

Pirometria (Techniczne mierzenie wysokich temperatur).

Przez J. J. Boguskiego.

(Ciąg dalszy do str. 457 w № 38).

22) Jeśli więc chodzi o naukowe mierzenie temperatury, to konieczne należy się oprzeć na własnościach ciepła, zupełnie niezależnych od materjału, z którego zrobiony jest termometr. Taką skalę opracował lord Kelvin (sir William Thomson) w r. 1848 na podstawie zjawisk, związanych z zamianą energii cieplnej na pracę mechaniczną w obiegu zamkniętym odwracalnym, zbadanym przez Sadi-Carnota. Według drugiego prawa termodynamiki ilość ciepła, jaką w obiegu odwracalnym można zamienić na pracę zewnętrzną—nie zależy wcale od ciała pracującego, lecz jedynie od temperatur, między którymi odbywa się obieg. Innymi słowy: jeżeli przez θ_1 oznaczymy temperaturę źródła, przez θ_2 — temperaturę kondensatora, przez Q_1 — ilość ciepła pobraną ze źródła przez ciało pracujące, a przez Q_2 — ilość ciepła oddaną kondensatorowi przez toż ciało, to oczywiście, że $Q_1 - Q_2$ jest ilością ciepła zamienioną na pracę, a $\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}$ jest stosunkiem ilości ciepła, zamienionego na pracę, do ogólnej ilości pobranego ciepła.

Sadi-Carnot dowiódł, że:

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{\theta_1 - \theta_2}{\theta_1} \quad (22),$$

albo inaczej, że:

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{\theta_1}{\theta_2} \quad \text{lub} \quad \frac{Q_1}{\theta_1} = \frac{Q_2}{\theta_2} \quad (23).$$

Wzór (22) wykazuje, że tylko wtedy całkowita ilość ciepła może być zamieniona na pracę, kiedy temperatura θ_2 będzie równa zeru, gdyż wtedy wydajność obiegu będzie:

$$\frac{\theta_1 - \theta_2}{\theta_1} = \frac{\theta_1 - 0}{\theta_1} = 1.$$

A więc termodynamicznie najniższą możliwą temperaturą, czyli temperaturą bezwzględnego zera, jest taka temperatura kondensatora, przy której całkowita ilość ciepła, dostarczona ciału pracującemu, może być zamieniona na pracę mechaniczną zewnętrzną.

Czy tak określona temperatura różni się mało czy też dużo od -273° Celsjusza, to w danym razie jest obojętne, bo główną rzeczą w tem rozumowaniu jest ta okoliczność, że takie określenie temperatury absolutnego zera jest zupełnie niezależne od rodzaju ciała pracującego (ogrzewanego) (Clausius), a więc może służyć za dobry punkt wyjścia do utworzenia zasad mierzenia temperatury, wzory bowiem (22) i (23) dają nie tylko możliwość wyprowadzenia bezwzględnego zera, ale nadto stwierdzają, że różnice temperatur są proporcjonalne do ilości ciepła, dającego się w obiegu odwracalnym zamienić na pracę.

J. C. Maxwell ¹⁾ uznał za stosowne treść wzoru (23) wyrazić słowami. Idąc za jego przykładem powtarzamy: *W obiegu odwracalnym stosunek ilości ciepła, pobranego ze źródła, do ilości ciepła, oddanego kondensatorowi, jest równy stosunkowi temperatury bezwzględnej źródła do temperatury bezwzględnej kondensatora.* Twierdzenie to jest podstawą do utworzenia termodynamicznej skali temperatur.

23) Zdawałoby się, że myśląc termodynamicznie, można by skalę termometryczną oprzeć na tej zasadzie, że jednakowym przybytkom ciepła w ciele, odpowiadają jednakowe przyrosty temperatury ciała. Tak jednak nie jest, bo doświadczenie poucza wyraźnie, że ciepłotętności ciał zmieniają się wraz z temperaturą i przytem dla każdego ciała inaczej. Z tego

wynika, że tylko skala, oparta na zjawiskach obiegu odwracalnego, jest jedyną ściśle naukową skalą, niezależną od własności ciał, które badamy, a więc skalą, którą do wszystkich ciał i wszystkich zjawisk stosować można.

