

Jerzy SIKORA

Instytut Techniki Ciepłej

PRZYCZYNEK DO ZAGADNIENIA EGZERGII

Streszczenie. Praca zawiera nowe uzasadnienie pojęcia egzergii termicznej oraz nowe równania określające egzergię. Różnica pomiędzy przedłożonymi równaniami a stosowanymi dotychczas polega na tym, że zawierają one parametry termiczne i ciepło właściwe, natomiast nie zawierają innych funkcji kalorycznych jako zmiennych niezależnych.

Wprowadzono również równanie izoegzergii idealnego gazu oraz równanie przemiany, w której występuje maksymalna devaluacja egzergii.

Stan termiczny substancji jest określony jednocześnie przez trzy wielkości fizyczne: ciśnienie (p), objętość właściwą (v) i temperaturę (T) związane ze sobą fizyczną zależnością podporządkowującą jedną z nich dwóm pozostałym, a nawet w przypadku układu dwufazowego jednoskładnikowego podporządkującą jednej wielkości dwie pozostałe^{x)}. Stan energijny natomiast określony przez funkcję, zwaną energią wewnętrzną (u), jest funkcją parametrów termicznych, lecz także parametru kalorycznego zwanego ciepłem właściwym w stałej objętości

$$c_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v \quad (1)$$

lub pod stałym ciśnieniem

$$c_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_p \quad (1a)$$

które z kolei zależą od rodzaju substancji oraz w ogólnym przypadku od parametrów stanu termicznego. W rezultacie energia wewnętrzna określonej substancji jest funkcją jednego lub najwyżej dwóch parametrów stanu termicznego

$$u = f(T, v) = \phi(T, p) = \psi(p, v). \quad (2)$$

^{x)}Ogólny sposób tego podporządkowania ustala tzw. reguła faz Gibbsa.

Typowy układ termodynamiczny podlega dwom rodzajom oddziaływania z otoczeniem: zmianie objętości, która może powodować przepływ energii mechanicznej w postaci pracy^{x)}

$$dL = pdV \quad (3)$$

oraz oddziaływaniu cieplnemu (to znaczy pochłanianiu lub oddawaniu energii termicznej) zwanego konwencjonalnie ciepłem. Istnieją przy tym dwa sposoby określania ilości ciepła

a) z równania bilansu energii układu, wówczas

$$dQ = dU + pdV, \quad (4)$$

b) z równań dostarczonych przez dyscyplinę zwaną przepływem ciepła.

Jak wynika z równania (4), z powodu możliwości przekazywania energii poprzez ciepło nie istnieje wzajemna jednoznaczna odpowiedniość pomiędzy pracą i zmianą energii wewnętrznej. Zmianę energii wewnętrznej (zatem każdą jej wartość) można osiągnąć przez działanie ciepłem lub pracą. W jednym tylko przypadku, gdy układ podlega procesowi adiabatycznemu (np. dzięki izolacji układu albo dzięki dużej prędkości zachodzenia procesu), zmiana energii wewnętrznej określa jednoznacznie pracę

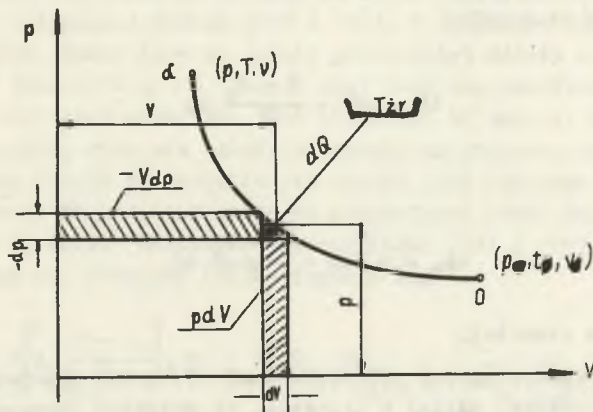
$$L_{1-2} = U_1 - U_2. \quad (5)$$

Zasadniczą przeszkodą, dla której zmiana energii wewnętrznej nie może być uniwersalną miarą zdolności substancji do wykonywania pracy, jest niemożliwość osiągnięcia w ogólnym przypadku dowolnego stanu końcowego substancji, a w szczególności stanu jej równowagi termodynamicznej z otoczeniem w drodze procesu adiabatycznego. Proces adiabatyczny od początkowego stanu substancji jedynie w wyjątkowych przypadkach może doprowadzić substancję do z góry założonego końcowego stanu termicznego. Dowolny stan końcowy substancji można osiągnąć tylko przez obydwa oddziaływania (równoczesne lub następujące po sobie), tj. przez ciepło i pracę.

