока для лампочки А-3 оказалось равным 0,14277 А. Пирометрическое ослабление призмы при $t = 1063^\circ \text{C}$ дает поправку на поглощение призмы $15,64^\circ \text{C}$. Для этой лампочки

$$\frac{dt}{di} = 18,6 \cdot 10^{-5} \text{A/град.}$$

Поэтому значение, исправленное на поглощение в призме, будет 0,14563 А. Поправка на неполную черноту визируемой области модели, как указывалось выше, составляет $0,1^\circ \text{C}$, следовательно, окончательное значение силы тока в лампочке А-3 будет 0,14565 А. Средняя квадратичная ошибка нанесения золотой точки на лампочку А-3 оказалась равной $\pm 3 \cdot 10^{-5} \text{A}$, что в температуре дает $0,16^\circ \text{C}$, кроме того, ошибка в определении пирометрического ослабления призмы составляет $0,24^\circ \text{C}$, следовательно, суммарная средняя квадратичная ошибка в определении силы тока в золотой точке для лампочки А-3 будет $0,29^\circ \text{C}$.

Для лампочки А-1 было нанесено шесть ступенек затвердевания, общее количество отсчетов равнялось 139. Среднее взвешенное значение силы тока в лампочке А-1 получилось равным 0,12745 А, вводя поправку на ослабление призмы и нечерноту визируемой полости модели (принимая для этой лампочки

$\frac{dl}{dt} = 17,4 \cdot 10^{-5} \text{ А/град.}$), получим окончательное значение силы тока в лампочке А-1 при температуре затвердевания золота, равное 0,13014 А. Средняя квадратичная ошибка нанесения золотой точки для лампочки А-1 составила $\pm 0,17^\circ \text{ С}$, что дает суммарную среднюю квадратичную ошибку (с учетом ошибки в определении ослабления призмы), равную $\pm 0,29^\circ \text{ С}$.

Для лампочки А-2 было получено тоже шесть ступенек затвердевания, общее количество измерений равнялось 151. Среднее взвешенное значение силы тока для лампочки А-2 получилось равным 0,14936 А, или с учетом ослабления призмы и нечерноты излучения визируемой полости (принимая для этой лампочки $\frac{dl}{dt} = 22,2 \cdot 10^{-5} \text{ А/град.}$) получим 0,15279 А. Средняя квадратичная ошибка нанесения золотой точки для этой лампочки оказалась равной $\pm 0,13^\circ \text{ С}$, что дает для суммарной средней квадратичной ошибки значение $\pm 0,27^\circ \text{ С}$.

С помощью лампочки А-1 золотая точка была нанесена на температурную лампу Ф-6, причем значение силы тока в этой лампе оказалось равным 5,667 А. Средняя квадратичная ошибка определения этого значения получилась равной $\pm 0,17^\circ \text{ С}$. Учитывая среднюю квадратичную ошибку в нанесении золотой точки на лампочку А-1, получим суммарную среднюю квадратичную ошибку в определении силы тока в золотой точке лампы Ф-6, равную $\pm 0,34^\circ \text{ С}$. Принимая во внимание, что $\frac{dl}{dt}$ этой лампы вблизи золотой точки равняется 0,0053 А/град., имеем суммарную квадратичную ошибку, равную $\pm 0,0017 \text{ А}$. Интересно отметить, что это значение силы тока в лампе Ф-6 точно совпадает со значением, указанным для этой лампы в 1927 г. Такое совпадение нужно считать в известной степени случайным, учитывая величину получившейся у нас суммарной квадратичной ошибки.

Кроме лампы Ф-6, значение золотой точки со всех трех лампочек было перенесено на температурную лампу Т. Всего было сделано 40 серий измерений по 10 отсчетов в каждой. Среднее, по всем трем лампочкам, значение силы тока лампы Т в золотой точке, оказалось равным (с учетом призмы и нечерноты визируемой полости) 3,378 А. Средняя квадратичная ошибка нанесения золотой точки по всем лампочкам на лампу Т оказалась равной $\pm 0,8 \cdot 10^{-3} \text{ А}$, что с учетом $\frac{dl}{dt}$ лампы, равного вблизи золотой точки $22,8 \cdot 10^{-4} \text{ А/град.}$ дает $\pm 0,34^\circ \text{ С}$. Принимая во внимание, что нанесение золотой точки на каждую из лампочек было осуществлено приблизительно с точностью $\pm 0,3^\circ \text{ С}$, получим суммарную квадратичную погрешность нанесения золотой точки на лампу Т, равную $\pm 0,45^\circ \text{ С}$.

6. ЭКСТРАПОЛЯЦИЯ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ ЗАТВЕРДЕВАНИЯ ЗОЛОТА

Экстраполяция от температуры затвердевания золота проводилась по каждой лампочке отдельно с помощью набора секторных дисков. Измерение силы тока как в пирометрической лампочке, так и в температурной производилось на низкоомном пятидекадном потенциометре с током в рабочей цепи 0,01А. Этот потенциометр поверялся в Лаборатории электрических измерений ВНИИМ в марте 1947 года (свидетельство № 85/90—109).

Напряжение, подаваемое на потенциометр, снималось с образцовых катушек сопротивления: при измерении силы тока в температурной лампе — с катушки сопротивления 0,001 Ω и при измерении силы тока в пирометрических лампочках — с катушки сопротивления 0,1 Ω . Катушка 0,001 Ω № 6836 поверялась в Лаборатории электрических измерений ВНИИМ в ноябре 1945 года (свидетельство № 920/71—109). Образцовая катушка 0,1 Ω № 159568 поверялась в Лаборатории образцовых мер в августе 1946 года (свидетельство № 0608).

С помощью специального терморегулятора поддерживалась температура $20^{\circ} \pm 0,1^{\circ} \text{C}$ в масляной ванне, в которую были помещены образцовые катушки.

Эта измерительная аппаратура установлена в комнате, соседней с той, в которой производилось уравнивание яркостей на эталонном оптическом пирометре.

Процесс экстраполяции проводился от золотой точки следующим образом. На фотометрическую скамью против эталонного оптического пирометра устанавливалась лампа T и изображение нити пирометрической лампочки совмещалось с изображением места ленты лампы T , отмеченного индексом. С помощью потенциометра в пирометрической лампочке устанавливалась сила тока, соответствующая золотой точке для данной лампочки. Изменением силы тока в лампе T достигалось приблизительное равенство яркостей изображений нити лампочки и ленты лампы T . В течение 20—30 минут давалась выдержка для достижения стабильного теплового режима лампы T . По истечении этого времени один из наблюдателей, меняя силу тока в пирометрической лампочке, проводил серию уравнивания яркостей. После каждого уравнивания давался световой сигнал, по которому другой наблюдатель производил измерение силы тока с помощью потенциометра. Измерение силы тока в лампе T производилось в начале и в конце каждой серии наблюдений. После этого между объективом эталонного пирометра и его пирометрической лампочкой устанавливался секторный диск и с помощью мотора, питаемого батареей постоянного тока, создавалось вращение диска со скоростью около 3000 об/мин. При вращающемся диске и при той же силе тока в лампе T опять проводилась серия уравниваний яркостей. По средним значениям измеренной силы тока в пирометрической лампочке до введения секторного диска с учетом данных всех

наблюдений, определялась величина отклонения яркостной температуры лампы T от золотой точки (исходя из данного значения $\frac{di}{dt}$ эталонируемой пирометрической лампочки). По полученному отклонению определялась яркостная температура ленты лампы T . Зная величину пирометрического ослабления вводимого секторного диска, исходя из яркостной температуры лампы T , рассчитывали яркостную температуру T_1 , измеряемую эталонным пирометром при введении секторного диска, по формуле

$$\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_{\text{зол}}} = A_{\text{диска}} \quad (7)$$

Вычисленному значению T_1 и приписывалось среднее значение силы тока эталонируемой пирометрической лампочки при наблюдении с секторным диском. Затем, вместо применявшегося секторного диска устанавливался другой и проводились аналогичные измерения для другой яркостной температуры T_2 и т. д.

Так производилась экстраполяция от точки золота к более низким температурам (до 850°C). Необходимость экстраполяции температур вниз от золотой точки обусловливается тем обстоятельством, что согласно ГОСТ 30-49-45 шкалы оптических пирометров наносятся, начиная с 900°C , и, следовательно, градуировку температурных ламп по эталонному оптическому пирометру необходимо проводить, начиная с этой температуры.

Проведение экстраполяции от золотой точки к более высоким температурам требует несколько другой программы работ. С помощью потенциометра в пирометрической лампочке устанавливалась сила тока, соответствующая золотой точке этой лампочки. Устанавливался один из секторных дисков, который приводился во вращение с указанной выше скоростью, и при вращении диска изменением силы тока в лампе T устанавливалось приблизительное равенство яркостей. Вращение диска прекращалось и в течение 20—30 минут давалась выдержка лампе T для установления стабильности ее теплового режима. По истечении этого времени проводились серии уравниваний яркости и измерений силы тока в эталонируемой пирометрической лампочке с вращающимся диском и без него. В начале и в конце каждой серии измерений производилось измерение силы тока в лампе T .

По средним значениям силы тока пирометрической лампочки с вращающимся диском определялось отклонение яркостной температуры лампы T , уменьшенной секторным диском, от температуры затвердевания золота. Зная эту исходную температуру T_0 и величину пирометрического ослабления данного секторного диска A по формуле

$$\frac{1}{T_{\text{зол}}} - \frac{1}{T_1} = A, \quad (8)$$

вычисляли экстраполированную температуру T_1 , которой приписывалось среднее значение силы тока пирометрической лампочки,

измеренное без секторного диска. Этой же расчетной температуре T_1 приписывалась измеренная сила тока в лампе T . Таким образом, параллельно с эталонированием данной пирометрической лампочки проводилось эталонирование и лампы T .

Далее устанавливался следующий секторный диск и процесс экстраполяции проводился в том же порядке.

В качестве источника излучения использовалась температурная лампа T и таким образом она подвергалась трехкратному эталонированию при эталонировании трех пирометрических лампочек. Измерение силы тока в данной пирометрической лампочке производилось при уравнивании яркости тремя-пятью наблюдателями, как при измерении с диском, так и без него. В каждой серии измерений производилось десять уравниваний яркости изображения источника излучения и нити пирометрической лампочки. По полученным экспериментально точкам эталонирования данной пирометрической лампочки по способу наименьших квадратов определялось уравнение осредненной кривой зависимости силы тока этой лампочки от яркостной температуры ее нити до 1400°C без введения поглощающего стекла.

Для лампочки А-1 было получено следующее экстраполяционное уравнение для области от 900 до 1400°C :

$$i = 0,57410 - 1,12112 T \cdot 10^{-3} + 0,80323 T^2 \cdot 10^{-6} - 0,15930 T^3 \cdot 10^{-9}. \quad (9)$$

Это уравнение дает значения силы тока для яркостной температуры через целые сотни градусов (табл. 8).

Таблица 8

$t, ^\circ\text{C}$	I, A
900	0,10713
1000	0,11997
1100	0,13671
1200	0,15638
1300	0,17805
1400	0,20075

Для лампочки А-2 тем же способом получено экстраполяционное уравнение для области от 850 до 1400°C :

$$i = 0,18602 - 0,33875 T \cdot 10^{-3} + 0,28596 T^2 \cdot 10^{-6} - 0,03802 T^3 \cdot 10^{-9}. \quad (10)$$

Численные значения силы тока, найденные по этому уравнению через целые сотни градусов яркостной температуры, приведены в табл. 9.

Средняя квадратичная ошибка, полученная сравнением экспериментально найденных значений и теоретически рассчитанных для тех же температур, оказалась равной $\pm 1^\circ\text{C}$.

Таблица 9

$t, ^\circ\text{C}$	I, A
850	0,11241
900	0,12078
1000	0,13978
1100	0,16160
1200	0,18657
1300	0,21278
1400	0,24167

Для лампочки А-3 тем же способом было получено экстраполяционное уравнение для области температур от 850 до 1400° С:

$$i = 0,29752 - 0,51859 T \cdot 10^{-3} + 0,38001 T^2 \cdot 10^{-6} - 0,05762 T^3 \cdot 10^{-9}. \quad (11)$$

Расчетные величины силы тока, через каждые 100° С яркостной температуры для этой лампочки приведены в табл. 10.

Таблица 10

$t, ^\circ\text{C}$	I, A	$t, ^\circ\text{C}$	I, A
850	0,11278	1200	0,17401
900	0,11908	1300	0,19779
1000	0,13430	1400	0,22373
1100	0,15273		

Средняя квадратичная ошибка, полученная тем же способом что и для предыдущей лампочки, оказалась равной $\pm 0,8^\circ\text{C}$. Для температурной лампы T с помощью данных, полученных при эталонировании трех пирометрических лампочек, найдено следующее экстраполяционное уравнение для области от 1000 до 1400° С:

$$i = 6,14764 - 7,99307 T \cdot 10^{-3} + 5,59847 T^2 \cdot 10^{-6} - 0,87372 T^3 \cdot 10^{-9}. \quad (12)$$

Расчетные величины силы тока через каждые сто градусов яркостной температуры для лампы T приведены в табл. 11.

Средняя квадратичная ошибка расчетных значений силы тока по отношению к экспериментально найденным равна $\pm 0,8^\circ\text{C}$.

В практике градуировки температурных ламп по эталонному оптическому пирометру нет необходимости пользоваться одновременно всеми тремя пирометрическими лампочками. Эта градуировка может проводиться лишь по одной лампочке, а остальные

две целесообразно хранить для периодического контроля стабильности характеристик этой рабочей лампочки с помощью лампы *T*,

Таблица 11

$t, ^\circ\text{C}$	I, A	$t, ^\circ\text{C}$	I, A
1000	3,242	1300	4,023
1100	3,466	1400	4,354
1200	3,742		

также хранящейся для проведения таких контрольных сравнений.

В качестве лампочки, применяющейся для повседневной градуировки температурных ламп, была выбрана лампочка А-3. Для этой лампочки, используя ее градуировочную кривую в области от 900 до 1400° С, с помощью среднего экспериментального значения нового поглощающего стекла расчетным путем были получены силы тока, соответствующие яркостным температурам, наблюдаемым с поглощающим стеклом для области от 1350 до 2100° С. Расчетные значения силы тока для яркостных температур через целые сотни градусов приведены в табл. 12.

Таблица 12

$t, ^\circ\text{C}$	I, A	$t, ^\circ\text{C}$	I, A
1350	0,13328	1800	0,18610
1400	0,13838	1900	0,19895
1500	0,14920	2000	0,21190
1600	0,16110	2100	0,22520
1700	0,17320		

Как для каждой пирометрической лампочки, так и для эталонной лампы *T* выписаны свидетельства, а на весь эталонный оптический пирометр составлен сертификат, включающий в себя данные по всем эталонным лампочкам.

7. ТОЧНОСТЬ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ШКАЛЫ НА БАЗЕ ЗОЛОТОЙ ТОЧКИ

В области температур от 1063 до 1400° С ошибки в построении шкалы температур складываются из двух величин:

- 1) ошибки нанесения золотой точки на данную эталонную лампочку;
- 2) ошибки экстраполяции до 1400° С.

Ошибка нанесения золотой точки, как это видно из параграфа 6, получилась для всех трех эталонированных лампочек приблизительно равной $0,3^{\circ}\text{C}$. Ошибка экстраполяции до температуры 1400°C для лампочки А-1 равнялась $\pm 1,3^{\circ}\text{C}$, для А-2 составляла $\pm 1,0^{\circ}\text{C}$ и для А-3 была равна $\pm 0,75^{\circ}\text{C}$. Следовательно, для этой области температур суммарная квадратичная ошибка построения шкалы по каждой лампочке определяется следующими значениями: для лампочки А-1 она равняется $\pm 1,3^{\circ}\text{C}$, для лампочки А-2 эта ошибка составляет $\pm 1,0^{\circ}\text{C}$ и для лампочки А-3 она равна $\pm 0,8^{\circ}\text{C}$.

Построение участка шкалы от 1400 до 2000°C проводилось расчетным путем с поглощающим стеклом и, следовательно, ошибка построения шкалы на этом участке будет складываться из трех величин, из которых первые две — упомянутые выше, а третья обуславливается ошибкой в определении принятого экспериментального значения величины пирометрического ослабления поглощающего стекла. Найденная нами средняя квадратичная ошибка пирометрического ослабления поглощающего стекла, равная $0,2$ пиро, будет иметь при разных температурах различные выражения в градусах, и, кроме того, при большом диапазоне экстраполяции будет меняться влияние ошибки в определении золотой точки. Поэтому — суммарная квадратичная ошибка построения шкалы на участке $1000-2000^{\circ}\text{C}$ будет меняться с температурой. Эти изменения характеризуются табл. 13.

Таблица 13

t	Δt_1	Δt_2	Δt_n	Δt
°C				
1400	0,47	1,21	0,55	1,4
1500	0,53	1,25	0,62	1,5
1600	0,59	1,33	0,71	1,6
1700	0,65	1,34	0,80	1,7
1800	0,72	1,35	0,86	1,8
1900	0,79	1,36	0,90	1,8
2000	0,85	1,42	1,00	1,9
2100	0,95	1,44	1,00	2,0

где Δt_1 — ошибка, возникающая вследствие неточности нанесения золотой точки, определяемая по формуле

$$\Delta t_1 = \left[\frac{T}{T_{\text{зол}}} \right]^2 \Delta T_{\text{зол}}; \quad (13)$$

Δt_2 — ошибка, возникающая при построении участка шкалы с поглощающим стеклом, вызванная ошибкой в построении участка шкалы без поглощающего стекла;

Δt_a — ошибка, возникающая при построении участка шкалы с поглощающим стеклом, обусловленная погрешностью определения пирометрического ослабления поглощающего стекла;

Δt — суммарная квадратичная ошибка построения шкалы на участке 1400—2000°С.

ПОСТРОЕНИЕ ШКАЛЫ ТЕМПЕРАТУР ПО ТОЧКАМ ЗАТВЕРДЕВАНИЯ ЗОЛОТА И ПЛАТИНЫ

1. ЭТАЛОНИРОВАНИЕ ПИРОМЕТРИЧЕСКИХ ЛАМПОЧЕК ПО ТЕМПЕРАТУРЕ ЗАТВЕРДЕВАНИЯ ПЛАТИНЫ

Лаборатории высоких температур Фотометрической лабораторией ВНИИМ была предоставлена возможность использовать установку по воспроизведению яркости черного тела при температуре затвердевания платины для проведения эталонирования одной из лампочек эталонного оптического пирометра. Установка фотометрической лаборатории по воспроизведению платиновой точки подробно описана в „Трудах ВНИИМ“, Вып. 10 (55), 1941.

Лаборатория высоких температур воспользовалась этим предложением и произвела эталонирование лампочки А-2 в комбинации с поглощающим стеклом Корнингга.

Для лампочки А-2 было получено пять ступенек затвердевания платины, из которых первая при обработке материалов оказалась ошибочной, а остальные послужили основой при определении силы тока лампочки А-2 в платиновой точке. Уравнивание яркости на каждой ступеньке производилось четырьмя наблюдениями. Всего по четырем надежным ступенькам было получено 68 отсчетов силы тока в лампочке А-2. Среднее значение из всех отсчетов найдено равным 0,16152 А. Средняя квадратичная ошибка определения этого значения оказалась равной $\pm 0,3^\circ\text{C}$; с учетом погрешности в определении пирометрического ослабления призмы, получим суммарную квадратичную ошибку нанесения платиновой точки, равную $\pm 0,4^\circ\text{C}$. Измерения производились с помощью объективной призмы эталонного пирометра, пирометрическое ослабление которой, как указано выше, найдено равным 8,87 пиро. Принимая во внимание эту величину пирометрического ослабления объективной призмы и установленную Консультативным комитетом по термометрии в 1939 г. температуру затвердевания платины, равную 1773°С, получаем яркостную температуру изображения визируемой полости черного тела при наблюдении через призму равной 1736,5°С.

Не смещая поглощающее стекло в оптическом пирометре, яркостную температуру мы наносили на температурную лампу

№ 1684. Сила тока, соответствующая яркостной температуре $1736,5^{\circ}\text{C}$, найдена равной $0,16149\text{A}$. С температурной же лампы платиновая точка была перенесена на лампочки А-1 и А-3 с тем же фильтром Корнинга. Среднее значение силы тока, полученное в этих условиях для лампочки А-1, оказалось равным $0,13645\text{A}$, а для лампочки А-3 составляло $0,15304\text{A}$. Учет пирометрического ослабления поглощающего стекла Корнинга приводит к тому, что полученные значения платиновой точки для всех трех пирометрических лампочек оказываются соответствующими яркостной температуре $1099,3^{\circ}\text{C}$.

Установив платиновую точку на лампе № 1684, с помощью секторных дисков, по описанной в первой части данной работы методике, была проведена экстраполяция температур от платиновой точки вниз, по пирометрическим лампочкам А-1 и А-2. По определенным таким образом температурам и соответствующим им силам тока для каждой лампочки по способу наименьших квадратов были найдены экстраполяционные уравнения, для области температур от 900 до 1400°C .

Для лампочки А-1

$$i = 0,070693 - 0,045323 T \cdot 10^{-3} + 0,042107 T^2 \cdot 10^{-6} + 0,018891 T^3 \cdot 10^{-9} \quad (14)$$

Средняя квадратичная ошибка, найденная сравнением рассчитанных по этому уравнению и экспериментально найденных значений, оказалась равной $\pm 1,2^{\circ}\text{C}$.

Через целые сотни градусов яркостной температуры это уравнение дает значения силы тока лампочки А-1, приведенные в табл. 14.

Таблица 14

$t, ^{\circ}\text{C}$	i, A	$t, ^{\circ}\text{C}$	i, A
900	0,10596	1300	0,17714
1000	0,12018	1400	0,20121
1100	0,13676		
1200	0,15567		

Для лампочки А-2 тем же способом найдено следующее экстраполяционное уравнение:

$$i = 0,011196 + 0,072448 T \cdot 10^{-3} - 0,034225 T^2 \cdot 10^{-6} + 0,044598 T^3 \cdot 10^{-9} \quad (15)$$

Средняя квадратичная ошибка, полученная определением отклонений экспериментальных значений силы тока от рассчитанных по этому уравнению, оказалась равной $\pm 1,25^{\circ}\text{C}$.

Численные значения силы тока через каждые 100°C яркостной температуры, вычисленные по уравнению (15) для лампочки А-2, указаны в табл. 15.

Таблица 15

$t, ^{\circ}\text{C}$	I, A	$t, ^{\circ}\text{C}$	I, A
900	0,12071	1200	0,18575
1000	0,13958	1300	0,21358
1100	0,16117	1400	0,24494

2. ПОЛОЖЕНИЕ ПЛАТИНОВОЙ ТОЧКИ НА ШКАЛЕ, ПОСТРОЕННОЙ НА ОСНОВЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ЗАТВЕРДЕВАНИЯ ЗОЛОТА

После построения шкалы температур на базе температуры затвердевания золота, мы сочли целесообразным произвести сравнение силы тока лампочки А-2, определенной по построенной шкале, с экспериментально найденным значением ее непосредственно в платиновой точке. Выше было указано, что экспериментально найденная сила тока в платиновой точке для лампочки А-2, равная $0,16152 \text{ A}$ с учетом ослабления объективной призмы и поглощающего стекла Корнинга, оказалась соответствующей яркостной температуре $1099,3^{\circ}\text{C}$. С помощью экстраполяционного уравнения (10) была рассчитана сила тока для этой температуры, она оказалась равной $0,16150 \text{ A}$. Такое исключительно хорошее совпадение обоих значений нужно, в значительной степени, считать случайным, так как и ошибка построения шкалы на базе температуры затвердевания золота и ошибка в определении платиновой точки, складывающаяся из ошибки фотометрирования, ошибки определения пирометрического ослабления объективной призмы и поглощающего стекла Корнинга, — значительно превышает найденную величину расхождения.