24) Dla dokończenia wykładu o mierzeniu temperatury pozostaje nam już jedynie wskazać, w jaki sposób lord Kelvin oznacza wielkość stopni, zachowując przytem starą Linneuszowską zasadę, aby w przestrzeni stałej pomiędzy 0° C. i 100° C. zmieścić po dawnemu 100 stopni równych, lecz równych termodynamicznie, nie zaś równych na podstawie równych przyrostów objętości ciała termometrycznego, choćby nim było ciało tak zbliżone swą rozszerzalnością do skali termodynamicznej, jak powietrze i gazy wogóle.

Sądzę, że najlepiej będzie, idąc za J. C. Maxwellem ²⁾, uciec się w tym celu do wykresu, przedstawionego na rys. 3. Na wykresie tym rozważamy ciało pracujące w części w stanie cieczy, w części w stanie pary, co nam daje tę dogodność, że izotermy takiej mieszaniny cieczy z parą przebiegają wszystkie poziomo i nie sposób pomieszać ich z adiabatami, które przebiegają z góry na dół, nieco pochyło. Badając taki układ, czynimy zupełnie obojętną tę okoliczność, które ciało pracuje—ciecz czy para.

Zważmy izotermę $ABC\theta$. Niechaj punkt A określa objętość i ciśnienie ciała pracującego. Doprowadźmy teraz do ciała pracującego pewną ilość ciepła Q i pozwólmy mu rozszerzać się przy zachowaniu tejże samej temperatury θ i tegoż samego ciśnienia. Ciało rozszerzy się i nowy jego stan wyrazi się przez punkt B.

Prowadźmy proces ogrzewania dalej i dajmy ciału nową lecz taką samą ilość ciepła Q i niechaj się ono rozszerza dalej bez zmiany temperatury θ i ciśnienia. Nowy stan ciała, po pobraniu drugiej ilości ciepła Q , wyrazi się przez punkt C.

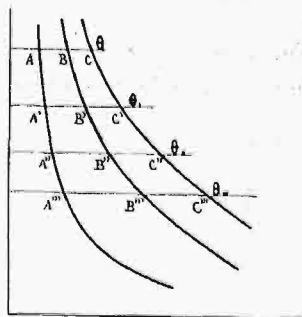
Tę operację można prowadzić dalej i na izotermie θ wyznaczyć szereg punktów, odpowiadających jednakowym przybytkom ciepła, Q , do ciała rozważanego.

Przez tak wyznaczone punkty A, B, C... poprowadzimy układ linii adiabatycznych $AA'A''...$, $BB'B''...$, $CC'C''...$, i t. d., to jest linii, przedstawiających stan ciała rozszerzającego się bez pobierania ciepła z zewnątrz.

Poprowadźmy nowe izotermy $\theta_1, \theta_2, \theta_3...$, odpowiadające temperaturom $\theta_1, \theta_2, \theta_3...$. Z termodynamiki wiemy, że wydajność w obiegu odwracalnym jest stałą, ściśle określoną, skoro ciało pracuje między dwiema stałymi temperaturami i zależy jedynie od tych temperatur, a więc jednakowym ilościom pobranego ciepła Q muszą odpowiadać jednakowe ilości pracy wykonywanej w obiegu zamkniętym. Z tego wynika, że pola powierzchni $ABB'A'$ i $BCC'B'$ muszą być sobie równe, ponieważ one to wyrażają pracę, wykonane po każdym kolejnym pobraniu ciepła w ilości Q .

Toż samo stosuje się do każdej pary izoterm i pola powierzchni $A'B'B''A''$ oraz $B'C'C''B''$ są również sobie równe. I tak dalej.

