

Горячо и холодно: определение и измерение температуры

Д. Р. Уайт, независимый исследователь

Цитирование данной статьи: *D. R. White (2021): Hot and Cold: Defining and Measuring Temperature, Contemporary Physics, DOI: 10.1080/00107514.2021.1896132*

Ссылка на статью: <https://doi.org/10.1080/00107514.2021.1896132>

Опубликовано он-лайн: 30 марта 2021 года в журнале *Contemporary Physics*, Vol.61, 2020 - Issue 4
Издательство Taylor&Francis, Ltd.

Taylor&Francis Group, 4 Park Square, Milton Park, Abingdon, OX14 4RN, UK

АБСТРАКТ

Несмотря на экономическую важность измерения температуры и 300-летние научные исследования тепловых явлений, температура остается одной из наименее изученных и наиболее трудных для измерения физических величин. Действительно, наша нынешняя способность измерять температуру в соответствии с термодинамикой не отвечает нашим потребностям. Данная статья представляет собой общий обзор температурных измерений, с описанием эволюции и формирования концепции температуры, структуры различных температурных шкал и их ограничений, наиболее точных первичных методов измерения, Международной температурной шкалы 1990 года и предположениями о будущих разработках.

ИСТОРИЯ СТАТЬИ

Получена 15 февраля 2021 года

Принята 22 февраля 2021 года

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: Температура; измерение; первичные термометры; температурные шкалы

Информация об авторе



Род Уайт-метролог, ныне вышедший в отставку из Лаборатории стандартов измерений Новой Зеландии. Он работал во многих областях измерения температуры, но специализировался на Джонсоновской шумовой термометрии, резистивной термометрии, природе и неопределенности измерений. Он был награжден Серебряной медалью и медалью Купера Новозеландского Королевского Общества, и получил степень Доктора наук в Университете Вайкато за свой вклад в метрологию температуры. Он работал в качестве Представителя Новой Зеландии в Консультативном комитете ВРМ (МБМВ) по термометрии в течение многих лет, а также возглавлял и был активным членом нескольких его рабочих групп экспертов.

Статья переведена и публикуется с разрешения автора Д.Р.Уайта и издателя «Taylor&Francis, Ltd.» (разрешение исх.№ AF/ТСРН/P21/0826 от 18.08.2021 прилагается)

Перевод выполнил: Улановский А.А., к.т.н.

Редактор перевода: Моисеева Н.П., к.т.н.

Our Ref: AF/TCPH/P21/0826

18 August 2021

Dear Anatoly Ulanovskiy,

Material requested: 'D. R. White (2021) Hot and cold: defining and measuring temperature, Contemporary Physics, DOI: 10.1080/00107514.2021.1896132'.

Thank you for your email requesting permission to translate and include the above material in your forthcoming publication to be published online at: www.temperatures.ru; only.

We are pleased to grant permission free of charge on this occasion, subject to the following conditions:

Permission is granted for non-exclusive one-time world **Russian** language rights **Electronic** usage only; permission **must** be sought for any further use.

This permission does not cover any third party copyrighted work which may appear in the material requested.

This permission does not cover cases in which Taylor & Francis material consists of more than 20% of your new work.

Full acknowledgement must be included showing article title, author, full Journal title, date of publication and publisher, reprinted by permission of the publisher Taylor & Francis Ltd, <http://www.tandfonline.com>

All reasonable efforts must be made to contact the author(s) to notify them of your intended use.

Any alterations/adaptions to the original work must be approved by the original author(s) of the article.

This licence does not cover Taylor & Francis content being republished in a custom publishing programme or database or any individual chapters' sales.

Thank you for your interest in our Journals.

With best wishes,

Annabel

Annabel Flude | Permissions Administrator, Journals
Journals, Taylor & Francis Group

Permissions e-mail: permissionrequest@tandf.co.uk

Web: www.tandfonline.com

4 Park Square, Milton Park, Abingdon, OX14 4RN

+44 020 805 206 98

Disclaimer: T&F publish Open Access articles in our subscription priced journals, please check if the article you are interested in is an OA article and if so, which licence was it published under.

 Before printing, think about the environment

2&4 Park Square, Milton Park, Abingdon, Oxfordshire OX14 4RN
Tel: +44 (0) 20 7017 6000; Fax: +44 (0) 20 7017 6336

www.tandf.co.uk

Registered in England and Wales. Registered Number: 1072954
Registered office: One Gunpowder Square, London, SW10 1WG

ВВЕДЕНИЕ

Когда наш вид появился в Африке 350 000 лет назад, мы уже могли управлять огнем [1], унаследовав технологию от наших предков, которые использовали огонь, возможно, за миллион лет до нас [2]. Огонь согревал нас, делал пищу удобоваримой, закалял инструменты, помогал ориентироваться в ночи, отгонял хищников и расширял наши возможности существования в более прохладном климате. Но ни один из этих процессов не требовал понимания сущности температуры. Действительно, мы видели, наблюдая за процессом, когда огонь был достаточно горячим, чтобы готовить, кипятить воду, согревать нас и подвергать термической обработке материалы. И только после промышленной революции и изобретения парового двигателя эффективное использование тепловой энергии потребовало лучшего понимания терминов «тепло» и «температура».

Теперь, после 300 лет научных исследований, термодинамика и статистическая механика помогают нам понять тепловое поведение окружающего нас мира. Термодинамика также нашла применение в других дисциплинах, особенно в химии, а также в биологии, эволюционной теории, теории информации и вычислительной технике. Почти каждый промышленный процесс в настоящее время зависит от точного измерения и контроля температуры. Однако, несмотря на 350 000 лет использования тепловых технологий, несмотря на 300-летние исследования и несмотря на свое экономическое значение, температура остается одной из наименее понятных и наиболее трудных для измерения физических величин. Действительно, наша способность измерять температуру в соответствии с термодинамикой никогда не соответствовала нашим потребностям. А тех, кому требуются точные термодинамические измерения, осознание того, что мы обычно не измеряем термодинамическую температуру, может привести в замешательство.

В течение последнего десятилетия метрологи стремятся выполнить точные измерения величины постоянной Больцмана, и таким образом внести свой вклад в специальную корректировку фундаментальных физических констант CODATA 2017 [3], содействуя пересмотру системы СИ в 2019 году [4]. В результате пересмотра определение Кельвина, основанное на тройной точке воды, было заменено на определение, основанное на уточненном значении постоянной Больцмана. Для метрологов термометристов пересмотр и сопутствующие ему достижения в области расширения возможностей были значительными, но каковы последствия для более широкого измерительного сообщества?

Цель настоящего обзора состоит в том, чтобы представить общее понимание процесса измерения температуры, дающее представление об эволюции и значении понятия температуры, структуре различных температурных шкал и их ограничениях, ознакомить с нашими наиболее точными первичными методами измерения, Международной температурной шкалой (МТШ) 1990 года, и её предназначением. В первом разделе кратко излагаются основные исторические достижения в области термометрии с акцентом на значение понятия «температура» и его эволюцию. Обзор, исходя из необходимости, краток и очень избирателен. Читатели, желающие большей широты или исторических подробностей, могут ознакомиться с обзорами специалистов по истории термометрии [5-10]. Автором предполагается знакомство читателя с основами термодинамики.

Эволюция теории измерений была по крайней мере такой же долгой и извилистой, как и эволюция термодинамики; действительно, есть аспекты, которые все еще спорны и неполны [11]. Тем не менее, между теорией измерений и термометрией существуют глубокие связи. Во втором

разделе эти связи используются для того, чтобы показать рамки исторических событий и объяснить последствия принятия эмпирической шкалы температур вместо термодинамической шкалы температур.

В третьем и четвертом разделах представлен обзор текущих практических методов, частично для того, чтобы идентифицировать ключевые методы и представить справочные материалы для тех, кому необходимо измерить температуру с повышенной точностью, и, и частично для того, чтобы объяснить, почему первичная(термодинамическая) шкала сложна и почему нам нужна МТШ. В разделе 3 кратко излагаются принципы и перспективы наиболее точных методов первичной термометрии, а в разделе 4 дается очень краткий обзор существующей международной шкалы температур. Наконец, в заключении высказываются предположения о будущих разработках.

Природа температуры

Некоторые из самых ранних записей о температуре относятся к медицине и датируются временами Гиппократом, около 400 лет до н. э. [5,6]. Он утверждал, что для того, чтобы человеческое тело было здоровым, четыре элемента, из которых состоит тело – горячий, холодный, влажный и сухой, – и четыре гуморальных вещества – кровь, мокрота, желтая и черная желчь – должны находиться в равновесии. В эпоху Возрождения латинский термин *temperatura* использовался для описания смеси или баланса любой контрастной пары качеств, включая горячее и холодное.

Около 170 года н. э. греческий врач Гален из Пергама усовершенствовал медицинскую практику, предположив, что тело было здоровым, когда оно имело ту же температуру, что и смесь равных частей льда и кипящей воды, и это значение стало нулем в первой шкале температур. Шкала измеряла баланс горячего и холодного как различных качеств; не было никакого представления о количественной оценке или величине, как мы понимаем температуру сегодня. Гален также определил медицинские методы лечения, подходящие для разных степеней дисбаланса. Модель здоровья Гиппократом, часто сопровождаемая вариациями по шкале Галена, сохранялась более двух тысячелетий.

Первые инструментальные измерения температуры появились в начале семнадцатого века, которым способствовали эксперименты греков Филона и Хиро. Термоскоп был изобретен независимо несколько раз, в том числе Санторио около 1610 года, вероятно, на основе предположения Галилея. Он состоит из стеклянной колбы и капилляра, погруженного в воду (рис. 1). Когда воздух в колбе расширяется или сжимается, вода в капилляре опускается или поднимается, указывая на изменение температуры. Скоро производители добавили стеклянные бусины в капилляры, чтобы обеспечить более однозначные указания на степень изменения (*gradus* на латыни, позже ставший *degree* (градус) по-французски).



Рисунок 1 – Один из первых воздушных термометров или термоскоп. Измеренные температуры отмечались с помощью шнурка, а для измерения степени изменения использовались деления.

В течение следующих 100 лет, термоскоп превратился в привычные сегодня термометры с жидкостью в стекле. Приборы были загерметизированы, а воздух заменен водой, чтобы удалить влияние атмосферного давления, затем спирт заменил воду, потому что он был более чувствительным и не замерзал, и, наконец, ртуть заменила спирт, потому что она имела лучшую воспроизводимость расширения, а капилляры проверялись и изготавливались более однородными, для обеспечения лучшей стабильности стекло отбиралось и отжигалось. Опорными температурами для температурной шкалы были установлены температуры плавления льда и кипения воды.

Но у каждого производителя была своя шкала, часто перевернутая, чтобы показать избыток холода, а не избыток тепла, и все еще не было количественной основы для показаний. Большая часть проблемы заключалась в невоспроизводимости показаний, при этом создавалось впечатление, что измерительные системы были живыми и находились в постоянном движении. Только когда Фаренгейт выпустил свои замечательные стеклянные термометры с ртутью, люди начали понимать, что может существовать что-то физическое и количественное для измерения.

Джозеф Блэк, один из самых влиятельных ученых конца XVIII века [12], использовал новые термометры, чтобы продемонстрировать первые непротиворечивые измерения того, что он назвал теплоемкостью или скрытой теплотой. Он также утверждал, что тепло — это протяженное количество, а температура — интенсивность тепла. Он дал первое выражение нулевого закона термодинамики - системы, находящиеся в плотном контакте, в конечном итоге будут иметь одну и ту же температуру. Концепция Блэка ознаменовала собой первые научные объяснения тепловых явлений и начала термодинамики. В то время тепло приписывалось калорику (теплороду), гипотетическому невесомому газу, склонному к расширению и распространению. Блэк возражал против аналогичного газа, фригорика (холодорода), объясняющего холод.

Термометры с высокой воспроизводимостью также позволяли сравнивать температуры в разных местоположениях, и в 1768 году землемеры Мейсон и Диксон записали '... температура 62 ° градуса по Фаренгейту'. В течение нескольких лет в Философских Трудах появились сотни записей о подобной регистрации температуры [5], но и через сто лет после того, как Фаренгейт впервые изготовил свои термометры, холод обычно рассматривался как отсутствие тепла, а температура - как интенсивность тепла.

Однако, оставалась проблема линейности. Было обнаружено, что газовые термометры, использующие различные газы, находятся в близком согласии между собой, но не было никакой основы для значимого сравнения различных температурных интервалов – может ли изменение на один градус при одной температуре быть таким же, как изменение на один градус при другой? Карно, в его *Размышлениях о движущей силе огня* [13] в 1824 году предложил путь вперед с помощью аналогии между высотой столба воды, приводящей в движение водяное колесо, и температурой пара, приводящего в движение паровую машину. Уильям Томсон продолжил идею и задался вопросом, есть ли способ связать разницу температур с механической работой, выполняемой при расширении пара (Рис. 2). К сожалению, когда Томсон сравнил предложенную им шкалу со шкалой, основанной на газовых термометрах, он обнаружил неприятно большие различия.

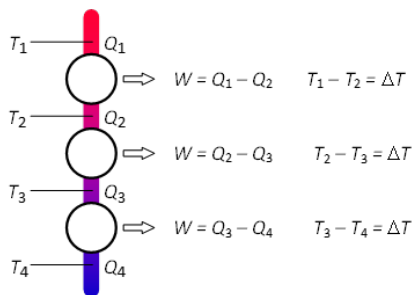


Рисунок 2 - Томсон искал температурную шкалу, в которой температура измеряла бы потенциал для выполнения работы; идеальные тепловые двигатели, производящие одинаковую работу, W , работали бы между резервуарами с одинаковыми температурными интервалами, ΔT .

Независимо Джоуль проводил измерения эквивалентности тепла и механической работы, используя падающие грузы для приведения в движение лопастей, перемешивающих воду. Джоуль утверждал, что Томсон должен отказаться от принципа сохранения тепла в качестве основы для своей шкалы (Томсон был мотивирован калорической теорией [теплорода] в которой общая теплота сохраняется неизменной) и вместо этого определить общий механический эквивалент тепла по температуре. Ученые сотрудничали, и в 1854 году Томсон опубликовал новую шкалу [14]. Чтобы соответствовать ограничениям Карно по эффективности теплового двигателя, Томсон установил, что температуры на входе и выходе двигателей должны масштабироваться пропорционально количеству тепла, поступающему в двигатели или выходящему из них (см. рис. 2). Для идеальных тепловых двигателей на рис. 2

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2} = \frac{Q_3}{T_3} \dots \quad (1)$$

Томсон обнаружил, что его новая шкала, смещенная на $273,7^\circ\text{C}$ так, чтобы она показывала 0°C и 100°C при температуре замерзания и кипения воды, демонстрировала впечатляюще близкое соответствие с показаниями газовых термометров.