3. ИССЛЕДОВАНИЕ ВОПРОСА О ЦЕЛЕСООБРАЗНОСТИ ПОСТРОЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ШКАЛЫ ПО ТЕМПЕРАТУРАМ ЗАТВЕРДЕВАНИЯ ЗОЛОТА И ПЛАТИНЫ

При экстраполяции от золотой точки, ошибки, возникающие как вследствие неточности нанесения самой золотой точки, так и вследствие погрешности определения пирометрического ослабления редуцирующих устройств, возрастают по мере повышения экстраполируемой температуры.

Изменение первой ошибки происходит закономерно по формуле (13). Что касается второй ошибки, то попытаемся определить ее порядок и изменение при возрастании температуры

экстраполяции. Дифференцированием основной формулы экстраполяции (8) находим

$$\Delta A = \frac{\Delta T}{T^2},$$

или

$$\frac{\Delta A}{A} = \frac{T_{\text{зол}}}{T} \Delta T \left(\frac{1}{T - T_0} \right).$$

Решая это выражение относительно ΔT , получаем

$$\Delta T = \frac{\Delta A}{A} \frac{T^2}{T_{\text{зол}}} (T - T_0). \quad (16)$$

Предполагая сначала постоянство величины относительной ошибки $\frac{\Delta A}{A}$, из этой формулы сделаем вывод, что ошибка экстраполяции ΔT увеличивается по мере отклонения экстраполируемой температуры T от начальной температуры. Но в процессе экстраполяции при переходе от одного секторного диска к другому относительная ошибка $\frac{\Delta A}{A}$ не остается постоянной. Измерение углов раскрытия секторных дисков приводит к постоянству абсолютной величины ошибки $\Delta \tau$ коэффициента ослабления секторных дисков. Для всех шести применяемых секторных дисков ее можно считать одинаковой и равной

$$\pm 5^\circ_{12^\circ} = 1 \cdot 10^{-4}.$$

Для относительной ошибки пирометрического ослабления легко получим выражение

$$\frac{\Delta A}{A} = \frac{\Delta \tau}{\tau \lg \tau}.$$

При переходе от дисков с большим углом раскрытия к дискам с меньшим углом раскрытия (от диска 6 к диску 1) это отношение возрастает от $1,2 \cdot 10^{-9}$ до $8 \cdot 10^{-5}$. Следовательно, по мере увеличения температуры экстраполяции величина $\frac{\Delta A}{A}$ возрастает и это приводит к еще более быстрому возрастанию ошибки экстраполяции ΔT , определяемой по формуле (16).

При экстраполяции от точки золота к температуре 1400°C множитель $\frac{T}{T_{\text{зол}}} (T - T_{\text{зол}})$ достигает величины $4 \cdot 10^2$, следовательно, ошибка ΔT , вкрадывающаяся в определение экстраполируемой температуры, может достигать $5 \cdot 10^{-3}^\circ \text{C}$. Отсюда можно сделать вывод, что при точности измерения углов раскрытия секторных дисков $\pm 5^\circ$ погрешность, возникающая по этой причине, в определении экстраполируемой температуры настолько мала, что она может совершенно не приниматься во внимание.

Для сравнения хода суммарных ошибок в построении шкалы на участке 1063—1400°С, возникающих при экстраполяции от температуры затвердевания золота и платины, приводим табл. 16 (для лампочки А-2).

Таблица 16

Экстраполяция от точки золота вверх			Экстраполяция от платиновой точки вниз				
t	Δt_1	Δt_2	Δt	Δt_1	Δt_2	Δt_3	Δt
°С							
1000	0,24	1,0	1,03	0,15	1,25	0,33	1,30
1100	0,29	1,0	1,04	0,18	1,25	0,38	1,32
1200	0,33	1,0	1,05	0,22	1,25	0,43	1,34
1300	0,38	1,0	1,07	0,23	1,25	0,50	1,36
1400	0,42	1,0	1,08	0,26	1,25	0,55	1,39

В этой таблице Δt_1 , обусловленное ошибкой в определении соответственно золотой и платиновой точек, рассчитано по формуле (13); Δt_2 характеризует ошибку в построении шкалы на участке 1000—1400°С, найденную отклонениями экспериментальных точек от вычисленных с помощью соответствующего экстраполяционного уравнения; Δt_3 — ошибка, возникающая в результате перехода от наблюдений с фильтром Корнинга к кривой в области 1000—1400°С.

В статье, упомянутой в начале настоящей работы, нет указаний на величину квадратичной ошибки экспериментального определения величины пирометрического ослабления фильтра Корнинга. Поэтому мы для сравнения результатов взяли ее равной 0,2 пиро—значению, полученному из наших экспериментальных определений для поглощающего стекла ПС-2. Платиновая точка наносилась на лампочку А-2 с поглощающим стеклом Корнинга, поэтому ошибка Δt_3 входит только в ошибки построения шкалы по платиновой точке. Табл. 16 отражает погрешность, фактически полученную при построении шкалы температур на участке 1000—1400°С, исходя отдельно из температуры затвердевания золота и температуры затвердевания платины. Эта таблица не дает возможности количественно оценить преимущества или недостатки построения шкалы с учетом платиновой точки по сравнению с построением шкалы, исходя из золотой точки, так как для обоих этих методов у нас получились различные величины ошибки Δt_2 и различная ошибка нанесения золотой и платиновой точек.

Для выяснения вопроса о преимуществах одного метода построения шкалы по отношению к другому целесообразно исследовать для различных температур изменение суммарной ошибки

построения, исходя из одинакового значения ошибок нанесения самих опорных точек и построения экстраполяционных кривых. Примем, что ошибка построения кривых равна одной и той же величине $\pm 1,0^\circ \text{C}$, а ошибка в нанесении опорных точек равна $\pm 0,3^\circ \text{C}$. Тогда для участка температур $1000-1400^\circ \text{C}$, будем иметь величины ошибок для шкал, построенных на базе различных опорных точек (табл. 17).

Таблица 17

Экстраполяция от точки золота вверх				Экстраполяция от платиновой точки вниз			
t	Δt_1	Δt_2	Δt	Δt_1	Δt_2	Δt_3	Δt
$^\circ \text{C}$							
1000	0,27	1,0	1,03	0,11	1,0	0,33	1,06
1100	0,32	1,0	1,05	0,13	1,0	0,38	1,08
1200	0,37	1,0	1,07	0,16	1,0	0,43	1,10
1300	0,42	1,0	1,08	0,17	1,0	0,50	1,13
1400	0,47	1,0	1,11	0,19	1,0	0,55	1,15

Из этой таблицы видно, что участок шкалы $1000-1400^\circ \text{C}$, построенный как по одному, так и по другому методу, имеет одну и ту же суммарную погрешность.

Для участка шкалы $1400-2000^\circ \text{C}$ в построении шкалы на базе золотой точки возникают погрешности Δt_3 .

Распределение погрешностей в этом случае для различных температур представлено в табл. 18.

Таблица 18

Экстраполяция от точки золота					Экстраполяция от точки платины			
t	Δt_1	Δt_2	Δt_3	Δt	Δt_1	Δt_2	Δt_3	Δt
$^\circ \text{C}$								
1400	0,47	1,64	0,55	1,79	0,19	1,0	0,55	1,16
1500	0,53	1,69	0,62	1,88	0,22	1,0	0,62	1,19
1600	0,59	1,79	0,71	2,01	0,25	1,0	0,71	1,25
1700	0,65	1,84	0,80	2,11	0,28	1,0	0,80	1,31
1800	0,72	1,87	0,86	2,18	0,31	1,0	0,86	1,35
1900	0,79	1,90	0,90	2,25	0,34	1,0	0,90	1,39
2000	0,87	1,90	1,00	2,32	0,37	1,0	1,00	1,45

Изменение Δt_3 с температурой при построении шкалы на базе золотой точки обуславливается тем обстоятельством, что принятая средняя величина погрешности $\pm 1,0^\circ \text{C}$ в построении этим методом шкалы на участке $1000-1400^\circ \text{C}$, выраженная в пико,

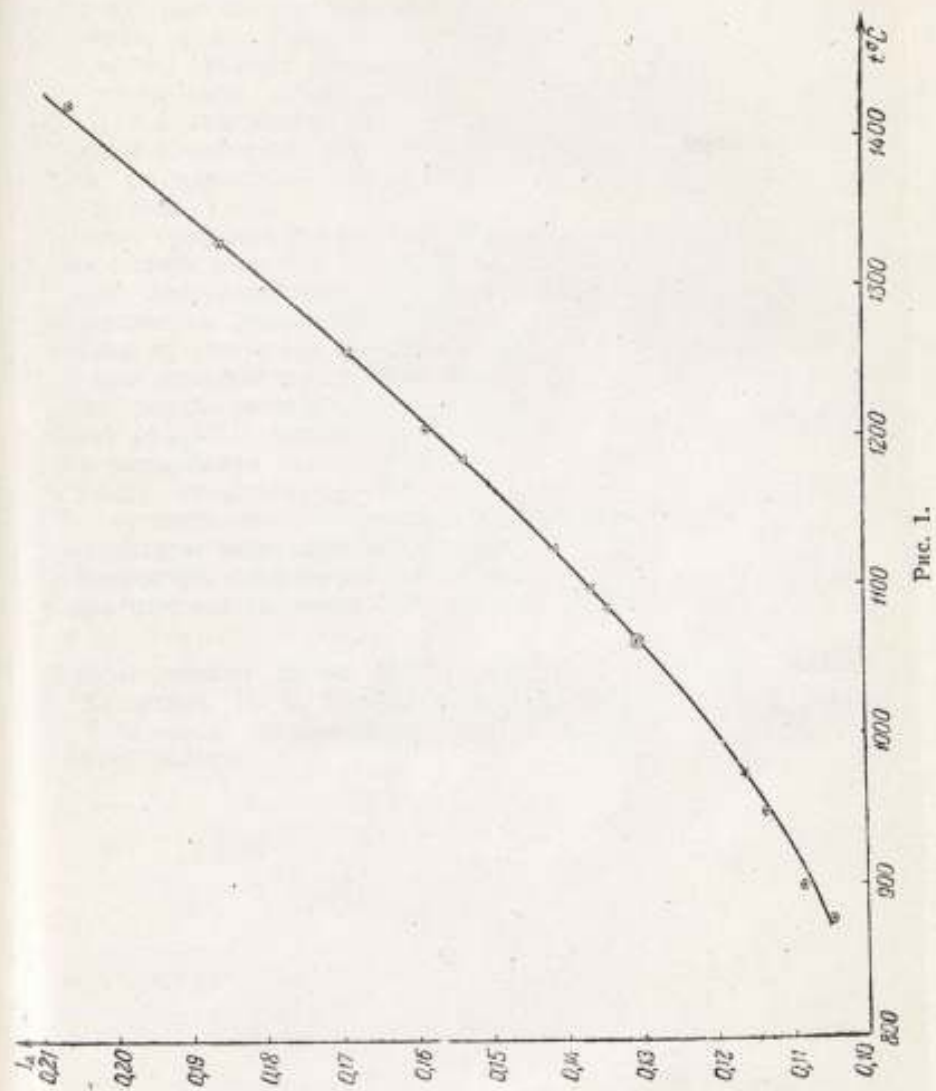


Рис. 1.

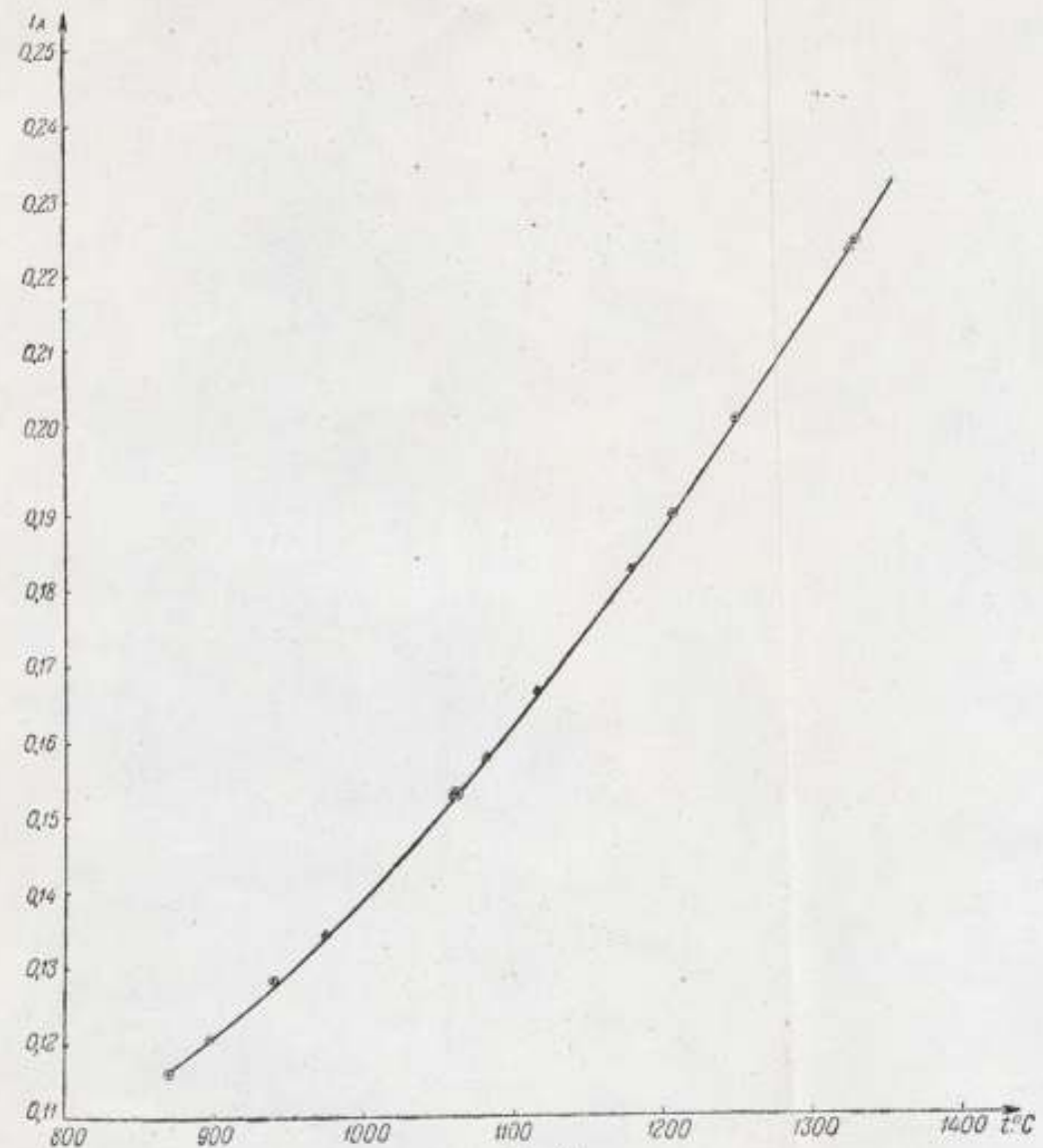


Рис. 2.

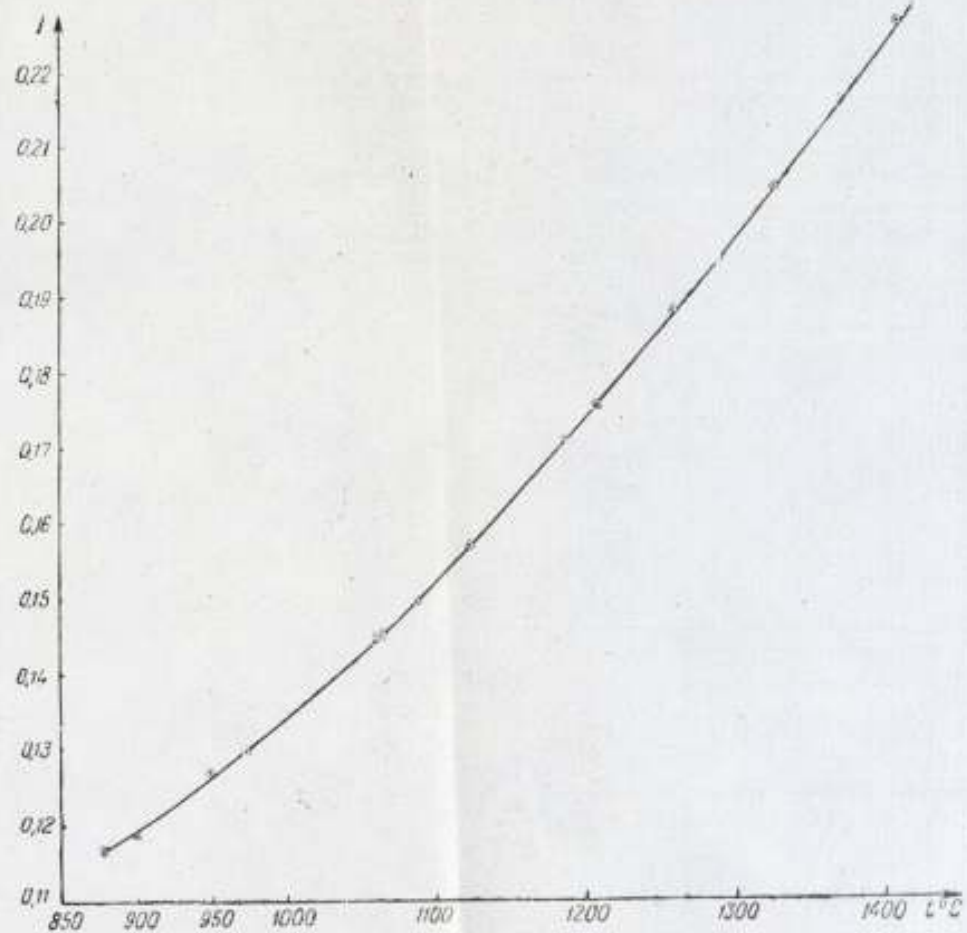


Рис. 3.



1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19 20 21 22 23 24 25 26 27 28 29 30 31 32 33 34 35 36 37 38 39 40 41 42 43 44 45 46 47 48 49 50 51 52 53 54 55 56 57 58 59 60 61 62 63 64 65 66 67 68 69 70 71 72 73 74 75 76 77 78 79 80 81 82 83 84 85 86 87 88 89 90 91 92 93 94 95 96 97 98 99 100

1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19 20 21 22 23 24 25 26 27 28 29 30 31 32 33 34 35 36 37 38 39 40 41 42 43 44 45 46 47 48 49 50 51 52 53 54 55 56 57 58 59 60 61 62 63 64 65 66 67 68 69 70 71 72 73 74 75 76 77 78 79 80 81 82 83 84 85 86 87 88 89 90 91 92 93 94 95 96 97 98 99 100

буде
ласт
зове
шка
не
ошр
вой
ван
вм
пла
сим
лам
ден
пер
Со
сле
па
ту
ш
из
ме
Г.
С.
ну

будет иметь различные значения для разных участков этой области и при переходе расчетным путем от 1400 до 2000° С вызовет быстро возрастающую погрешность в градусах. Построение же шкалы на участке 1400—2000° С, исходя из платиновой точки, не требует применения расчетного способа и в этом случае ошибка Δt , определяется только погрешностью построения кривой, которая может считаться постоянной на всем участке.

Последняя таблица показывает явное преимущество использования платиновой точки для построения шкалы от 1400° С и выше. Для иллюстрации согласования шкалы на базе золотой и платиновой точек приводим кривые изменения силы тока в зависимости от яркостных температур для всех трех эталонных лампочек (рис. 1—3).

На этих графиках точки, полученные из температуры затвердевания золота, нанесены кружками, а точки, полученные из температуры затвердевания платины, нанесены треугольниками. Согласованность достаточно наглядно видна на этих графиках.

Исходя из этого, мы находим целесообразным рекомендовать следующий принцип построения оптической шкалы:

1. От точки затвердевания золота до точки затвердевания палладия (1555° С) шкала воспроизводится, исходя из температуры затвердевания золота (1063° С).
2. Выше температуры затвердевания палладия построение шкалы осуществляется с помощью поглощающего стекла, исходя из температуры затвердевания платины (1773° С).
3. Второстепенная точка затвердевания палладия может применяться для исследования согласования обоих участков шкалы.

Авторы считают своим долгом выразить благодарность инж. Г. И. Климович, М. Е. Ратнер и аспирантам И. И. Киренкову и С. С. Розановой, выполнявшим вместе с ними экспериментальную часть работы.

А. Н. ГОРДОВ

О НЕКОТОРЫХ СВОЙСТВАХ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЛАМП

1. НАЗНАЧЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЛАМП

Ленточные вольфрамовые лампы накаливания получают все более и более широкое распространение, как очень удобный способ получения яркости равной яркости черного тела при данной его температуре. Для этой цели нужно только включить лампу в электрическую цепь и создать в ней ток определенной силы. Тогда, некоторое, заранее фиксированное, место ленты лампы накалится до яркости требуемой величины температуры черного тела. При увеличении силы тока в цепи лампы повышается яркостная температура данного места ее ленты.

Очень высокое постоянство яркостных характеристик ленточных вольфрамовых ламп привело к тому, что они стали общепризнанным незаменимым прибором при разного рода температурных исследованиях. Так, например, с помощью температурной лампы легко воспроизводится яркость черного тела при температуре затвердевания чистого золота, которая, согласно „Положению о международной температурной шкале“, является основной при построении шкалы температур выше 1063°C . Больше того, хорошо отградуированная соответствующими методами ленточная вольфрамовая лампа позволяет с весьма большой степенью точности просто получить яркости для любых температур черного тела в интервале $1063\text{—}2200^{\circ}\text{C}$.

Это же обстоятельство делает ленточную вольфрамовую лампу незаменимым прибором для проверки правильности показаний оптических пирометров. Такой способ использования свойств ленточных вольфрамовых ламп привел к тому, что им было присвоено специальное название „температурных ламп“ и они получили широкое распространение.

2. РАЗЛИЧНЫЕ ТИПЫ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЛАМП

• Разными фирмами температурные лампы изготавливаются различных типов. Опишем наиболее распространенные типы и их особенности. Как правило, все температурные лампы предназна-

чаются для вертикальной установки цоколем вниз. Калиброванная вольфрамовая лента длиной 20—30 мм, шириной 2—3 мм и толщиной 0,02—0,05 мм укрепляется при помощи сварки на массивных молибденовых держателях диаметром 2—3 мм.

В баллоне лента монтируется либо в горизонтальном, либо в вертикальном положении так, чтобы нормаль к ее поверхности совпадала с линией визирования. У большинства ламп лента делается прямой, но встречаются лампы с лентой, изогнутой в виде буквы П, положенной на боковую сторону.

Стеклообразный баллон лампы делается либо цилиндрической, либо шарообразной формы. Встречаются специальные формы баллонов, в которых, например, со стороны визирования цилиндрическая часть переходит в патрубок, заканчивающийся плоскопараллельным стеклом, плоскость которого перпендикулярна к линии визирования.

Температурные лампы делаются как пустотные, с высокой степенью вакуума, так и газонаполненные. В качестве наполнителей применяются только инертные газы: аргон, ксенон, криптон под давлением около 600 мм рт. ст.

С точки зрения стабильности характеристик, безусловно, предпочтительнее пустотные лампы, так как конвекционные токи наполняющего газа, которые возникают во время работы внутри баллона газонаполненной лампы, влияют на распределение температуры по ленте. Обтекание же конвекционными токами ленты зависит, вообще говоря, от многих факторов, из которых некоторые могут быть переменными, например: наклон лампы, внешняя температура и т. д.

Поэтому с газонаполненной лампой трудно добиться очень большой точности в создании нужной яркостной температуры в данном месте ленты.