Jeżeli więc na jakiegokolwiek izotermie wyznaczymy szereg punktów, odpowiadających jednakowym przybytkom

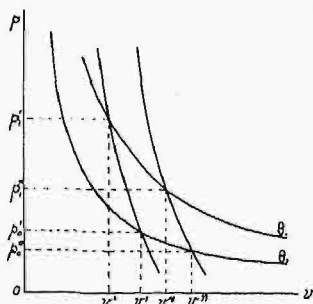


ciepła w ciele pracującym i jeżeli przez te punkty poprowadzimy układ linii adiabatycznych, to, przecinając następnie ten układ adiabat dwiema jakimikolwiek izotermami, otrzymamy szereg wycinków o jednakowych polach powierzchni.

Otóż metoda lorda Kelwina mierzenia temperatur polega na tem, aby izotermy kreslić od siebie na takich wzajemnych odległościach, aby każda para linii adiabatycznych tworzyła ze wszystkimi izotermami wycinki o polach równych, to jest aby pola $ABB'A'$, $A'B'B''A''$, $A''B''B'''A'''$ i t. d. były sobie równe. Wtedy postawić możemy zasadę termodynamiczną, że tak poprowadzone izotermy odpowiadają jednakowym różnicom temperatur, t. j. że wtedy $\theta_1 - \theta = \theta_2 - \theta_1 = \theta_3 - \theta_2$ i t. d. Wychodzi to na jedno, jakbyśmy założyli, że powyższe różnice temperatur są proporcjonalne do pól wycinków $ABB'A'$, $A'B'B''A''$ i t. d., albo, innymi słowy, że liczba stopni pomiędzy dwiema izotermami jest proporcjonalna do powierzchni, jaką obejmują też izotermy łącznie z dwiema sąsiednimi adiabatami.

Jeżeli teraz pomiędzy izotermą θ_0 , odpowiadającą temperaturze 0°C . i izotermą θ_{100} , która odpowiada temperaturze 100°C ., nakreślimy 99 linii izotermicznych według przytoczonych zasad, to otrzymamy stustopniową skalę termodynamiczną, wielce zbliżoną do skali stustopniowej, opartej na rozszerzalności gazów, a w krańcowych punktach 0° i 100° zupełnie z nią zgodną.

25) Wszystko, cośmy dotychczas przytoczyli, ma charakter czysto teoretyczny, nie dający wcale czytelnikowi pojęcia, w jaki sposób można się posługiwać skalą termodynamiczną. Aby wszakże zrobić z niej skalę użyteczności powszechnej, dość jest ustalić związek pomiędzy tą skalą i skalą jakiegokolwiek termometru praktycznego, opartego na rozszerzalności. Idąc za przykładem prof. Le Chateliera ¹⁾, określimy ten związek raz w sposób przybliżony, drugi raz w sposób bardziej ścisły i będziemy porównywali skalę termodynamiczną ze skalą stustopniowego termometru gazowego. Stopnie tego ostatniego będziemy oznaczali przez $(273 + t)$,



Rys. 4.

gdzie t jest wyrażone w stopniach Celsjusza na termometrze gazowym i gdzie $273 = \frac{1}{\alpha}$, jeżeli α jest współczynnikiem rozszerzalności gazu, użytego w naszym termometrze gazowym.

Temperatury według skali termodynamicznej oznaczać będziemy przez θ .

Wzór 23 (w § 22) określa zależność pomiędzy ilościami ciepła i temperaturami w obiegu odwracalnym, a mianowicie:

$$\frac{Q_1}{Q_0} = \frac{\theta_1}{\theta_0} \quad (23).$$

Zważmy kompletny obieg Carnota, utworzony przez dwie izotermy i dwie adiabaty, i obliczmy ilość ciepła pochłoniętego wzdłuż izoterm θ_1 .

Z doświadczenia Joule'a wynika, że w przybliżeniu mamy:

$$Q_1 = A \int p dv.$$

Z prawa zaś Boyle'a i Charlesa wynika (§ 20):

$$pv = R \left(\frac{1}{\alpha} + t \right) \quad (24),$$

gdzie $R = \alpha p_0 v_0$, zaś t jest temperaturą na termometrze gazowym o skali Celsjusza.