Aby wprowadzić właściwą miarę przydatności substancji jako źródła pracy mechanicznej przyjmujemy, że znajduje się ona w stanie określonym przez parametry p_α , T_α , v_α oraz że parametry końcowe substancji, przy których dalsze otrzymywanie pracy nie jest już możliwe (z powodu zaniku sił napędowych procesu) wynoszą p_0 , T_0 , v_0 (rys. 1). Te ostatnie zwane parametrami odniesienia będą zależały od wartości odpowiednich parametrów oto-

^{x)} W tak zwanych procesach odwracalnych. Natomiast w procesach nieodwracalnych, np. przy dławieniu transport pracy nie występuje.

czenia, w którym ma być realizowany proces "uzyskiwania" od substancji pracy.



Rys. 1. Przemiana dewaluacji stanu termicznego substancji

Jak to zostało wyżej uzasadnione, realizacja procesu wymaga w ogólnym przypadku współuczestnictwa źródła ciepła o temperaturze T_{zr} . Przy tym procesowi, któremu podlega substancja, jest obojętna wysokość tej temperatury. Skończona różnica temperatur ($T_{zr} - T$) przy przekazywaniu ciepła wywołuje wprawdzie nieodwracalność, lecz w otoczeniu, tj. poza granicami przedmiotu analizy.

W wyniku zajęcia przemiany, wewnątrznie odwracalnej określonej przez nieskończenie małe zmiany parametrów, zostanie przekazana przez granice układu zamkniętego praca pdV , natomiast przez granice układu przepływowego $-Vdp^x$. Ponieważ jednak część tej pracy jest zasługą ciepła wymienionego (pobieranego lub oddawanego) ze źródłem ciepła, więc dla obliczenia tej części pracy, którą realizuje się kosztem energii układu, należy od całej pracy odjąć tę część, którą proces zawdzięcza działalności źródła ciepła. Zgodnie z teorematem Carnota praca ta wynosi

$$dI_C = \eta_C dQ = \frac{T - T_0}{T} dQ. \quad (6)$$

T - temperatura substancji w elementarnym procesie.

T_0 - temperatura źródła ciepła zdewaluowanego.

^{x)} Różnica pomiędzy efektywnymi pracami wynikająca z wpływu energii stanu napięcia przenoszonej rurociągami zasilającym i odpływowym wynosi: $pdV - (-Vdp) = d(pV)$.

W rezultacie praca wykonana dzięki substancji przy wyłącznie pomocniczej działalności źródła ciepła wyniesie

- dla przemiany zamkniętej

$$dL = pdV - \frac{T - T_0}{T} dQ \quad (7)$$

oraz

$$dL_t = -Vdp - \frac{T - T_0}{T} dQ \quad (8)$$

- dla przemiany otwartej.

Wygodniej jest posługiwać się równaniami (7) i (8) dla jednostki ilości substancji biorącej udział w procesie. Na przykład odnosząc proces do 1 kg substancji otrzymuje się po podzieleniu przez masę równań (7) i (8)

$$dl = pdv - \frac{T - T_0}{T} dq \quad (7a)$$

$$dl_t = -vdp - \frac{T - T_0}{T} dq. \quad (8a)$$

Różniczkę ciepła

$$dq = du + pdv = di - vdp \quad (9)$$

można wyrazić przez parametry termiczne oraz ciepło właściwe następującymi sposobami

$$dq = c_v dT + T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v dv = c_p dT - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p dp \quad (10)$$

Po podstawieniu powyższych związków do równań (7a) i (8a) i uporządkowaniu otrzymuje się

$$dl = -c_v \frac{T - T_0}{T} dT + \left[(T - T_0) \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v - p \right] dv \quad (11)$$

$$dl_t = -c_p \frac{T - T_0}{T} dT - \left[v - (T - T_0) \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \right] dp. \quad (12)$$

Celem obliczenia pracy, którą można uzyskać od substancji przechodzącej odwracalnie ze stanu aktualnego do stanu odniesienia, należy wykonać obustronne całkowanie równań (11) i (12). W związku z tym powstaje problem, po jakim torze (lub po jakiej przemianie) należy całkować powyższe zależności? Odpowiedź na to pytanie jest dość nieoczekiwana. Okazuje się bowiem, że charakter przemiany jest obojętny, to znaczy, że wielkość zdefiniowanych wyżej prac nie zależy od przebiegu procesu, zatem od ilości pochłoniętego ciepła od zewnętrznych źródeł (lub oddanego im).