Но газонаполненные лампы обладают значительно меньшей скоростью распыления вольфрама, при высоких температурах накала, чем пустотные. Исследования показывают, что вольфрам в пустотных лампах распыляется при температуре 1600° С, приблизительно в 60 раз интенсивнее, чем в газонаполненных. Распыление вольфрама возрастает очень быстро с температурой, поэтому при накале пустотной лампы до высокой температуры внутренняя поверхность ее стеклянного баллона быстро покрывается темным налетом распыленного вольфрама и это сразу приводит к изменению яркостных характеристик лампы.

Это обстоятельство сильно снижает температурный предел пустотных ламп. Если при длительной эксплуатации газонаполненных ламп верхний предел температуры их применения можно считать 2000° С, то для пустотных ламп он едва достигает 1600° С. Следовательно, для воспроизведения яркостной температуры выше 1600° С газонаполненные лампы являются пока единственным массовым прибором.

Однако практика показывает, что газонаполненные темпера-

турные лампы требуют соблюдения ряда предосторожностей при работе с ними. Так, например, при накале газонаполненной лампы конвекционные токи газа сильно меняют распределение температуры вдоль ленты. Далее, наличие конвекционных токов приводит к тому, что при горизонтальной ленте верхний ее край нагревается сильнее, чем нижний, и т. п. На практике многие из этих факторов не принимаются во внимание и, надо сказать, теоретически до сего времени совершенно не разработаны.

По теории вольфрамовых ламп накаливания с цилиндрической нитью имеется довольно большое количество основательных исследований, в результате которых этот вопрос можно считать достаточно хорошо разработанным. Между тем о ленточных вольфрамовых лампах в литературе известно только одно серьезное теоретическое исследование Рибо и Никитина, на которое мы в дальнейшем будем неоднократно ссылаться. Эта работа посвящена исключительно вопросу распределения температуры вдоль ленты *пустотной* лампы, а распределение температуры вдоль ленты газонаполненной лампы с его специфическими особенностями в ней не затрагивается. Поэтому автор данной работы с целью хотя бы частичного заполнения имеющегося пробела предпринял исследование вопроса изменчивости яркостных характеристик *газонаполненных температурных ламп*.

Для того, чтобы отградуированная температурная лампа точно воспроизводила требуемую температуру, необходимо тщательное соблюдение ряда условий, обеспечивающих точные измерения. Поэтому при использовании температурной лампы как прецизионного прибора необходимо иметь совершенно ясное представление о факторах, влияющих на определение температуры с помощью лампы.

На точность измерения яркостной температуры с помощью температурной лампы влияют следующие факторы:

1. Недостаточность предварительного прогрева лампы.
2. Отклонение температуры воздуха, окружающего лампу, от нормальной температуры.
3. Несоблюдение полярности включения.
4. Неточность установки на индекс лампы.
5. Отклонение от вертикального положения.
6. Поворот лампы вокруг вертикальной оси.

Для более точного разбора влияний перечисленных факторов автор счел целесообразным в данной работе изложить не только результаты своих исследований, но и имеющиеся в литературе результаты исследований других авторов.

3. ВЛИЯНИЕ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОГО ПРОГРЕВА ЛАМПЫ

Непосредственно с момента включения температурной лампы в электрическую цепь и установки в ней определенной силы тока в течение некоторого времени внутри лампы происходят процессы

стабилизации электрических и тепловых ее характеристик, что приводит к постепенному изменению яркостной температуры лампы.

Непосредственно после включения тока происходит изменение (вследствие изменения температуры) электрического сопротивления внутренней цепи лампы (вольфрамовой ленты и молибденовых держателей), в результате чего меняется сила тока во всей цепи, а следовательно, и яркостная температура ленты.

Кроме того, в момент включения лампы температура наполняющего ее газа значительно ниже той, которую газ принимает при стационарном режиме. Следовательно, в это время имеет место чрезмерно большая конвективная теплоотдача от вольфрамовой ленты в газ. С течением времени температура газа и баллона лампы повышается до тех пор, пока не будет достигнуто тепловое равновесие лампы с окружающей средой.

Эти два явления, действующие одновременно, приводят к тому, что стабилизация яркостной температуры лампы происходит только по истечении некоторого промежутка времени-выдержки. Время выдержки для разных типов ламп различно. Пустотные лампы нуждаются в минимальном времени выдержки, так как в них все сводится только к установлению лучистого теплообмена между лентой и стеклом баллона.

Газонаполненные лампы требуют различного времени выдержки в зависимости от формы и размеров баллона, давления, удельной теплоемкости наполняющего газа и т. д.

Практика показывает, что если для пустотных ламп время выдержки можно ограничить 5 минутами, у некоторых типов газонаполненных ламп оно должно быть не менее 30—40 минут.

Явление постепенной стабилизации режима температурной лампы имеет место не только при ее включении, но и при изменении силы тока, питающего лампу. Правда, в этом случае стабилизация наступает тем быстрее, чем меньше изменение силы тока. Обычно при изменении силы тока, приводящем к изменению температуры на 100°C , достаточно давать выдержку 20 минут.

Недооценка значения постепенности стабилизации режима температурных ламп может привести в некоторых случаях к весьма большим погрешностям при измерении температуры. Если измерение температуры производить сразу после включения лампы, то у некоторых типов ламп отклонение яркостной температуры от градуировочных значений может достигнуть десятков градусов.

4. ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОЗДУХА, ОКРУЖАЮЩЕГО ЛАМПУ

Тепловой режим баллона лампы, а следовательно, и наполняющего его газа зависит от теплообмена баллона с окружающим пространством. Этот теплообмен совершается двумя способами: 1) лучистой энергией с окружающими предметами; 2) свободной конвекцией с окружающим лампу воздухом. Поэтому температура

баллона находится в прямой зависимости от температуры окружающего воздуха. Повышение температуры воздуха приводит к увеличению температуры баллона, а это, в свою очередь, увеличивает температуру газа внутри лампы. Повышение температуры газа уменьшает конвективную теплоотдачу от ленты в газ и, следовательно, увеличивает температуру ленты.

С первого взгляда может показаться, что при такой связи температуры окружающего воздуха с температурой ленты в пустотных лампах температура окружающего воздуха не должна сказываться на температуре ленты. Однако это не так. Теплообмен между стеклянным баллоном и лентой происходит в результате конвекционной теплопередачи через газ и излучения. Исходя из этих общих соображений, можно сделать следующие заключения:

1) температурный коэффициент¹ пустотных ламп не может быть равен 0;

2) при наличии газа внутри лампы к теплообмену излучением прибавляется и конвекционный теплообмен, следовательно, температурный коэффициент газонаполненных ламп будет значительно больше, чем температурный коэффициент пустотных;

3) при возрастании температуры ленты, а следовательно и стеклянного баллона, потеря тепла баллоном при помощи излучения будет все больше и больше доминировать над конвекционной теплоотдачей от баллона в окружающий воздух; следовательно, при повышении температуры ленты температурный коэффициент лампы должен уменьшаться;

4) температурный коэффициент ламп может быть только положительным.

Эти теоретические выводы полностью подтверждаются и экспериментальными данными. На рис. 1 и 2 приведены кривые изменения температурного коэффициента пустотной и газонаполненной лампы в зависимости от яркостной температуры ленты. Из этих рисунков вытекает, что при яркостной температуре 800°C температурный коэффициент пустотной лампы равен приблизительно 0,15, т. е. при повышении температуры окружающего воздуха на 10°C яркостная температура ленты пустотной лампы возрастает на $1,5^{\circ}\text{C}$. Но уже при яркостной температуре в 1000°C температурный коэффициент пустотной лампы практически обращается в нуль.

Температурный коэффициент газонаполненной лампы таков, что при яркостной температуре в 1000° изменение температуры воздуха на 10°C приводит к изменению яркостной температуры ленты почти на $3,5^{\circ}\text{C}$; у этой лампы температурный коэффициент стано-

¹ Под температурным коэффициентом лампы будем подразумевать величину, выраженную в $^{\circ}\text{C}$, на которую повышается яркостная температура места зажигания ленты при увеличении температуры воздуха, окружающего лампу на 1°C .

вится практически равен нулю только при температуре 1600°C . Бербер производил свои эксперименты с лампами, имеющими цилиндрический баллон диаметром 6 см и высотой 17,5 см.

Эксперименты, проведенные в лаборатории высоких температур с газонаполненной лампой, имеющей цилиндрический баллон

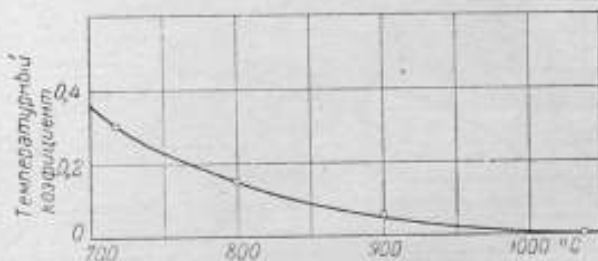


Рис. 1

высотой 14 см и диаметром 4,5 см, обнаружили значительно больший температурный коэффициент. При изменении температуры окружающего воздуха на 10°C (при яркостной температуре 1000°C) яркостная температура изменилась на $7,6^{\circ}\text{C}$.

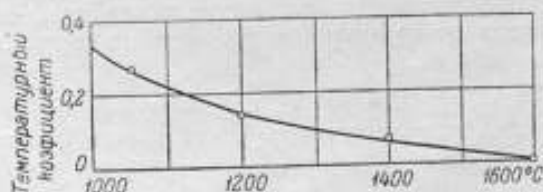


Рис. 2

Увеличение температурного коэффициента газонаполненной лампы при уменьшении объема заключенного в ней газа вполне закономерно.

5. ВЛИЯНИЕ ПОЛЯРНОСТИ ВКЛЮЧЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЛАМПЫ В ЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ ЦЕПЬ

Температурные лампы обычно принято включать в цепь источника постоянного тока. Это объясняется прежде всего тем, что использование температурных ламп в качестве прецизионного прибора требует весьма точного измерения силы тока, протекающего через лампу. Применение для этой цели каких-либо указывающих измерительных приборов не обеспечивает нужной точности, и поэтому измерение силы тока в цепи температурной лампы производится потенциометрическим методом с помощью нормального сопротивления. Потенциометры переменного тока пока еще не

получили широкого распространения, да и точность их значительно ниже, чем потенциометров постоянного тока.

Включение лампы в цепь постоянного тока налагает требование строгого соблюдения той полярности подключения к источнику питания, которая имела место при градуировке лампы. Это требование обуславливается наличием в лампах эффекта Томсона.



Рис. 3

Если перемещаться по направлению электрического тока от края вольфрамовой ленты к ее середине, то до точки с максимальной температурой температурный градиент будет положительным и, следовательно, во всей этой области ленты будет иметь место выделение дополнительного количества тепла, тем большего, чем больше величина температурного градиента в данной точке ленты.

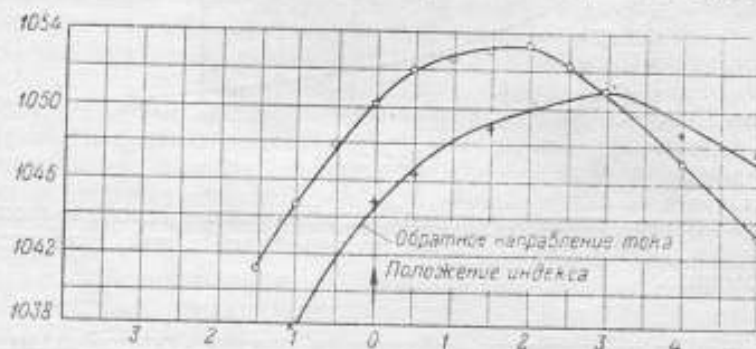


Рис. 4

После перехода через точку максимума температуры, температурный градиент меняет свой знак на обратный и в этой области ленты происходит поглощение тепла. При изменении полярности источника питания происходит обратное явление. В точке максимума температуры, в которой температурный градиент равен нулю, эффект Томсона исчезает. Следовательно, яркость любой точки ленты, за исключением точки максимума температуры, будет зависеть от полярности подключения источника питания.

Измерения яркостной температуры обычно стремятся проводить в точке максимума. Но практически точно выдержать это требование очень трудно и имеющийся в лампе индекс отличает место на ленте только близко лежащее к точке максимума, но не совпадающее с ней. Поэтому при работе с температурными лампами, во избежание возникновения систематических ошибок, необходимо строго соблюдать полярность включения источника питания.

Это положение усугубляется тем, что (как это видно будет из дальнейшего) в газонаполненных лампах с вертикальной лентой точка максимума занимает различное положение на ленте в зависимости от ее температуры.

Величина ошибки, возникающей при изменении полярности источника питания, у разных ламп различна, так как она, прежде всего, определяется расстоянием точки визирования (положением индекса) от точки максимума температуры. Кроме того, для одной и той же лампы она меняется с температурой ленты.

На рис. 3 и 4, заимствованных из работы Бербера, приведены кривые распределения температуры вдоль лент двух температурных ламп для прямого и обратного направлений тока.

Если у первой из этих ламп расхождение между кривыми в месте визирования не превышает 1°C , то у второй оно достигает 5°C .

6. ВЛИЯНИЕ ПОВОРОТА ЛАМПЫ ВОКРУГ ВЕРТИКАЛЬНОЙ ОСИ

Наряду с вопросами температурного коэффициента ламп и влияния эффекта Томсона, Бербер довольно основательно исследовал изменение яркостной температуры ламп с цилиндрическим баллоном при повороте их вокруг вертикальной оси. Это изменение является результатом действия двух явлений: 1) отклонения вольфрама от закона Ламберта; 2) возникновения многократных отражений между лентой и поверхностями стеклянного баллона.

Почти все существующие металлы по своей излучательной способности в различных направлениях в той или иной степени отклоняются от закона Ламберта. Согласно этому закону яркость излучающей поверхности остается неизменной, под какими бы углами к нормали ее ни рассматривали. Отклонения излучения вольфрама от требований закона Ламберта заключаются в том, что по мере увеличения угла между направлением визирования и нормалью к поверхности металла его яркость увеличивается (если этот угол не превышает 80°). Следовательно, некоторый поворот лампы вокруг вертикальной оси должен вызвать увеличение яркости ленты в месте визирования. Увеличение же яркости приведет к ошибочному определению яркостной температуры.

На рис. 5 и 6 плавной пунктирной линией нанесены кривые изменения яркостных температур при поворотах лампы вокруг вертикальной оси до угла $\approx 40^{\circ}$. При таких больших углах

поворота изменение яркостной температуры составляет 4° (при температуре 1400°C). На практике таких больших поворотов лампы, обусловленных неточностью ее установки, безусловно не может быть. Обычно неточность установки может вызвать поворот лампы максимум в пределах $\pm 10^\circ$, а этот угол поворота вызывает изменение яркостной температуры, не превышающее $0,5^\circ$.

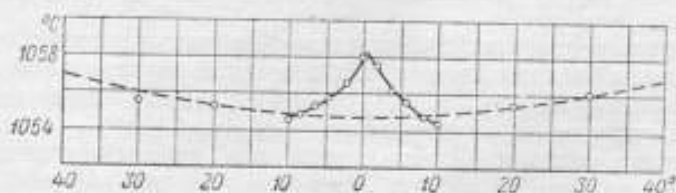


Рис. 5

Значительно большие погрешности возникают вследствие многократных отражений между поверхностями ленты и стеклянного баллона. Если рассматривать ленту строго в направлении нормали к ее поверхности, то в этом случае влияние многократных отражений будет наибольшим. По мере отклонения от нормали дополнитель-

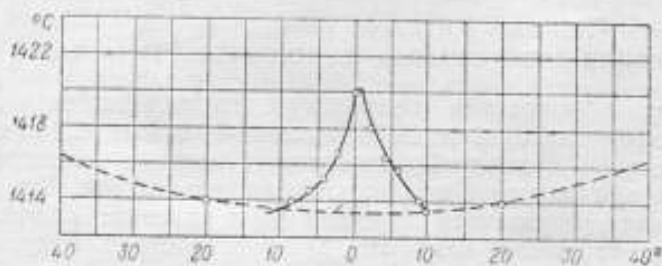


Рис. 6

ная яркость, вызванная многократным отражением, будет очень быстро уменьшаться. Экспериментальные данные, характеризующие это явление, представлены на рис. 5 и 6 сплошными линиями. Крутизна спадания кривых зависит от ширины ленты. У ламп с более широкими лентами кривые будут более пологими. Элементарная теория показывает, что высота наблюдающегося пика яркостной температуры прямо пропорциональна квадрату абсолютной температуры.

На рис. 6 видно, что если при строго нормальном направлении визирования приращение температуры достигает $7,1^\circ\text{C}$, то при отклонении от нормали на 2° это приращение вдвое уменьшается. Из этого можно сделать следующий, очень существенный вывод: без специального приспособления очень трудно обеспечить строго

нормальное направление визирования, поэтому температурные лампы с цилиндрическим баллоном не могут являться прецизионным прибором для измерения температур.

В лаборатории высоких температур проводились эксперименты по изучению влияния многократного отражения с лампой, имеющей цилиндрический баллон, снабженный боковым патрубком, заканчивающимся плоскопараллельным стеклом с плоскостями, параллельными ленте лампы. Измерения показали, что при температуре 1200°C многократные отражения между лентой и поверхностями плоскопараллельного стекла создают увеличение яркостной температуры до 10°C .

Таким образом, прецизионная температурная лампа должна обладать специальной формой баллона, исключающей возможность многократных отражений. К этому вопросу мы вернемся ниже при разработке рациональной конструкции температурной лампы.

Исследование влияния ошибок в установке на индекс лампы, а также изучение влияния наклона лампы требует построения теории распределения температуры по вертикальной и горизонтальной ленте у пустотных ламп и газонаполненных. К разрешению этого вопроса автор переходит ниже.

7. ОБЩЕЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ УРАВНЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПО ЛЕНТЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЛАМПЫ

Рибо и Никитин в своей работе придерживаются той точки зрения, что плоская вольфрамовая лента, накаливаемая электрическим током, в энергетическом отношении должна вести себя так же, как и цилиндрическая нить того же отношения периметра к площади поперечного сечения. Как мы увидим дальше, это неверно.

Поэтому при рассмотрении энергетического баланса плоской вольфрамовой ленты и связанного с ним распределения температуры по ленте мы вынуждены будем исходить из общего дифференциального уравнения баланса энергии плоской ленты и исследовать его решение.

Предположим, что лента настолько хорошо прокатана, что она на всех своих участках имеет одинаковую толщину a , и по всей своей длине одинаковую ширину $2b$, что обычно и имеет место в температурных лампах, ленты которых предварительно тщательно калибруются.

За начало координат примем середину ленты. Координату X направим от нормального сечения ленты, равноотстоящего от ее концов, в которых она примет значения $+l$ и $-l$. Тогда вся длина ленты будет равна $2l$. Координата Y направлена к боковым поверхностям ленты от линии, проходящей вдоль всей ленты и равноотстоящей от боковых поверхностей, на которых она приня-

мает значения $+b$ и $-b$. Следовательно, ширина ленты принимается равной $2b$.

Для газонаполненной лампы дифференциальное уравнение распространения тепла по ленте будет иметь вид

$$\lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial \lambda}{\partial T} \left[\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)^2 \right] = \frac{(a+2b)}{ab} (R_T + \alpha_T) - i^2 \rho_T, \quad (1)$$

где λ — коэффициент теплопроводности вольфрама,
 T — абсолютная температура места ленты, имеющего координаты X и Y ;

ρ_T — удельное сопротивление вольфрама при температуре T ;

R_T и α_T — соответственно количества энергии, расходуемые на 1 см ленты при температуре T на излучение и конвекционную теплоотдачу;

i — плотность тока, т. е. сила тока в амперах, отнесенная к единице площади поперечного сечения ленты.

Первый член правой части уравнения (1) выражает количество тепла, теряемое единицей объема ленты на излучение и конвекционную теплоотдачу с его поверхностей. Второй член правой части уравнения (1) представляет количество джоулевого тепла, выделяющегося в единице объема ленты при прохождении через нее электрического тока. В левой части уравнения (1) стоит выражение, характеризующее поток тепла вдоль ленты.

Изменение удельного сопротивления вольфрама ρ_T с температурой, согласно исследованию Форсайта и Уортинга, может быть представлено в виде

$$\rho_T = BT^\beta, \quad (2)$$

откуда легко получим

$$\frac{\Delta \rho_T}{\rho_T} = \beta \frac{\Delta T}{T}. \quad (2')$$

Изменение излучения вольфрама с температурой выражается, в первом приближении, формулой

$$R_T = RT^\gamma, \quad (3)$$

откуда

$$\frac{\Delta R_T}{R_T} = \gamma \frac{\Delta T}{T}. \quad (3')$$

Однако вычисления показывают, что при изменении температуры T не остается постоянной величиной, а также меняется, хотя и в небольших пределах, как это видно в табл. 1.

Изменение показателя излучения γ с температурой

$T^\circ K$	1000	1200	1400	1600	1800	2000	2200	2400	2600
γ	5,35	5,33	5,29	5,15	4,99	4,85	4,74	4,64	4,55

Что касается изменений с температурой конвекционной теплоотдачи α_T , то, как показывают экспериментальные исследования, о которых речь будет ниже, эту потерю тепла можно представить в виде

$$\alpha_T = \alpha (T - T_e)^n, \quad (4)$$

где α — коэффициент, зависящий от рода металла ленты, характера ее поверхности, рода наполняющего газа, давления его и т. д.;

T_e — температура газа, прилегающего к данному месту лампы. При малых разностях температур ленты и газа $n=1$ и в этом случае мы имеем закон охлаждения Ньютона.

Исследования теплоотдачи плоской вертикальной стенки (случай, имеющий место в ленточных лампах), при разностях температур, не превышающих $200^\circ C$, дают $n=1,33$. Теплоотдача в температурных лампах, как увидим ниже, при разностях температур, достигающих $1000^\circ C$ и выше, приводит к величине $n=2,5$.

Из уравнения (4) легко получаем

$$\frac{\Delta \alpha_T}{\alpha_T} = n \frac{\Delta T}{T - T_e}. \quad (4')$$

Произведем некоторые преобразования в правой части уравнения (1). Для этого предположим, что в точке максимальной температуры ленты (при $T = T_m$) все джоулево тепло, выделяющееся в ленте (вследствие отдаленности этой точки ленты от охлаждающих ее концы молибденовых держателей) полностью расходуется на излучение и конвекционную теплоотдачу, т. е. что в этом месте ленты поток тепла вдоль нее равен нулю.

Тогда из правой части уравнения (1) получим

$$i^2 \rho_m = \frac{a+2b}{ab} [R_m + \alpha (T_m - T_e)^n]$$

или

$$i^2 = \frac{a+2b}{ab \rho_m} [R_m + \alpha (T_m - T_e)^n],$$

где R_m и ρ_m обозначают излучение и удельное электрическое сопротивление ленты при $T = T_m$.

