

THERMODYNAMISCHE TEMPERATURSKALA, IHRE REALISIERUNG AN FESTEN KÖRPERN FÜR TEMPERATUREN OBERHALB 1500°K

C. P. TINGWALDT

Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Institut, Berlin, Deutschland

Die praktische Realisierung der thermodynamischen Temperaturskala durch das Gasthermometer reicht gegenwärtig bis zur Temperatur des Goldschmelzpunktes. Die Ausdehnung dieser Skala nach höheren Temperaturen ist mit Hilfe der Strahlungsgesetze des schwarzen Körpers möglich, da diese im Einklang mit dem zweiten Hauptsatz stehen und die hier auftretenden Temperaturen thermodynamische Temperaturen sind. Bekanntlich wird das Stephan-Boltzmannsche Gesetz der Gesamtstrahlung auch als direkte Folge des zweiten Hauptsatzes abgeleitet.

Die Internationale Temperaturskala¹, welche die thermodynamische möglichst genau wiedergeben soll, benutzt daher auch die Strahlungsgesetze, um die Temperaturskala nach oben auszudehnen. Sie setzt ein Verfahren fest, nach dem die Extrapolation vorgenommen werden soll. Hiernach wird die Temperatur T eines schwarzen Körpers oberhalb des Goldschmelzpunktes (T_{Au}) gemessen, indem für eine im Sichtbaren gelegene Wellenlänge λ das Verhältnis V der Strahldichten dieses schwarzen Körpers und des auf den Goldschmelzpunkt gehaltenen bestimmt wird. T wird also erhalten aus

$$V = \frac{\exp \frac{c_2}{\lambda T_{\text{Au}}} - 1}{\exp \frac{c_2}{\lambda T} - 1}$$

Hier treten zwei Konstanten auf, c_2 und T_{Au} , deren Zahlenwerte in der Internationalen Temperaturskala festgesetzt werden.

Das Strahldichteverhältnis läßt sich in der Weise bestimmen, daß durch eine genau ausgemessene Lichtschwächung—z.B. ein rotierender Sektor bekannter Öffnung—die Strahldichte des höher temperierten schwarzen Körpers auf die des auf den Goldschmelzpunkt gehaltenen erniedrigt wird. Für diese Messung und für die Ermittlung der Temperaturen auf Grund der Strahlungsgesetze verwendet man die bekannten optischen Pyrometer. Die Internationale Temperaturskala 1948 hat die Konstanten in der obigen Beziehung zu $T_{\text{Au}} = (1063 + 273,15)^\circ\text{K}$ und $c_2 = 1,438 \text{ cm}^\circ\text{K}$ festgesetzt. Beide Werte scheinen nach unserer gegenwärtigen Kenntnis zu niedrig zu sein. Neue Präzisionsmessungen² haben für den Goldschmelzpunkt $1337,6^\circ\text{K}$ geliefert. Der Zahlenwert für c_2 kann aus den gut bekannten Atomkonstanten zu $c_2 = 1,4388 \text{ cm}^\circ\text{K}$ berechnet werden, nähert sich also dem Wert 1,439. Wenn künftige Untersuchungen diese Zahlenwerte bestätigen, wird die Generalkonferenz für Maß und Gewicht die Konstanten neu festsetzen müssen.

Diese Betrachtungen bezogen sich nur auf den schwarzen Körper. Will man die Temperatur eines beliebigen Strahlers messen, so kann man diese Aufgabe auf die Temperaturmessung eines schwarzen Körpers zurückführen, der sich mit dem zu untersuchenden Strahler im Wärmegleichgewicht befindet.

Über Methoden zur Ermittlung der Temperaturen fester Körper soll hier kurz berichtet werden. Die Beschränkung auf nur diese Körper setzt eine obere Temperaturgrenze fest, die bei rd. 4300°K liegt.

Die Forderung, daß der zu untersuchende Körper im Wärmegleichgewicht mit einem schwarzen Körper stehen muß, kann man in vielen Fällen durch geeignete Formgebung des Körpers erfüllen, z.B. bei Metallen, indem man sie als Zylinder von geringer Wandstärke auslegt und mit einer kleinen Öffnung für den Durchtritt der schwarzen Strahlung versieht. Temperaturmessungen mit solchen Anordnungen sind in der Literatur vielfach beschrieben worden. Die Schmelzpunkte der Edelmetalle hat man mit großer Genauigkeit ermittelt, indem man einen Hohlkörper aus einem Material, das nicht mit dem Metall reagierte, in diese tauchte und die aus einer Öffnung des Hohlkörpers austretende schwarze Strahlung während des Haltepunktes beim Schmelzen oder Erstarren für die Temperaturmessung ausnutzte.