Шкала Томсона, построенная с использованием несуществующего идеального теплового двигателя и несуществующего идеального газа, была радикальным отходом от исторических эмпирических шкал. Но последствия того, что измеренные температуры поддаются математическому моделированию, были более глубокими. Связывая работу с различиями в количествах тепла, Томсон и Джоуль представили дополнительные доказательства сохранения энергии – первый закон термодинамики. Клаузиус также заметил, что количества тепла, масштабированные по уравнению (1), для идеального двигателя всегда суммируются до нуля, а если двигатель не был идеальным, сумма всегда была положительной (теплота, поступающая в двигатель, отрицательна). Кроме того, интеграл дифференциала dQ/T не зависел от пути, пройденного идеальным тепловым двигателем через любое из его рабочих состояний, и поэтому интеграл пути dQ/T зависел только от конечных точек интегрирования. Для идеального теплового двигателя, работающего по замкнутому циклу (пути), интеграл всегда равен нулю. Наблюдения Клаузиуса привели его к определению новой величины - энтропии (преобразованной энергии), и ко второму закону термодинамики [15].

Но все же природа теплоты оставалась неясной. Сто лет назад, примерно в то же время, когда была предложена калорическая теория, Бернулли предположил, что свойства газов можно объяснить в терминах случайного движения большого числа мелких частиц, но большинство ученых, включая Блэка отвергли его гипотезу в пользу калорической теории. Столетие спустя гипотеза Бернулли была пересмотрена, и Максвелл [16] и Больцман [17] пришли к выводу, что

тепло – это кинетическая энергия микроскопических частиц, а температура – это плотность энергии, не энергия на единицу массы или на единицу объема, а энергия на степень свободы (рис. 3) частицы. Теперь энтропию можно определить как число степеней свободы системы, поэтому в простейших системах общая теплота в состоянии равновесия равна энтропии, умноженной на температуру, $Q = TS$. Если теплота распространяется на большее число степеней свободы (энтропия увеличивается), то ее потенциал для выполнения работы (температура) уменьшается.

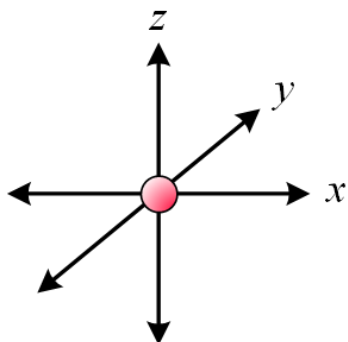


Рисунок 3 - Температура пропорциональна плотности энергии системы, равной $\frac{1}{2}kT$ на каждую степень свободы. Для несвязанного атома массы m и среднеквадратичной скорости $\overline{v^2}$, с одной степенью свободы в каждом из направлений x , y и z средняя поступательная кинетическая энергия равна $\frac{1}{2}m\overline{v^2} = \frac{3}{2}kT$. Дополнительные степени свободы, обусловленные вращением и вибрацией, возникают в молекулярных газах.

Выводы Максвелла и Больцмана и атомная гипотеза продолжали подвергаться сомнению еще в течение трех десятилетий, и только в первом десятилетии двадцатого века несколько знаковых работ устранили проблему. В 1900 году Планк объяснил излучение черного тела, используя идеи Больцмана об энтропии, подкрепленные первой квантовой теорией [18]. Именно Планк определил константу пропорциональности в уравнении Больцмана для энтропии, $S=k \ln\Omega$ (где Ω = число микросостояний системы), как постоянную Больцмана. Затем, в одной из своих четырех великих работ 1905 года [19], Эйнштейн поддержал атомную гипотезу, объяснив броуновское движение на примере молекул воды, сталкивающихся с зёрнами пыли. В 1908 году, вдохновленный работой Эйнштейна, Перрин сообщил о результатах более десятка различных экспериментов, дающих согласованные значения газовой постоянной, эффективно доказывая атомную гипотезу [20].

Окончательный вклад в понимание терминов «теплота и температура» был сделан в 1909 году, когда математик Каратеодори использовал законы термодинамики в качестве аксиом для получения уравнений Клаузиуса, связывающих температуру, энергию и энтропию [21,22]. При этом он использовал определения температуры и энтропии из статьи Томсона об идеальном тепловом двигателе. В рамках работы Каратеодори энтропия является линейной, аддитивной мерой обратимости тепловых процессов, а температура является интегрирующим фактором для дифференциальных уравнений, связанных с изменением энергии.

Температурная шкала Томсона, реализованная с использованием водородного газового термометра постоянного объема, была принята Шапюи в Международном Бюро Мер и Весов (МБМВ или ВРМ) в 1888 году [23]. Шкала воспроизводилась с точностью до нескольких милликельвинов и использовалась для калибровки ртутных стеклянных термометров, используемых в ВРМ. Но измерения были трудными и отнимали много времени. Каллендар сообщал [24]: "Для тех, кто никогда не работал с газовым термометром, невозможно осознать степень его недостатков". Вместо газовых термометров он предложил использовать свои недавно разработанные платиновые термометры сопротивления для интерполяции между температурами замерзания и кипения воды при 0 °C и 100 °C, а также вплоть до температуры кипения серы при 444,5 °C, измеренной с помощью газового термометра. Практическая шкала температуры

Каллендара по сопротивлению платины применялась примерно с 1900 года, а в 1927 году она была расширена до диапазона от $-183\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $630\text{ }^{\circ}\text{C}$ и была обнародована в качестве первой международной шкалы температуры (МТШ-27).

К сожалению, прямые измерения температуры с использованием термодинамических методов по-прежнему остаются настолько сложными и трудоемкими, что для большинства измерений они непрактичны. Заменяющая их схема Каллендара была постепенно расширена, включив дополнительные опорные температуры и приборы интерполяции для охвата более широких диапазонов, воплотившись в последовательно принятые Международные температурные шкалы в 1948, 1968 и 1990 годах (см. [25,26] по истории шкал). Как мы увидим в следующем разделе, эти практические шкалы обладают совершенно иными свойствами, чем шкалы, основанные на термодинамических принципах.

ПРИРОДА ИЗМЕРЕНИЯ

Измерительные шкалы Стивенса

Эволюция концепции температуры и ее измерение следовали схеме все более полезных математических структур, которые отражают схему классификации измерений, разработанную Стивенсом в 1946 году [27], версия которой приведена в таблице 1 [28]. Эта схема, основанная на преобразованиях, которые могут быть осмысленно применены к результатам измерений, дает представление о природе определений различных шкал, прослеживаемости и анализе неопределенности.

Самая простая из шкал Стивенса, номинальная шкала, описывает классификацию. По номинальной шкале можно только установить эквивалентность различных измерений. Невозможно определить порядок, или провести значимые сравнения различий, или установить значимые соотношения измерений. Знакомым примером является десятичная система классификации Дьюи для книг. Десятичное число присваивается книге с использованием четко определенной процедуры в соответствии с тематическим материалом книги. Это число помогает библиотекарям и пользователям находить книги, но не дает никакой другой меры. Мы можем только установить, что, когда две книги имеют одинаковый номер, они охватывают похожий предметный материал (темы) и расположены рядом друг с другом. Каждый элемент номинальной шкалы обычно требует отдельного определения. Четыре элемента и четыре гуморальных вещества, определенные Гиппократом, являются номинальными присвоенными значениями.

Следующей более сложной шкалой Стивенса является шкала порядка, по которой можно установить как эквивалентность, так и порядок. Примером может служить шкала Бофорта силы ветра, упорядоченная последовательность из 13 степеней скорости ветра, представленная либо числом $\{0, 1, \dots, 12\}$ или коротким описанием {штиль, спокойный воздух,..., ураган}, которая позволяет точно сообщать о погодных условиях. Другие хорошо известные примеры включают октановое число топлива и десятки испытаний на твердость металла. Шкалы порядка часто имеют сложные определения и включают множество определяющих точек (шкала твердости Мооса), иногда включают специальные измерительные приборы (твердость металла), а иногда и то, и другое (октановое число).

Таблица 1. Классификация шкал измерений Стивенса

Тип шкалы	Описание	Допустимые операции	Опорные точки	Неопределенность измерений	Примеры
Номинальная шкала	Может установить эквивалентность	Любое преобразование 1:1	Определение, необходимое для каждой категории, может быть описательным или артефактом. Артефакты часто являются стандартными образцами	Диапазон вероятностей, связанных с каждой категорией, или индекс вариации. Центр распределения задается режимом измерения.	Цветная шкала Пантона, десятичная система Дьюи, основы ДНК (А,Т,Г,С), гены, звездные спектральные типы (О,В,А,Ф,Г,...), спин электронов (вверх вниз), химические наименования (Ne, NaCl, . . .).
Шкала порядка	Может установить эквивалентность и порядок	Любое монотонное преобразование	Требуется несколько опорных точек, часто включающих интерполирующий прибор, например спектрофотометр, октановый двигатель, стеклянный жидкостной термометр	Как и выше. Кроме того, процентиля для характеристики диапазонов значений в пределах заданных вероятностей. Центр распределения задается медианой.	Твердость по Моосу, шкала твердости по Роквеллу, шкала силы ветра Бофорта, октановое число для топлива двигателя, первые шкалы Фаренгейта и Цельсия.
Шкала интервалов	Может установить эквивалентность, порядок и значимые различия.	$y = mx + c$	Для определения нуля и диапазона шкалы требуются две опорные точки. Шкала линейна, но имеет искусственный ноль.	Как и выше. Кроме того, применяется параметрическая статистика. Вариация измеряется как стандартное отклонение. Центр распределения задается средним значением.	Дата, время суток, год, логарифмические шкалы, звездная величина, шкала Рихтера, децибел, широта и долгота, современные шкалы Фаренгейта и Цельсия.
Рациональная шкала	Может установить эквивалентность, порядок, значимые различия и соотношения.	$y = mx$	Требуется единый стандарт (единица измерения). Все измерения представлены в виде отношения к стандарту. Все эти шкалы имеют естественный ноль.	Как и выше. Кроме того, коэффициенты вариации или относительные неопределенности имеют значение. Центр распределения может быть задан средним геометрическим.	Все шкалы СИ, например длина, масса, частота, напряжение, ток, термодинамическая температура

Ртутные стеклянные термометры Фаренгейта реализовали шкалу порядка. Эта шкала линейна по отношению к расширению ртути в капиллярах, но из-за нелинейности расширения самой ртути и стекла невозможно присвоить значение интервалам температуры.

Шкалы интервалов - это такие шкалы, в которых преобразование $f: x \rightarrow y$ в форме $y = mx + c$ гарантирует, что разности в получаемых величинах сохраняют свое значение. В то время как можно установить равенство, порядок и равенство интервалов, отношение измерений одного к другому бессмысленно. Примером может служить календарный год. Можно сказать, что две даты равны, больше или меньше друг друга в том смысле, что они происходят раньше или позже, и осмысленно говорить о различиях между датами. Но мы не можем сказать, что 2000 год до нашей эры в два раза больше 1000 года до нашей эры. Все шкалы интервалов имеют основополагающую концепцию, которая придает смысл равенству интервалов, но они имеют произвольный ноль.

Первой шкалой термометрических интервалов была стоградусная (сто делений) шкала Томсона 1854 года, использовавшаяся для интерполяции между точками кипения и замерзания воды, а также для экстраполяции за ее пределы. Хотя было ясно, что шкала должна быть рациональной, неопределенности в абсолютных температурах были слишком высоки, чтобы рациональное определение было полезным. Международные температурные шкалы 1927, 1948 и 1968 годов все поддерживали интервал в 100 градусов между точками кипения и замерзания воды.

Рациональные шкалы имеют узкий диапазон разрешенных преобразований, а именно $y = mx$. Они имеют естественный ноль, поэтому в дополнение ко всем другим свойствам они образуют значимые соотношения [между величинами]. Наиболее известными примерами являются все шкалы измерения длины, массы, электрического тока и т.д., а примером разрешенного преобразования является соотношение между имперскими и метрическими измерениями длины. Рациональные шкалы имеют концептуальную основу как для линейности, так и для нуля и требуют только одного определения (единицы измерения) для определения масштаба шкалы.

В 1954 году тройной точке воды было присвоено значение $273,16^\circ\text{K}$, что определило первую действительно рациональную шкалу температуры. После того, как в 1960 году была создана Международная система единиц измерения СИ, градус Кельвина (означающий шаг по шкале Кельвина, символ $^\circ\text{K}$) был заменен кельвином (символ, K), единицей измерения температуры в системе СИ. Пересмотр СИ в 2019 году заменил определение Кельвина, основанное на тройной точке воды, установив значение постоянной Больцмана, $k = 1,3806490 \times 10^{-23}$ Дж/К. Теперь численные соотношения между тепловой энергией и другими формами энергии являются точными.

Операционные и репрезентативные измерения

Схема Стивенса была предложена в качестве подспорья в дискуссии о природе измерения. Хотя этот вопрос не был полностью урегулирован, в ходе дебатов были выявлены две различные парадигмы измерения [11]. Операционализм, берущий начало из идей Бриджмена [29], следует принципам, изложенным в публикации Эйнштейна об общей теории относительности, в которой определения самых простых величин, таких как время и расстояние, оказались не такими простыми. Трудности привели Бриджмена к утверждению, что значение величины было синонимом операций, с помощью которых она измеряется. Например, было сказано, что тесты на IQ измеряют способность людей выполнять тесты IQ.

Конкурирующая парадигма, репрезентационализм, развивалась из идей Кэмпбелла [30], который утверждал, что единственными правильными (количественными) измерениями являются такие измерения, где добавление измерений соответствует значимому дополнению измеряемых величин, таким образом, что массы или длины могут быть добавлены. Теория репрезентативных измерений утверждает, что в основе всех "правильных" измерений лежит модель системы с взаимно однозначным соответствием между измерениями в реальном мире и состояниями модели в концептуальном мире. С точки зрения физики, модели являются арифметическими, но примерами являются также групповые теоретические модели с соответствующими номинальными измерениями.

Для арифметических моделей идея о том, что измерения вносят значимое дополнение выражается уравнением Коши [11]

$$\text{Изм}(A) + \text{Изм}(B) = \text{Изм}(A \oplus B). \quad (2)$$

То есть отдельные измерения объектов A и B должны давать те же результаты, что и одно измерение A и B вместе взятых. Сложение в левой части уравнения (2) — это сложение чисел, в то время как сложение справа — это сложение величин, следовательно используется другой знак сложения. По сути, это соотношение проверяет изоморфизм между моделью и реальным миром.

Если применимо уравнение Коши, то из этого следует, что все измерения количества могут быть выражены в виде отношений к измерению эталонного (опорного, референсного) артефакта:

$$\text{Изм}(\rho A_{\text{ref}}) = \rho \cdot \text{Изм}(A_{\text{ref}}). \quad (3)$$

То есть результаты могут быть выражены в рациональной шкале измерений. Наше образование склонно пренебрегать извилистым развитием концептуальных определений физических величин, указанных в наших уравнениях, но эти понятия лежат в основе того, что мы подразумеваем под количественным измерением, и имеют важное значение для всей науки.