Подставляя полученное значение i^2 в правую часть уравнения (1), имеем

$$\frac{a+2b}{ab} [R_T + \alpha (T - T_e)^n] - \frac{(a+2b)\rho_T}{ab\varrho_m} [R_m + \alpha (T_m - T_e)^n]$$

или

$$\begin{aligned} & \frac{a+2b}{ab} \left[R_T - \frac{\rho_T}{\varrho_m} R_m + \alpha (T - T_e)^n - \frac{\rho_T}{\varrho_m} \alpha (T_m - T_e)^n \right] = \\ & = \frac{a+2b}{ab R_m} \left[\frac{R_T}{R_m} - \frac{\rho_T}{\varrho_m} + \frac{\alpha (T_m - T_e)^n}{R_m} \left[\left(\frac{T - T_e}{T_m - T_e} \right)^n - \frac{\rho_T}{\varrho_m} \right] \right] = \\ & = \frac{a+2b}{ab R_m} \left\{ \frac{R_T - R_m}{R_m} - \frac{\rho_T - \varrho_m}{\varrho_m} + \right. \\ & \left. + \frac{\alpha (T_m - T_e)^n}{R_m} \left[\frac{(T - T_e)^n - (T_m - T_e)^n}{(T_m - T_e)^n} - \frac{\rho_T - \varrho_m}{\varrho_m} \right] \right\} \end{aligned}$$

Для не очень больших разностей $T_m - T$ из формул (2'), (3') и (4') получим

$$\begin{aligned} \frac{\rho_T - \varrho_m}{\varrho_m} &= \beta \frac{T - T_m}{T_m}, \\ \frac{R_T - R_m}{R_m} &= \gamma \frac{T - T_m}{T_m}, \\ \frac{(T - T_e)^n - (T_m - T_e)^n}{(T_m - T_e)^n} &= n \frac{T - T_m}{T_m - T_e}. \end{aligned}$$

Подставив эти значения, будем иметь

$$\frac{a+2b}{ab R_m T_m} \left\{ \gamma - \beta + \frac{\alpha_m}{R_m} \left[\frac{T_m}{T_m - T_e} n - \beta \right] \right\} (T - T_m).$$

Обозначим через

$$p^2 = \frac{a+2b}{\lambda_m ab R_m T_m} \left\{ \beta - \gamma + \frac{\alpha_m}{R_m} \left(\beta - \frac{T_m}{T_m - T_e} n \right) \right\},$$

тогда уравнение (1) примет вид

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{1}{\lambda_m} \frac{d\lambda}{dT} \left[\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)^2 \right] + p^2 (T - T_m) = 0. \quad (5)$$

Это общее дифференциальное уравнение распределения температуры по плоской ленте может быть проинтегрировано в том случае, если принять независимость теплопроводности вольфрама от температуры, т. е. положить $\frac{\partial \lambda}{\partial T} = 0$.

Тогда, обозначая $T - T_m = U$, получим

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + p^2 U = 0. \quad (6)$$

Если геометрические размеры ленты, а также координаты x и y будем выражать в долях половины всей длины ленты l , то граничные условия для интегрирования уравнения (6) представятся в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial x} \Big|_{x=0} &= 0 & U \Big|_{y=0} &= 0 \\ U \Big|_{x=1} &= U_g & \frac{\partial U}{\partial y} \Big|_{y=b} &= \frac{R_m + \alpha_m}{\lambda_m} \end{aligned}$$

где U_g обозначает значение переменной, соответствующей температуре на краю ленты.

Решение получается следующее:

$$U = \frac{4 U_g}{km \cos L} \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \sin \frac{E \pi}{b} y \cos L \pi x \int_0^1 \int_0^b \cos L \pi x \sin \frac{E \pi}{b} y dx dy, \quad (7)$$

где $k, m = 1, 2, 3, \dots$

$$L^2 = p^2 - E^2,$$

а E является корнем уравнения

$$E \cos Eb = \frac{R_m + \alpha_m}{\lambda_m}.$$

Полученное решение довольно громоздко и, следовательно, мало удобно для применения. Кроме того, в преобразованиях, приведших к уравнению (5), предполагалось, что разности $T - T_m$ невелики. Следовательно, решение справедливо только в средней части довольно длинной ленты.

Наконец, в уравнении (1) конвекционная теплоотдача α_T рассматривалась только зависящей от T и, следовательно, предполагалось, что для различных участков ленты она одна и та же. Такое предположение может быть признано законным только в том случае, если лента расположена в горизонтальной плоскости. Такой монтаж ленты в температурных лампах никогда не применяется, так как это вызвало бы необходимость визирования ленты в вертикальном направлении сверху вниз или снизу вверх, что привело бы к большим неудобствам.

Обычно в температурных лампах лента монтируется в вертикальной плоскости, но длинная сторона ее может быть расположена горизонтально или вертикально. В зависимости от этого говорят о лампах с горизонтальной или вертикальной лентой.

Такое расположение ленты приводит к тому, что конвекционные токи, возникающие при нагревании газа нижними частями ленты, поднимаются вверх, создают возрастание T_p с высотой, что уменьшает теплоотдачу у верхних частей ленты и, следовательно, повышает их температуру.

Таким образом, при всей кажущейся общности решения, уравнение (7) имеет очень ограниченное применение и поэтому не

может быть использовано для исследования распределения температуры по ленте температурной лампы.

По этим соображениям мы вынуждены отказаться от решения задачи о распределении температуры в общем виде, а приступим к исследованию некоторых наиболее интересных частных случаев.

8. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ВДОЛЬ СЕРЕДИНЫ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ЛЕНТЫ ГАЗОНАПОЛНЕННОЙ ЛАМПЫ

Исследуем распределение температуры вдоль линии, проходящей по всей ленте на равных расстояниях от ее верхнего и нижнего краев. Эта линия характеризуется условием $y=0$. При этом будем рассматривать ленту, расположенную горизонтально, и, следовательно, с полным правом можно считать, что конвекционная теплоотдача вдоль всей рассматриваемой линии будет одинаковой.

Положим с известным приближением в уравнении (1) $\frac{\partial T}{\partial y}$, $\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}$ и $\frac{\partial \lambda}{\partial T}$ равными нулю и, вместо него, будет иметь

$$\lambda \frac{d^2 T}{dx^2} = \frac{(a+2b)}{ab} (R_T + z_T) - i^2 \rho_T \quad (8)$$

Это уравнение не искажено никакими упрощающими допущениями, ограничивающими его применение только случаем длинных лент. Поэтому оно полностью применимо и к случаю короткой ленты, у которой в точке максимума температуры поток вдоль ленты не может быть принят равным нулю.

Если для длинной ленты уравнение (8) может быть преобразовано к виду

$$\frac{d^2 T}{dx^2} = p^2 (T - T_m), \quad (9)$$

то с короткой лентой дело обстоит несколько сложнее.

Рассмотрим две ленты, накаливаемые током одинаковой плотности. Из этих лент одна длинная с максимальной температурой T_m , а вторая короткая с максимальной температурой в середине T_k .

Так как уравнение (8) справедливо для любой длины ленты, то для некоторой температуры T можно написать

$$\left(\frac{d^2 T}{dx^2} \right)_T \text{ кор} = \left(\frac{d^2 T}{dx^2} \right)_T \text{ дл.}$$

Первое интегрирование этого выражения дает

$$\left(\frac{dT}{dx} \right)_T \text{ кор} = \left(\frac{dT}{dx} \right)_T \text{ дл} + C.$$

Очевидно, что при $T = T_{\mu} \left(\frac{dT}{dx} \right)_{\text{кор}} = 0$. Следовательно

$$C = - \left(\frac{dT}{dx} \right)_{T_{\mu}}^2 \text{ дЛ},$$

подставляя это значение постоянной интегрирования, имеем

$$\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_T^2 \text{ кор} = \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_T^2 \text{ дЛ} - \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{T_{\mu}}^2 \text{ дЛ}.$$

Принимая во внимание (7'), получим

$$\left(\frac{dT}{dx} \right)_{\text{кор}}^2 = p^2 [(T - T_m)^2 - (T_{\mu} - T_m)^2]$$

или

$$px = \int \frac{dT}{\sqrt{(T - T_m)^2 - (T_{\mu} - T_m)^2}}.$$

Принимая

$$\frac{T - T_m}{T_{\mu} - T_m} = z,$$

имеем

$$xp = \int \frac{dz}{\sqrt{z^2 - 1}}$$

или

$$\frac{T - T_m}{T_{\mu} - T_m} = \text{ch } px. \quad (10)$$

Заметим, что при $x=l$ $T = T_g$. Поэтому $T_m = \frac{T_{\mu} \text{ ch } pl - T_g}{\text{ch } pl - 1}$.
Подставляя это значение T_m в (10), получим

$$T = \frac{T_{\mu} \text{ ch } pl - T_g}{\text{ch } pl - 1} - \frac{T_{\mu} - T_g}{\text{ch } pl - 1} \text{ch } px.$$

или окончательно

$$\frac{T}{T_{\mu}} = \frac{\text{ch } pl - \frac{T_g}{T_{\mu}}}{\text{ch } pl - 1} - \frac{1 - \frac{T_g}{T_{\mu}}}{\text{ch } pl - 1} \text{ch } px. \quad (11)$$

В более общей форме это выражение можно представить

$$\frac{T}{T_{\mu}} = A - B \text{ch } px. \quad (11')$$

Последнее выражение представляет собой уравнение относительно распределения температуры вдоль короткой плоской ленты.

Проведем теперь решение полного уравнения (2) для случая короткой ленты горизонтальной газонаполненной лампы. Это ре-

шение должно удовлетворять уравнению (11'), из которого находим $\frac{dT}{dx}$ и $\frac{d^2T}{dx^2}$.

$$\frac{dT}{dx} = T_{\nu} B p \operatorname{sh} px; \quad \frac{d^2T}{dx^2} = -T_{\nu} B p^2 \operatorname{ch} px = p^2 T_{\nu} \left(\frac{T}{T_{\nu}} - A \right)$$

$$\text{и} \quad \left(\frac{dT}{dx} \right)^2 = T_{\nu}^2 p^2 \left[\left(\frac{T}{T_{\nu}} - A \right)^2 - B^2 \right].$$

Подставляя значения производных в уравнение (2), будем иметь

$$\begin{aligned} \lambda p^2 T_{\nu} \left(\frac{T}{T_{\nu}} - A \right) + \frac{d\lambda}{dT} T_{\nu}^2 p^2 \left[\left(\frac{T}{T_{\nu}} - A \right)^2 - B^2 \right] = \\ = \frac{a+2b}{ab} (R_T + \alpha_T) - i^2 \rho_T. \end{aligned}$$

Далее, для вольфрама

$$\lambda = \lambda_{\nu} \left(\frac{T}{T_{\nu}} \right)^{0.4}.$$

Поэтому

$$\frac{d\lambda}{dT} = \frac{0.4 \lambda_{\nu}}{T_{\nu}^{0.4}} T^{-0.6}.$$

Кроме того, из формул (2) и (3) вытекают следующие соотношения:

$$R_T = R_{\nu} \left(\frac{T}{T_{\nu}} \right)^{\gamma} \quad \text{и} \quad \rho_T = \rho_{\nu} \left(\frac{T}{T_{\nu}} \right)^{\beta}.$$

Поэтому получим

$$p^2 = \frac{\frac{a+2b}{ab} \left[R_{\nu} \left(\frac{T}{T_{\nu}} \right)^{\gamma} + \alpha_{\nu} \left(\frac{T - T_{\nu}}{T_{\nu} - T_{\nu}} \right)^{\alpha} \right] - i^2 \rho_{\nu} \left(\frac{T}{T_{\nu}} \right)^{\beta}}{\lambda_{\nu} \left(\frac{T}{T_{\nu}} \right)^{0.4} T_{\nu}^2 \left(\frac{T}{T_{\nu}} - A \right) + \frac{0.4 \lambda_{\nu}}{T_{\nu}^{0.4}} T^{-0.6} \cdot T_{\nu}^2 \left[\left(\frac{T}{T_{\nu}} - A \right)^2 - B^2 \right]}.$$

Полагая $T = T_{\nu}$, будем иметь

$$p^2 = \frac{\frac{a+2b}{ab} (R_{\nu} + \alpha_{\nu}) - i^2 \rho_{\nu}}{\lambda_{\nu} T_{\nu} \{0.4 [(A-1)^2 - B^2] - (A-1)\}}.$$

Подставляя значения A и B , замечаем, что

$$(A-1)^2 - B^2 = 0 \quad \text{и} \quad A-1 = \frac{1 - \frac{T_{\nu}}{T_{\nu}}}{\operatorname{ch} pl - 1}.$$

Окончательно получаем

$$\frac{p^2}{\operatorname{ch} p l - 1} = \frac{l^2 \rho_{\mu} - \frac{a+2b}{ab} (R_{\mu} + \alpha_{\mu})}{\lambda_{\mu} (T_{\mu} - T_{g})} \quad (12)$$

Это трансцендентное уравнение легко решается относительно p либо графически, либо с помощью вспомогательной таблички (табл. 2).

Таблица 2

p	$\frac{p^2}{\operatorname{ch} p - 1}$	p	$\frac{p^2}{\operatorname{ch} p - 1}$	p	$\frac{p^2}{\operatorname{ch} p - 1}$	p	$\frac{p^2}{\operatorname{ch} p - 1}$
0,00	2,00	1,05	1,83	1,60	1,62	2,70	1,13
0,10	2,00	1,10	1,81	1,70	1,58	2,80	1,08
0,20	1,99	1,15	1,79	1,80	1,53	2,90	1,04
0,30	1,98	1,20	1,77	1,90	1,49	3,00	0,99
0,40	1,97	1,25	1,76	2,00	1,45	3,10	0,95
0,50	1,96	1,30	1,74	2,10	1,44	3,20	0,91
0,60	1,94	1,35	1,72	2,20	1,36	3,30	0,87
0,70	1,92	1,40	1,70	2,30	1,31	3,40	0,83
0,80	1,90	1,45	1,68	2,40	1,26	3,50	0,79
0,90	1,87	1,50	1,66	2,50	1,22	3,60	0,75
1,00	1,84	1,55	1,64	2,60	1,17	3,70	0,71

Таким образом, зная физические свойства вольфрама, характеризующиеся величинами λ_{μ} , ρ_{μ} , R_{μ} и α_{μ} при максимальной температуре T_{μ} , а также геометрические параметры ленты, плотность электрического тока и температуру верхнего края держателей, можно вычислить величину параметра p , которая определяет в уравнении (11) распределение температуры вдоль горизонтальной ленты газонаполненной лампы.

Уравнение (11) представляет значительный интерес, так как оно достаточно удобно для применения и не в такой степени ограничено упрощающими предположениями, как уравнение (7). Но для определения параметра p по уравнению (12) необходимо знание температуры T_{g} верхних краев молибденовых держателей, измерить которую не представляется возможным. Поэтому определение этой температуры мы вынуждены провести расчетным путем.

9. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ДЕРЖАТЕЛЕЙ

Вольфрамовая лента, накаливаемая электрическим током, своими концами прикрепляется при помощи сварки к толстым молибденовым или никелевым держателям. Температура верхних концов держателей в месте соприкосновения их с лентой, обозна-

чаемая через T_g , входит в уравнение (12), поэтому займемся теперь вопросом ее определения.

Рассмотрим держатель круглого сечения радиусом r , длиной L , характеризуемый коэффициентом теплопроводности λ' . Вследствие большого сечения плотность тока, проходящего через держатель, будет мала и, следовательно, значительного выделения в нем джоулева тепла трудно ожидать. Поэтому доминирующим источником нагрева держателя будет поток тепла, который поступает в верхний конец держателя от ленты. Обозначим через R_T' количество тепла, теряемое единицей поверхности держателя на излучение при температуре T , через i' — плотность тока в держателе и через ρ_T' — удельное электрическое сопротивление держателя при температуре T .

Тогда дифференциальное уравнение теплового состояния данного места держателя, определяемого расстоянием z от верхнего конца, в случае пустотной лампы представится в виде:

$$\pi r^2 \lambda' \frac{d^2 T}{dz^2} = 2 \pi r R_T' - i'^2 \rho_T' r^2 \pi. \quad (13)$$

Теория теплопроводности длинного стержня, нагреваемого с одного конца, приводит к выводу, что наиболее быстрое изменение температуры, при удалении от нагреваемого конца, имеет место только вблизи самого нагреваемого конца. Чем дальше от него, тем падение температуры будет происходить все медленнее и медленнее. Следовательно, вблизи другого конца длинного стержня, каким и является держатель температурной лампы, с весьма хорошим приближением можно считать

$$\frac{dT}{dz} = \frac{d^2 T}{dz^2} = 0.$$

Поэтому из уравнения (13) получим для $z=L$ и $T=T_c$:

$$\frac{2 R_T'}{r} = i'^2 \rho_c'$$

или

$$i'^2 = \frac{2 R_T'}{r \rho_c'}$$

Подставляя это значение в уравнение (13), имеем

$$\lambda' \frac{d^2 T}{dz^2} = \frac{2 R_c'}{r} \left(\frac{R_T'}{R_c'} - \frac{\rho_T'}{\rho_c'} \right) = \frac{2 R_c'}{r} \left(\frac{R_T' - R_c'}{R_c'} - \frac{\rho_T' - \rho_c'}{\rho_c'} \right). \quad (14)$$

Аналогично вольфраму, излучение и удельное сопротивление молибдена может быть представлено в виде следующих зависимостей от температуры:

$$R_T' = R_c' \left(\frac{T}{T_c} \right)^{\gamma}; \quad (15)$$

$$\rho_T = \rho_c \left(\frac{T}{T_c} \right)^{\beta'} \quad (15')$$

В диапазоне температур от 0 до 600°С $\beta' = 1,12$. Что касается γ' , то она немного меняется в зависимости от температурного интервала, но, вообще говоря, близка к 5.

Из выражений (15) и (15') вытекает, что

$$\frac{R_T - R_c}{T - T_c} = \gamma' \quad \text{и} \quad \frac{\rho_T - \rho_c}{T - T_c} = \beta'.$$

Следовательно, дифференциальное уравнение (14) можно написать в виде

$$\lambda' \frac{d^2 T}{dz^2} = \frac{2 R_c' (\gamma' - \beta') (T - T_c)}{r T_c}$$

или

$$\frac{d^2 T}{dz^2} = Q^2 (T - T_c),$$

где

$$Q^2 = \frac{2 R_c' (\gamma' - \beta')}{r \lambda' T_c}.$$

Общий интеграл этого последнего уравнения будет

$$T = C_1 e^{Qz} + C_2 e^{-Qz}. \quad (16)$$

Значения произвольных постоянных C_1 и C_2 определяем из следующих соображений:

1. При $z=0$ (на верхнем конце держателя) приток тепла равен количеству тепла, поступающему в держатель из ленты:

$$\pi r^2 \lambda' \left(\frac{dT}{dz} \right)_{z=0} = 2 ab \lambda \left(\frac{dT}{dx} \right)_{x=l},$$

причем $\frac{dT}{dx}$ определяется из формулы (11).

2. При $z=L$, $T=T_c$ (T_c можно рассматривать, как температуру цоколя, определяемую экспериментально).

Тогда для данной точки держателя, находящейся на расстоянии z от верхнего края, получим

$$T = T_c e^{-Q(L-z)} + e^{-Qz} \left[T_c e^{-Ql} + \frac{2 ab \lambda p}{\pi r^2 \lambda' Q} \cdot \frac{T_{\mu} - T_g}{\operatorname{ch} p - 1} \operatorname{sh} p \right] \operatorname{ch} QL$$

или, окончательно, полагая $z=0$ и $T=T_g$:

$$T_g = T_c e^{-Ql} + \frac{T_{\mu}}{\pi r^2 \lambda' Q (\operatorname{ch} p - 1)} \operatorname{ch} QL. \quad (17)$$

Входящий в эту формулу параметр p зависит от T_g . Поэтому вычисление T_g по формуле (17) возможно только методом последовательных приближений, с соответствующей корректировкой величины p . Расчет показывает, что уже второго приближения достаточно для получения неменяющихся больше значений T_g и p .

Теоретическое определение температуры держателей в газонаполненной лампе чрезвычайно затруднительно, не столько вследствие математической сложности, сколько ввиду отсутствия возможности экспериментально определить коэффициент теплоотдачи в газ молибденовых держателей. Несомненно, что по причине большой толщины молибденовых держателей теплопроводность является здесь доминирующим фактором.

Поэтому при экспериментальной проверке формулы (11) для газонаполненной лампы мы будем определять температуру держателей с помощью формулы (17).

10. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ВДОЛЬ ВЕРТИКАЛЬНОЙ ЛЕНТЫ ГАЗОНАПОЛНЕННОЙ ЛАМПЫ

В процессе работы в Лаборатории высоких температур было замечено, что температурная лампа, градуированная, например, в вертикальном положении, а применяемая в горизонтальном, очень сильно меняет яркостные характеристики.

Особенно характерен случай с лампой № 513, принадлежащей одному из ленинградских заводов. Это лампа с горизонтальной П-образной вольфрамовой лентой шириной 3 мм и общей длиной 30 мм. Длина прямой части ленты, на которую приходится максимум температуры, равна 15 мм. Лампа не имеет индекса и градуировка ее производилась визированием ниточки эталонного оптического пирометра на геометрическую середину ленты. Баллон лампы цилиндрический, высотой 120 и диаметром 40 мм.

Градуировка лампы в Лаборатории высоких температур проводилась, как обычно, в вертикальном положении баллона цоколем вниз, что соответствовало горизонтальной ленте.

Отградуированная лампа была взята в заводскую лабораторию, но через несколько дней возвращена обратно в Лабораторию высоких температур, причем работники заводской лаборатории высказали предположение, что при градуировке была допущена ошибка, так как они обнаружили несоответствие в температурах порядка 80° С.

Контрольная градуировка дала точное совпадение результатов с ранее произведенной. При выяснении возможных причин погрешностей оказалось, что в заводской лаборатории лампа применялась в горизонтальном положении баллона, т. е. с лентой, расположен-

ной вертикально, что объяснялось более удобным визированием ниточки оптического пирометра на вертикальную ленту, чем на горизонтальную.

В выше цитированной работе обнаружено изменение яркостной температуры газонаполненной лампы на 30°C при отклонении положения лампы от градуировочного на 90° .

Поэтому в Лаборатории высоких температур было произведено измерение распределения яркостной температуры вдоль всего прямого участка ленты лампы № 513 как при горизонтальной, так и при вертикальной ленте, причем в обоих случаях через лампу пропускался ток строго одной и той же силы.

Результаты этих измерений для случая горизонтальной ленты приведены на рис. 7, а для случая вертикальной — на

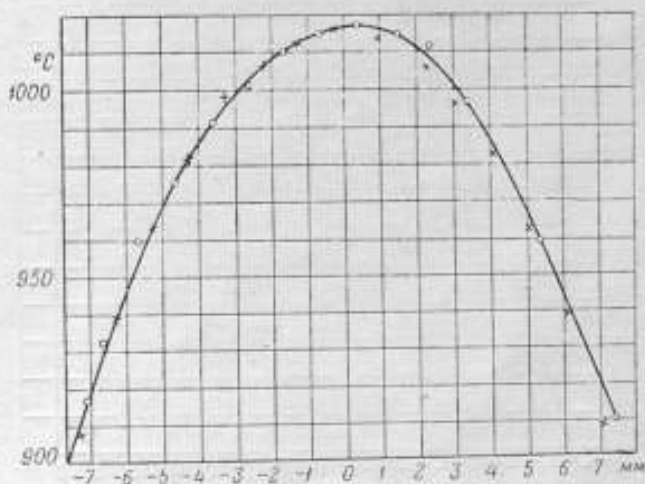


Рис. 7

рис. 8. Кривые на этих рисунках проведены по экспериментальным точкам, нанесенным кружками. По горизонтали отложены расстояния на ленте (в миллиметрах) от ее геометрической середины, отмеченной стрелкой.

Из сравнения рис. 7 и 8 видно, что, действительно, эта лампа при наклоне на 90° обнаруживает повышение яркостной температуры в месте визирования на 80°C . Максимальная же яркостная температура меняется на 87°C и максимум перемещается выше середины ленты.

Физический смысл этого явления вполне понятен. В случае вертикальной ленты газ, нагреваемый нижними ее участками, поднимается вверх и с течением времени внутри лампы вблизи

ленты устанавливается неизменный вертикальный температурный градиент в газе. Поэтому верхние участки ленты оказываются окруженными газом более высокой температуры, конвекционная теплоотдача становится меньше, следовательно, температура ленты возрастает.