Eine weitere Möglichkeit, die Temperatur eines beliebigen Temperaturstrahlers zu ermitteln, liefert das Kirchhoffsche Gesetz. Der Betrag der in einem abgegrenzten Spektralbereich ausgestrahlten Leistung des Strahlers, dividiert durch den Wert seines Absorptionsgrades, ist hiernach ebenso groß wie die Strahlungsleistung des schwarzen Körpers gleicher Temperatur in dem gleichen Spektralbereich. Dieses allgemein gültige Gesetz steht ebenfalls im Einklang mit dem zweiten Hauptsatz, da man bei Nichterfüllung Widersprüche gegen ihn ableiten könnte. Hiernach kann man die wahre Temperatur eines beliebigen Temperaturstrahlers messen, wenn man seinen Absorptionsgrad kennt. Im allgemeinen muß dieser Wert durch eine zusätzliche Messung bestimmt werden.

Es sind auch Versuchsanordnungen entwickelt worden, die eine Messung des Absorptionsgrades umgehen. Sie beruhen darauf, durch eine zusätzliche Bestrahlung des zu untersuchenden Körpers zu erreichen, daß die von ihm in eine bestimmte Richtung reflektierte Strahlung, vermehrt um die auf Grund seiner thermischen Energie in diese Richtung emittierte Strahlung, ebenso groß ist wie die eines schwarzen Körpers gleicher Temperatur. Läßt man beispielsweise Strahlung eines schwarzen Körpers auf einen erhitzten Körper fallen, dessen Oberfläche regulär reflektiert, und vergleicht man die Strahldichte der von seiner Oberfläche ausgesandten, aus reflektiertem Anteil und Eigenemission bestehenden Strahlung mit der Strahldichte des schwarzen Körpers, so stimmen beide nur dann überein, wenn der Körper und der schwarze Strahler gleiche Temperatur haben. Ein Gerät, das nach diesem Verfahren arbeitet, hat Fastie³ angegeben.

Dasselbe Resultat kann man auch erzielen, wenn man den erhitzten Körper in der Mitte einer Ulbrichtschen Kugel⁴ anordnet, deren Innenwand überall gleichmäßig beleuchtet wird (*Abb. I*). Durch eine Öffnung in der Kugelwand betrachtet, leuchtet die Wand in der Beobachtungsfarbe

THERMODYNAMISCHE TEMPERATURSKALA

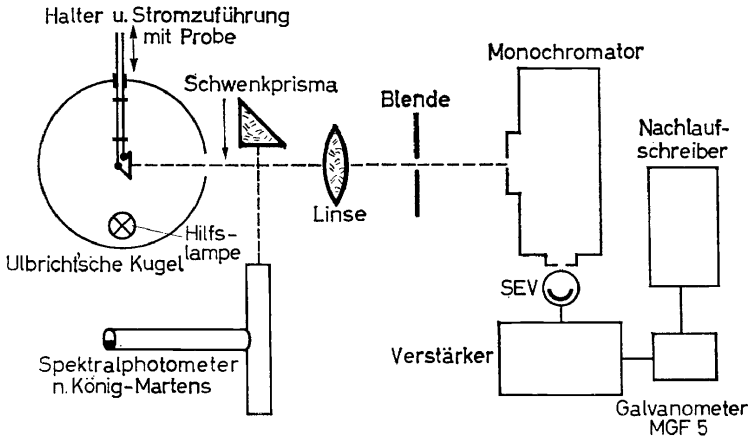


Abb. 1

mit einer Helligkeit, der man eine scheinbare Temperatur zuordnen kann, nämlich die Temperatur eines schwarzen Körpers, der in der Beobachtungsfarbe die gleiche Helligkeit aufweist. Der erhitzte Körper in der Kugelmittle strahlt durch die Öffnung der Kugelwand außer seiner Eigenstrahlung auch Wandstrahlung, die an dem Körper reflektiert worden ist. Kann man die Helligkeit der Kugelwand so regeln, daß der Körper in der Kugelmittle im Gesichtsfeld verschwindet, dann ist die der Helligkeit der Kugelwand zugeordnete Temperatur gleich der thermodynamischen Temperatur des Körpers in der Kugelmittle. Bei diesem Verfahren ist es gleichgültig, ob die Oberfläche des Körpers die Wandstrahlung regulär nach dem Reflexionsgesetz oder diffus zurückstrahlt. Leider reichen die Temperaturen, die man nach dieser Methode ermitteln kann, nur bis etwa 1700°K.