Aby wykazać, że powyższe prace są parametrami stanu substancji i stanu odniesienia wystarczy udowodnić, że różniczki (11) i (12) są zupełne. Biorąc pod uwagę np. równanie (12) otrzymuje się^{x)}

$$-\frac{\partial \left[c_v \frac{T - T_0}{T} \right]_T}{\partial p} = - \left(1 - \frac{T_0}{T} \right) \left(\frac{\partial c_p}{\partial p} \right)_T = (T - T_0) \left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2} \right)_p$$

oraz

$$\begin{aligned} \frac{\partial \left[v - (T - T_0) \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \right]_T}{\partial T} &= (T - T_0) \left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2} \right)_p + \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p = \\ &= (T - T_0) \left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2} \right)_p \end{aligned}$$

Zatem pochodne mieszane współczynników funkcyjnych przy różniczkach dT oraz dp są sobie równe, stąd wniosek, że różniczka dl_t jest zupełna, inaczej, że wielkość pracy nie zależy od przebiegu procesu. W podobny sposób można wykazać równość pochodnych mieszanych w różniczce pracy dl . Nie jest to jednak konieczne, gdyż różnica pomiędzy dl i dl_t wynosząca $d(pv)$ jest również funkcją stanu, zatem zupełność jednej różniczki pociąga za sobą zupełność drugiej.

Tego rodzaju "potencjał pracy" substancji zasługuje na szczególną uwagę, gdyż ma on cechy miernika użyteczności stanu substancji pod kątem widzenia jej użyteczności w procesie dostarczania pracy. Dlatego też wprowadzono dla niego odrębne oznaczenie symbolem "b" (lub B) oraz nazwę "egzergia". Ta kreacja nowej wielkości odbywa się zgodnie z postulatem: "praca oddana kosztem zmiany parametrów substancji w przemianie odwracalnej jest równa spadkowi egzergii". Zatem

$$dl = - db \quad \text{oraz} \quad dl_t = - db.$$

^{x)} Związki pomiędzy pochodnymi cząstkowymi są uzasadnione w podręcznikach termodynamiki.

Z równań (11) i (12) otrzymuje się różniczki egzergii

$$db = c_v \frac{T-T_0}{T} dT - \left[(T - T_0) \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v - p \right] dv \quad (13)$$

$$db = c_p \frac{T-T_0}{T} dT + \left[v - (T-T_0) \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \right] dp. \quad (14)$$

Uwzględniając możliwość zastąpienia przez ich związek termiczny każdego z dwu parametrów stanu występującego w powyższych równaniach dwoma pozostałymi można uzyskać dodatkowe dwa równania, czyli w sumie po trzy związki

$$db = f_1(T, v) = f_2(T, p) = f_3(v, p).$$

Ponadto w pewnych sytuacjach wskazane jest wyrażenie różniczki egzergii przez parametry stanu kalorycznego (i, u, s). W tym ostatnim przypadku wprowadzając do równań (13) i (14) różniczki energii wewnętrznej, entalpii i entropii

$$du = c_v dT + \left[T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v - p \right] dv \quad (15)$$

$$di = c_p dT + \left[v - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \right] dp \quad (16)$$

$$ds = \frac{di - vdp}{T} = \frac{du + pdv}{T} = c_p \frac{dT}{T} - \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p dp \quad (17)$$

otrzymuje się następujące postacie różniczek egzergii kolejno bez pracy i z pracą przenoszoną przez płyn w ruchu

$$db = - du + T_0 ds \quad (18)$$

$$db = - di + T_0 ds. \quad (19)$$

Prostota wyrażeń (18) i (19) w porównaniu do (13) i (14) jest iluzoryczna a realna tylko w odniesieniu do substancji o dobrze opisanym stanie kalorycznym przy pomocy wykresów lub tablic.