Величина вертикального градиента температуры газа очень индивидуальна для каждой лампы. Она зависит от размеров и формы баллона, давления газа, силы тока, формы, размеров

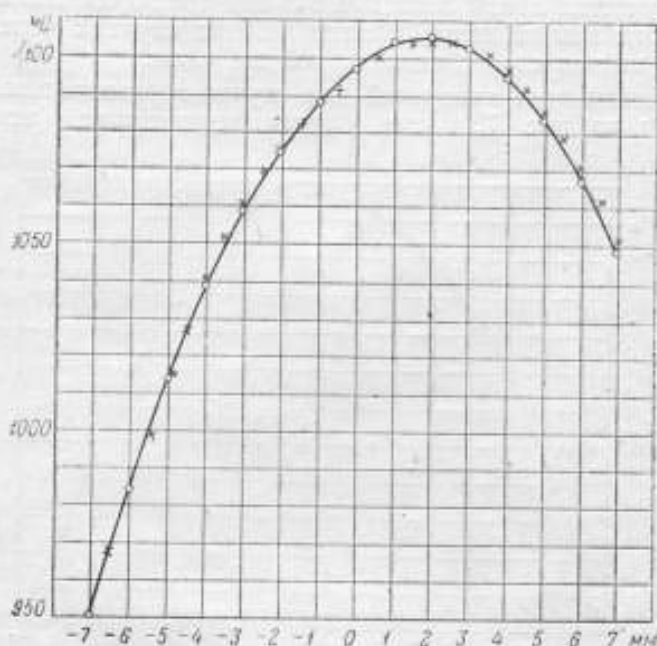


Рис. 8

расположения в баллоне ленты. Чем меньше объем газа в баллоне и чем больше размеры ленты, тем больший вертикальный градиент температуры газа должен наблюдаться в лампе.

Построение строгой теории распределения температуры вдоль вертикальной ленты газонаполненной лампы встречает очень большие математические трудности. Да и создавать такую теорию, вследствие большого разнообразия форм и размеров ламп, вряд ли имеет большой смысл.

Но некоторые теоретические соображения, позволяющие лучше ориентироваться в этом вопросе, можно здесь привести.

На рис. 7 и 8 распределение температуры доведено не до самых держателей, а только по прямому участку ленты, от концов

которого до каждого держателя оставалось еще по 7,5 мм. Следовательно, мы имеем дело со средним участком ленты, довольно удаленным от держателей. Это имеет существенное значение.

Далее, внимательное сравнение рис. 7 и 8 позволяет заметить, что разность температур одного и того же места ленты в вертикальном и горизонтальном ее положениях пропорциональна расстоянию (по мере продвижения от левого края чертежа к правому, т. е. снизу вверх ленты). Если на нижнем крае ленты эта разность составляет 33°С, в центре ленты 80°С, то на верхнем крае она достигает 127°С. Следовательно, при перемещении по нижней половине ленты на расстояние 7 мм температура возросла на 47°С. Точно на ту же величину произошло повышение температуры при перемещении тоже на 7 мм в верхней половине ленты. Это не случайное совпадение.

Изучение разностей температур в любой промежуточной точке ленты показывает, что эти разности возрастают на одинаковую величину по мере продвижения от нижнего края ленты к верхнему. Для лампы № 513 это возрастание составляет 6,7°С при перемещении на 1 мм. Интересно, что это явление обнаруживается и при анализе кривых, приведенных в статье Бербера.

Такое закономерное возрастание температуры вертикальной ленты приводит к мысли, что здесь мы имеем дело с действием постоянного вертикального температурного градиента, установившегося в газе.

Таким образом, на основании имеющегося в нашем распоряжении материала можно высказать предположение, что, по крайней мере, на среднем участке ленты распределение температуры вдоль вертикальной ленты представляет результат наложения двух температурных полей: поля распределения температуры вдоль ленты, соответствующего ее горизонтальному положению, и вертикального температурного поля в газе. Иначе говоря, градиент температуры в данном месте вертикальной ленты равен сумме двух градиентов температуры, из которых один — градиент в этом же месте ленты в горизонтальном ее положении, а второй — вертикальный градиент температуры газа в лампе.

Математически это предположение можно представить так:

$$T_{\text{верт}}(x) = T_{\text{гор}}(x) + (1+x)K, \quad (18)$$

где K — вертикальный градиент температуры газа, а x — координата данной точки ленты, отсчитанная от середины ленты в долях длины ее вертикального участка.

Такое подтверждаемое опытом суммирование температурных полей объясняется, прежде всего, ничтожной массой ленты, а также и тем, что рассмотрению подвергался участок ленты, довольно удаленный от держателей. На рис. 8 крестиками нанесено расчетное распределение температур, полученное по формуле (18), принимая $K=6,7^\circ\text{C}$ на 1 мм. Как видно на этом рисунке, согласование расчетного и фактически наблюдаемого распределений

температуры весьма хорошее. Очевидно, что в случае если лампа установлена не строго вертикально, а край ленты составляет с вертикальным направлением угол ξ , будем иметь

$$T_z(x) = T_{\text{гор}}(x) + (1+x)K \cos \xi. \quad (19)$$

II. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОПЕРЕК ЛЕНТЫ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЛАМПЫ

В этом параграфе мы разберем три случая:

- распределение температуры поперек произвольно ориентированной ленты пустотной лампы;
- распределение температуры поперек вертикальной ленты газонаполненной лампы;
- распределение температуры поперек горизонтальной ленты газонаполненной лампы.

В первом и третьем случаях будем рассматривать распределение температуры по прямой, проходящей на одинаковом расстоянии от краев ленты ($x=0$). Во втором же случае будет рассмотрено распределение температуры по линии, проходящей через точку максимума распределения температуры вдоль ленты ($x=x_p$).

При таком выборе места рассмотрения вполне можно предположить, что поток тепла, идущий поперек ленты, целиком расходуется только на излучение в пустотных лампах и на излучение с теплоотдачей в газ в газонаполненных лампах. Достигнув края ленты по призме высотой y и сечением adx , тепловой поток превращается в лучистую энергию, излучаемую боковой поверхностью ленты с площади adx .

Следовательно, принимая во внимание выражение (3), можно написать

$$-\frac{dT}{dy} \lambda adx = adx R_p \left(\frac{T}{T_p}\right)^{\gamma}$$

Разделив обе части равенства на adx , после небольшого преобразования получим

$$-\frac{\lambda T_p^{\gamma}}{R_p} T^{-\gamma} dT = dy$$

или после интегрирования

$$\frac{\lambda T_p^{\gamma}}{(\gamma-1)R_p} T^{-\gamma+1} = y + C.$$

Значение произвольной постоянной C определяем из условия, что при $y=0$ $T=T_p$. Тогда для края ленты будем иметь

$$\left(\frac{T}{T_p}\right)^{\gamma-1} = \frac{\lambda T_p}{R_p b(\gamma-1) + \lambda T_p}. \quad (20)$$

Из этого выражения непосредственно вытекает довольно существенный вывод: *разница между температурой края плоской ленты и температурой в ее середине не зависит от толщины ленты*. Тем самым опровергается утверждение Рибо и Никитина, что энергетические свойства вольфрамовой ленты зависят от площади поперечного сечения ее и что плоскую ленту можно уподобить цилиндрической нити такого же поперечного сечения.

Подставляя в формулу (20) величины, характеризующие вольфрамовую ленту шириной $2b = 30$ мм, получим для $T = 1300^\circ \text{K}$; разность температур на краю и в середине ленты составляет $0,4^\circ \text{C}$, а для $T_\mu = 2300^\circ \text{K}$ эта разность достигает $6,0^\circ \text{C}$. Эта величина слишком значительна, чтобы можно было ею пренебрегать при прецизионных измерениях.

Для случая распределения температуры поперек вертикальной ленты газонаполненной лампы решение получается в виде очень громоздкого и мало удобного для расчетов выражения, для получения которого все же приходится предполагать γ целым. Поэтому мы вынуждены остановиться на приближенном решении задачи и предположить для ее упрощения, что, вследствие сравнительно небольшой разности температур на краях и в середине ленты, излучение на краях R_T будет равно излучению в середине R_μ , а теплоотдача в газ на краях равна теплоотдаче в середине ленты.

Тогда в качестве исходного мы будем иметь следующее уравнение:

$$-\frac{dT}{dy} \lambda \, dx = ax R_\mu + ax \alpha (T_\mu - T_e)^n$$

или

$$\frac{-\lambda \, dT}{R_\mu + \alpha (T_\mu - T_e)^n} = dy.$$

После интегрирования получим

$$-\frac{\lambda T}{R_\mu + \alpha (T_\mu - T_e)^n} = y + C.$$

Определив значение произвольной постоянной C из условия, что при $y=0$ $T=T_\mu$, получим окончательно для краев вертикальной ленты газонаполненной лампы выражение

$$T_\mu - T = \frac{b}{\lambda} \left[R_\mu + \alpha (T_\mu - T_e)^n \right]. \quad (21)$$

Численные расчеты этой разности температур будут произведены по формуле (21) тогда, когда будет определен коэффициент теплоотдачи вольфрама.

Для исследования случая поперечного сечения горизонтальной ленты газонаполненной лампы мы вынуждены использовать сооб-

ражения, изложенные в предыдущем параграфе при объяснении особенностей распределения температуры вдоль вертикальной ленты газонаполненной лампы.

В то время как рассчитанная по формуле (21) разность температур в середине и на краю вертикальной ленты газонаполненной лампы будет одной и той же для обоих краев, эта симметрия нарушается для верхнего и нижнего краев горизонтальной ленты газонаполненной лампы. Верхний край ленты, вследствие наличия вертикального градиента температуры газа, всегда будет иметь более высокую температуру, чем нижний край.

Можно считать, что распределение температуры поперек горизонтальной ленты определяется суммарным действием двух распределений температуры: распределением температуры поперек вертикальной ленты, характеризуемым уравнением (21), и вертикальным распределением температуры газа вблизи середины горизонтальной ленты.

Следовательно, обозначая через T_n и T_p — соответственно температуры нижнего и верхнего краев горизонтальной ленты, можно написать:

$$T_p - T_n = \frac{b}{\lambda} [R_p + \alpha (T_p - T_c)^n] + b K_1 \quad (21')$$

и

$$T_p - T_n = \frac{b}{\lambda} [R_p + \alpha (T_p - T_c)^n] - b K_1, \quad (22)$$

где K_1 — вертикальный градиент температуры газа, измеренный поперек ленты, когда она находится в горизонтальном положении. Разность температур верхнего и нижнего краев горизонтальной ленты (при вертикальном баллоне) была измерена у той же лампы № 513. Она оказалась равной $4,8^\circ\text{C}$. Для ленты этой лампы $2b = 3,0$ мм K_1 получается равным $1,6^\circ\text{C}$ на 1 мм высоты.

Такое различие между K_1 ленты и величиной K_1 вертикального градиента температуры газа, определенного для той же лампы при ее вертикальном положении, вполне понятно. В первом случае баллон лампы помещался горизонтально и, следовательно, от центра ленты стенка баллона находилась по вертикали на расстоянии только 20 мм. В последнем случае баллон устанавливался вертикально и, следовательно, между лентой и верхним куполом баллона находился столб газа высотой 60 мм. Это и привело здесь к уменьшению вертикального градиента температуры газа.

Наличие разности температур центра и краев ленты, с одной стороны, и верхнего и нижнего краев горизонтальной ленты, с другой, всегда необходимо иметь в виду при прецизионных измерениях температуры с температурными лампами.

Недооценка этих факторов может привести к существенным ошибкам.

12. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕЛИЧИН, ХАРАКТЕРИЗУЮЩИХ ТЕПЛОТДАЧУ ОТ ЛЕНТЫ В ГАЗ

При рассмотрении вопросов температурного режима ленты газонаполненной лампы, для определения теплоотдачи ленты в газ нам пришлось ввести, без достаточного обоснования, уравнение (4):

$$\alpha_r = \alpha (T - T_g)^n.$$

Таким образом, было предположено, что теплоотдача в данном месте и для данной температуры ленты может быть характеризована температурой T_g газа, прилегающего к этому месту ленты, показателем степени n и коэффициентом пропорциональности α . Можно предполагать, что все эти три величины зависят не только от состава газа, наполняющего баллон, но, что хуже всего, — от индивидуальных особенностей данной лампы — формы и размеров баллона, формы и размеров ленты, конструкции крепления держателей у цоколя и т. п.

Поэтому совершенно не представляется возможным произвести хотя бы ориентировочный теоретический расчет теплоотдачи ленты газонаполненной лампы.

Это обстоятельство заставило нас пойти по другому пути, пожалуй, более надежному и определить значения всех трех величин для данной лампы, исходя из некоторых специальных наблюдений, проведенных на базе изложенных ниже теоретических рассуждений.

Целью экспериментов будет также попытка обоснования законности принятого уравнения (4).

Предположим, что в нашем распоряжении имеются две ленточные вольфрамовые лампы, из которых одна газонаполненная, а вторая — пустотная. Весьма существенно, чтобы лампы были однотипные, с одинаковыми формами и размерами баллонов и лент. Кроме того, ленты должны быть достаточно длинными, чтобы можно было на них выбрать участок, на температуре которого значительно не сказывается охлаждающее действие держателей.

Пусть газонаполненная лампа характеризуется величинами: толщиной ленты a_1 и ее полушириной b_1 . Пустотная лампа характеризуется толщиной ленты a_2 и ее полушириной b_2 . Измеряем силы тока I_1 и I_2 соответственно в газонаполненной и пустотной лампах, обеспечивающие одинаковую истинную температуру T_μ на серединах обеих лент.

При достаточной длине лент на их серединах поток тепла вдоль лент можно считать равным нулю, поэтому напишем уравнения баланса энергии в этих точках каждой ленты:

$$I_1^2 \frac{R_\mu}{2a_1 b_1} = 2(a_1 + 2b_1)R_\mu + 2(a_1 + 2b_1)\alpha(T_\mu - T_g)^n$$

$$I_2^2 \frac{R_p}{2a_2 b_2} = 2(a_2 + 2b_2) R_p.$$

Разделив первое уравнение на второе, получим

$$\frac{a_2 b_2}{a_1 b_1} \left(\frac{I_1}{I_2} \right)^2 = \frac{a_1 + 2b_1}{a_2 + 2b_2} + \frac{(a_1 + 2b_1)}{(a_2 + 2b_2)} \cdot \frac{\alpha}{R_p} (T_p - T_e)^n$$

или

$$1 + \frac{\alpha}{R_p} (T_p - T_e)^n = \frac{(a_2 + 2b_2) a_2 b_2}{(a_1 + 2b_1) a_1 b_1} \left(\frac{I_1}{I_2} \right)^2. \quad (23)$$

Излучение вольфрама R_p для данной T_p известно, поэтому, используя геометрические размеры лент и измеренные силы тока I_1 и I_2 , по формуле (23) можно вычислить член, определяющий величину теплоотдачи в газ. Определение теплоотдачи по формуле (23) было проведено в Лаборатории высоких температур на той же лампе № 513. Пустотная лампа представляла собой почти точную копию лампы № 513. Разница заключалась только в том, что у пустотной лампы $a = 0,03$ мм и $b = 1,0$ мм, а у лампы № 513 $a = 0,05$ мм и $b = 1,5$ мм. Газонаполненная лампа устанавливалась вертикально так, что ее лента находилась в горизонтальном положении. Яркостная температура средних участков обеих ламп определялась эталонным оптическим пирометром, а по ней вычислялась истинная температура лент.

Полученные для различных T_p величины конвекционной теплоотдачи, выраженные в ваттах с квадратного сантиметра в секунду, приведены в табл. 3.

Таблица 3
Конвекционная теплоотдача с горизонтальной ленты лампы № 513 при различных температурах

T_p истинн °К	$\alpha (T_p - T_e)^n$	T_e гор °К	T_e верт °К
1224	4,42	368	394
1333	6,55	383	416
1443	8,71	395	437
1553	11,12	406	450
1664	14,09	419	470
1776	16,67	434	496
1889	19,33	444	510

Из второго столбца этой таблицы без труда можно получить неизвестные величины α , T_e и n , характеризующие теплоотдачу: $\alpha = 2,40 \times 10^{-7}$ и $n = 2,5$.

Что касается температуры газа вблизи середины горизонтальной лампы T_c , то полученные для нее значения приведены в третьем столбце табл. 3.

Такие же измерения были проведены при установке баллона лампы № 513 в горизонтальном положении, что соответствует вертикальной ленте. В этом случае было найдено $\alpha = 2,38 \times 10^{-7}$ и $n = 2,49$. Величины T_c для вертикальной ленты помещены в последнем столбце табл. 3.

Таким образом, для лампы № 513 значения α и n практически не зависят от наклона лампы, меняется в ней только температура газа.

Из этого, конечно, нельзя сделать какие-либо обобщающие заключения о теплоотдаче в температурных лампах различных конструкций. Это покажут дальнейшие исследования. В данной работе автор стремился наметить пути исследования некоторых неясных вопросов, касающихся свойств температурных ламп.

Изложенный выше метод исследования конвекционной теплоотдачи при больших разностях температур, насколько известно автору, является новым и применяется впервые.

Возвратимся теперь к формуле (21), дающей возможность рассчитать разность температур в середине и на краю вертикальной ленты газонаполненной лампы. Подставляя в нее величину теплоотдачи для $T_p = 1300^\circ \text{K}$, получим $T_p - T = 1,5^\circ \text{C}$, а для $T_p = 1900^\circ \text{K}$ будем иметь $T_p - T = 5,6^\circ \text{C}$.

13. ОШИБКИ В ИЗМЕРЕНИИ ТЕМПЕРАТУРЫ С ПОМОЩЬЮ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЛАМПЫ

На рис. 7, кроме кривой, проведенной по экспериментальным точкам, нанесены крестики, характеризующие теоретическое распределение температуры вдоль горизонтальной ленты газонаполненной лампы № 513. Это распределение вычислено по формуле (11).

Температура держателя T_g определена методом последовательных приближений из уравнения (17), причем в качестве исходных данных взята экспериментально определенная температура цоколя, равная в момент прогрева лампы 350°K . Тогда температура держателя получается равной 565°K . Параметр P , рассчитанный, исходя из трансцендентного уравнения (12), для $T_p = 1300^\circ \text{K}$ найден равным 1,88. Этот параметр характеризует крутизну кривой распределения температуры. Для различных T_p он будет принимать разные значения.

Рис. 7 показывает весьма хорошее согласование теоретического распределения температуры с экспериментально найденным для лампы № 513. Однако из этого, конечно, еще нельзя сделать никаких обобщающих заключений о столь же удовлетворительном согласовании уравнения (11) с экспериментальными данными

для различных конструкций температурных ламп. Кроме того, необходимо иметь в виду, что на рис. 7 нанесено распределение температуры вдоль только среднего участка ленты, составляющего половину всей ее длины (на протяжении 15 мм прямого участка из 30 мм общей длины всей ленты). Поэтому, насколько хорошо отражает уравнение (11) фактическое распределение температуры вблизи держателей ленты, по рис. 7 проверить нельзя. Это расхождение может иметь место в том случае, если неверно определена температура держателей T_g по формуле (17). Здесь же есть некоторая неопределенность.

Исследовав вопрос о распределении температуры по ленте температурной лампы, мы можем теперь возвратиться к выяснению погрешностей в измерении температуры с помощью температурной лампы.

В вопросе о влиянии неточности установки нити лампочки оптического пирометра на индекс температурной лампы очень большую роль играет величина градиента температуры вдоль ленты в месте визирования. У температурных ламп с вертикальной лентой обычно индекс указывает место на ленте, расположенное на 1—2 мм выше середины ленты. Это смещение индекса диктуется теми соображениями, что у газонаполненных ламп с вертикальной лентой место максимума температуры ленты находится несколько выше ее середины. Таким образом, по идее, индекс должен указывать место на ленте с градиентом температуры вдоль нее, равным нулю. Тогда некоторая неточность в установке нити оптического пирометра на индекс ленты не скажется на измерении температуры. Однако принципиально эти правильные соображения в применении их на практике не всегда приводят к желаемым результатам. В газонаполненной лампе с вертикальной лентой положение максимума температуры не является строго фиксированным, а перемещается по ленте в зависимости от самой температуры ленты. Поэтому, если при одной температуре ленты индекс соответствует точке максимума, то при другой температуре индекс будет указывать на место ленты, обладающее ощутимой величиной температурного градиента. Неточность установки нити лампочки оптического пирометра на индекс лампы можно принять равной 0,2 мм. Указать же возникающую вследствие этой неточности величину погрешности температуры в общем случае не представляется возможным, так как эта величина у температурных ламп слишком индивидуальна. В случае лампы № 513, у которой нет индекса и визирование производится на геометрическую середину ленты, неточность в установке на 0,2 мм приведет к погрешности 2° С.

При установке лампы на рабочем стенде без применения отвеса легко допустить отклонение лампы от вертикального положения на угол до 5°. У различных ламп такое отклонение вызовет различное изменение яркостной температуры ленты. В случае лампы, исследованной Бербером, это отклонение вызвало изме-

нение яркостной температуры на 1°C , а у лампы № 513 это изменение достигло 3°C при отклонении ленты от вертикального положения. Если известен для данной лампы вертикальный температурный градиент газа K , это изменение яркостной температуры может быть найдено из формул (18) и (19).

Следовательно, на измерении температуры оптическим пирометром с помощью температурной лампы, с вертикальной лентой, сказываются следующие ошибки:

1) ошибка в построении температурной шкалы $\pm 1-2^{\circ}\text{C}$ (величина этой ошибки взята из практики построения температурной шкалы как во ВНИИМ, так и в метрологических учреждениях других стран);

2) ошибки градуировки температурной лампы по эталонному оптическому пирометру $\pm 2^{\circ}\text{C}$;

3) ошибка в установке на индекс на $0,2\text{ мм}$ дает $\pm 2^{\circ}\text{C}$.

4) ошибка вследствие несоблюдения должного направления тока $\pm 1-5^{\circ}\text{C}$;

5) ошибка вследствие отклонения температуры окружающего воздуха от нормальной температуры на $\pm 5^{\circ}\text{C}$ дает $\pm 1-2^{\circ}\text{C}$;

6) несоблюдение необходимой выдержки для стабилизации режима лампы может привести к ошибкам $\pm 10-15^{\circ}\text{C}$;

7) отклонение от вертикального положения ленты на угол до 5° дает $\pm 1-3^{\circ}\text{C}$;

8) вращение лампы с цилиндрическим баллоном вокруг вертикальной оси на угол 5° от нормального направления дает $\pm 4^{\circ}\text{C}$;

9) случайные ошибки измерений оптическим пирометром $\pm 3^{\circ}\text{C}$.

Проведенный здесь анализ ошибок показывает, насколько тщательно нужно производить установку лампы и создавать условия, обеспечивающие максимальное снижение возможных ошибок, возникающих вследствие различных исследованных выше факторов.

14. ВОЗМОЖНОСТИ РАЦИОНАЛЬНОЙ КОНСТРУКЦИИ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЛАМПЫ

Рассматривая приведенные в предыдущем параграфе причины ошибок, возникающих при измерении температуры с помощью температурных ламп, можно заметить, что некоторые из них являются результатом не совсем удачной конструкции температурных ламп с вертикальной лентой и цилиндрическим баллоном, получивших очень широкое распространение. Поэтому в результате изучения вопроса о свойствах температурных ламп у автора возникла мысль о необходимости разработки такой конструкции лампы, которая, по возможности, снижала бы ошибки, возникающие при ее использовании.

1. Прежде всего необходимо отказаться от применения цилиндрического баллона, приводящего к возникновению между лентой и баллоном многократных отражений. В качестве одной из наи-

более удачных конструкций баллона можно предложить изображенную на рис. 9.