Różniczkując (24), mamy:

$$dv = -R \frac{dp}{p^2} \left(\frac{1}{\alpha} + t \right).$$

A więc:

$$Q_1 = -AR \left(\frac{1}{\alpha} + t \right) \int_{p_1'}^{p_1''} \frac{dp}{p} = AR \left(\frac{1}{\alpha} + t \right) \log \frac{p_1'}{p_1''}.$$

Podobnie:

$$Q_0 = AR \left(\frac{1}{\alpha} + t_0 \right) \log \frac{p_0'}{p_0''}.$$

A więc równanie (23) przyjmuje postać:

$$\frac{\theta_1}{\theta_0} = \frac{Q_1}{Q_0} = \frac{\frac{1}{\alpha} + t_1}{\frac{1}{\alpha} + t_0} \cdot \frac{\log \frac{p_1'}{p_1''}}{\log \frac{p_0'}{p_0''}} \quad (25).$$

Lecz stosunek $\frac{p_1'}{p_1''}$ jest równy stosunkowi $\frac{p_0'}{p_0''}$, ponieważ według prawa Joule'a o rozprężeniu adiabatycznym $pv^\gamma = \text{stała}$,

a według praw Boyle'a i Charlesa:

$$p^{1-\gamma} t^{-\gamma} = \text{stała},$$

a więc:

$$\frac{p_1'}{p_0'} = \frac{p_1''}{p_0''},$$

czyli:

$$\frac{p_1'}{p_1''} = \frac{p_0'}{p_0''}.$$

Widzimy więc, że w równaniu (25) logarytmy w liczniku i mianowniku są równe, a więc skracają się, przeto równanie to przybiera ostateczny kształt:

$$\frac{\theta_1}{\theta_0} = \frac{\frac{1}{\alpha} + t_1}{\frac{1}{\alpha} + t_0} \quad (26).$$

Równanie to (26) stwierdza, że stosunek temperatur absolutnych termodynamicznych równa się stosunkowi temperatur absolutnych gazowych, jakieśmy je określili w § 20.

Jeżeli więc obie skale, termodynamiczną i gazową, będziemy tak działkowali, aby w przestrzeni 0°C . — 100°C . zmieścić 100 równych działek, to wtedy zawsze będzie istniała równość:

$$\theta = \frac{1}{\alpha} + t,$$

gdzie θ jest temperaturą absolutną termodynamiczną a t temperaturą według termometru gazowego stustopniowego.

Ponieważ jednak prawa Boyle'a, Charlesa i Joule'a nie są ścisłe, lecz tylko przybliżone, więc i otrzymany tutaj wynik jest także tylko przybliżony.

26) Postarajmy się ten związek pomiędzy obu skalami określić w sposób ścisły. Ponieważ θ (termodynamiczne)

różni się bardzo mało od $\frac{1}{\alpha} + t$ (gazowe), a nadto ponieważ

prawa Boyle'a i Charlesa bardzo niewiele odchylają się od rzeczywistości, przeto, idąc za Callendarem, zamiast zwykłego równania charakterystycznego gazów:

$$pv = R\theta$$

napiszemy inne:

$$pv = R\theta (1 - \varphi) \quad (27),$$

w którym φ jest niezmiernie małą funkcją p i θ (termodynamicznego).

Pomiędzy więc temperaturami termodynamicznymi i temperaturami na skali gazowej mamy w powyższych założeniach związek:

$$\frac{\frac{1}{\alpha} + t_1}{\frac{1}{\alpha} + t_0} = \frac{\theta_1 (1 - \varphi_1)}{\theta_0 (1 - \varphi_0)},$$

rozwiązujący zadanie praktycznie, o ile znanymi są odpowiednie wartości funkcji φ .

(C. d. n.)

¹⁾ H. Le Chatelier et O. Boudouard. Mésure de températures élevées, p. 28.