In der gleichen Anordnung kann man auch den Absorptionsgrad beliebiger Körper bestimmen. Man wird unabhängig von der Temperatur des Körpers, wenn man die Kugelwand durch Wechsellicht gleichmäßig ausleuchtet. Der Körper in der Kugelmittle wird durch die Öffnung in der Wand auf eine Photozelle abgebildet, die an einen auf die Wechsellichtfrequenz abgestimmten Verstärker angeschlossen ist. Zur Anzeige gelangt dann nur das an dem Körper reflektierte und, nach Fortnahme dieses Körpers aus dem Strahlengang, das einfallende Wechsellicht.

Ein anderes Verfahren⁵, das ebenfalls ohne Kenntnis des Absorptionsgrades die wahre Temperatur eines glühenden Körpers zu messen gestattet, stützt sich auf die Eigenschaft des schwarzen Körpers, nur unpolarisierte Strahlung auszusenden. Im Gegensatz dazu ist die von einem glühenden Metall seitlich emittierte Strahlung weitgehend polarisiert. Fällt unpolarisiertes Licht unter einem Winkel α (z.B. $\alpha = 45^\circ$) auf eine glühende Metallfläche, so wird die aus reflektiertem Anteil und thermischer Emission zusammengesetzte Strahlung in der Reflexionsrichtung im allgemeinen noch polarisierte Komponenten enthalten. Bei einer bestimmten Strahlendichte der auftreffenden Strahlung kann jedoch erreicht werden, daß die

zusammengesetzte Strahlung unpolarisiert ist. Sie stimmt dann überein mit der Strahlung eines schwarzen Körpers, der die gleiche Temperatur wie das Metall hat.

Die Richtigkeit dieser Behauptung folgt aus dem Kirchhoffschen Gesetz, wenn man dieses auf die polarisierten Anteile der von der untersuchten Oberfläche unter dem Winkel α ausgehenden Strahlung anwendet. Die Strahldichten, denen in der Emissionsebene bzw. senkrecht dazu schwingende elektrische Feldstärken zugeordnet sind, werden bestimmt durch $\mathcal{J}_{\lambda T}(1 - R_{\parallel})$ bzw. $\mathcal{J}_{\lambda T}(1 - R_{\perp})$.

Hierin ist $\mathcal{J}_{\lambda T}$ die Strahldichte einer geradlinig polarisierten Komponente der schwarzen Strahlung von der Temperatur T und R_{\parallel}, R_{\perp} bedeuten die Reflexionsgrade der Metalloberfläche für polarisiertes Licht der betrachteten Art. Die zusammengesetzte Strahlung hat in den beiden Schwingungsrichtungen des elektrischen Vektors die Strahldichten $\mathcal{J}_{\lambda T}(1 - R_{\parallel}) + KR_{\parallel}$ bzw. $\mathcal{J}_{\lambda T}(1 - R_{\perp}) + KR_{\perp}$. $2K$ ist die Strahldichte der auftreffenden unpolarisierten Strahlung. Wenn die zusammengesetzte Strahlung unpolarisiert ist, was durch ein in den Strahlengang gestelltes Polarisationsfilter erkannt werden kann, gilt

$$\mathcal{J}_{\lambda T}(1 - R_{\parallel}) + KR_{\parallel} = \mathcal{J}_{\lambda T}(1 - R_{\perp}) + KR_{\perp} \text{ oder} \\ (\mathcal{J}_{\lambda T} - K)(R_{\perp} - R_{\parallel}) = 0$$

Da nach den Fresnelschen Formeln stets $R_{\perp} > R_{\parallel}$ ist, folgt $K = \mathcal{J}_{\lambda T}$. Damit wird die Strahldichte jeder geradlinig polarisierten Komponente der zusammengesetzten Strahlung gleich $\mathcal{J}_{\lambda T}$, also gleich der des schwarzen Körpers von der gesuchten Temperatur T .