Передняя и задняя поверхности баллона должны быть плоскопараллельными, во избежание искажения изображения ленты. С точки зрения технологии стеклодувных процессов эта задача не простая, но при применении в качестве материала для баллона и плоскопараллельных пластин плавленого кварца она разрешается без труда.

Кроме того, для уничтожения отражений между лентой и плоскопараллельными пластинками вертикальный угол между пластинками и линией визирования должен быть не больше 70° .

Такая конструкция баллона полностью устраняет необходимость визирования строго нормально к поверхности ленты, что очень трудно осуществить без специального приспособления.

2. Если есть возможность ограничить применение температурной лампы яркостью температурой, не превышающей 1500°C , то крайне желательно такую лампу делать пустотной. Это увеличит стабильность яркостной характеристики лампы, исключив влияние конвекционных токов, и позволит применять вертикальную ленту, которая значительно более удобна в применении, чем горизонтальная, и не требует строго вертикальной установки.

В высокотемпературных газонаполненных лампах необходимо совершенно отказаться от применения вертикальной установки лент. При различных накалах газонаполненной лампы максимум температуры смещается вдоль вертикальной ленты, что создает неблагоприятные условия измерений. Следовательно, газонаполненные лампы могут изготавливаться только с горизонтальной лентой.

3. Ошибка в установке на индекс и несоблюдение полярности включения источника питания приводят к ошибкам при измерениях температуры только вследствие того, что вдоль ленты имеет место значительный градиент температуры.

Поэтому автор пришел к необходимости так изменить форму ленты, чтобы сильно уменьшить градиент яркости вдоль нее и, если удастся, свести этот градиент практически к нулю.

Взаимодействие излучающих поверхностей в клине Менделеева навело автора на мысль произвести теоретический расчет распределения температуры вдоль прямого участка ленты, ограниченного с обеих сторон двумя клиньями (см. рис. 10). Углы обоих клиньев примем одинаковыми и равными θ . Симметричные отрезки ленты обозначим через r , s и t , так что

$$r + s + t = l,$$

Назовем такую ленту двуклиновидной.

Задача, следовательно, сводится к тому, чтобы определить наиболее выгодные величины θ , r , s и t для обеспечения одина-

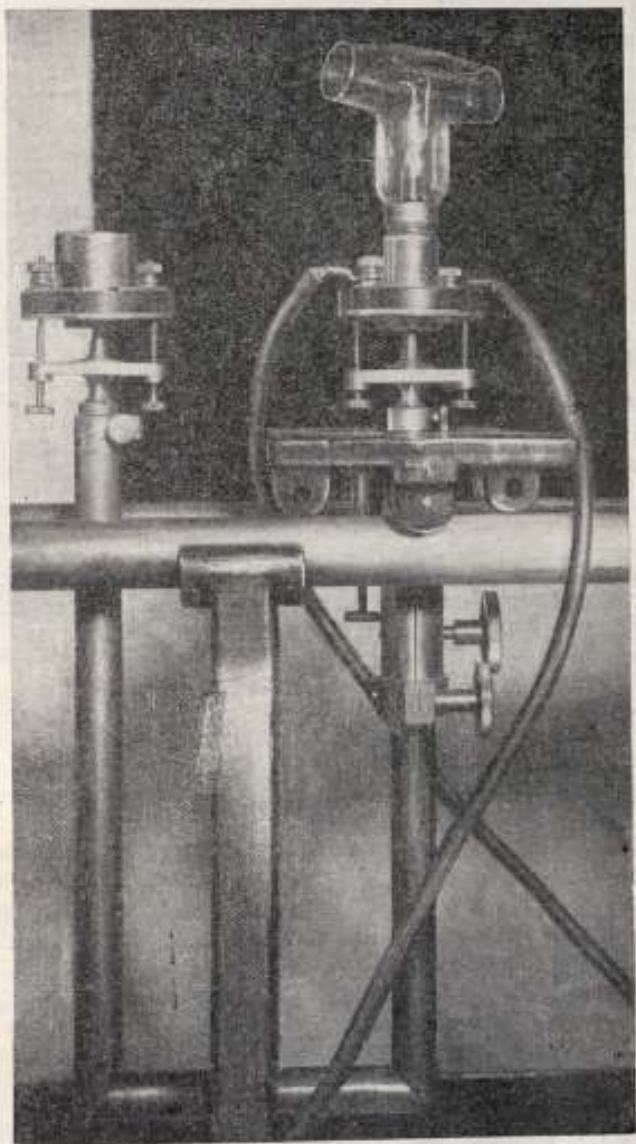


Рис. 9

ковой температуры вдоль участка r . За начало координат примем точку O (середину ленты), равноотстоящую от вершин обоих углов.

Предположим, что распределение излучения вдоль всей ленты длиной l может быть представлено в виде

$$R_r = f(x).$$

Эта функция определится, например, уравнением (11), возведенным в степень $\frac{1}{2}$.

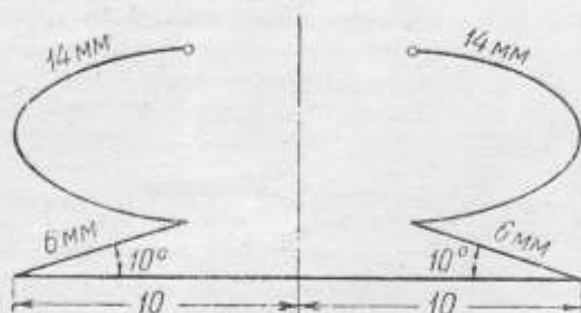


Рис. 10

Обратимся теперь к рис. 11. На линии, проходящей вдоль ленты, по ее середине, рассмотрим элементы поверхности ds_1 и ds_2 . Элемент ds_1 находится от середины ленты на расстоя-

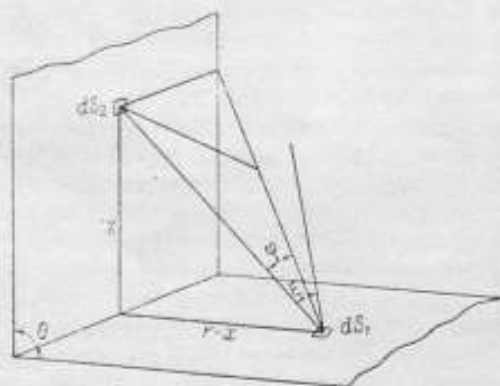


Рис. 11

нии x , а ds_2 на расстоянии $r+z$. Элемент поверхности ds_1 получает от элемента ds_2 количество лучистой энергии, равное

$$e = \frac{R_r \cdot ds}{\pi} \cos \xi \, d\omega,$$

где $d\omega$ — телесный угол, под которым из центра элемента ds_2 рассматривается элемент ds_1 , а ξ — вертикальный угол, отсчитываемый от нормали к поверхности участка ленты до направления линии AC , соединяющей центры элементов ds_1 и ds_2 . Телесный угол $d\omega = d\varphi \sin \xi d\xi$, где φ — горизонтальный угол. Поэтому

$$e = \frac{R_T ds_1}{\pi} d\varphi \cos \xi \sin \xi d\xi.$$

Для определения количества энергии E , получаемого элементом ds_1 , от всей поверхности участка ленты длиной s , последнее выражение нужно проинтегрировать по φ в пределах от $\varphi=0$ до $\varphi = \arctg \frac{b}{AC}$ и по ξ в пределах от ξ_0 до $\frac{\pi}{2}$.

Верхний предел первого интегрирования меняется при перемещении вдоль участка s и является функцией ξ .

Исходя из геометрических построений, изображенных на рис. 11, можно получить следующие соотношения:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{b \cos(\theta - \xi)}{(r - x) \sin \theta}$$

и

$$\operatorname{tg} \xi_0 = \frac{(r - x)}{s \cdot \sin \theta} - \operatorname{ctg} \theta.$$

Окончательно имеем:

$$E ds_1 = \frac{2}{\pi} \int_0^{\arctg \frac{b \cos(\theta - \xi)}{(r - x) \sin \theta}} d\varphi \int_{\arctg \left\{ \frac{r - x}{s \sin \theta} - \operatorname{ctg} \theta \right\}}^{\frac{\pi}{2}} R_T \cos \xi \cos(\theta - \xi) d\xi. \quad (24)$$

Это количество тепла E падает на единицу поверхности ленты в точке, находящейся на расстоянии x от середины ленты.

Из этого количества лентой поглощается доля

$$e = A_T E,$$

где A_T — коэффициент поглощения вольфрамовой ленты в данной точке и при данной температуре. Этот коэффициент поглощения вычисляется по формуле

$$A_T = \frac{2 \varphi_{\text{эфф}}}{2\pi} (1 - \varepsilon_T) + \varepsilon_T,$$

где ε_T — интегральный коэффициент излучения вольфрама для данной температуры, а $2\varphi_{\text{эфф}}$ — средний эффективный угол, под которым из данной точки участка r рассматриваются различные точки наклонного участка ленты s . Так, например, для вершины угла θ имеем $2\varphi_{\text{эфф}} = 2\pi$ и, следовательно, $A_T = 1$. По мере удаления

рассматриваемой точки от вершины угла величина A_T уменьшается, приближаясь к ε_T .

По мере удаления рассматриваемой точки от вершины угла излучение, получаемое ею от ближайшего наклонного участка ленты, уменьшается, но зато увеличивается количество энергии, получаемое от противоположного наклонного участка. На середине ленты оба эти количества становятся равными друг другу.

Зная общее количество энергии, поглощенное лентой в данном ее месте в результате действия обеих наклонных поверхностей и учитывая удельную теплоемкость вольфрама, не представляет трудностей вычислить величину ΔT , на которую повышается температура данного места по сравнению с плоской лентой.

Совершенно ясно, что наибольшая величина ΔT будет для вершин углов, где яркостная температура приближается к истинной. Градиент температуры вдоль ленты зависит от ее общей длины, поэтому задача сводится к нахождению такой ее длины, при которой на расстоянии r от ее середины разность $T_p - T$ не превышала бы разности между истинной и яркостной температурой.

Для газонаполненной лампы с горизонтальной лентой толщиной 0,03 мм и шириной $2b = 3,0$ см это приводит к общей длине ленты $2l = 60$ мм.

Сглаживание изменений температуры вдоль участка r может быть достигнуто соответствующим подбором s и θ .

Вычисления весьма кропотливы, так как для данной комбинации величин приходится проводить численное интегрирование выражения (24) для ряда точек вдоль участка r ленты.

В результате, после многократных пробных расчетов для яркостной $T = 1290^\circ \text{K}$ было найдено наиболее выгодным принять $r = 10$ мм, $s = 6$ мм, $t = 14$ мм и $\theta = 10^\circ$. Следовательно, длина прямого участка $2r = 20$ мм.

Такая комбинация параметров двуклиновидной ленты дает распределение температуры вдоль участка rr , приведенное в табл. 4.

В первой строке этой таблицы для точек, отстоящих через каждый миллиметр от середины ленты, даны их яркостные температуры T_1 без учета влияния наклонных участков S . Во второй строке даны величины ΔT_1 , приращения температуры от действия одной наклонной поверхности. В третьей строке — ΔT_2 — от действия второй наклонной поверхности. В четвертой строке приведены яркостные температуры ленты, получающиеся в результате действия излучающих наклонных поверхностей SS .

Из этой последней строки видно, что задача максимального снижения температурного градиента вдоль прямого участка ленты решена вполне удовлетворительно. Действительно, на расстоянии 20 мм участка rr яркостная температура плавно меняется около среднего значения на величину $\pm 3^\circ \text{C}$.

Таблица 4

Распределение температуры вдоль прямого участка
двухканальной ленты

Расстояние в мм от серед.	10	9	8	7	6	5	4	3	2
T_1	1233	1245	1255	1263	1271	1276	1281	1284	1287
ΔT_1	64	49	36	28	21	16	11	8	6
ΔT_2	0	0	0	0	0	0	1	1	1
$T_{пр}$	1297	1294	1291	1291	1292	1292	1293	1293	1294

Расстояние в мм от серед.	1	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
T_1	1289	1290	1289	1287	1284	1281	1276	1271	1263	1255	1245	1233
ΔT_1	4	3		1	1	1	0	0	0	0	0	0
ΔT_2	2	3	4	6	8	11	16	21	28	36	49	64
$T_{пр}$	1295	1296	1295	1294	1293	1293	1292	1292	1291	1291	1294	1297

В средней части на протяжении 4 мм яркостная температура меняется только в пределах 2° С.

При такой конструкции температурной лампы ряд источников ошибок, приведенных в параграфе 13, практически исключается.

Задача создания источника излучения равномерной яркости имеет не только метрологическое значение. Так, например, современная кинематография испытывает острую нужду в таком источнике. Правда, многие выводы этой работы потребуют тщательной экспериментальной проверки и дальнейшего уточнения. Но это дело будущего.

Таблица 5

Основные характеристики молибдена

Истинная темпер., °К	Кэфф. излучения ϵ 0,665 ρ	Кэфф. полного излучения ϵ	Яркости, тем-ра	Удельн. сопротивл., ρ	$\frac{d\rho}{\rho} \cdot \frac{dT}{T}$	Излучение R	$\frac{dR}{R} \cdot \frac{dT}{T}$
1000	0,390	0,096	958	23,9	1,145	0,55	5,32
1200	0,382	0,121	1139	29,5	1,145	1,43	5,23
1400	0,375	0,145	1316	35,2	1,145	3,18	5,16
1600	0,367	0,168	1489	41,1	1,145	6,30	5,10
1800	0,360	0,189	1658	47,0	1,145	11,3	5,04
2000	0,353	0,210	1824	53,1	1,145	19,2	4,99
2200	0,347	0,230	1986	59,2	1,145	30,7	4,94
2400	0,341	0,248	2143	65,5	1,145	47,0	4,90

Основные характеристики вольфрама

Истин. тем-ра °К	Коеф. излуч. $\epsilon = 0,665 \mu$	Коеф. пол- ного излуч. ϵ	Яркост. тем-ра	Коеф. теплопро- вод. λ	Удельн. сопротивл. ρ	$\frac{d\rho}{\rho} : \frac{dT}{T}$	Излучение R	$\frac{dR}{R} : \frac{dT}{T}$
1000	456	114	966	0,84	25,70	1,21	0,654	5,35
1100	454	128	1058	87	28,85	20	1,072	5,35
1200	452	143	1149	90	32,02	20	1,691	5,33
1300	450	158	1240	93	35,24	20	2,576	5,35
1400	448	175	1330	96	38,52	20	3,82	5,29
1500	445	192	1420	0,99	41,85	20	5,55	5,23
1600	443	207	1509	1,02	45,22	20	7,77	5,15
1700	441	222	1597	04	48,63	20	10,59	5,07
1800	439	236	1684	07	52,08	20	14,22	4,99
1900	437	249	1771	09	5,557	20	18,55	4,91
2000	435	260	1857	11	5,910	20	23,72	4,85
2100	433	270	1943	13	6,265	20	29,82	4,79
2200	431	279	2026	15	6,625	20	37,18	4,74
2300	429	288	2109	17	6,990	20	45,9	4,69
2400	427	296	2192	19	7,355	20	55,8	4,64
2500	425	303	2274	21	7,725	20	67,6	4,59

В табл. 5 и 6 указаны основные характеристики вольфрама и молибдена при различных температурах, необходимые для расчетов, приведенных в этой работе.

Считаю своим приятным долгом выразить глубокую благодарность проф. Г. М. Кондратьеву за ценные указания при проведении этой работы.

И. И. КИРЕНКОВ

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУР ПЛАМЕН

Вопрос об измерении с достаточной точностью температур пламен, имеющий большое прикладное значение в различных отраслях экспериментальной физики и техники, становится особенно актуальным при изучении двигателей различных типов. Численные значения температур, возникающих в камере сгорания в различных фазах работы двигателя, и изменения их под действием различных факторов определяют тепловой режим двигателя, его тепловой к. п. д., ход реакции горения и поэтому их знание является совершенно необходимым.

Измерение температур пламен является одной из наиболее трудных задач термометрии, вследствие сложности физических процессов, происходящих в пламени при сгорании и влияющих на результат измерения. Трудность теоретического расчета температур пламен также связана со сложностью явления, в частности, с наличием таких неравновесных состояний, как отставание возбуждения, отсутствие химического равновесия или равновесия диссоциации. В условиях неравновесного состояния само понятие температуры нуждается в уточнении.

Не вдаваясь в детали этого вопроса, укажем, что при этих условиях под „теоретической“ температурой пламени обычно понимают температуру, связанную с полной тепловой энергией данной зоны пламени, т. е. ту температуру, которая образовалась бы в пламени при установлении в нем статистического равновесия. Под „экспериментальной“ температурой пламени понимают при этом температуру, связанную с энергией только поступательного движения молекул газов пламени. „Теоретическая“ температура определяет состояние газов пламени, образующееся после установления равновесия. „Экспериментальная“ температура определяет свойства пламени в данный момент, как, например, связь между давлением и удельным объемом по законам газового состояния, передачу тепла окружающим телам и направление теплового потока.

Очевидно, что расхождение между „теоретической“ и „экспериментальной“ температурами пламени не может рассматриваться

как погрешность измерения. Очевидно также, что при наличии в пламени статистического равновесия его „теоретическая“ и „экспериментальная“ температуры совпадают.

В настоящей статье дается краткий обзор основных методов измерения температур пламен. Несмотря на многие успешные работы советских исследователей в этом направлении, этот вопрос сравнительно мало освещен в советской литературе.

МЕТОД ТЕРМОПАРЫ ИЛИ ТЕРМОМЕТРА СОПРОТИВЛЕНИЯ

Простейшим методом измерения температуры пламени является введение в пламя термопары, термометра сопротивления или проволоки, температура которой измеряется оптическим пирометром, с поправкой на коэффициент излучения. Показания такого прибора практически всегда оказываются заниженными, часто на несколько сотен градусов, вследствие потери тепла металлической проволокой на излучение и теплопроводность. Теряемую энергию проволока получает от пламени благодаря теплопроводности и конвекции, что возможно только при наличии разности температур пламени и проволоки. Условия температурного равновесия проволоки в пламени, с учетом потерь только на излучение, можно написать так:

$$\varepsilon (T_n^4 - T_c^4) = \alpha (T_x - T_n),$$

- где ε — полная излучательная способность проволоки;
 σ — постоянная закона Стефана-Больцмана, равная $5,709 \cdot 10^{-8}$ эрг. см.⁻² град⁻⁴;
 T_n — температура (абсолютная) проволоки;
 T_c — температура окружающих тел;
 T_x — температура пламени;
 α — коэффициент теплопередачи.

Высокое значение T_n в случае пламени и сравнительно низкое значение коэффициента теплопередачи для газовой среды приводят к большим погрешностям измерения, которые еще увеличиваются потерями тепла, теплопроводностью и местным охлаждением пламени вводимой в него проволокой. Эти погрешности (от влияния теплопроводности и охлаждения пламени) можно понизить, уменьшая диаметр проволоки или пользуясь проволокой разных диаметров и экстраполируя показания на нулевой диаметр. Потери же тепла излучением сохраняются при любом диаметре проволоки. Эти потери понижаются, если стенки печи, в которой расположено измеряемое пламя, раскалены до температуры, близкой к температуре пламени. При этом термопара покажет некоторую среднюю температуру между температурой пламени и температурой стенок, что часто бывает достаточно для контроля нагрева деталей в печи, но не является измерением температуры пламени.

Экранирование спая термопары маленьким местным экраном

увеличивает местное охлаждение пламени, но значительно снижает наиболее существенную погрешность — от влияния потерь тепла лучением. Поэтому применение экранированной термопары часто является приемлемым, особенно при относительных измерениях, например при измерениях распределения температур в пламени. Применение экранированных термопар хорошо оправдывается при высоких скоростях газового потока, возникающих за фронтом пламени во многих двигателях, вследствие резкого возрастания при этом коэффициента теплопередачи. Такое применение термопар, не относящееся непосредственно к измерениям температур пламен, освещено в работах Н. В. Илюхина.

Применение термопар и термометров сопротивления для измерения температур пламен ограничивается также загрязнением их материалов при высоких температурах в атмосфере пламени. Предельно применения существующих в настоящее время металлических материалов для этой цели можно считать температуры порядка $1300-1400^{\circ}\text{C}$, и то при условии частой проверки градуировки и своевременной очистки и замены электродов. Применение защитной арматуры приводит к повышению погрешностей, обычно весьма значительному. Введение в пламя проволоки, температура которой измеряется оптическим пирометром, возможно при несколько более высокой температуре.

Возможность применения неметаллических термопар для измерения температур пламен в настоящее время мало изучена. Ориентировочно представляется возможным считать, что такая термопара по своим погрешностям была бы близка к металлической термопаре в защитной арматуре.

Необходимо отметить каталитическое действие проволоки, особенно из металлов платиновой группы, вызывающее местное изменение температуры в пламени при отсутствии в нем статистического равновесия, особенно равновесия химической реакции.

МЕТОД НАКАЛИВАЕМОЙ ПРОВОЛОКИ

Для устранения разности температур между измерительной проволокой и пламенем применяется подогрев проволоки электрическим током. Если температуру проволоки довести до температуры пламени, то теплообмен между проволокой и пламенем прекращается и все потери тепла проволокой компенсируются выделяемой в ней энергией электрического тока. При этом показания проволоки, оформленной в виде термопары или термометра сопротивления, дают истинную температуру пламени.

Эксперимент обычно ставится таким образом. Проволоку предварительно помещают в вакуум и снимают кривую зависимости между силой тока в ней и ее температурой, определяемой по ее сопротивлению, т. э. д. с. или оптическим пирометром. Затем проволоку помещают в исследуемое пламя и снимают аналогичную кривую. Точка пересечения этих двух кривых дает истин-

ную температуру пламени, так как в этой точке как потери тепла, так и энергия, выделяемая в проволоке током, равны между собой и одинаковы как в вакууме, так и в пламени. Это указывает на отсутствие теплообмена между проволокой и пламенем и, следовательно, на равенство их температур. Возможны различные видоизменения методики эксперимента.

Метод накаливаемой проволоки может применяться для температур до 1500—1600° С с платиновой и до 1850—1900° С с родиевой проволоками, однако при этих предельных температурах проволоки становятся уже нестабильными.

Этот метод не полностью устраняет погрешность от лучистого теплообмена проволоки с окружающей средой, так как он предполагает полную прозрачность пламени для теплового излучения проволоки, что фактически не имеет места. При измерении температуры пламени в двигателе погрешности от излучения возрастают, так как стенки камеры имеют более высокую температуру, чем окружающие тела при градуировке проволоки в вакууме. При измерении температуры большинства открытых пламен погрешности при тщательном выполнении эксперимента не превышают нескольких десятков градусов при измерениях в зоне установившегося статистического равновесия. Поэтому необходимо иметь в виду погрешности измерения температуры проволоки по ее сопротивлению или оптическим пирометром, а также от каталитического эффекта, который, хотя и не достигает большой величины, но практически в настоящее время не может быть учтен соответствующей поправкой.

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ЛУЧЕИСПУСКАНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ

При неполном сгорании углеводородов и некоторых других органических соединений, в частности при горении в воздухе без достаточного перемешивания, образуется светящееся пламя. Излучение такого пламени определяется присутствием в нем во взвешенном состоянии большого количества частиц углерода, излучающих сплошной спектр, как твердое тело. Медленный процесс сгорания такого пламени обеспечивает отсутствие заметного отставания возбуждения. Разность температур газов пламени и излучающих частиц углерода, образующаяся вследствие потери на излучение, составляет доли градуса и практически не может быть обнаружена. Коэффициент излучения светящихся пламен зависит от толщины пламени, концентрации частиц углерода, а также от длины волны.