Репрезентативное измерение вполне может быть идеальным для науки, но есть много успешно используемых научных методов измерений, которые ему не соответствуют. Операционные измерения по сути являются рецептами, достигнутыми по соглашению (консенсусу), обычно с контрольным знаком документального стандарта, определяющего метод. Операционные измерения не имеют концептуальной основы и часто принимаются по причине того, что не существует удовлетворительной модели. Например, не существует модели, связывающей теплофизические свойства топлив с их октановым числом, а модель вязкости Ньютона является плохим приближением к поведению реальных жидкостей.

Поскольку операционные измерения не имеют концептуальной основы, не может быть понятия истинного значения измеряемой величины и, следовательно, понятие погрешности измерения также не имеет смысла. Любой результат измерения, полученный с помощью любого прибора, работающего в любых условиях, любым персоналом, любым способом, соответствующим стандартной процедуре, является законным результатом. В то время как для репрезентативных измерений неопределенность измерения характеризует дисперсию погрешности измерения [31], при операционных измерениях неопределенность измерения — это просто дисперсия результатов, усредненных по всем соответствующим реализациям метода измерений (т.е. воспроизводимость). Кроме того, по определению, операционные методы застывают во времени и не могут развиваться без формального пересмотра, с возможностью

переноса нежелательного разрыва [в измерениях] на пользователей. В таблице 2 обобщены некоторые различия между репрезентативными и операционными измерениями [32].

Таблица 2. Различные признаки репрезентативных и операционных измерений.

Репрезентативные измерения	Операционные измерения
Ясное концептуальное определение измеряемой величины.	Измеряемая величина определяется процедурой.
Применяется уравнение Коши (рациональная шкала).	Уравнение Коши неприменимо (часто это шкала порядка).
Измерения взаимно однозначны (изоморфизм).	Разные системы могут дать один и тот же результат.
Измерения применимы в математических моделях.	Измерения не применимы в математических моделях.
Измерения, применимые для различных целей.	Измерения часто предназначены для одной цели.
Альтернативные методы дают тот же результат.	Ни один альтернативный метод не дает такого же результата.
Стандартизованы лишь некоторые детали метода измерений.	Результаты полностью зависят от стандартизации метода.
Документарные стандарты говорят, насколько хорошо работает метод.	Документарные стандарты говорят, как работает метод.
Измерение развивается и совершенствуется с течением времени.	Измерение застывает во времени.
Процессы калибровки имеют смысл.	Для проверки могут использоваться референсные материалы (стандартные образцы).
Концепция истинной величины полезна.	Не существует одной истинной величины.
Неопределенность метода незначительна.	Неопределенность метода - это все.
Результат поддается анализу неопределенности.	Неопределенность результата равна воспроизводимости.

Различие между репрезентативными и операционными измерениями не такое ясное, как нам хотелось бы, и существует большое количество измерений, лежащих в спектре между этими двумя архетипами. Многие из них являются показателями качества (полоса пропускания, процент искажений, шероховатость поверхности, размер частиц, среднеквадратичное напряжение) или сложными свойствами материала (вязкость, теплопроводность, магнитная проницаемость), или включают стандартизированный ответ на сложное воздействие (фотометрические, акустические и эритемные или измерения дозы УФ-излучения). Что касается свойств материала, то часто существует простая, но неудовлетворительная модель, и для получения достаточно воспроизводимых результатов необходимо ограничить существенные факторы влияния. В некоторых случаях, например, с вязкостью, могут существовать десятки документарных стандартов, каждый из которых разработан для одного применения конкретного масла, смазки, геля и т.д. Поскольку измерения являются операционными, обычно по шкале порядка, и часто отклоняясь от физически осязаемых величин, то их полезность ограничивается сравнительными оценками. Хотя такие измерения могут быть представлены с использованием единиц СИ, не существует никакой гарантии, что они удовлетворяют соотношению Коши или будут полезны в математических моделях.

Как мы вскоре увидим, недорогие, быстрые и точные термометры, основанные на термодинамике и удовлетворяющие всем нашим потребностям в измерениях, до сих пор в значительной степени оказались непрактичными или невозможными. Таким образом, термометрическое сообщество вынуждено было обратиться к операционным определениям температуры. Последовательными определениями являются нормальная водородная шкала 1887 года и Международные температурные шкалы 1927, 1948, 1968 и 1990 годов. Такие шкалы удовлетворяют почти всем потребностям науки и торговли, но они являются приближением к термодинамической шкале с неявными ошибками, неидеальными интервалами, разрывами и неопределенностью (воспроизводимостью), ограниченной определением шкалы. Кроме того, имеются существенные различия в температурах, реализуемых в различных шкалах. Например, по МТШ-90 температура кипения воды больше не определяется как 100 °С, но по результатам измерений оказалась близкой к 99.974 °С.

Первичная термометрия

Первичные термометры определяют температуру в соответствии с термодинамической моделью, чаще всего используя один из методов и соотношений, приведенных в Таблице 3. Пять методов в настоящее время используются для измерения температуры с неопределенностями, близкими к современному уровню техники, они перечислены в качестве предпочтительных методов в рекомендациях ВІРМ МеРК «Практическая реализация определения Кельвина» [33] (МеРК, "внедрение в практику" или "реализация" Кельвина). МеРК определяет и обобщает методы, а также предоставляет ссылки на публикации с подробными рекомендациями по проведению измерений на современном уровне техники.

Первичные термометры могут работать как в относительном, так и в абсолютном режимах. Относительные измерения соотносят измеренную температуру с опорной температурой, по сути, измеряя температурные отношения (аналогично уравнению (3)). Например, пара измерений, выполненных с использованием газового термометра постоянного объема (CVGT), связаны простым отношением

$$T = T_{\text{ref}} \frac{P(T)}{P(T_{\text{ref}})} \quad (4),$$

где $P(T)$ и $P(T_{\text{ref}})$ - давления, измеренные при неизвестной и опорной температуре.

Относительные измерения устраняют необходимость знать значение постоянной Больцмана и обычно проявляют более низкую чувствительность к некоторым, часто нежелательным, меняющимся возмущениям, но они требуют измерений при двух разных температурах. Требование стабильно работать как при опорной температуре, так и при неизвестной температуре ограничило использование термометров с низкой чувствительностью в тройной точке воды (TPW), особенно радиационных термометров, и термометров с ограничениями по материалам, таких как термометры на сверхпроводниках.

Новое определение Кельвина способствует применению термометров в абсолютном режиме, когда нет никаких требований к опорной температуре, и единственное ограничение выбора термометра заключается в том, чтобы он хорошо работал при измеряемой температуре. Новое определение также является более точным и устраняет присущий старому определению предел неопределенности измерений, возникающий из-за неопределенности в практической реализации TPW (тройной точки воды), составляющий в настоящее время около 0,1 ppm (30 мкК) [55].

Таблица 3. Термодинамические соотношения, используемые для измерения температуры

Термометр	Термодинамическое соотношение	Ключевые ссылки
Газовый термометр постоянного объема: давление, P и объем, V идеального газа в зависимости от количества молекул, n и температуры.	$PV = nkT$	[34-37]
Акустический газовый термометр: скорость звука, u , определяемая через отношение удельной теплоемкости, γ , молекулярной массы, m и температуры.	$u^2 = \frac{\gamma kT}{m}$	[38-41]
Газовый термометр по диэлектрической проницаемости: давление, P , диэлектрическая проницаемость, ϵ_r , молярная электрическая поляризуемость A_ϵ , и температура.	$\frac{(\epsilon_r - 1)}{(\epsilon_r + 2)} = \frac{PA_\epsilon}{N_A kT}$	[42-44]
Газовый термометр по показателю преломления: Давление, P , показатель преломления, n , молярная электрическая поляризуемость A_ϵ , молярная магнитная поляризуемость A_μ , и температура.	$\frac{(n^2 - 1)}{(n^2 + 2)} = P \frac{(A_\epsilon + A_\mu)}{N_A kT}$	[45]
Термометр полного излучения: полное излучение, L , в зависимости от температуры.	$L = \frac{2\pi^5 k^4}{15c_0^2 h^3} T^4$	[46,47]
Термометр частичного излучения (в спектральном диапазоне: спектральное излучение, L_λ , в зависимости от длины волны, λ , и температуры.	$L_\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \left[\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1 \right]^{-1}$	[48,49]
Термометр доплеровского уширения: ширина линии $\Delta\nu$ относительно частоты линий ν_0 , молекулярной массы, m , и температуры.	$\Delta\nu = \sqrt{\frac{2kT}{mc^2}} \nu_0$	[50,51]
Термометр шумовой: Среднеквадратичное напряжение шума $\overline{V_T^2}$ в зависимости от реальной части импеданса, Z , полосы пропускания, Δf , и температуры.	$\overline{V_T^2} = 4kT \operatorname{Re}(Z) \Delta f$	[52-54]

Скорость света в вакууме, $c = 299,792,458 \text{ м с}^{-1}$, постоянная Планка $h = 6.62607015 \times 10^{-34} \text{ Дж}\cdot\text{с}$ постоянная Больцмана, $k = 1.380649 \times 10^{-23} \text{ Дж}\cdot\text{К}^{-1}$, число Авогадро $N_A = 6.02214076 \times 10^{23}$, диэлектрическая проницаемость свободного пространства, $\epsilon_0 = 8.8541878128(13) \times 10^{-12} \text{ Фм}^{-1}$, заряд электрона $e = 1.602176634 \times 10^{-19} \text{ Кл}$.

Хотя термодинамические соотношения, приведенные в таблице 3, просты, большинство из них являются идеализированными и лишь приближенными к реальности. Все первичные методы подвержены влиянию неидеального поведения реальных систем, что требует обширного дополнительного моделирования и вторичных измерений [56]. Для газовых термометров, например, термодинамические соотношения применимы только в пределе низких давлений, где существует минимальное взаимодействие между атомами или молекулами. Следовательно, измерения одной температуры могут потребовать последовательности измерений при различных давлениях с экстраполяцией на нулевое давление, которая может занять много недель. Для некоторых методов достижение неопределенности, соответствующей современному уровню техники, может включать в себя многолетний исследовательский проект только с целью конструирования такого термометра.

Неопределенность
или
воспроизводимость
ppm

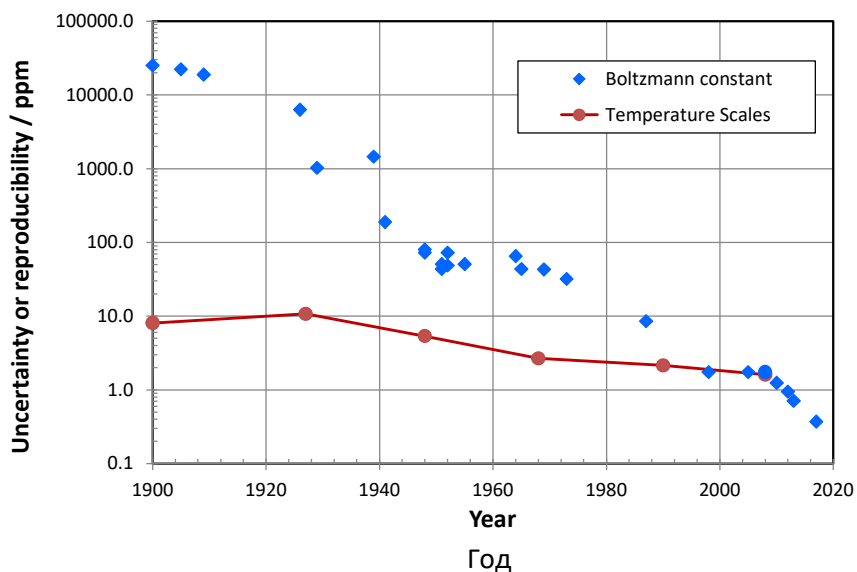


Рисунок 4 - Относительная неопределенность, в частях на миллион (ppm), при измерениях постоянной Больцмана в зависимости от времени (синие ромбы) по сравнению с относительной воспроизводимостью Международных Температурных Шкал (красные кружки) для температур около 100 °С.

График с синими ромбами на Рис. 4 показывает неопределенность в определении постоянной Больцмана в зависимости от времени [57], или, что эквивалентно, неопределенность лучшего абсолютного первичного метода измерения в зависимости от времени. Первые три точки - это величины, выводимые из работ Планка [18], Эйнштейна [19] и Перрена [20], о которых уже говорилось, в то время как самая последняя точка получена по методу наименьших квадратов, и использовалась при пересмотре системы СИ [3]. В среднем, точность лучших первичных методов улучшается примерно в десять раз каждые 25 лет.

Для сравнения, второй набор точек на Рис. 4 (красные кружки) указывает на воспроизводимость МТШ при 100 °С. На протяжении большей части двадцатого века воспроизводимость, достигаемая с помощью МТШ, была, по крайней мере, на порядок лучше, чем неопределенности в первичных измерениях. Измерения, выполненные с помощью МТШ, также намного быстрее, дешевле и проще, чем первичные измерения. В следующих подразделах дается краткий обзор предпочтительных первичных методов измерений. Там, где указаны неопределенности измерений, они приводятся как стандартные неопределенности, эквивалентные одному СКО [31] или как относительные стандартные неопределенности в частях на миллион (ppm).

Акустическая газовая термометрия

Акустическая газовая термометрия (AGT) обеспечивает относительную неопределенность ниже 1×10^{-6} (0,3 мК при 300 К) и в настоящее время является наиболее точным первичным методом. Метод использует связь между скоростью звука и средней скоростью атомов или молекул газа, а следовательно, и температурой (средней поступательной кинетической энергией) молекул или атомов газа:

$$T = \frac{Mu^2}{\gamma k N_A} \quad (5)$$

где u - скорость звука, M -молярная масса газа, γ -адиабатический индекс, N_A - число Авогадро. В идеальном сферическом акустическом резонаторе резонансная частота связана со скоростью звука отношением

$$u = \frac{f_a}{z_a} (6\pi^2 V)^{1/3} \quad (6),$$

где V - объем резонатора, f_a – резонансная частота, и z_a - собственное значение резонанса.

Обычными способами объем резонатора было бы трудно измерить, но он может быть выведен из аналогичных измерений с использованием электромагнитного излучения в этом же резонаторе:

$$c = \frac{nf_e}{z_e} (6\pi^2 V)^{1/3} \quad (7),$$

где c -скорость света, f_e и z_e -резонансная частота и собственное значение, соответствующие электромагнитному резонансу, а n - показатель преломления о газе. Объединение всех трех уравнений (5), (6) и (7), приводит к :

$$T = \frac{M}{\gamma k N_A} \left(\frac{f_a}{z_a} \frac{z_e}{nf_e} \right)^2 \quad (8)$$

Как и во всех методах первичной термометрии, в базовой теории существуют идеализации и допущения, требующие разработки более детальных моделей и введения поправок применительно к реальным системам. Однако, как показывает уравнение (8), наиболее важными измеряемыми величинами являются молярная масса и резонансные частоты. Обратите внимание также, что k и N_A теперь определены точно в соответствии с пересмотром системы СИ 2019 года [3, 4] (значения см. в Табл. 3), а для одноатомных газов, таких как гелий и аргон, адиабатический коэффициент в предельном случае разбавленного газа составляет точно $\gamma = 5/3$. Кроме того, акустические собственные значения можно рассчитать из начальных принципов с незначительной неопределенностью [58,59].