Eine Anordnung zur Ermittlung der wahren Temperatur glühender Metalle nach diesem Prinzip ist in *Abb. 2* wiedergegeben. Es handelt sich speziell um die Temperaturermittlung an einem Wolframband. Lampe A ist eine Bandlampe mit einem 2 mm breiten, horizontal ausgelegten Wolframband, dessen wahre Temperatur an einer definierten Stelle in der Bandmitte

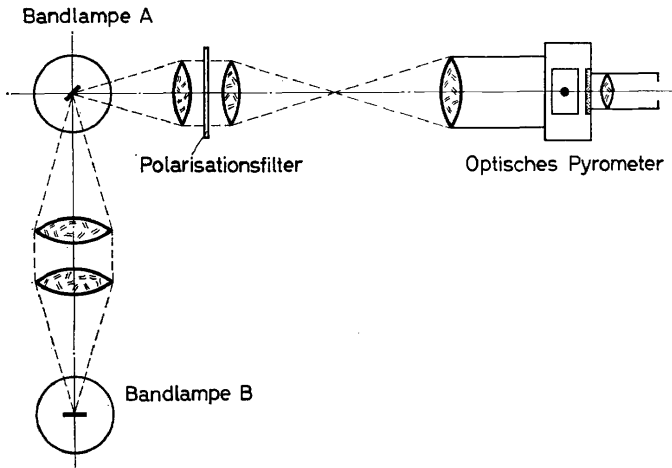


Abb. 2

gemessen werden soll. Die unpolarisierte Strahlung, die an dem Band reflektiert wird, entstammt einer zweiten Bandlampe B mit vertikal ausgerichtem Band, aus dem nur die senkrecht austretende, also unpolarisierte Strahlung für die Beobachtungen ausgenutzt wird. Das Band der Lampe B wird auf die Beobachtungsstelle der Lampe A abgebildet. In der Reflexionsrichtung befindet sich ein optisches Pyrometer, mit dem die Beobachtungsstelle anvisiert wird. Im Strahlengang vor dem Pyrometer ist eine Polarisationsfolie angeordnet. Die Ausstrahlung der Lampe B muß nun so geregelt werden, daß sich bei einer Drehung der Polarisationsfolie die pyrometrische Einstellung nicht ändert. Ist dieser Zustand erreicht, dann liefert die pyrometrische Abgleichung nach Fortnahme des Filters und unter Berücksichtigung der Lichtschwächung durch die Glasmedien zwischen leuchtendem Band und Pyrometer direkt die wahre Temperatur des Bandes. Jedoch ist jetzt noch eine Einschränkung zu machen. Da nämlich Lampe A auch zur Lampe B polarisiertes Licht sendet, das, dort reflektiert, wieder nach A gelangt, ist die Voraussetzung verletzt, daß nur unpolarisierte Strahlung auf A trifft. Daher liefert das Verfahren einen Temperaturwert, der von der wahren Bandtemperatur um einen geringen Betrag abweicht. Der Unterschied kann jedoch in der gleichen Anordnung bestimmt oder so klein gehalten werden, daß er vernachlässigbar ist. Natürlich entfallen alle Korrekturen, wenn Lampe B durch einen schwarzen Körper ersetzt wird.

Außer den hier besprochenen Verfahren, die sich auf allgemein gültige thermodynamische Naturgesetze stützen, sind andere Methoden entwickelt worden, denen dieses Fundament fehlt. Sie verfolgen das Ziel, die sogenannte Verteilungstemperatur zu messen, die in vielen Fällen der wahren Temperatur nahe liegt. Hierauf soll jedoch nicht eingegangen werden.

Literatur

- ¹ *Procès-Verbaux des Séances du Comité International des Poids et Mesures*, (2) **21** (1948), S. T30—T49
- ² H. Moser und Mitarbeiter. *Wiss. Abhandl. physik.-tech. Bundesanstalt*, **12**, 22 (1960)
- ³ W. G. Fastie. *J. Opt. Soc. Am.*, **41**, 872 (1951)
- ⁴ C. P. Tingwaldt. *Optik*, **9**, 323 (1952)
- ⁵ C. P. Tingwaldt. *Z. Metallk.*, **51**, 116 (1960)