Излучение светящегося пламени с большой точностью подчиняется закону Кирхгофа, за исключением зоны химической реакции, где преобладает хемилюминесценция, накладывающаяся на тепловое излучение. С повышением температуры пламени роль люминесценции падает, поэтому более горячие пламена лучше

удовлетворяют закону Кирхгофа; это замечание относится как к светящимся пламенам, так и к несветящимся.

Можно измерить яркостную температуру светящегося пламени оптическим монохроматическим пирометром, и, измерив отдельно его коэффициент излучения, определить его истинную температуру.

Более удобен следующий оптический метод измерения температуры светящегося пламени, основанный на применимости для этого пламени закона Кирхгофа. Вспомогательный источник света, например нить температурной лампы, визируется оптическим монохроматическим пирометром сквозь исследуемое пламя. Накал источника сравнения регулируется таким образом, чтобы его яркостная температура, измеренная непосредственно (без пламени) была равна его яркостной температуре, измеренной сквозь пламя. Оба измерения производятся одним оптическим пирометром, т. е. в лучах одной и той же длины волны. Можно показать, что если пламя удовлетворяет закону Кирхгофа, то полученная яркостная температура равна истинной температуре пламени.

Равенство яркостей источника сравнения, измеренных сквозь пламя и без него, может быть выражено уравнением

$$b_{\lambda} + b'_{\lambda T'}(1 - \alpha_{\lambda}) = b'_{\lambda T'}$$

где b_{λ} — собственная яркость пламени;
 λ — эффективная длина волны пирометра;
 $b'_{\lambda T'}$ — яркость источника сравнения;
 T' — его температура;
 α_{λ} — коэффициент поглощения пламени.

Непосредственно из этого равенства получается

$$\frac{b_{\lambda}}{\alpha_{\lambda}} = b'_{\lambda T'}$$

Если пламя удовлетворяет закону Кирхгофа, то последнее равенство возможно только при условии

$$T' = T_{\lambda}$$

где T_{λ} — температура пламени.

Приведенный вывод справедлив в предположении, что отражением света от наружной поверхности пламени можно пренебречь. Если коэффициент отражения следует учесть, то можно ввести поправку следующего вида:

$$b_{\lambda}'' = \left(1 + \frac{r_{\lambda}}{\alpha_{\lambda}}\right) b_{\lambda}$$

где b_{λ}'' — яркость пламени с учетом поправки на коэффициент отражения r_{λ} .

Коэффициент отражения светящихся пламен имеет в видимом спектре величину порядка 1%.

Излучение светящихся пламен практически никогда не имеет полностью характера сплошного спектра, свойственного твердым телам. Газы пламени накладывают на этот сплошной спектр собственное излучение, имеющее, как известно, вид атомных линий и молекулярных полос. Это излучение в зонах пламени с установившимся равновесным состоянием в основном также подчиняется закону Кирхгофа, как и сплошной спектр взвешенных частиц углерода. Поэтому наличие в излучении светящихся пламен, кроме сплошного спектра, также накладывающихся на него спектральных линий и полос, не препятствует измерению температур таких пламен методом лучеиспускания и поглощения. О свойствах спектров пламен подробнее будет сказано ниже, при описании спектральных методов измерения температур пламен.

Для постановки эксперимента на пламя с помощью линзы проектируют изображение нити вольфрамовой температурной лампы и это изображение рассматривают сквозь пламя оптическим монохроматическим пирометром. Меняя накал температурной лампы, снимают кривую зависимости получаемой яркостной температуры от силы тока в нити лампы. Эту кривую сравнивают с аналогичной кривой градуировки температурной лампы, снятой при отсутствии пламени. Точка пересечения этих двух кривых дает истинную температуру пламени.

По другому варианту эксперимента излучение лампы разделяется на два пучка призмами полного внутреннего отражения; с помощью двух линз образуют два изображения нити лампы, одно на пламени, другое вне его. Затем снова соединяют два луча света в оптическом монохроматическом пирометре с исчезающей нитью. Таким образом, в поле зрения пирометра наблюдаются одновременно два изображения, яркость которых уравнивается изменением накала температурной лампы, и полученная яркостная температура измеряется с помощью исчезающей нити этого же пирометра. В обоих случаях необходимо внести поправки на поглощение света оптическими деталями таким образом, чтобы яркостную температуру изображения нити лампы на пламени сравнивать с яркостной температурой этого же изображения при отсутствии пламени.

Если температура пламени выше максимально допустимой температуры лампы с вольфрамовой нитью, то вместо лампы можно использовать поверхность вольфрамового или угольного электрода дуги. В этом случае вместо изменения силы тока можно применить ослабление света поглощающим клином или другим регулируемым поглощающим устройством.

При измерении температуры неоднородного пламени луч света от вспомогательного источника, проходя сквозь пламя, пересекает слои с различными температурами. В этих условиях метод лучеиспускания и поглощения дает некоторое среднее значение тем-

пературы между максимальной и минимальной температурами пламени на пути луча. Преобладающее влияние на показания прибора оказывают наиболее горячие участки, вследствие большой интенсивности излучения, а также участки, расположенные ближе к наблюдателю, вследствие частичного поглощения ими излучения от более удаленных слоев.

Открытые светящиеся пламена, часто образующиеся при горении органических соединений в воздухе, имеют обычно максимальную температуру около наружной поверхности пламени, вследствие догорания углерода при соприкосновении с атмосферным воздухом. Измеренная методом лучеиспускания и поглощения „оптическая“ температура такого пламени получается близкой к его максимальной температуре. В случае светящегося пламени в двигателях и других установках, в которых пламя закрыто от атмосферного воздуха стенками камеры сгорания, максимальная температура образуется в центре пламени, вследствие передачи тепла от периферийных участков пламени к охлаждаемым стенкам. В этом случае „оптическая“ температура получается близкой к среднему арифметическому температур отдельных участков пламени вдоль измерительного луча.

Наиболее существенная погрешность метода лучеиспускания и поглощения определяется возможностью люминесценции. Для уменьшения влияния люминесценции следует для измерения выбирать участок спектра, в котором она по возможности слабо выражена; этот выбор зависит от состава пламени и характера химической реакции. В красной и ближней инфракрасной области (от 0,6 до 0,8 μ) люминесценция обычно выражена относительно слабо.

Другой существенной погрешностью метода является погрешность определения равенства яркостей изображения источника сквозь пламя и без него. Чем больше коэффициент поглощения пламени, тем более резко определяется равенство яркостей и соответствующая погрешность понижается. Из остальных погрешностей следует указать на упомянутое выше влияние отражения, влияние неоднородности пламени, а также фотометрические погрешности.

МЕТОД ОБРАЩЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

Метод измерения лучеиспускания и поглощения не может быть применен для измерения температуры несветящихся пламен, так как их коэффициент поглощения слишком мал для любого достаточно широкого участка спектра, в котором может быть произведено измерение с помощью оптического пирометра.

Излучение несветящихся пламен носит характер спектральных линий и полос, возникающих вследствие термического возбуждения атомов и молекул газов пламени. При последующем возвращении атомов и молекул с более высоких энергетических уровней

на более низкие или в невозбужденное состояние излучаются кванты энергии, величина которых, а следовательно, частота и длина волны излучения зависят от разности энергии атома или молекулы, соответствующей исходному и конечному уровню. Низкая интенсивность спектральных линий и полос пламени в видимом спектре и их малая спектральная ширина приводят к низкому коэффициенту поглощения несветящихся пламен.

Для измерения температуры несветящихся пламен применяется метод обращения спектральных линий. По этому методу в пламя вводится небольшое количество соли щелочного металла, обычно натрия или лития, резонансные линии которых расположены в видимой области спектра. При рассмотрении такого окрашенного пламени в спектроскоп в поле зрения отчетливо виден интенсивный дублет резонансных линий щелочного металла.

Если за пламенем расположить, как по методу лучеиспускания и поглощения, вспомогательный источник света, излучающий сплошной спектр, то резонансные линии на фоне сплошного спектра кажутся более светлыми или более темными, сливаясь с фоном при равенстве яркостной температуры источника и температуры пламени. Таким образом, по яркостной температуре вспомогательного источника, соответствующей моменту обращения спектральной линии, можно определить температуру пламени.

По методу обращения спектральных линий из всех процессов возбуждения, имеющих место в пламени, выбирается один, резко выделенный процесс возбуждения. Таким процессом является излучение и поглощение резонансных линий щелочных металлов или каких-либо других спектральных линий или полос, излучаемых пламенем, если не применяется специальное окрашивание пламени щелочным металлом.

Процессы излучения и поглощения резонансных линий — это такие процессы, которые переводят атомы из основного (невозбужденного) состояния в первое возбужденное состояние (у щелочных металлов из $^2S_{1/2}$ в $^2P_{1/2}$ и $^2P_{3/2}$) или, наоборот, возвращает атомы из первого возбужденного в основное состояние. Эти процессы подчиняются закону Кирхгофа, если возбуждение излучающих атомов происходит только при поглощении света той же длины волны, соответствующей резонансной линии, или под действием температуры, т. е. теплового движения молекул газа, а энергия, освобождающаяся при обратном переходе, превращается только в излучение резонансной линии или в тепловую энергию. Кроме того, энергия электронной степени свободы излучающих атомов (в случае атомных линий) или энергия колебательного или вращательного движения молекул (в случае полос) должна находиться в статистическом равновесии с энергией поступательного движения молекул газов.

Указанным условиям термического характера излучения удо-

влетворяют в наибольшей степени резонансные линии щелочных металлов. Кроме того, эти линии имеют большую интенсивность даже при ничтожных количествах металла, введенного в пламя, т. е. обладают высоким коэффициентом лучеиспускания, что необходимо для снижения фотометрических погрешностей. Излучение и поглощение других спектральных линий и полос в пламени также подчиняется закону Кирхгофа в пределах точности рассматриваемого измерения. Однако целый ряд экспериментов подтверждает наличие излучения в газах пламени под действием света длины волны, не совпадающей с длиной волны излучения, а также наличие в пламени отставания возбуждения. Отставание возбуждения особенно сильно проявляется при быстром протекании реакции сгорания, и особенно в отношении энергии в колебательных степенях свободы газовых молекул.

Если используемое излучение пламени удовлетворяет закону Кирхгофа, то применимость метода обращения для измерения температуры пламени выводится так же, как выше была выведена применимость метода лучеиспускания и поглощения для светящихся пламен.

Вследствие большой интенсивности резонансных линий щелочных металлов применение метода обращения возможно при введении в пламя металла в виде паров или порошкообразной соли в таких ничтожных количествах (порядка нескольких миллиграммов на 1 кг горючего), которые практически не оказывают совершенно никакого влияния на температуру исследуемого пламени. При введении в пламя щелочных металлов в виде водных растворов их солей можно ожидать некоторого понижения температуры пламени в зависимости от количества вводимой воды, вследствие потери энергии на нагрев и испарение воды и на диссоциацию водяных паров.

При измерении методом обращения спектральных линий температур неоднородных пламен, полученная „оптическая“ температура оценивается аналогично случаю метода лучеиспускания и поглощения. При этом следует также учесть влияние диссоциации вводимой в пламя соли. Если соль слабо диссоциирует, то испускание и поглощение локализуется в наиболее горячих зонах. Если соль сильно диссоциирует, то менее горячие участки пламени также участвуют в испускании и поглощении. Все сказанное относится также к равновесию диссоциации образующихся в пламени окислов вводимого щелочного металла. Отсюда видно, что „температуры обращения“ неоднородного пламени получаются несколько различными в зависимости от применяемого метода окрашивания пламени.

Вместо окрашивания всего пламени можно применить местное окрашивание, вводя щелочной металл только в тот участок пламени, температуру которого желательно измерить, причем излучение и поглощение резонансной линии локализуется только в окрашенном участке. Местное окрашивание дает возможность

измерить температуру любого участка пламени, причем влияние неоднородности температуры пламени отпадает. Однако применение местного окрашивания в ряде случаев является технически весьма затруднительным, особенно при измерении температур в камерах сгорания двигателей.

При измерении температур неоднородных пламен по методу обращения с помощью спектроскопа высокой разрешающей силы (особенно с применением фоторегистрации) можно обнаружить, что обращение центральной части спектральной линии наблюдается при более низкой температуре, вспомогательного источника, чем обращение периферийных частей линии. Это явление объясняется влиянием эффекта Доплера, вызывающим расширение спектральных линий при повышении температуры излучающих атомов. Поэтому в испускании и поглощении центральной части линии участвуют все зоны пламени, а в испускании и поглощении краев линии — главным образом участки пламени с наиболее высокой температурой. Практическое использование влияния эффекта Доплера для измерения максимальной и минимальной температуры неоднородного пламени затруднительно, вследствие деликатности эксперимента и фотометрических трудностей при определении обращения отдельных участков спектральной линии.

В качестве источника сплошного спектра для метода обращения применяются те же источники света, как и для метода лучеиспускания и поглощения. При применении дуговых источников следует убедиться в отсутствии в их спектре линии, используемой для измерения. Яркостная температура источника измеряется оптическим пирометром в лучах длины волны используемой линии. Если измерения производятся пирометром в лучах другой длины волны, то соответствующая поправка должна быть рассчитана на основании спектральных характеристик используемого источника сплошного спектра.

Измерение температур несветящихся пламен можно производить в инфракрасных лучах, например в длинах волн 2,7 и 4,4 μ (полосы H_2O и CO_2). Этот метод измерения, промежуточный между методом обращения и методом лучеиспускания и поглощения, является универсальным, вследствие наличия у всех углеводородных пламен указанных полос высокой интенсивности. Неудобство метода — необходимость применения оптических деталей из флюорита или силвина, а также невозможность визуального фотометрирования. Кроме того, большие затруднения вносит сильное поглощение указанных инфракрасных лучей в атмосферном воздухе, вследствие наличия в нем углекислого газа и паров воды. Точность измерения температур пламен в инфракрасной области обычно значительно ниже, чем в видимой области спектра.

Для измерения температур пламен в камерах сгорания двигателей камера сгорания снабжается с противоположных сторон

двумя окошками, закрытыми кварцем. Против одного окошка устанавливается источник сплошного спектра. Этот источник должен быть проградуирован в яркостных температурах по силе тока или по положению поглощающего клина и т. д. с учетом поглощения света в оптических деталях, расположенных на пути луча до пламени.

Излучение от источника фокусируется на пламени или пропускаяется сквозь него параллельным пучком, а после выхода из камеры сгорания через второе кварцевое окно фокусируется на щель спектроскопа вместе с излучением пламени.

Яркостная температура источника регулируется до равенства ее с температурой пламени, что отмечается по исчезновению наблюдаемых спектральных линий на фоне сплошного спектра в поле зрения спектроскопа. Для использования резонансных линий щелочных металлов последний должен быть в виде порошкообразной соли или раствора примешан к горючему или воздуху (окислителю).

При измерении инфракрасного излучения кварцевые окна дают возможность использовать полосы при $\lambda = 2,7 \mu$. При градуировке излучателя сплошного спектра должно быть учтено поглощение инфракрасных лучей не только оптическими деталями, но и воздухом до входа в камеру сгорания. Вместо спектроскопа со стеклянной оптикой применяется спектральная аппаратура для инфракрасной области. Определение равенства температур излучателя и пламени в этом случае производится аналогично методу лучеиспускания и поглощения.

Принципиальные погрешности метода обращения могут происходить от несоответствия излучения наблюдаемой спектральной линии или полосы закону Кирхгофа. Отставание возбуждения используемой степени свободы, например в случае спектральной линии — электронной степени свободы используемых атомов, приводит к пониженным показаниям. Такое отставание возбуждения, мало вероятное для резонансных линий щелочных металлов, представляется опасным при использовании обращения молекулярных полос. Отставание каких-либо процессов возбуждения в пламени, не используемых непосредственно для измерения, не вызовет погрешности, хотя и приведет к расхождению между теоретической и экспериментальной температурой, причем экспериментальная температура в некоторых случаях оказывается значительно выше теоретической.

Принципиально не исключено влияние на температуру пламени введенной в него соли, особенно в виде водного раствора (см. выше).

Несоответствие закону Кирхгофа излучения и поглощения пламени вблизи спектральной линии может привести к искажению фона, что вызовет соответствующую погрешность. При работе в видимой области с несветящимися пламенами такая погрешность мало вероятна, вследствие незначительной интенсивности

излучения, чего нельзя сказать об инфракрасной области спектра. При окрашивании всего пламени или при использовании его собственного излучения неоднородность температуры вносит некоторую неопределенность в результаты измерения, так как распределение температур и их максимальное и минимальное значения не измеряются непосредственно, что особенно существенно при больших разностях температур в пламени.

Точность уравнивания яркостей фона и линии или полосы зависит от интенсивности излучения. Соответствующая погрешность может быть относительно большой, особенно при измерениях в инфракрасной области.

Фотометрические погрешности, погрешности градуировки вспомогательного источника света и особенно неточный учет поглощения в оптических средах также приводят к заметной ошибке результата измерений.

МЕТОД ИНТЕНСИВНОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

Измерение температуры пламени по его яркостной температуре, т. е. по интенсивности его излучения, невозможно без одновременного измерения коэффициента поглощения. Введение поправки на этот коэффициент, по данным отдельных, проводимых заранее экспериментов, как с достаточной в ряде случаев точностью принято при измерении температур твердых тел, в случае пламен является неприемлемым, ввиду низкой величины и крайней неопределенности коэффициента излучения. Этот коэффициент определяется интенсивностью излучения полос, линий и сплошного спектра в выбранном для измерения диапазоне длин волн и зависит от размеров пламени, его состава, давления, температуры, от выбранного участка спектра, от хода реакции и т. д. Выбор для измерения отдельной спектральной линии или полосы не устраняет указанного затруднения. Многочисленные изыскания в этом направлении не привели к созданию надежных методов.

Для применения метода интенсивности было предложено вводить в пламя соли щелочных металлов, аналогично методу обращения спектральных линий. Резонансные линии этих металлов обладают большой интенсивностью, вследствие низкого потенциала возбуждения и большой вероятности возбуждения при столкновениях. При достаточной концентрации щелочного металла в пламени (сотые доли грамма на 1 кг горючего) интенсивность резонансных линий зависит только от этой концентрации, размеров пламени и его температуры, причем поправку на размеры пламени и концентрацию можно с достаточной точностью определить заранее.

Для измерения интенсивности спектральных линий можно использовать фотозлемент, снабженный несколькими светофильтрами для ограничения влияния собственного излучения пламени.

В. В. Кандыба, М. М. Соболев и А. Е. Штандель усовершен-

ствовали метод интенсивности. Их исследования показали, что при определенных условиях (выбор щелочного металла, достаточная концентрация его в пламени, достаточная толщина пламени, применение монохроматора) поправкой на концентрацию и на размеры пламени можно пренебречь в пределах точности измерения, так как при выполнении этих условий излучение спектральной линии приближается к черному излучению и изменяется с температурой согласно закону Планка.

Метод интенсивности спектральных линий обладает перед другими оптическими методами измерения температур пламен преимуществом относительной простоты аппаратуры и быстроты измерений. Возможность применения фотоэлементов позволяет сделать измерение безинерционным, что делает этот метод особенно ценным для измерения быстроменяющихся температур пламен.

Принципиальной погрешностью метода интенсивности спектральных линий является возможная неточность введения поправки на влияние размеров пламени и на концентрацию щелочного металла. При выполнении условий приближения интенсивности излучения спектральной линии к черному излучению некоторая остаточная неполнота излучения представляется неизбежной, что приведет к неполному устранению указанного влияния концентрации щелочного металла и размеров пламени.

Собственное излучение пламени в диапазоне длин волн, пропускаемом светофильтрами или монохроматором, как указано выше, зависит не только от температуры и неизбежно вносит некоторую погрешность.

Применение фотоэлементов связано с погрешностью, вследствие нестабильности фотоэлементов и усилителей.

Некоторые погрешности метода обращения спектральных линий свойственны также методу интенсивности, как, например, несоответствие излучения и поглощения спектральной линии закону Кирхгофа, влияние на пламя введенной в него соли (концентрация которой в данном случае больше, чем требуемая методом обращения) и влияние неоднородности температур пламени, вносящее в результат измерения элемент неопределенности. Сюда же можно отнести погрешности учета поглощения в оптических деталях и другие инструментальные погрешности.

Неточность градуировки аппаратуры для измерений по методу интенсивности спектральных линий также может привести к заметной погрешности, вследствие затруднительности проведения такой градуировки по образцовому излучателю или пирометру вне пламени.

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ЦВЕТОВОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

Определение температур пламен по измерению их цветовых температур применимо главным образом для светящихся пламен. Такой метод измерения предполагает постоянство коэффициента

излучения для различных длин волн, что практически не имеет места в случае пламен. Коэффициент излучения светящихся пламен понижается с увеличением длины волн, как это имеет место для твердого углерода различных видов и для твердых тел вообще. Эта зависимость в случае пламен может быть приближенно представлена уравнением

$$\epsilon_{\lambda} = 1 - e^{-\frac{kL}{\lambda^a}},$$

где L — длина оптического пути в пламени;
 k и a — постоянные; постоянная a в видимом спектре близка к единице.

Очевидно, что при такой форме зависимости излучения от длины волны цветовая температура пламени несколько выше его истинной температуры. Метод цветовой температуры имеет перед другими оптическими методами преимущество относительной простоты, так как он не зависит в известных пределах от абсолютной величины коэффициента излучения пламени и принципиально не отличается от измерения цветовой температуры любых других объектов. Наличие в излучении пламен, кроме сплошного спектра, спектральных линий и полос, а также люминесценция ограничивают применимость метода.

Для измерения цветовой температуры пламен может быть применен цветовой пирометр с двухцветным клином. Основной частью этого пирометра является двухцветный поглощающий клин, состоящий из комбинации красного клина с зеленым. Поворотом двухцветного клина производится уравнивание цвета измеряемого источника с цветом поля сравнения. Шкала, связанная с двухцветным клином, проградуирована в градусах цветовой температуры, с поправкой, вычисленной применительно к измерению температур стали. Прибор прост по конструкции, но точность его весьма невелика и для пользования он не очень удобен. Процесс измерения занимает в среднем около минуты.¹

М. И. Лифшицем, А. Е. Кадышевичем, Я. И. Мерсоном и Н. Г. Коньковым разработан цветовой пирометр, работающий с фотозлементом и дающий непосредственный отсчет цветовой температуры по шкале стрелочного прибора. Этот пирометр представляется весьма совершенным. Он рассчитан на измерение цветовой температуры пламен, но может быть применен и для других объектов.

Введение поправки на уменьшение коэффициента излучения пламен с увеличением длины волны непосредственно к цветовой температуре невозможно, так как с увеличением плотности и толщины пламени коэффициенты излучения приближаются к единице и цветовая температура приближается к истинной температуре.

¹ См. статью Э. А. Лапиной в настоящем сборнике.

Введение поправки на изменение ϵ возможно при измерении не цветовой температуры непосредственно, а двух яркостных температур в лучах двух длин волны, что позволяет рассчитать температуру пламени при условии отдельного определения (приближенного) константы a в выражении коэффициента излучения.

Метод цветовой температуры обладает некоторыми преимуществами, свойственными относительным измерениям. Например, изменение в процессе измерения величины поглощения в оптических деталях (загрязнение кварцевых окон) и в некоторых случаях колебания коэффициента усиления при применении фотоэлементов в известных пределах не вносят существенных погрешностей в результаты измерения.

Точность метода цветовой температуры определяется главным образом характером излучения пламени, содержащего смесь сплошного спектра, линий и полос. В случае двигателей вносимые линиями и полосами погрешности могут достигать нескольких сотен градусов.

Зависимость цветовой температуры от размеров и плотности пламени также является причиной погрешности измерения. Внесение поправок методом измерения двух яркостных температур не представляется надежным и может дать существенную остаточную погрешность, не говоря о значительном усложнении измерения.