Измерения проводятся с помощью акустических и микроволновых преобразователей, установленных в стенках резонатора, путем сканирования в диапазоне частот и подгонки модели резонанса к данным для определения резонансной частоты. Из-за неидеального поведения газа и зависимости показателя преломления от плотности необходимо определить скорость звука при нулевом давлении, поэтому измерения обычно повторяются при нескольких давлениях, подгоняются к вириальному уравнению и экстраполируются на нулевое давление. Измерения нескольких резонансных мод дают дополнительные данные и подтверждение некоторых дополнительных моделей.

Резонаторы обычно имеют объем от половины литра до трех литров (радиус от 5 см до 9 см) и являются одними из самых точных объектов, когда-либо подвергавшихся механической обработке (см. Рис. 5). Они обычно изготавливаются из меди, чтобы обеспечить максимальную

электрическую проводимость для электромагнитных отражений, несмотря на сложность механической обработки. Резонатор выполнен из двух половин, образующих трехосный эллипсоид с осями в соотношении $1 : (1 + e) : (1 - e)$ с небольшими значениями e , эксцентриситета, так что форма очень близка к сфере, но резонансы в случае вырожденных мод легко выделяются в измеренных спектрах и подгоняются отдельно. Также использовались цилиндрические полости, которые легче поддаются механической обработке, они обеспечили ценную проверку для некоторых дополнительных моделей, [41] но их резонансы имеют более низкий фактор качества Q .



Рисунок 5 – Акустический резонатор NPL в университете Кранфилд [39]

Существует множество источников неопределенности, которые вносят вклад примерно равной величины в общую неопределенность измерений с газовым термометром (AGT), включая молярную массу, примеси в газе, которые имеют непропорционально большой эффект в гелии, взаимодействие акустических и электромагнитных волн с поверхностью резонатора и дефекты поверхности, связанные с установкой акустических и микроволновых преобразователей. Управление температурой резонатора таким образом, чтобы она была достаточно однородной по всему его объему, также является сложной задачей. Наличие такого большого количества вкладов примерно равной величины в неопределенность затрудняет повышение точности измерений. Тем не менее, AGT произвел наиболее точные измерения на сегодняшний день и был тщательно исследован несколькими исследовательскими группами [56]. Наиболее точными абсолютными измерениями на сегодняшний день являются девять определений постоянной Больцмана, предоставленных пятью различными группами и выполненных в поддержку пересмотра системы СИ [40,41,60–66]. Относительные неопределенности варьировались от 0.6 промилле (0,18 мК) до 2.2 промилле (1,3 мК).

Относительный термометр AGT определяет неизвестную температуру по отношению к опорной температуре,

$$T = T_{\text{ref}} \left(\frac{f_a(T)}{n(T)f_e(T)} \right)^2 \left(\frac{f(T_{\text{ref}})_a}{n(T_{\text{ref}})f_e(T_{\text{ref}})} \right)^{-2} . \quad (9)$$

Более низкие неопределенности возможны благодаря тому, что в соотношениях не учитываются некоторые эффекты, включая некоторые эффекты взаимодействия с поверхностью и, в частности, эффекты примесей в газе. Недавние относительные измерения термометром AGT позволили

достичь неопределенностей в диапазоне от 0.2 мК до 1 мК в диапазоне температур от 120 К до 430 К [67-70]. Более короткое время измерений также возможно, если термометр эксплуатируется при нескольких температурах и фиксированных давлениях, а не при нескольких давлениях для каждой температуры [68]. Измерения проводились и при более высоких температурах, при этом достигались погрешности от 0,6 мК до 2,1 мК для температур от 270 К до 550 К [71], причем эксперименты по оценке производительности резонатора показали, что измерение до точки меди, близкой к 1085 °С, также может быть целесообразным [72].

Однако, как и многие из первичных методов, термометр АГТ является медленным и сложным. Он находит практическое применение только в необычных условиях, когда альтернативные методы работают плохо, например, на больших высотах (низкое давление) [73] и в пламени [74]. Большинство практических разработок еще используют метод времени пролета, а не резонаторы [75].

Газовая термометрия по диэлектрической постоянной

Под воздействием электрического поля атомы и молекулы приобретают электрический дипольный момент из-за небольшого сдвига в относительном положении электронов и протонов.

Поляризация увеличивает диэлектрическую проницаемость среды, $\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0$, где ε_r - относительная диэлектрическая проницаемость или диэлектрическая проницаемость среды, а ε_0 - диэлектрическая проницаемость свободного пространства. Диэлектрическая проницаемость связана с молярной поляризуемостью атомов или молекул, A_ε , уравнением Клаузиуса-Моззотти,

$$\frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} = \frac{n}{V} \frac{A_\varepsilon}{N_A} \quad (10)$$

Если величину плотности атомов или молекул, n/V в уравнении (10) заменить, используя закон идеального газа, то мы получим основное уравнение газовой термометрии по диэлектрической проницаемости (DCGT)

$$\frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} = \frac{PA_\varepsilon}{N_A kT} \quad (11)$$

Практический эффект замены заключается в устранении из уравнения объема, трудоемкого измерения, которое выполняется в классической газовой термометрии при постоянном объеме, и замене его диэлектрической постоянной, интенсивным измерением, которое легко измеряется электрически. Еще одним стимулирующим фактором для термометра DCGT является тот факт, что поляризуемость гелия вычисляется из первых принципов (first principles) с неопределенностью всего 0.1 ppm (промилле) [76].

Измерение диэлектрической проницаемости осуществляется путем сравнения емкостей двух номинально одинаковых цилиндрических конденсаторов емкостью около 10 пФ каждый. Один конденсатор используется в качестве стабильного эталона в емкостном мосту, который используется для измерения емкости второго конденсатора при заполнении газом при различных давлениях. Измерения второй емкости, C , при различных давлениях затем нормализуются как

$$\gamma(P) = \frac{C(P) - C(0)}{C(0)} \quad (12)$$

который номинально равен величине $\varepsilon_r(P) - 1$.

Большинство трудностей, связанных с термометром DCGT, возникают из-за низкой поляризуемости гелия, что означает, что для получения достаточной чувствительности требуются высокие давления, до 7 МПа при более высоких температурах. Основной проблемой для DCGT является деформация конденсаторов, которая зависит от сжимаемости материала, из которого изготовлены конденсаторы. Кроме того, как и в случае со всеми газами, при высоких давлениях наблюдаются все большие отклонения от закона идеального газа. Решение состоит в том, чтобы провести измерения при нескольких давлениях и аппроксимировать данные полиномом

$$\frac{\gamma}{\gamma + 3} = aP + bP^2 + cP^3 + \dots \quad (13)$$

и определить величину первого коэффициента:

$$a = \frac{A_\varepsilon}{N_A kT} + \kappa_{\text{eff}} \quad (14)$$

После учета корректировки на эффективную линейную сжимаемость, κ_{eff} , можно определить температуру.

На неопределенность в измерении наибольшее влияние оказывает давление при низких температурах и корректировка на сжимаемость при высоких температурах. Поскольку существуют большие различия в номинально идентичном материале, измерения на сжимаемость должны проводиться на образцах материала, из которого изготовлены конденсаторы. Для определения постоянной Больцмана [44], конденсаторы были изготовлены из карбида вольфрама для того, чтобы получить практически минимальную сжимаемость.

Проблемой для термометра DCGT является его чувствительность. Уравнение (11) показывает, что при заданном давлении диэлектрическая проницаемость уменьшается пропорционально температуре, поэтому чувствительность также уменьшается как $1/T$. По этой причине DCGT лучше всего подходит для низких температур, в основном обычно в диапазоне 2 К–25 К, но может работать до 200 К. DCGT использовался для важного вспомогательного определения постоянной Больцмана при 273,15 К [44] при этом была достигнута относительная неопределенность измерений всего 2,4 промилле, но это было чрезвычайно сложное измерение, требующее современных измерений емкости, давления, сжимаемости и температуры.

Термометр DCGT часто используется для относительных измерений, связанных с тройной точкой неона вблизи 24,5561 К. Относительные измерения имеют то преимущество, что не требуют вычисляемых значений поляризуемости газа, работают при более низких давлениях и с более низкой чувствительностью к сжимаемости конденсатора. Недавние измерения внесли важный вклад в термодинамические данные в диапазоне от 2 К до 200 К [77,78] с неопределенностями в диапазоне 0.2 мК – 1.6 мК.

Газовая термометрия по показателю преломления

Газовая термометрия по показателю преломления (RIGT) является близким родственником газовой термометрии по диэлектрической постоянной, но вместо измерения диэлектрической проницаемости, в данном методе измеряется показатель преломления газа

$$n = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r} \quad (15)$$

который также зависит от относительной проницаемости, μ_r , газа. Относительная проницаемость описывается аналогичным уравнением Клаузиуса-Моззотти,

$$\frac{\mu_r - 1}{\mu_r + 2} = \frac{n}{V} \frac{A_\mu}{N_A} \quad (16)$$

где, μ_r , магнитная поляризуемость для гелия, A_μ , была точно рассчитана по первым принципам (first principles) [79]. Комбинация двух уравнений (10) и (16) с заменой n/V в соответствии с законом идеального газа приводит к уравнению Лоренца-Лоренца для показателя преломления газовой термометрии:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{P}{N_A kT} (A_\varepsilon + A_\mu) \quad (17)$$

Показатель преломления обычно измеряется с помощью трехосных эллипсоидных резонаторов, подобных тем, которые используются для акустической газовой термометрии, для определения скорости света в газе по частотам микроволновых резонансов:

$$n(P) = \frac{f(0)}{f(P)(1 - \kappa_{\text{eff}} P)} \quad (18)$$

Как и в случае с DCGT, термометрия RIGT требует поправок на сжимаемость материала, из которого изготовлены резонаторы, и также нуждается в подгонке вириальных уравнений, чтобы учесть неидеальные свойства газа. Используются различные методы анализа, начиная от экстраполяции на нулевое давление до подгонки по методу наименьших квадратов для многократных измерений на изотермах, сопровождающихся фиксацией значений вириальных коэффициентов, известных из расчетов *ab initio* (изначально) [45]. Абсолютный термометр RIGT был использован между 13 К и 160 К с наилучшими неопределенностями от 0.6 мК до 1.7 мК [80-82].

Относительный термометр RIGT имеет ряд преимуществ перед абсолютным RIGT, включая пониженную чувствительность к некоторым примесям. Одна особенно элегантная вариация использует отмену эффекта сжимаемости в уравнении (18): если все измерения проводятся при одном давлении [45, 83], затем

$$T = T_{\text{ref}} \left(\frac{n^2(T_{\text{ref}}, P) - 1}{n^2(T_{\text{ref}}, P) + 2} \right) \left(\frac{n^2(T, P) + 2}{n^2(T, P) - 1} \right) \quad (19)$$

Термометр RIGT для одного давления имеет преимущества, заключающиеся в том, что он намного быстрее, не требует абсолютных измерений сжимаемости меди и значительно снижает зависимость от неопределенностей в величине давления. В самых последних измерениях [83], термодинамическая температура была определена относительно тройной точки неона и с неопределенностями от 63 мкК вблизи 5 К до 164 мкК вблизи 24.5561 К. Также проводятся эксперименты по упрощению измерений с использованием цилиндрических резонаторов и оптических измерений показателя преломления.

Термометрия излучения в спектральном диапазоне

Каждый объект выше абсолютного нуля излучает электромагнитную энергию. Для температур выше нескольких сотен кельвинов практичным становится определять температуру объекта, измеряя излучение. Для идеального излучателя черного тела в воздухе излучение имеет спектр, заданный законом Планка,

$$L_b(\lambda, T) = \left(\frac{2hc^2}{n^2 \lambda^5} \right) \frac{1}{\exp[hc/(n\lambda kT)] - 1} \quad (20),$$

где $L_b(\lambda, T)$ - спектральное излучение (единицы измерения: Втм⁻²·мкм⁻¹·стр⁻¹), n - показатель преломления воздуха, а λ - длина волны в воздухе. На рис. 6 представлен графически закон Планка для нескольких выбранных температур и можно видеть, что спектральное излучение быстро увеличивается с температурой, особенно на коротких длинах волн. Большинство радиационных термометров работают в инфракрасном или видимом диапазонах в коротковолновой области спектрального пика, где градиент изменения излучения наиболее высок.

Интеграл уравнения (20) по всем длинам волн дает закон Стефана–Больцмана для полного излучения,

$$L_b(T) = n^2 \frac{\sigma}{\pi} T^4 = n^2 \left(\frac{2\pi^4 k^4}{15h^3 c^2} \right) T^4, \quad (21)$$

где σ – постоянная Стефана-Больцмана, и предполагается, что показатель преломления не зависит от длины волны.

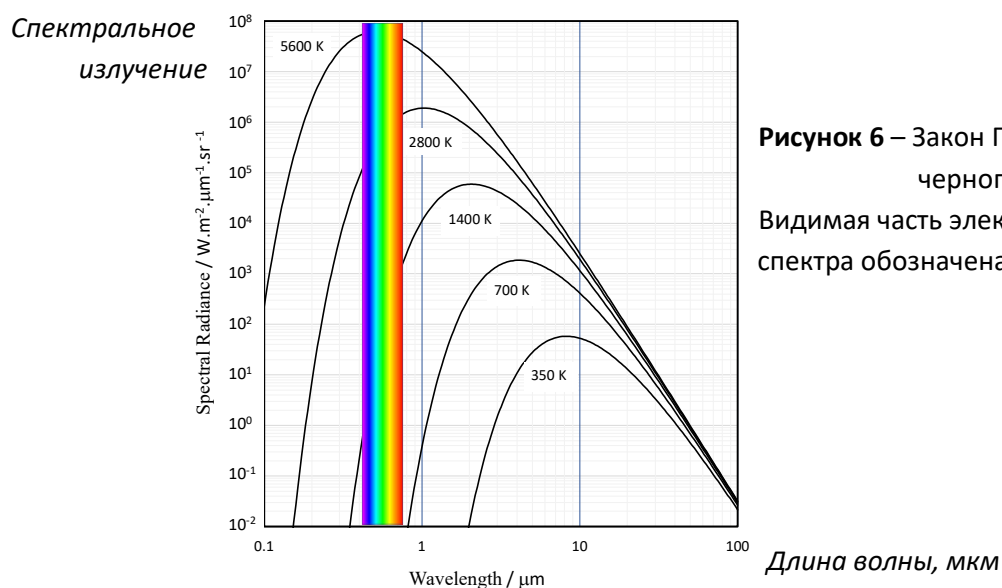


Рисунок 6 – Закон Планка излучения черного тела. Видимая часть электромагнитного спектра обозначена полосой цветов

Используя это отношение для измерения температуры, нужно учесть, что в области длинных волн контроль дифракционных эффектов затруднен, а чувствительность детекторов низкая, поэтому первичные термометры полного излучения не были особенно точными [46,47].

Термометрия излучения в спектральном диапазоне использует фильтрующие радиометры, состоящие из детектора, фильтра и оптической системы с двумя соосными диафрагмами и дополнительными линзами или зеркалами, как показано на рис. 7 [48,49]. Две диафрагмы, которые могут быть размещены в разных местах системы, используются для задания площади мишени и телесного угла, в котором собирается излучение. Полоса пропускания фильтра обычно выбирается так, чтобы избежать полос поглощения CO₂ и H₂O в атмосфере, поэтому обычно используются фильтры, задающие длины волн 0.65 мкм, 0.9 мкм, 1.05 мкм, 1.35 мкм, 1.6 мкм, 2.2 мкм, 3.9 мкм и 10 мкм, причем большие длины волн используются при более низких температурах. Полоса пропускания системы обычно колеблется в диапазоне от 1% до 20% от центральной длины волны.

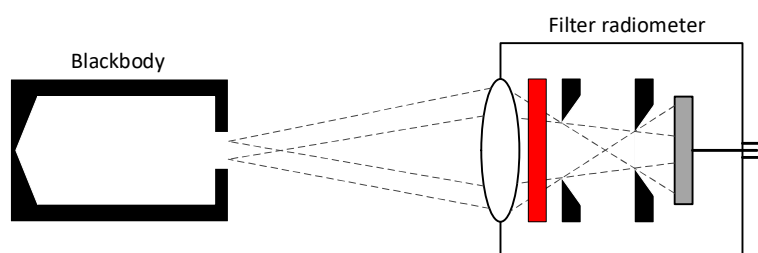


Рисунок 7 – Схематическая полость черного тела (слева) и радиометр с фильтром (справа), показаны линзы, фильтр, две диафрагмы и детектор

В абсолютном режиме измерения являются сложными из-за нескольких факторов влияния, которые трудно измерить. Первая проблема заключается в том, что реальные поверхности имеют спектральное излучение меньше, чем у абсолютно черного тела, коэффициент влияния, называется излучательной способностью, $\epsilon(\lambda)$:

$$L(\lambda, T) = \epsilon(\lambda)L_b(\lambda, T). \quad (22)$$

Однако изотермические цилиндрические полости, подобные тем, что слева на рис. 7, являются хорошими приближениями к абсолютно черному телу с эффективной излучательной способностью, близкой к

$$\epsilon_{\text{eff}} = 1 - (1 - \epsilon) \frac{r^2}{R^2} \quad (23)$$

где ϵ - излучательная способность материала, из которого изготовлена полость, r - радиус отверстия полости, а R -расстояние между передней и задней частями полости. Легко достичь излучательной способности, превышающей 0.9999, но в меньшей степени при более высоких температурах, где размеры полости должны быть меньше.

Наиболее сложные проблемы связаны с характеристикой различных элементов радиометра: абсолютным коэффициентом пропускания объектива и фильтра, абсолютной чувствительностью детектора, фактором геометрии двух диафрагм, и эффектом рассеяния света в оптической системе. Удобное эмпирическое правило состоит в том, что погрешность в 1% в любом аспекте измерения яркости вызывает погрешность в 1 К при измерении температуры, поэтому эти

вспомогательные измерения должны иметь относительные неопределенности ниже 0,01 %, чтобы соответствовать современному уровню техники.

Как только характеристики радиометра полностью изучены, может быть определена зависимость выходного сигнала S от температуры черного тела

$$S(T) = K \int_0^{\infty} s(\lambda) L_b(\lambda, T) d\lambda \quad (24)$$

где K включает в себя излучательную способность мишени, геометрический коэффициент и электронный коэффициент усиления системы, а $s(\lambda)$ – абсолютная чувствительность детектора с его фильтрами. Измеренные температуры затем могут быть выведены путем решения интегрального уравнения. Наилучшие неопределенности измерений составляют примерно 0.05 °C при 1000 °C, повышаясь пропорционально T^2 примерно до 0.5 °C при 3000 °C [49]. Термометры могут использоваться при температуре ниже 1000 °C, но неопределенность в абсолютных измерениях быстро возрастает с понижением температуры из-за потери чувствительности, что вынуждает работать на больших длинах волн, и где вспомогательные измерения более сложны.

Отклик радиометра, по уравнению (24), может быть переписан и решен более просто с помощью аппроксимации (с точностью до нескольких милликельвинов [84])

$$S(T) = \frac{C}{\exp\left[\frac{hc/k}{AT+B}\right] - 1} \quad (25)$$

где

$$A = \lambda_0 \left[1 - 6 \left(\frac{\sigma_s}{\lambda_0} \right)^2 \right] \quad (26)$$

и

$$B = \frac{hc}{2k} \left(\frac{\sigma_s}{\lambda_0} \right)^2 \quad (27)$$

где λ_0 и σ_s - соответственно центральная длина волны и полоса пропускания радиометра, измеренные как среднее и стандартное отклонение чувствительности, выраженные как функция от длины волны, а C включает все остальные калибровочные константы для радиометра. Существует несколько вариантов в зависимости от того, сколько опорных температур, N , доступно:

- $N = 0$: Абсолютная первичная термометрия. Радиометр полностью охарактеризован, и значения для A , B и C определяются на основе полного набора вспомогательных измерений, включая абсолютную чувствительность.
- $N = 1$: Относительная первичная радиометрия. Для определения значения C в уравнении (25) используется одна **опорная температура**. Необходимо измерять только центральную длину волны и полосу пропускания, что требует более простого измерения относительной чувствительности.

- N = 2: Относительная первичная радиометрия. Для определения значений C и λ_0 используются две **опорные температуры**. При этом полоса пропускания должна быть измерена с очень малой неопределенностью.
- N = 3: Относительная первичная радиометрия. Три опорные температуры используются для определения значений для A, B и C. В этом режиме радиометр интерполирует между тремя опорными значениями температуры. В принципе, никакого измерения чувствительности не требуется, но рекомендуется подтвердить, что внеполосное пропускание так низко, как ожидалось.
- N > 3: Относительная первичная термометрия. Большее количество опорных температур, и в измерениях может быть использована аппроксимация уравнения (25) методом наименьших квадратов для уменьшения неопределенности измерений и/или перекрестной проверки измерений.

Термометрия излучения в спектральном диапазоне в настоящее время является единственным первичным методом, способным удовлетворить наши практические потребности в термометрии, и более относительные первичные реализации данного метода применяются как эталоны, в национальных эталонных лабораториях. В настоящее время также существует несколько фиксированных точек с известными величинами термодинамической температуры, охватывающими диапазон примерно от 150 °C до 3000 °C, и вполне вероятно, что в будущих версиях Рекомендаций по реализации Кельвина [33] будут сведены в таблицу их значения и неопределенности, что сделает относительную первичную радиационную термометрию нормой.

Фильтрующие радиометры также являются основой всех коммерческих радиационных термометров и могут использоваться при температуре от ниже комнатной до нескольких тысяч градусов. Тем не менее, почти все коммерческие радиационные термометры являются вторичными приборами, откалиброванными по шкале МТШ-90.

Джонсоновская Шумовая Термометрия

Шум Джонсона - это случайное напряжение, вызванное движением электронов в проводниках. Шум обычно характеризуется среднеквадратичным напряжением, условно называемым мощностью шума, и тесно связан с законом Найквиста

$$\overline{V_T^2} = 4kT \operatorname{Re}(Z)\Delta f \quad (28)$$

где Δf - полоса пропускания сигнала, а $\operatorname{Re}(Z)$ -реальная часть импеданса проводника, в идеале чистое сопротивление. Закон Найквиста был предвосхищен Эйнштейном в его статье 1905 года о броуновском движении [19] и является примером более фундаментального соотношения - теоремы о флуктуационной диссипации [85]. В большинстве методов шумовой термометрии среднеквадратическое значение шума обычно составляет менее 1 мкВ, а низкие уровни сигнала, широкая ширина полосы пропускания и случайный характер шума делают шумовую термометрию сложной задачей. Это также единственный чисто электронный первичный метод измерения.

Джонсоновская шумовая термометрия (JNT) была использована в области от 100 нано-К до 2500 К [86], что составляет более 10 порядков по величине температуры, поэтому она охватывает более широкий диапазон, чем другие первичные методы. Однако для охвата такого диапазона требуется широкий спектр различных технологий. При температурах ниже примерно 25 К для

измерения шумовых токов часто используются сверхпроводящие квантовые интерферометры (SQUID) [53], в то время как при более высоких температурах переключаемые корреляторы в настоящее время обеспечивают наилучшие измерения [52,54].

На рис. 8 показан шумовой термометр с переключаемым коррелятором с двумя подключенными источниками шума. Верхний источник является чувствительным резистором при неизвестной температуре, в то время как нижний источник представляет собой квантовый источник шумового напряжения (QVNS), используемый для калибровки коэффициента усиления и частотной характеристики коррелятора. При подключении резистора-источника, входные напряжения двух каналов коррелятора составляют $V_i = V_T + V_{n,i} + R \cdot I_{n,i}$, $i = 1, 2$, где $V_{n,i}$ и $I_{n,i}$ соответственно эквивалентные входные шумы напряжения и шумовые токи двух усилителей, V_T - напряжение шума от чувствительного резистора, R . Средний выход коррелятора составляет:

$$\overline{V_1 V_2} = \overline{V_T^2} + R^2 \left[\overline{I_{n1}^2} + \overline{I_{n2}^2} \right] + R \left[\overline{V_{n1} I_{n1}} + \overline{V_{n2} I_{n2}} \right] \quad (29)$$

таким образом, он пропорционален средней мощности шума, по закону Найквиста, с (обычно) небольшими ошибками из-за входных шумовых токов и напряжений усилителей. Самое важное, чтобы были устранены эффекты первого порядка шумовых напряжений усилителя. Аналогичный анализ применяется при измерении мощности эталонного шума $\overline{V_Q^2}$. На Рис. 8 также показано, что коррелятор имеет четырехпроводное подключение резистивного датчика, что устраняет несколько ошибок, вызванных сопротивлением проводников.

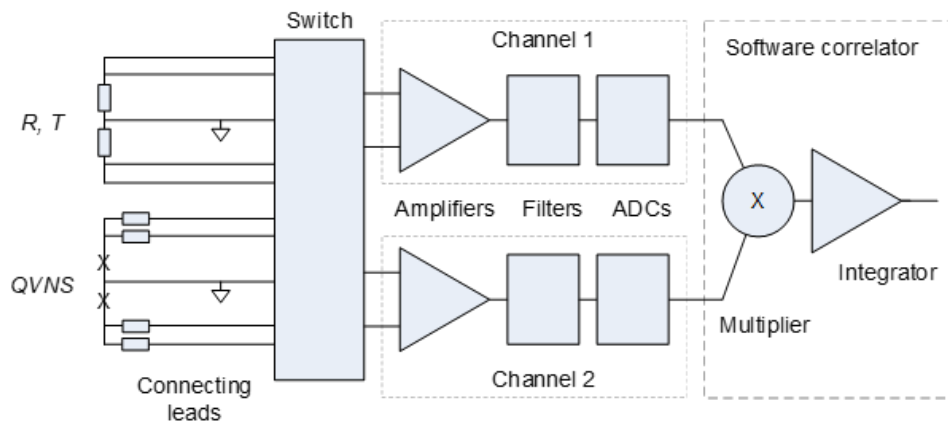


Рисунок 8 - Переключаемый корреляторный шумовой термометр. Для относительной термометрии источником опорного шума (QVNS) является дополнительный резистор при опорной температуре

Квантовый источник шумового напряжения QVNS представляет собой цифроаналоговый дельта-сигма преобразователь с Джозефсоновским переходом, производящий программируемую последовательность импульсов на частоте 5 ГГц или более [87,88]. Каждый импульс имеет квантованную область, $h/2e$, что делает среднее напряжение точно вычисляемым по известной последовательности импульсов. Для термометрии JNT синтезированная форма сигнала представляет собой серию синусоидальных сигналов с нечетными гармониками частоты повторения последовательности импульсов, обычно около 90 Гц, и охватывает диапазон до 4 МГц. Нечетная гармоническая последовательность гарантирует, что продукты искажения четного порядка не перекрываются и не влияют на измеренные амплитуды опорных частот. Все

синусоиды имеют одинаковую амплитуду, но случайные фазы, чтобы придать форме волны гауссовское распределение, соответствующее амплитуде и распределению, и, следовательно, также продуктам искажения шума Джонсона.

Корреляционные и интеграционные функции термометра выполняются полностью в частотной области. Это позволяет осуществлять цифровой выбор полосы пропускания, компактное хранение данных, обнаружение электромагнитных помех и расчет спектров автокорреляции для диагностических целей.

Для абсолютных измерений температура определяется как

$$T_{\text{meas}} = h \frac{D^2 N_J^2 M f_s \overline{V_T^2}}{16kX_R \overline{V_Q^2}} \quad (30)$$

где f_s - тактовая частота импульсов, M - длина последовательности импульсов, D - регулируемый параметр в программном обеспечении, который задает амплитуду формы опорной волны, N_J - количество джозефсоновских переходов, используемых в источнике QVNS, а X_R - отношение сопротивления датчика к сопротивлению фон Клитцинга $R_K = h/e^2$. В соответствии с новой системой СИ, величины h , e и k заданы без неопределенности, параметры D , N_J и M являются программными или аппаратными константами с нулевой неопределенностью, а частота f_s и коэффициент сопротивления X_R могут быть измерены с незначительной неопределенностью, поэтому неопределенность измерения температуры почти полностью определяется неопределенностью измеренного отношения мощности шума $\overline{V_R^2} / \overline{V_Q^2}$.

Доминирующим источником неопределенности является случайный характер шума, который приводит к тому, что относительная неопределенность измеряемой температуры уменьшается пропорционально квадратному корню из общего времени измерения, τ , и полосы пропускания термометра:

$$\frac{u^2(T_{\text{meas}})}{T^2} = \frac{2}{\tau \Delta f} \left[\left(1 + \frac{\overline{V_{n1}^2}}{V_T^2} \right) \left(1 + \frac{\overline{V_{n2}^2}}{V_T^2} \right) \right] \quad (31)$$

О проблемах, связанных с возникновением шума, можно судить на основе работ по измерению постоянной Больцмана в 2017 году [54], где шум внес 2.4 ppm в относительную неопределенность при наличии почти 100 ТБ данных, собранных в течение 100 дней. В лучшем случае термометр мог измерять всего три температуры в год. Другие вклады в неопределенность возникают из-за несоответствия ответов на два источника шума, электромагнитной интерференции, нелинейности и дрейфа датчика, в общей сложности около 2.7 ppm.

Для относительной термометрии первичного шума, где квантовый источник QVNS заменяется вторым резистором при опорной температуре (Рис. 8), несоответствие частоты отклика для двух источников шума ограничивает неопределенность измерений примерно до 10 ppm [52,54]. Шумовая термометрия - один из немногих первичных методов, где доступны коммерческие инструменты. Термометр по флуктуациям магнитного поля доступен для температур от 1 мК до 1 К с неопределенностями ниже 1 % [89,90], и в настоящее время разрабатывается промышленный шумовой термометр на основе коррелятора для температур до 1000 °С с неопределенностью около 0.3 °С [91].