Инструментальные ошибки установок для измерения цветовой температуры также следует принимать во внимание, так как точность существующих цветковых пирометров значительно ниже точности пирометров для измерения яркостных температур.

НЕКОТОРЫЕ ДРУГИЕ МЕТОДЫ

Определение температур пламен по измерению полной энергии их излучения является весьма неточным методом вследствие неопределенности и нестабильности коэффициента излучения, влияния люминесценции любой длины волны, если она имеется в измеряемом участке пламени, и других явлений несоответствия излучения закону Кирхгофа и Стефана-Больцмана.

Метод определения коротковолновой границы почернения фотоэмульсии, освещаемой спектром пламени, как и многие другие фотографические и фотоэлектрические методы, — в метрологическом отношении аналогичен измерению интенсивности собственного излучения пламени со всеми свойственными этому методу погрешностями.

Некоторые методы, предложенные для измерения температуры дуги, могут быть применены также и к пламенам. Сюда относятся измерения скорости звука, поглощения альфа-частиц, определения интенсивностей во вращательной структуре молекулярных полос, ионизации, концентрации возбужденных атомов и др. Однако применение этих методов для измерения темпе-

ратур пламен представляется нецелесообразным, вследствие их сравнительно невысокой точности и, в большинстве случаев, сложности эксперимента. В технике изучения пламен некоторые из указанных методов удобно применять, иногда в упрощенном виде, для определения распространения фронта пламени.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные методы измерения температур пламен дают современной пирометрии возможность решить любой вопрос в этой области, который может быть поставлен современной физикой или техникой. Однако в настоящее время границы применимости каждого метода еще не определены достаточно четко, чтобы можно было без специальных исследований указать, какой метод является наилучшим для каждого конкретного случая. Термометрические свойства пламен мало изучены, как и все сложные физические процессы, происходящие в пламенах. Поэтому измерения температур пламен в каждом отдельном случае представляют собой исследовательскую работу. При постановке такой работы приходится преодолевать большие экспериментальные трудности, что присуще всем вообще тепловым измерениям. Все способы измерения температур пламен в настоящее время требуют дальнейшего изучения, особенно с метрологической стороны, и выявления главных факторов, влияющих на погрешности измерения, а также границ применимости каждого метода в различных условиях. Единственно рациональным способом проверки надежности и оценки точности различных методов измерения температур пламен в настоящее время следует признать применение в каждом конкретном случае нескольких независимых методов и сравнение их результатов между собой.

Э. А. ЛАПИНА

ОПТИЧЕСКИЙ ЦВЕТОВОЙ ПИРОМЕТР С ДВУХЦВЕТНЫМ КЛИНОМ

В настоящее время получили довольно широкое распространение в промышленности оптические цветные пирометры с двухцветным клином. В литературе имеются отдельные указания о принципе действия этого прибора, но отсутствуют работы, подробно освещающие устройство пирометра, работу с ним и его поверку. Настоящая работа имеет своей целью обобщить имеющийся в литературе материал об оптическом цветовом пирометре указанного типа, используя при этом опыт Лаборатории высоких температур ВНИИМ по применению прибора и его поверке.

Оптический цветовой пирометр с двухцветным клином предназначен для измерения температуры промышленных объектов. Особенно широкое применение он имеет для определения температуры в металлургической промышленности. Прибор позволяет определить с точностью $\pm 20^\circ\text{C}$ истинную температуру железа и его сплавов.

Принципиальная схема цветового пирометра изображена на рис. 1.

Свет от исследуемого источника *A*, пройдя через объектив *б*, двухцветный клин *в* и через серый клин *г*, попадает на диагональную плоскость призмы *е*, находящуюся в фокусе окуляра *ж* и рассматриваемую наблюдателем *к*. Свет от лампочки сравнения *и*, накал которой меняется при помощи реостата *л*, проходит через двухцветный плоский фильтр *з*, пропускающий те же спектральные области, что двухцветный клин *в*, и попадает также на диагональную поверхность призмы *е*, и далее рассматривается через окуляр наблюдателем. Таким образом, наблюдатель через окуляр видит в поле зрения диагональную поверхность призмы, часть которой освещена светом, исходящим от лампочки сравнения, а часть — светом от исследуемого источника. Спектральные области, пропускаемые фильтром и клином, выбраны так, что при их наложении получается желтовато-белый свет.

Уравнивая с помощью серого клина по яркости и с помощью двухцветного клина по цвету поля сравнения, освещаемые

исследуемым источником и лампочкой сравнения, можно определить яркостную и цветовую температуры исследуемого источника. Для этого прибор должен быть предварительно градуирован по черному телу. Чтобы произвести градуировку прибора, т. е. чтобы положение серого и цветного клина однозначно определяли соответственно яркостную и цветовую температуры исследуемого источника, нужно подобрать такой накал лампочки сравнения, чтобы во всей области температур, в которой будут производиться измерения, поля сравнения лампочки и черного тела могли быть уравнены по цвету и яркости соответствующими изменениями положения обоих клиньев.

Тогда при постоянном, как указано выше выбранном накале лампочки, производят уравнивание полей сравнения черного тела

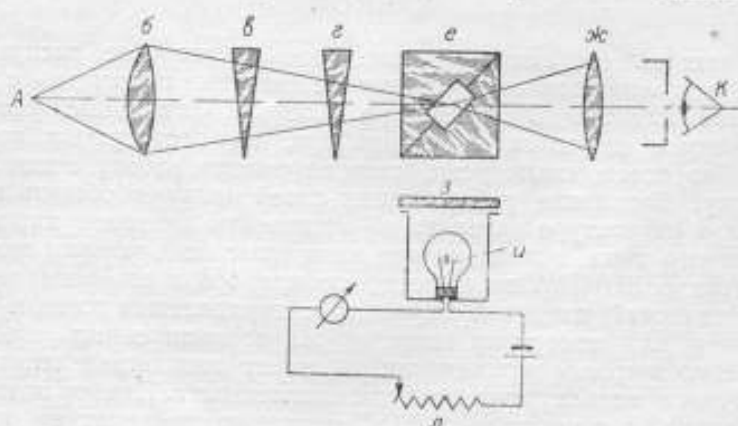


Рис. 1

и лампочки прибора с помощью изменения положения клиньев.

Следовательно, положение обоих клиньев в момент равенства полей по яркости и цвету будет однозначной мерой температуры черного тела, предварительно измеренной каким-нибудь способом, а затем установленного вместо него исследуемого источника.

Как известно, цветовой температурой любого источника называется температура черного тела, при которой отношение спектральных интенсивностей черного тела и исследуемого источника для двух длин волн одинаково. Измерения цветовой температуры могут быть сделаны с помощью спектрофотометра или оптического пирометра с попеременно вводимыми фильтрами, например красным и синим. Такой метод определения цветовой температуры носит название метода красно-синего отношения.

С помощью оптического цветного пирометра с двухцветным клином измеряется цветовая температура, определенная по методу красно-зеленого отношения, в данном случае наблюдения производятся не отдельно в красной и зеленой областях спектра,

а одновременно в смешанном свете, состоящем из красного и зеленого спектральных участков. Благодаря этому определение цветовой температуры с помощью пирометра близко к определению цветовой температуры по методу уравнивания цвета.

Чтобы ясно представить себе методику измерения температуры с помощью описываемого прибора, предположим, что у нас имеется монохроматор с двумя параллельными входными и одной выходной щелью. Если освещать обе входные щели белым светом, то в плоскости выходной щели возникнут два перекрывающихся спектра, состоящие из двух спектральных интервалов. Расстояние между спектральными интервалами и их ширина определяются расстоянием между входными щелями и их шириной. Меняя ширину щелей, можно добиться того, чтобы исходящий из выходной щели свет казался одинаковым по цвету. Подобным образом можно производить измерения со спектрофотометром с двумя парами щелей, из которых одна пара освещается исследуемым источником, а другая — лампочкой сравнения, предварительно проградуированной по черному телу. Измерения ведутся таким образом, что ширина каждой щели в паре меняется, но сумма их остается постоянной. Изменение ширины отдельной щели в паре меняет спектральный состав выходящего излучения, но интенсивность суммарного излучения обоих членов пары остается постоянной благодаря постоянству суммарной ширины обеих щелей.

Меняя соответствующим образом ширину щелей, можно уравнивать по цвету поля сравнения источника и предварительно проградуированной по черному телу лампочки. Уравнивание полей сравнения по яркости можно произвести с помощью ослабляющего устройства (например, серого клина и т. д.).

В цветовом пирометре с двухцветным клином вместо монохроматора с двумя щелями или спектрофотометра с двумя парами щелей применен двухцветный фильтр, имеющий форму клина для света, исходящего от исследуемого источника, и плоской пластинки для света от лампочки сравнения.

Цветной клин связан со шкалой цветовой температуры, а серый клин, служащий для уравнивания полей по яркости, со шкалой яркостной температуры.

Цветовая и яркостная температуры, измеренные пирометром, однозначно определяются положением соответствующих клиньев, после градуировки прибора по черному телу.

Измеряемая прибором яркостная температура отличается от обычно измеряемой пирометром с исчезающей нитью (в свете эффективной длины волны, равной $0,655 \mu$) и соответствует яркостной температуре в смешанном красно-зеленом свете. При измерении цветовой температуры с помощью пирометра не требуется точного знания длин волн спектральных интервалов, пропускаемых цветными фильтрами.

Как известно, цветовая температура источников излучения лежит довольно близко к их истинной температуре.

Для того чтобы с помощью пирометра измерить истинную температуру (что важно для промышленных целей), серый клин, служащий для уравнивания полей сравнения по яркости, имеет специально подобранное небольшое окрашивание. Это окрашивание выбрано в соответствии со спектральным распределением

излучения железа и его сплавов, что дает возможность измерять не цветовую, а некоторую псевдоцветовую температуру, по своим значениям отличающуюся для железа и его сплавов от истинной температуры в пределах $\pm 20^\circ \text{C}$.

Указанный пирометр может быть применен для определения истинной температуры с такой же точностью для ряда других металлов, например никеля, и не может применяться для определения даже с такой небольшой точностью для таких металлов, как золото.

Промышленная модель цветового пирометра с двухцветным клином имеет схематическое устройство, изображенное на рис. 2, где: 1 — раковина, в которую помещается глаз наблюдателя; 2 — окулярная диафрагма; 3 — окуляр; 4 — система призмы А и Б; 5 — марка сравнения в форме стрелки, 6 — серый клин; 7 — цветной клин; 8 — шкала миллиамперметра; 9 — контактная кнопка, служащая для включения лампочки сравнения; 10 — объектив; 11 — корректор нуля миллиамперметра; 12 — специальная пластинка, на которой записывается сохраняемая постоянная сила тока включенной лампочки сравнения; 13 — реостат, меняющий накал лампочки сравнения; 14 — батарея; 15 — миллиамперметр; 16 — шкала цветовой температуры; 17 — шкала яркост-

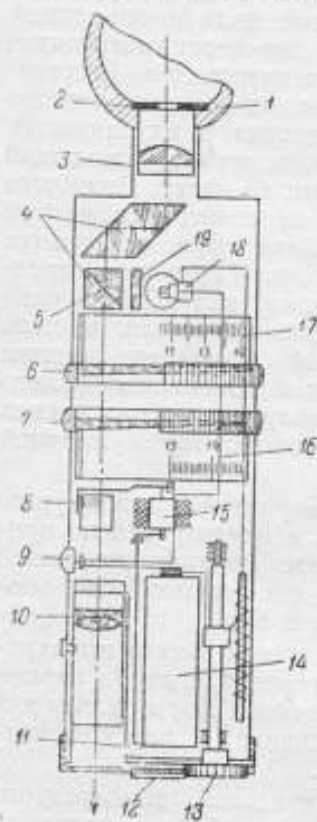


Рис. 2

ной температуры; 18 — лампочка сравнения; 19 — двухцветный плоский фильтр.

Свет от исследуемого источника, пройдя через объектив 10, двухцветный клин 7 и серый клин 6, попадает на диагональную поверхность призмы 4Б. Свет от лампочки сравнения, пройдя двухцветный фильтр 19, попадает также на диагональную поверхность призмы 4Б, где освещает стрелкообразный указатель. Оба поля сравнения рассматриваются наблюдателем в окуляре 3.

Измерения температуры с помощью промышленной модели

такого пирометра не отличаются от измерений с моделью прибора, описанной выше (рис. 1).

Показания шкал яркостной и цветовой температуры должны совпадать только в том случае, когда исследуемый источник излучает, как черное тело. Во всех других случаях значения температуры, отсчитываемые по яркостной и цветовой шкалам, не совпадают.

Обычно к прибору прилагается несколько лампочек сравнения, одна из них носит название нормальной. Измерения производятся с обычными рабочими лампочками, а нормальная служит для периодической проверки сохранности показаний шкал прибора при длительных измерениях с помощью рабочих лампочек. На каждой лампочке сравнения указывается величина силы тока, которая должна сохраняться в цепи лампочки при ее работе.

Эта величина силы тока соответствует той, при которой произведена градуировка лампочки в области температур, охватываемых шкалами пирометра.

Проверка пирометра с двухцветным клином производится сравнением показаний обеих его шкал с показаниями образцового пирометра с исчезающей нитью при визировании на один и тот же объект, излучающий, как черное тело. В качестве источника черного излучения может быть использована либо специальная печь, либо специальная клиновидная лампа. Проверка прибора осуществляется так: 1) включается нормальная лампочка, в ее цепи устанавливается сила тока, указанная на лампочке; 2) с помощью образцового пирометра с исчезающей нитью устанавливают лампу или печь на какую-либо яркостную температуру, например 1000°C , дают стабилизироваться тепловому режиму печи или лампы; 3) измеряют температуру печи с помощью образцового пирометра с исчезающей нитью и цветového пирометра. Показания обеих шкал цветového пирометра, которые должны совпадать между собой, сравниваются с показаниями образцового пирометра. На основании сравнения показаний обоих приборов строится график поправок к шкалам поверяемого прибора.

Оптический пирометр с двухцветным клином, применяющийся в основном в промышленности, не может служить образцовым прибором.



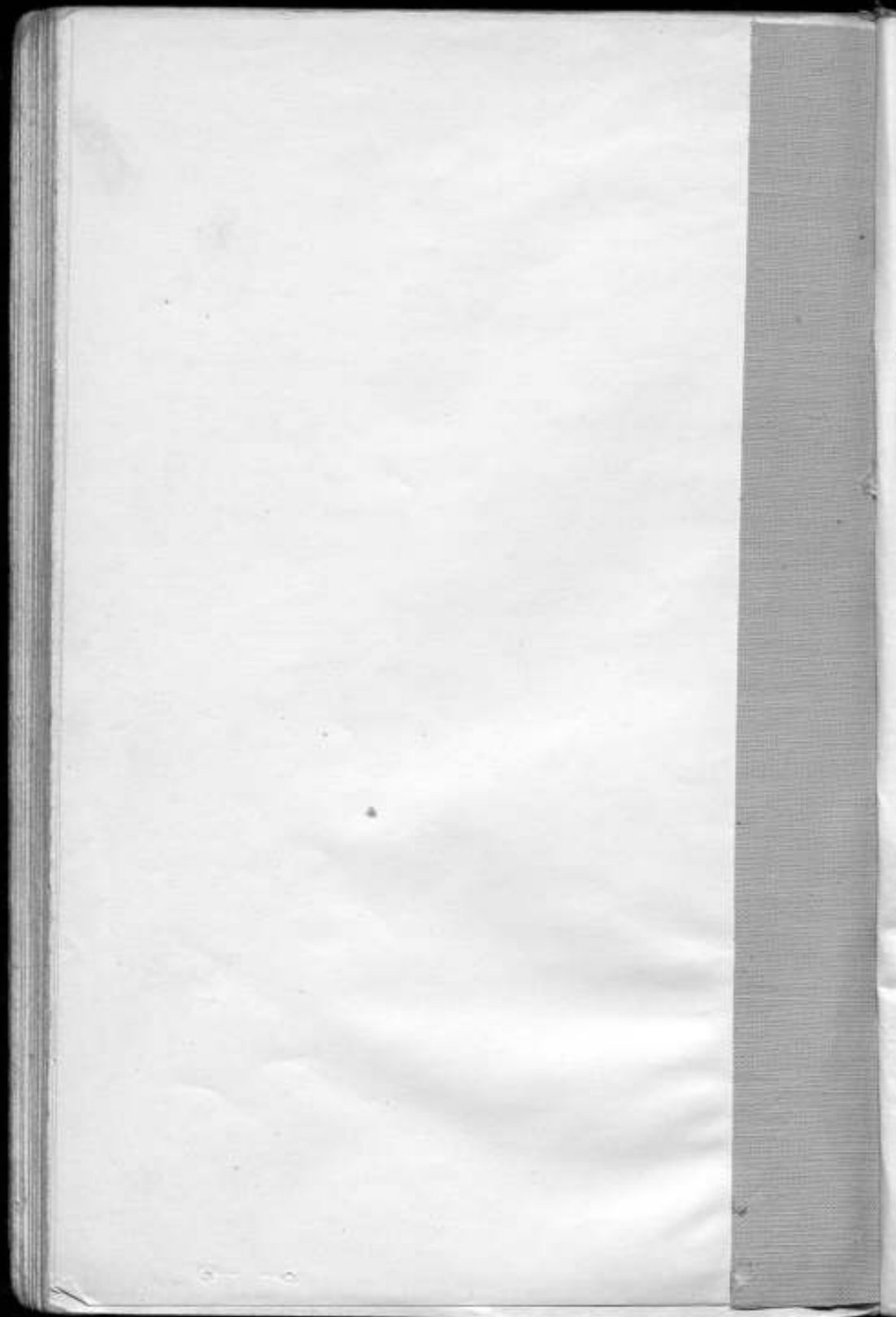
СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Предисловие редактора	4
А. Н. Гордов. О точности воспроизведения термодинамической шкалы температур в области 660—1063° С	5
А. Н. Гордов, Э. А. Лапина и Т. Г. Дюмидова. Воспроизведение международной шкалы температур на участке от 1063° С и выше	42
А. Н. Гордов. О некоторых свойствах температурных ламп	66
И. И. Киренков. Измерение температур пламени	105
Э. А. Лапина. Оптический цветовой пирометр с двухцветным клином	121

Содержание

- Предисловие к изданию
1. И. Гурьев. О развитии промышленности в России
 2. И. Гурьев. О развитии промышленности в России
 3. И. Гурьев. О развитии промышленности в России
 4. И. Гурьев. О развитии промышленности в России
 5. И. Гурьев. О развитии промышленности в России
 6. И. Гурьев. О развитии промышленности в России

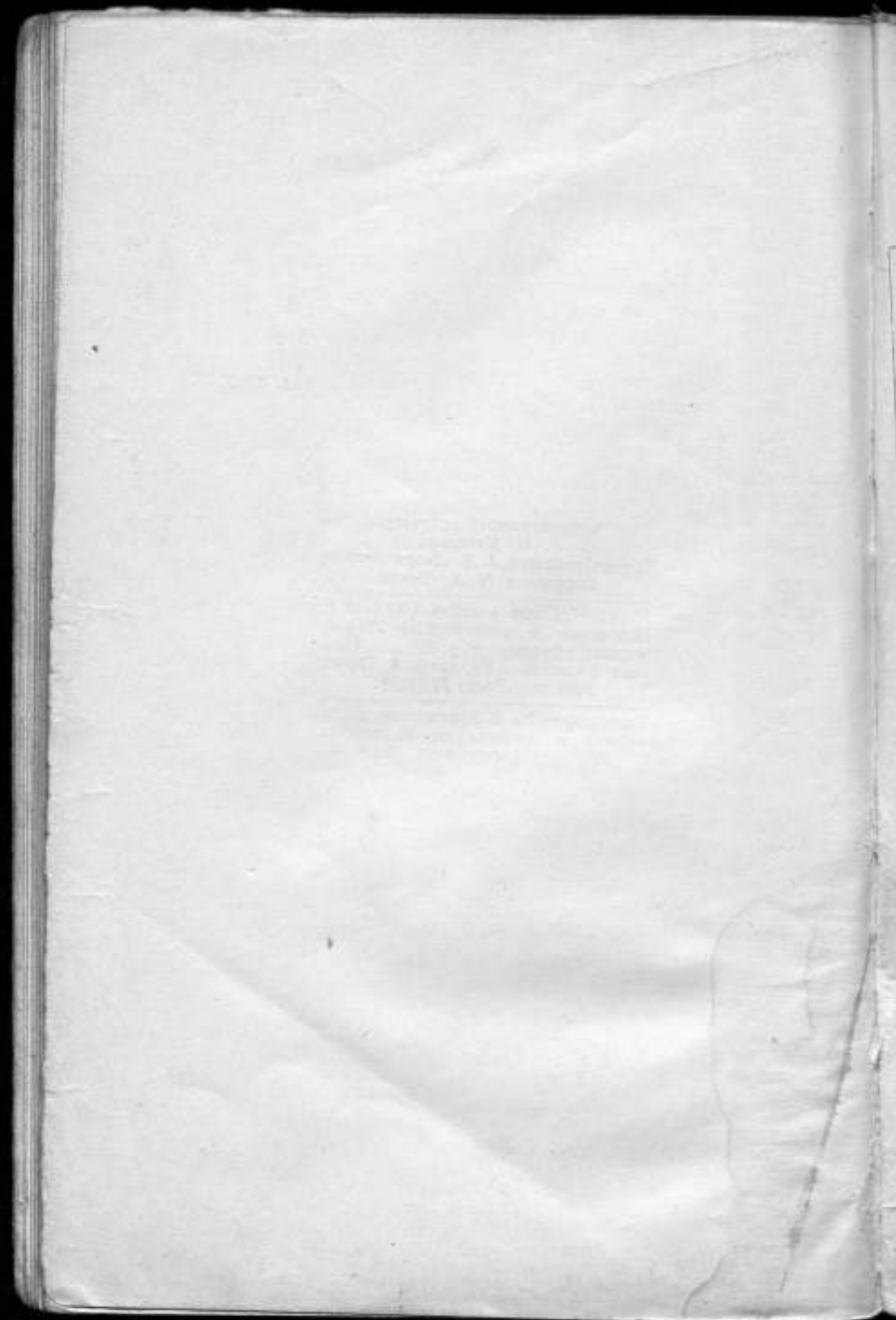




Ответственный редактор
Б. М. Яновский
Технич. редактор *А. А. Двораковский*
Корректор *Н. А. Кнохе*

М-01387. Сдано в набор 1/XI 1948 г.
Подписано к печати 9/III 1949 г.
Формат бумаги 60 × 92¹/₁₆. Печ.
лист. 8+вклейка. Уч.-авт. л. 8. Тираж
1200 экз. Заказ № 1578.

Типография № 3 Управления изда-
тельства и полиграфии Исполкома
Ленгорсовета



ИЗДАНИЯ ВНИИМ

1. Исследования в области электрических и магнитных измерений № 1(56), под редакцией проф. *Н. А. Маренина*, цена 8 руб.
2. О погрешностях методов и приборов, применяемых при клиническом исследовании крови, № 3(58), под редакцией проф. *С. В. Липина*, цена 3 руб.
3. Физико-химические исследования № 5(60) под редакцией проф. *С. В. Липина*, цена 5 руб.
4. Исследование эквивалентного сопротивления кварцевого резонатора. Шембель Б. В., № 2(62) под редакцией проф. *Б. А. Остроумова*, цена 4 руб.
5. Исследования и измерения в области времени, № 3(63), под редакцией *М. П. Павлова*, цена 7 руб.
6. *Н. М. Рудо*, Ремонт торговых весов, цена 8 руб.

Заказы на сборники ВНИИМ направлять в Ленинград, 5, Международный пр., 19, ВНИИМ, Издательский сектор.

Цена 8 руб.

Склад Изданий
Ленинград, Международный пр., 19, ВНИИМ