МЕЖДУНАРОДНЫЕ ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ШКАЛЫ

Международный комитет мер и весов (CIPM) ввел в обращение серию Международных температурных шкал (МТШ) для практических задач термометрии. Последними шкалами являются Международная температурная шкала 1990 года (МТШ-90) [92] и Предварительная Низко-температурная Шкала 2000 года (ПНТШ-2000) [93]. Посредством Метрической конвенции (*Convention du Metre*), дипломатического договора, лежащего в основе СИ, эти шкалы имеют правовой статус почти во всех странах, и почти все измерения, проводимые в мире, производятся в соответствии с МТШ-90, а не по термодинамической шкале. Документация, поддерживающая практические применения шкалы, включает в себя сами определения шкалы [92,93], Рекомендации по практической реализации Кельвина (*mise en pratique*) [33,94], которые включают в себя обновленные определения и информацию об оценках различий между МТШ и термодинамическими температурами, а также он-лайн руководства BIPM по реализации МТШ-90 [95].

Различия между последовательными МТШ, а также между МТШ и термодинамической температурой, хотя небольшие, важны для некоторых применений, и иногда необходимо их учитывать. Символы T и t используются для термодинамических температур, измеряемых в кельвинах и градусах Цельсия, соответственно, а T_{90} и t_{90} используются для температур по шкале МТШ-90. Аналогично обозначаются температуры по шкалам 1968, 1948 и 1927 годов.

МТШ, хотя и не идеальны, оказались долговечными и удовлетворительными почти для всех целей. Для большинства пользователей любая температурная шкала порядка, даже оригинальная шкала Фаренгейта, удовлетворит большинство потребностей в отношении установления эквивалентности или порядка измерений температуры. Например, измерительные блоки, линейки и микрометры калибруются при температуре 20 °C или 23 °C, и до тех пор, пока пользователи могут воспроизводить калибровочную температуру для важных измерений длины, их потребности удовлетворяются. Пользователям редко требуется шкала температуры с одинаковыми интервалами или естественным нулем. Для тех, кто действительно нуждается в рациональных измерениях, температуры по МТШ были достаточно близки к термодинамическим температурам, чтобы удовлетворить почти все потребности. Действительно, любой пользователь, способный обнаружить проблему с точностью соответствия МТШ термодинамической шкале, вероятно, будет иметь средства для проведения более точных термодинамических измерений.

В принципе, МТШ-90 мало отличается от шкалы Фаренгейта, использующей положение мениска в ртутном стеклянном термометре для интерполяции между опорными температурами. И шкала Фаренгейта, и МТШ-90 являются операционными определениями, но в то время, как шкала Фаренгейта была произвольной и полностью зависела от температуры расширения ртути и стекла, опорные температуры МТШ и интерполирующие уравнения были выбраны таким образом, чтобы точно аппроксимировать термодинамическую температуру. Следовательно, МТШ-90 имеет размытое сочетание характеристик операционных и репрезентативных измерений (Таблица 2). Большинство измерений температуры, выполняемых повседневно, имеют относительно большие неопределенности, поэтому они ведут себя так же, как и любое другое репрезентативное измерение, и как ожидается исходя из законов термодинамики. Только когда измерения производятся с очень небольшими неопределенностями, операционный характер и дефекты МТШ-90 могут стать очевидными.

Принципы МТШ основаны на трех типах составляющих элементов:

- Фиксированные точки: опорные температуры, очень часто это фазовые переходы указанных чистых веществ. Для водорода, неона и воды, используемых в МТШ-90, также указан изотопный состав.
- Интерполирующие термометры: устройства высокой воспроизводимости, интерполирующие шкалу между опорными температурами или экстраполирующие её за их пределы.
- Интерполяционные уравнения: уравнения для преобразования показаний термометра в значение температуры с использованием коэффициентов, определяемых по показаниям в фиксированных точках.

На Рис. 9 представлены температуры фиксированных точек, интерполирующие термометры и диапазоны уравнений для МТШ-90 и ПНТШ-2000. В следующих разделах кратко излагаются основные принципы, проблемы и результативность различных поддиапазонов, связанных с каждым инструментом интерполяции.

Радиационный термометр спектрального диапазона

Выше точки затвердевания серебра (961,78 °С) температура T_{90} определяется уравнением, основанным на законе излучения черного тела Планка, согласно которому для относительной спектральной яркости черных тел при различных температурах существует соотношение:

$$\frac{L_{\lambda}(T_{90})}{L_{\lambda}(T_{90}(X))} = \frac{\exp\left[\frac{c_2}{\lambda T_{90}(X)}\right] - 1}{\exp\left[\frac{c_2}{\lambda T_{90}}\right] - 1} \quad (32)$$

где λ - длина волны излучения в вакууме, а X относится к любой из трех точек затвердевания: серебра, золота или меди. В 1990 году неопределенность в этих температурах были больше, чем сейчас, поэтому для улучшения воспроизводимости шкалы точкам затвердевания серебра, золота и меди были присвоены точные температуры (Рис. 9), а коэффициенту c_2 было присвоено значение 0,014388 мК. Определение почти идентично относительной первичной термометрии с использованием Закон Планка с одной опорной температурой. Основное различие заключается в том, что фильтрующий радиометр должен быть калиброван в одной из трех заданных фиксированных точек с опорными температурами и выше указанным значением c_2 .

Тридцать лет спустя мы обладаем лучшими оценками термодинамических температур в трех реперных точках, и значение второй постоянной излучения, $c_2 = hc/k = 0,014\ 387\ 768 \dots$ (только первые 8 цифр), теперь точно фиксируется в системе СИ. Сочетание численных ошибок в значениях реперных точек шкалы МТШ-90 и их зависящим от длины волны пролонгированием по уравнению (32) приводит к тому, что температуры МТШ-90 выше точки серебра не уникальны и не совпадают с термодинамической температурой [96]. На Рис. 10 показана разность значений $T - T_{90}$, в данных точках $T_{Ag} - T_{90,Ag} = 46(14)$ мК, $T_{Au} - T_{90,Au} = 40(20)$ мК, и $T_{Cu} - T_{90,Cu} = 52(20)$ мК.

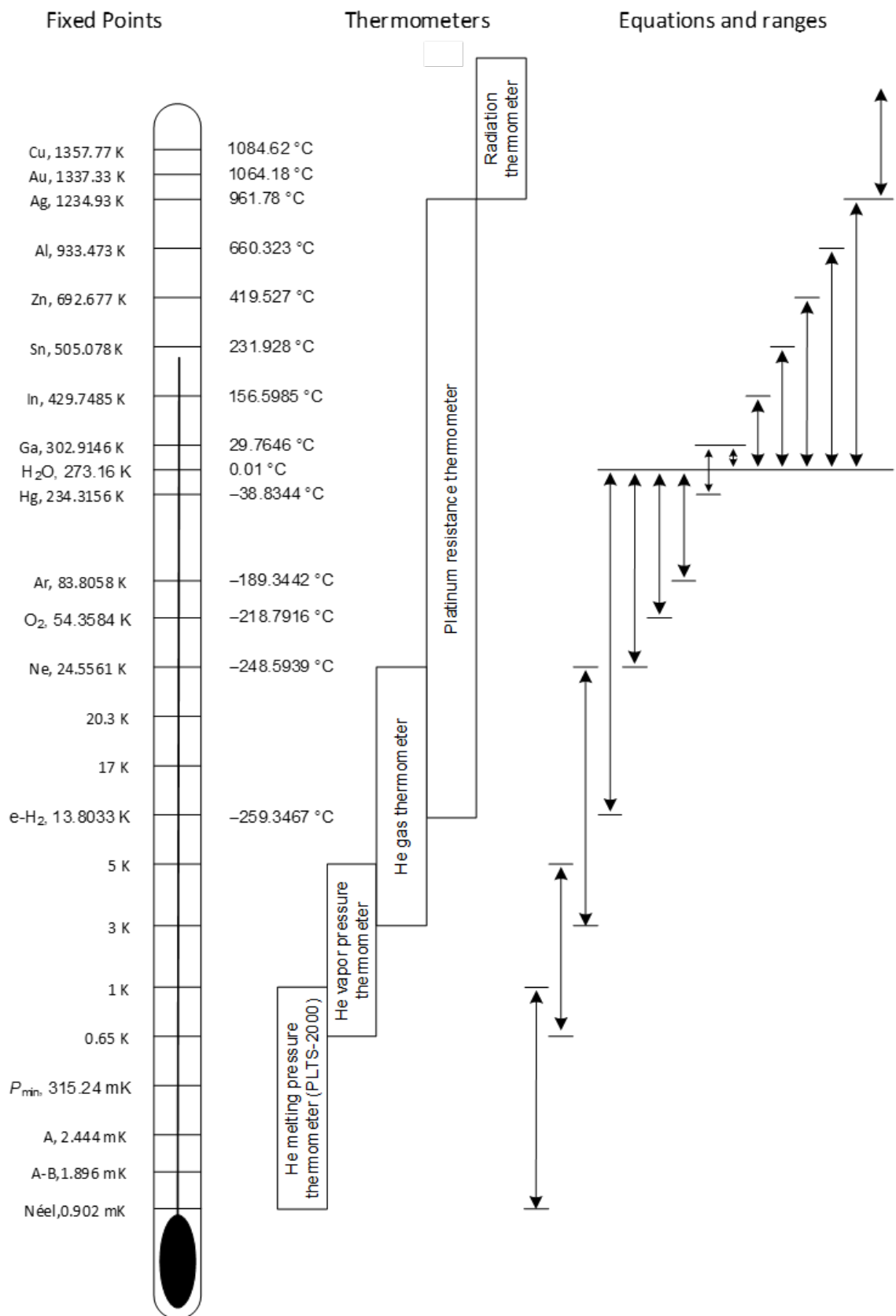


Рисунок 9 - Общее схематическое представление компонентов Международной шкалы температур 1990 года в диапазоне от 0,65 K и выше, а также Предварительной низкотемпературной шкалы 2000 года в диапазоне от 0,9 мK до 1 K

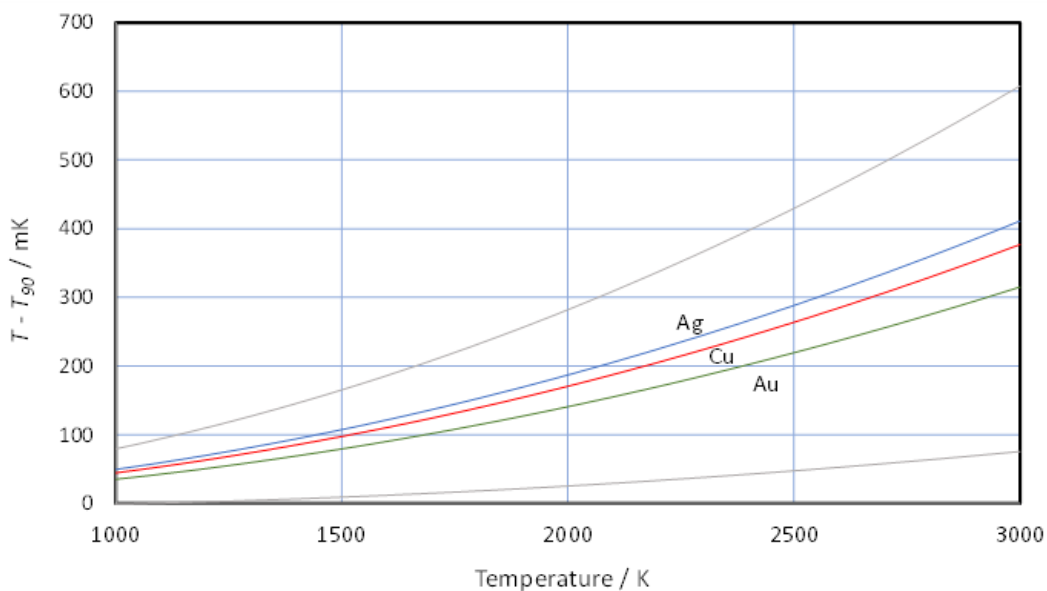


Рисунок 10 - Разброс значений $T - T_{90}$ для температур выше точки серебра. Серые линии указывают на пределы значений с неопределенностью два-сигма для температур в фиксированной точке. Цветные линии указывают значения с нулевой неопределенностью в фиксированных точках и на обычных рабочих длинах волн [96].

Эталонный платиновый термометр сопротивления

В диапазоне температур от 13,8033 К до 1234,93 К (961,78 °С) температура T_{90} определяется с помощью эталонных платиновых термометров сопротивления (SPRT). В настоящее время лучшие модели термометров сопротивления из чистой платины значительно отстают по точности от точности, необходимой для термометрии. В дополнение к основной проблеме существует влияние деформации, поверхностные и металлургические эффекты, окисление и множество различных эффектов примесей, в итоге модель платинового сопротивления становится слишком сложной для рассмотрения. Поэтому структура МТШ-90 в поддиапазонах SPRT полностью операционная.

Температура определяется с помощью трех отчетливых математических шагов. Во-первых, измеренное сопротивление SPRT при температуре, $R(T_{90})$, нормализуется по отношению к сопротивлению SPRT в тройной точке воды, $R(273,16 \text{ K})$, путем вычисления отношения сопротивлений:

$$W(T_{90}) = R(T_{90}) / R(273,16 \text{ K}) \quad (33)$$

Хотя характеристики сопротивление-температура, определяемые функцией $W(T_{90})$, сложны, различия в значениях W между различными SPRT невелики и хорошо аппроксимируются простыми функциями. Это позволяет отобразить все измеренные значения W с помощью простых функций с $W_r(T_{90})$ и номинальной функции, отражающей большую часть сложного реального поведения функции $W(T)$ термометра SPRT. Отображение представляет собой интерполяционную кривую, проходящую через точки $(1, 1)$, $(W_2, W_{r,2})$, ... , $(W_N, W_{r,N})$, где W_i - измеренные отношения сопротивлений для каждой из N заданных реперных точек, а $W_{r,i}$ - это фиксированные известные значения $W_r(T_{90})$ для каждой реперной точки. Интерполирующие уравнения для различных

поддиапазонов SPRT представляют собой простые полиномы вида $W-1$ и/или $\ln(W)$, определенные в виде функций отклонения, $\Delta W(T_{90}) = W(T_{90}) - W_r(T_{90})$. Наконец, T_{90} вычисляется из стандартной функции $W_r(T_{90})$. Стандартная функция точно определяется по МТШ-90 в двух сегментах температур с использованием полиномов высокого порядка: один для температур ниже $0,01\text{ }^\circ\text{C}$ и один для температур выше $0\text{ }^\circ\text{C}$.

Воспроизводимость значений температуры в поддиапазонах SPRT варьируется от примерно на $0,2\text{ мК}$ ниже тройной точки воды до примерно 1 мК в точке серебра [97]. Воспроизводимость ограничена главным образом чистотой веществ, используемых для реперных точек, условиями теплообмена во время реализации реперной точки и воспроизводимостью самих термометров SPRT. Чистота веществ и условия теплообмена при реализации реперных точек поддаются улучшению, но, как показано на рис. 4, несмотря на продолжительные усилия в течение многих десятилетий, улучшения были скромными, точность воспроизведения температуры возросла, возможно, только в три раза за всё столетие, и в настоящее время у нас мало возможностей для дальнейшего улучшения [97].

Из-за неточности в прежних термодинамических измерениях погрешности шкалы МТШ-90 примерно в 10 раз превышают воспроизводимость температуры. На Рис. 11 представлена оценка $T-T_{90}$, сделанная Консультативным комитетом ВРМ по термометрии (ССТ) в 2011 году [98]. На Рис. 12 изображена та же кривая между $2,5\text{ К}$ и 450 К , с целью показать, как недавние измерения с неопределенностью около 1 мК или лучше подтверждают общие тенденции оценок 2011 года. Новый набор рекомендуемых значений для $T-T_{90}$ ожидается от ССТ где-то в 2021 году. Отметим, кроме того, небольшой разрыв в наклоне $T-T_{90}$ в тройной точке воды [67,97,99].

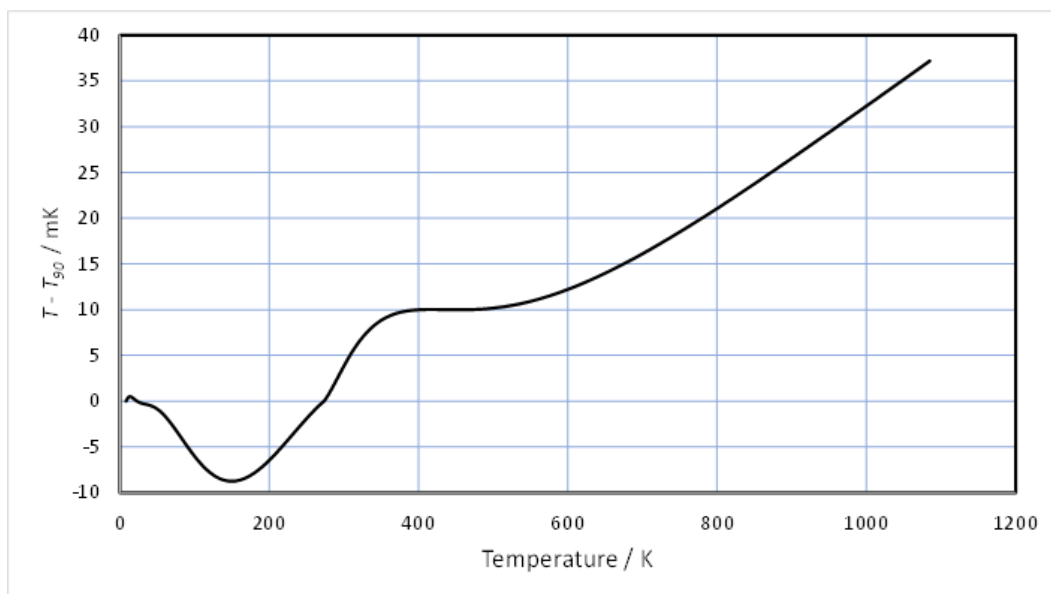


Рисунок 11. Оценка ССТ 2011 года величины $T-T_{90}$ для поддиапазона SPRT шкалы МТШ-90 [98].

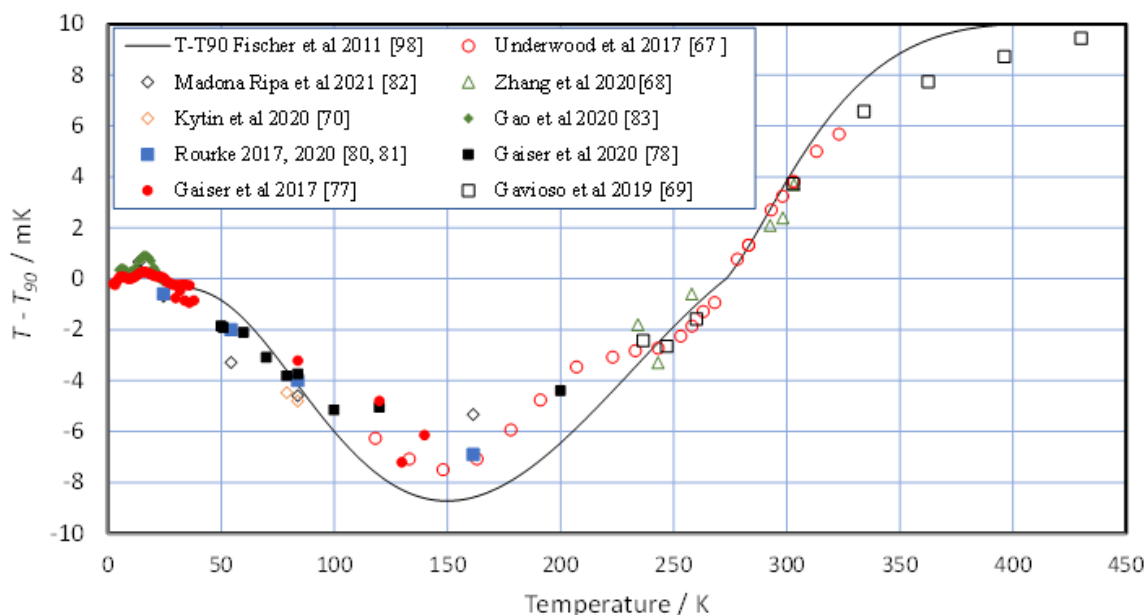


Рисунок 12. Недавние измерения $T-T_{90}$ между 2.5 К и 430 К по сравнению с оценкой ССТ 2011 года

Интерполяционные газовые термометры постоянного объема

В диапазоне от 3 К до тройной точки неона (24,5561 К), МТШ-90 определяется с помощью газового термометра постоянного объема CVGT, на изотопах гелия ^3He или ^4He , калиброванного при трех температурах. Интерполирующее уравнение имеет вид

$$T_{90} = \frac{a + bP + cP^2}{1 + B_x(T_{90})(n/V)} \quad (34)$$

где P -давление, a , b и c -коэффициенты, определяемые по результатам измерений, проведенных в трех определенных фиксированных точках, B_x -второй вириальный коэффициент для газа, либо ^3He , либо ^4He , и n/V – величина плотности газа. Термометр может использовать либо ^3He от 3 К и выше, либо ^4He от 4,2 К и выше, с соответствующими значениями вириального коэффициента.

Измерение с помощью CVGT в принципе является первичным методом, но, как и в случае радиационной термометрии, воспроизводимость измерений была улучшена за счет ограничения показаний термометра и использования термометра в качестве инструмента интерполяции. При этих ограничениях воспроизводимость находится в пределах 0.2 мК во всем диапазоне. В этом поддиапазоне различия между T и T_{90} незначительны.

Термометры по давлению пара

В диапазоне от 0,65 К до 5,0 К шкала МТШ-90 определяется без фиксированных точек, непосредственно используя уравнения, связывающие давления паров двух изотопов гелия ^3He и ^4He с температурой T_{90} :

$$T_{90} = \sum_{i=0}^9 A_i \left[\frac{\ln(P) - B}{C} \right]^i \quad (35)$$

где P-давление (в Паскалях), а значения констант A_i , B и C приведены для трех случаев:

- От 0.65 К до 3.2 К для ^3He ;
- От 1.25 К до 2.1768 К для ^4He ; и
- От 2.1768 К до 5.0 К также для ^4He .

Эти поддиапазоны МТШ-90 очень редко реализуются. Вместо этого шкала, как правило, поддерживается и передается с помощью калиброванных родий-железных термометров сопротивления. Шкала в этом поддиапазоне воспроизводится с неопределенностью до 0.2 мК, но между 0.65 К и 2 К, как известно, МТШ-90 дает ошибку, и лучшее приближение дает шкала 2006 года, разработанная в ПТВ (Германия) [100,101]. Выше 2 К различия между T и T_{90} незначительны.

Предварительная шкала низких температур 2000 года

Шкала ПНТШ-2000 определяется по величине давления при плавлении ^3He в диапазоне от 0.9 мК до 1 К с помощью

$$P = \sum_{i=-3}^9 a_i T_{2000}^i \quad (36)$$

Неопределенность шкалы оценивается в 0,3 % при 1 К, увеличиваясь примерно до 6 % при 1 мК. Несмотря на отсутствие определенных опорных температур, диапазон плавления включает в себя четыре естественных опорных давления, с помощью которых можно калибровать датчик давления.

Недавние измерения, проведенные в сотрудничестве с Euramet InK, использовали три независимых первичных термометра для исследования точности ПНТШ-2000 и подтвердили ее точность в пределах примерно 0,5 % между 20 мК и 700 мК [101].

ВЫВОДЫ

В идеале температуры должны измеряться в соответствии с законами термодинамики с использованием рациональной шкалы, линейной по отношению к энергии и имеющей естественный нуль. На практике измерения температуры, соответствующие этой репрезентативной парадигме и отвечающие нашим потребностям, оказались настолько трудными, что нам пришлось прибегнуть к операционным приближениям к термодинамической шкале, в настоящее время Международной шкале температур 1990 года и Предварительной Шкале низких температур 2000 года. Для большинства пользователей, проводящих измерения температуры, это различие и отклонения в величинах не имеют никакого значения, а температуры по шкалам практически неотличимы от термодинамических температур. Однако те, кто хочет заниматься измерением термодинамической температуры, должны знать о возможных

погрешностях, иногда составляющих много милликельвинов, неидеальных интервалах температур и небольших разрывах на стыках между поддиапазонами (Рис. 11).

20 мая 2019 года определение Кельвина, основанное на тройной точке воды, было заменено присвоением точного значения постоянной Больцмана. Для температурных метрологов новое определение обозначило важную точку отсчета: теперь мы имеем возможность проводить термодинамические измерения с неопределенностями ниже воспроизводимости МТШ. Однако из этого не следует, что в МТШ больше нет необходимости. Большинство методов первичной термометрии остаются непрактично сложными, трудоемкими и дорогостоящими, поэтому МТШ потребуется в течение определенного времени.

В то же время с переопределением Кельвина возникают ожидания, что мы начнем заменять МТШ и сделаем термодинамические измерения реальностью. Уже сейчас первичные термометры излучения спектрального диапазона начинают заменять шкалу МТШ-90 для температур выше 1234 К, а термометры по флуктуации (шуму) магнитного поля коммерчески доступны для диапазона от 1 мК до 1 К, практически заменяя шкалу ПНТШ-2000 и проблемные поддиапазоны по давлению пара шкалы МТШ-90. Также представляется вероятным, что газовые термометры по диэлектрической проницаемости и газовые термометры по показателю преломления заменят газовые термометры постоянного объема шкалы МТШ-90 для температур ниже 25 К, а, возможно, и выше.

Тем не менее, шкала МТШ будет необходима для самых активно используемых областей МТШ-90, диапазонов, включающих эталонные платиновые термометры сопротивления, вероятно, по крайней мере, в течение двух десятилетий. В этом случае потенциальная путаница, возникающая из-за сосуществования двух шкал и различий между ними, может стать проблемой и потребовать новой МТШ - лучшего приближения к термодинамической температуре. Пока новая МТШ исследуется учеными, решение о её замене, скорее всего, не будет принято раньше 2030. Кроме того, в то время как погрешность в новой МТШ может быть уменьшена до милликельвина или около того, требуется большой объем работы, чтобы разработать концепцию новой шкалы, а затем доказать ее эффективность. Учитывая, что очень немногим пользователям требуются термодинамические измерения, и тот факт, что ВІРМ (МБМВ) продолжит публикацию отличий $T-T_{90}$, а также, что изменение МТШ вызовет нежелательные проблемы в промышленности, особенно для поставщиков приборного оборудования, возможно, лучшим вариантом было бы, если бы МТШ-90 не заменялась, но вместо этого она постепенно бы выводилась из употребления по мере того, как термодинамические методы размывали бы ее полезный диапазон. В любом случае метрологам предстоит еще много работы, чтобы сделать термодинамические измерения реальностью.

Благодарность

Автор благодарен за замечания и предложения коллег Патрика Рурка, Питера Сондерса и Андреа Перуцци. Рисунок 5 любезно предоставлен Национальной физической лабораторией (NPL, UK).

Заявление о раскрытии информации

Автор(ы) не сообщал о возможном конфликте интересов.

ORCID ID

D. R. White <http://orcid.org/0000-0002-8156-7943>

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ:

- [1] Karkanias P, Shahack-Gross R, Ayalon A, et al. Evidence for habitual use of fire at the end of the lower paleolithic: site-formation processes at qesem cave, Israel. *J Hum Evol.* 2007;53:197–212.
- [2] House A, Bamford MK, Chikumbirike J. Charcoal from holocene deposits at wonderwerk cave, South Africa: A source of palaeoclimate information. *Quat Int.* 2020. <https://doi.org/10.1016/j.quaint.2020.10.039>
- [3] Newell DB, Cabiati F, Fischer J, et al. The CODATA 2017 values of h, e, k, and NA for the revision of the SI. *Metrologia*; 2018(55):L13–L16.
- [4] Stock M, Davis R, de Mirandes E, et al. The revision of the SI-the result of three decades of progress in metrology. *Metrologia.* 2019;56:022001.
- [5] McCaskey JP. History of ‘temperature’: maturation of a measurement concept. *Ann Sci.* 2020;77:399–444. <https://doi.org/10.1080/00033790.2020.1817980>
- [6] Wright WF. Early evolution of the thermometer and application to clinical medicine. *J Therm Bio.* 2016;56: 18–30.
- [7] Chang H. *Inventing temperature: measurement and scientific progress.* Oxford: Oxford University Press; 2004.
- [8] Sherry D. Thermoscopes, thermometers, and the foundations of measurement. *Stud Hist Phil Sci A.* 2011;42:509–524.
- [9] Middleton WEK. *A history of the thermometer and its use in meteorology.* Baltimore: Johns Hopkins University Press; 1966.
- [10] Taylor FS. The origin of the thermometer. *Ann Sci.*1942;5:129–156.
- [11] Hand DJ. *Measurement theory and practice: The world through quantification.* London: Arnold; 2004.
- [12] Black J. *Lectures on the elements of chemistry: delivered in the University of Edinburgh Vol. 1.* London: Mathew Carey; 1807.
- [13] Carnot S. *Reflections on the motive power of fire, and on machines fitted to develop that power.* Paris: Bachelier; 1924; [Trans. E. Mendoza; Mineola: Dover; 1988].
- [14] Thomson W. On the dynamical Theory of Heat, part V, thermo-electric currents. *Earth Env Sci Trans R Soc Edinburgh.* 1857;21:123–171.
- [15] Clausius R. *The mechanical theory of heat.* WR Browne, translator. London: Macmillan and Co; 1879.
- [16] Maxwell JC. *Theory of Heat, new ed.* London: Longmans Green and Co; 1902.
- [17] Boltzmann L. *Lectures on gas theory.* SR Brush, translator. New York: Dover; 1964.
- [18] Planck M. Über eine verbesserung der wienschen spektralgleichung. *Verh Dtsch Phys Ges.* 1900;2:202–204. 1900. [Ter Haar D. *The Old Quantum Theory: The Commonwealth and International Library: Selected Readings in Physics.* Elsevier; 2016].
- [19] Einstein A. *Investigations on the theory of Brownian movement.* New York: Dover publications; 1956.
- [20] Perrin JA. Mouvement brownien et réalité moléculaire. *Ann Chem Phys.* 1909 8 Sept. [Brownian Movement and the reality of molecules. F Soddy. London: Taylor and Francis; 1910].
- [21] Caratheodory C. Untersuchungen über die grundlagen der thermodynamik math. *Ann.* 1909;67:355–386.
- [22] Chandrasekhar S. *An Introduction to the study of stellar structure.* New York: Dover; 1958.
- [23] Chapuis P. Notes on Ga thermometry. *Proc Phys Soc London.* 1899;17:355–368.
- [24] Callendar HL. On a practical thermometric standard. *Phil Mag.* 1899;48:519–547.

- [25] Quinn TJ. Temperature 2nd Ed. London: Academic Press; 1990.
- [26] Quinn TJ. A short history of temperature scales. PTB Mitt. 2007;117:243–250.
- [27] Stevens SS. On the theory of scales of measurement. Science. 1946;103:677–680.
- [28] White DR. The meaning of measurement in metrology. Accred Qual Ass. 2011;16:31–41.
- [29] Bridgeman PW. The logic of modern physics. New York:MacMillan; 1927.
- [30] Campbell NR. Foundations of science: The philosophy of theory and experiment. New York: Dover; 1957.
- [31] BIPM [Internet] Paris:BIPM;2008. Guide to the expression of uncertainty in measurement JCGM 100:2008. Available from <https://www.bipm.org/en/publications/guides/gum.html>
- [32] Kirkham H, White DR. Reactive power and GIC: The problems of an unrecognized operationalist measurement). Proc 2018 IEEE 9th International workshop on applied measurements for power systems (AMPS); IEEE. p. 1–6.
- [33] BIPM [Internet] Paris: BIPM;2019. Mise en pratique for the definition of the kelvin. Available from <https://www.bipm.org/en/publications/mises-en-pratique/>
- [34] Berry KH. NPL-75: a low temperature gas thermometry scale from 2.6 K to 27.1 K. Metrologia. 1979;15:89–115.
- [35] Steur PPM, Durieux M. Constant-volume gas thermometry between 4 and 100 K. Metrologia. 1986;23:1–18.
- [36] Kemp RC, Kemp WRG, Besley LM. A determination of thermodynamic temperatures and measurements of the second virial coefficient of 4He between 13.81 and 287 K using a constant-volume gas thermometer. Metrologia.1986;23:61–86.
- [37] Astrov DN, Beliansky LB, Dedikov YA, et al. Precision gas thermometry between 2.5 and 308 K. Metrologia. 1989;26:151–166.
- [38] Moldover MR, Gavioso RM, Mehl JB, et al. Acoustic gas thermometry. Metrologia. 2014;51:R1–R19.
- [39] de Podesta M, Underwood R, Sutton G, et al. A low uncertainty measurement of the Boltzmann constant. Metrologia. 2013;50:354–376.
- [40] Pitre L, Sparasci F, Risegari L, et al. New measurement of the Boltzmann constant k by acoustic thermometry of helium-4 gas. Metrologia. 2017;54:856–873.
- [41] Feng XJ, Zhang JT, Lin H, et al. Determination of the Boltzmann constant with cylindrical acoustic gas thermometry: new and previous results combined. Metrologia. 2017;54:748–762.
- [42] Zandt T, Fellmuth B, Gaiser C, et al. Dielectric-Constant Gas-thermometry measuring system for the determination of the Boltzmann constant at PTB. Int. J. Thermophys. 2010;31:1371–1385.
- [43] Gaiser C, Zandt T, Fellmuth B. Dielectric-constant gas thermometry. Metrologia. 2015;52:S217–S226.
- [44] Gaiser C, Fellmuth B, Haft N, et al. Final determination of the Boltzmann constant by dielectric-constant gas thermometry. Metrologia. 2017;54:280–289.
- [45] Rourke PMC, Gaiser C, Gao B, et al. Refractive-index gas thermometry. Metrologia. 2019;56:032001.
- [46] Quinn TJ, Martin JE. A radiometric determination of the Stefan-Boltzmann constant and thermodynamic temperatures between -40°C and $+100^{\circ}\text{C}$. Phil. Trans. R. Soc. London A. 1985;316:85–189.
- [47] Quinn TJ, Martin JE. Total radiation measurements of thermodynamic temperature. Metrologia. 1996;33:375–381.
- [48] Sadli M, Machin G, Anhalt K, et al. Dissemination of thermodynamic temperature above the freezing point of silver. Phil Trans R Soc A. 2016;374:20150043.
- [49] Saunders P, Woolliams E, Yoon H, et al. Uncertainty estimation in primary radiometric temperature measurement, report of the CCT working group on Non-contact thermometry. Paris: BIPM; 2018.

- [50] Fasci E, De Vizia MD, Merlone A, et al. The Boltzmann constant from the H₂¹⁸O vibration–rotation spectrum: complementary tests and revised uncertainty budget. *Metrologia*. 2015;52:S233–S241.
- [51] Gianfrani L. Linking the thermodynamic temperature to an optical frequency: recent advances in Doppler broadening thermometry. *Phil Trans R Soc A*. 2016;374:20150047.
- [52] Rogalla H, White DR, Qu JF, et al. Practical realisation of the kelvin by Johnson noise thermometry, CCT working document. Paris: BIPM; (in preparation for 2021).
- [53] Fleischmann A, Reiser A, Enss C. Noise thermometry for ultralow temperatures. *J Low Temp Phys*. 2020;201:803–824.
- [54] Qu J, Benz SP, Coakley KJ, et al. An improved electronic measurement of the Boltzmann constant by Johnson noise thermometry. *Metrologia*. 2017;54:549–558.
- [55] Ripple DC, Gam KS, Hermier Y, et al. Summary of facts relating to isotopic effects and the triple point of water: report of the ad hoc CCT task group on the triple point of water. working document of the CCT, CCT/05-07-07. Paris: BIPM; 2005.
- [56] Fischer J, Fellmuth B, Gaiser C, et al. The Boltzmann project. *Metrologia*. 2018;55:R1–R20.
- [57] White DR, Fischer J. The Boltzmann constant and the new kelvin. *Metrologia*. 2015;52:S213–S216.
- [58] Mehl JB. Second-order electromagnetic eigenfrequencies of a triaxial ellipsoid. *Metrologia*. 2009;46:554–559.
- [59] Mehl JB. Second-order electromagnetic eigenfrequencies of a triaxial ellipsoid II. *Metrologia*. 2015;52:S227–S232.
- [60] Moldover MR, Trusler JPM, Edwards TJ, et al. Measurement of the universal gas constant R using a spherical acoustic resonator. *Phys Rev Lett*. 1988;60:249–252.
- [61] Pitre L, Guianvarc’h C, Sparasci F, et al. An improved acoustic method for the determination of the Boltzmann constant at LNE-INM/CNAM. *C R Phys*. 2009;10:835–848.
- [62] Pitre L, Sparasci F, Truong D, et al. Measurement of the Boltzmann constant kB using a quasi-spherical acoustic resonator. *Int J Thermophys*. 2011;32:1825–1886.
- [63] Pitre L, Risegari L, Sparasci F, et al. Determination of the Boltzmann constant k from the speed of sound in helium gas at the triple point of water. *Metrologia*. 2015;52:S263–S273.
- [64] Sutton G, Underwood R, Pitre L, et al. Acoustic resonator experiments at the triple point of water: first results for the Boltzmann constant and remaining challenges. *Int. J. Thermophys*. 2010;31:1310–1346.
- [65] de Podesta M, Mark DF, Dymock RC, et al. Re-estimation of argon isotope ratios leading to a revised estimate of the Boltzmann constant. *Metrologia*. 2017; 54:683–692. CONTEMPORARY PHYSICS 21
- [66] Gavioso RM, Madonna Ripa D, Steur PPM, et al. A determination of the molar gas constant R by acoustic thermometry in helium. *Metrologia*. 2015;52:S274–S304.
- [67] Underwood R, de Podesta M, Sutton G, et al. Further estimates of T – T90 close to the triple point of water. *Int J Thermophys*. 2017;38:44. <https://doi.org/10.1007/s10765-016-2176-4>
- [68] Gavioso RM, Madona Ripa D, Steur PPM, et al. Determination of the thermodynamic temperature between 236 and 430 K from speed of sound measurements in helium. *Metrologia*. 2019;56:045006.
- [69] Zhang K, Feng XJ, Zhang JT, et al. Determination of T–T90 from 234 K to 303 K by acoustic thermometry with a cylindrical resonator. *Metrologia*. 2020; 57:024004.
- [70] Kytin VG, Kytin GA, Ghavalya MY, et al. Deviation of temperature determined by ITS-90 temperature scale from thermodynamic temperature measured by acoustic Gas thermometry at 79.0000 K and at 83.8058 K. *Int J Thermophys*. 2020;41:1–24.
- [71] Ripple DC, Strouse GF, Moldover MR. Acoustic thermometry results from 271 to 552 K. *Int J Thermophys*. 2007;28:1789–1799.

- [72] Feng XJ, Gillis KA, Moldover MR, et al. Microwave cavity measurements for gas thermometry up to the copper point. *Metrologia*. 2013;50:219–226.
- [73] Underwood R, Gardiner T, Finlayson A, et al. A combined non-contact acoustic thermometer and infrared hygrometer for atmospheric measurements. *Meteorol App*. 2015;22:830–835.
- [74] Srinivasan K, Sundararajan T, Narayanan S, et al. Acoustic pyrometry in flames. *Measurement (Mahwah N J)*. 2013;46:315–323.
- [75] Sutton G, Edwards G, Veltcheva R, et al. Twin-tube practical acoustic thermometry: theory and measurements up to 1000(C. *Meas Sci Technol*. 2015;26:085901.
- [76] Puchalski M, Szalewicz K, Lesiuk M, et al. QED calculation of the dipole polarizability of helium atom. *Phys Rev A*. 2020;101:022505.
- [77] Gaiser C, Fellmuth B, Haft N. Primary thermometry from 2.5 K to 140 K applying dielectric-constant gas thermometry. *Metrologia*. 2017;54:141–147.
- [78] Gaiser C, Fellmuth B, Haft N. Thermodynamic temperature data from 30 K to 200 K. *Metrologia*. 2020;57:055003.
- [79] Bruch LW, Weinhold F. Nuclear motion and breittpauli corrections to the diamagnetism of atomic helium. *J Chem Phys*. 2002;117:3243–3247. Erratum. *J Chem Phys*. 2003;119:638.
- [80] Rourke PM. NRC microwave refractive index gas thermometry implementation between 24.5 and 84 K. *Int J Thermophys*. 2017;38:1–27.
- [81] Rourke PM. Thermodynamic temperature of the triple point of xenon measured by refractive index gas thermometry. *Metrologia*. 2020;57:024001.
- [82] Madona Ripa D, Imbraguglio D, Gaiser C, et al. Refractive index gas thermometry between 13.8 and 161.4 K. *Metrologia*. 2021;(in press).
- [83] Gao B, Zhang H, Han D, et al. Measurement of thermodynamic temperature between 5 and 24.5 K with single-pressure refractive-index gas thermometry. *Metrologia*. 2020;57:065006.
- [84] Saunders P, White DR. Physical basis of interpolation equations for radiation thermometry. *Metrologia*. 2003;40:195–203.
- [85] Callen HB, Welton TA. Irreversibility and generalized noise. *Phys Rev*. 1951;83:34–40.
- [86] Qu JF, Benz SP, Rogalla H, et al. Johnson noise thermometry. *Meas Sci Technol*. 2019;30:112001.
- [87] Benz SP, Burroughs CJ, Dresselhaus PD. Low harmonic distortion in a Josephson arbitrary waveform synthesizer. *Appl Phys Lett*. 2000;77:1014–1016.
- [88] Benz SP, Dresselhaus PD, Burroughs CJ. Multitone waveform synthesis with a quantum voltage noise source. *IEEE Trans Appl Supercon*. 2010;21:681–686.
- [89] Kirste A, Engert J. A SQUID-based primary noise thermometer for low-temperature metrology. *Phil Trans R Soc A*. 2016;374:20150050.
- [90] Magnicon GmbH [Internet] High-Accuracy MagneticField-Fluctuation Thermometer. Hamburg, 2021. Available from <http://www.magnicon.com/squid-systems/noise-thermometer/>.
- [91] Bramley P, Cruickshank D, Aubrey J. Developments towards an industrial Johnson noise thermometer. *Meas Sci Technol*. 2020;31:054003.
- [92] Preston-Thomas H. The International temperature scale of 1990 (ITS-90). *Metrologia*. 1990;27:3–10. Erratum. *Metrologia*. 1990;27:107. Available from: <https://www.bipm.org/en/committees/cc/cct/publications-cc.html#kelvin-and-temperature-scales>.
- [93] Rusby RL, Durieux M, Reesink AL, et al. The provisional low temperature scale from 0.9 mK to 1 K, PLTS-2000. *J Low T Phys*. 2002; 126:633–642.
- [94] BIPM. The international System of Units, 9th Ed. Paris: BIPM; 2015; Available from: <http://www.bipm.org/en/publications/si-brochure/>.
- [95] BIPM [Internet] Guide to the realisation of the ITS90. Paris;2019. Available at <https://www.bipm.org/en/committees/cc/cct/guide-its90.html>.

- [96] Saunders P. The non-uniqueness of ITS-90 above the silver point and its impact on values of $T - T_{90}$. *Metrologia*. 2020;57:045007.
- [97] White DR, Rourke PMC. Standard platinum resistance thermometer interpolations in a revised temperature scale. *Metrologia*. 2020;57:035003.
- [98] Fischer J, de Podesta M, Hill KD, et al. Present estimates of the differences between thermodynamic temperatures and the ITS-90. *Int J Thermophys*. 2011;32:12–25.
- [99] Rusby RL. The discontinuity in the first derivative of the ITS-90 at the triple point of water. *Int J Thermophys*. 2010;31:1567–1572.
- [100] Engert J, Fellmuth B, Jousten K. A new ^3He vapour-pressure based temperature scale from 0.65 K to 3.2 K consistent with the PLTS-2000. *Metrologia*. 2007;44:40–52.
- [101] Pan C, Sparasci F, Plimmer M, et al. Direct comparison of ITS-90 and PLTS-2000 from 0.65 K to 1 K at LNE-CNAM. *Metrologia*. 2021;(in press).