Całka różniczki egzergii wyrażonej przez dowolną parę wielkości termodynamicznych w zakresie od stanu początkowego ($T_\alpha, p_\alpha, v_\alpha, i_\alpha, u_\alpha, s_\alpha$) do stanu końcowego ($T_0, p_0, v_0, i_0, u_0, s_0$) nazywa się egzergią substancji

(α) względem stanu odniesienia (O). Ogólne zasady całkowania równania są następujące:

a) wyrazić różniczkę egzergii jednym z czterech możliwych sposobów przy pomocy tylko dwu zmiennych niezależnych X i Y

$$db = f(X, Y) dx + \varphi(X, Y) dY.$$

b) Całkować równanie w granicach $X_0 Y_0 \rightarrow X_\alpha Y_\alpha$ po dowolnym torze określonym przez równanie przemiany $\psi(X, Y) = 0$ (np. przemiany politropowej), lecz najlepiej wzdłuż przemian charakterystycznych ($X; Y = Y_0$), a następnie ($X = X_\alpha; Y$) lub przeciwnie: najpierw ($Y; X = X_0$), a następnie ($Y = Y_\alpha; X$). Prowadzi to do następujących wyrażeń na egzergię

$$b = \int_{X_0}^{X_\alpha} f(X, Y_0) dX + \int_{Y_0}^{Y_\alpha} \varphi(X_\alpha, Y) dY = \int_{Y_0}^{Y_\alpha} f(X_0, Y) dY + \int_{X_0}^{X_\alpha} f(X, Y_\alpha) dX. \quad (20)$$

Spośród tych nieskończenie wielu możliwości obliczenia egzergii, wynikających z kombinacji różnych parametrów stanu z teoretycznie nieograniczoną ilością procesów, należy oczywiście wybrać najprostszy i najwłaściwszy dla danych określających stan substancji.

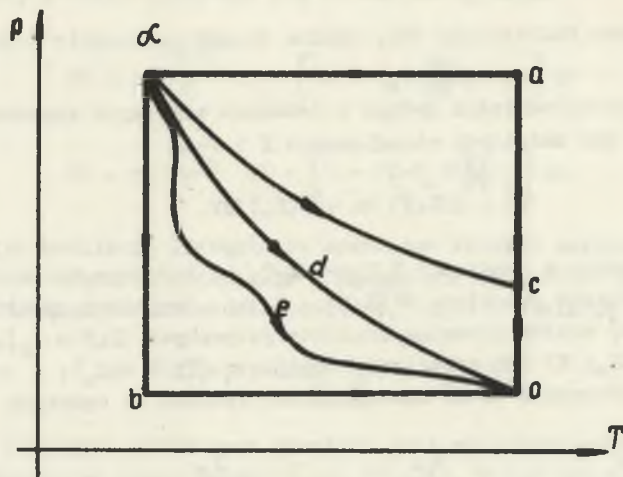
Na rysunku 2 przedstawiono dla zmiennych $X = T$ oraz $Y = p$ cztery charakterystyczne tory całkowania i jeden dowolny.

Są to:

- $\alpha - a - 0$ - izobaryczno-izotermiczny
- $\alpha - b - 0$ - izotermiczno-izobaryczny
- $\alpha - c - 0$ - adiabaticzno-izotermiczny
- $\alpha - d - 0$ - politropowy
- $\alpha - e - 0$ - dowolny o znanym przebiegu $\psi(p, T) = 0$.

Na przykład dla toru $\alpha - a - 0$ egzergia określona równaniem (14) przyjmuje postać

$$b = \int_{T_0}^{T_\alpha} c_p \frac{T - T_0}{T} dT + \int_{p_0}^{p_\alpha} v dp.$$



n. n. 2

Rys. 2. Charakterystyczne tory całkowania różniczki energii stanu termicznego

W szczególnym przypadku dla cieczy o stałym w przybliżeniu cieple właściwym pomiędzy temp. T_α i T_0 oraz o objętości właściwej zależnej tylko od temperatury, otrzymuje się

$$\begin{aligned}
 b &= c_p(T_\alpha - T_0) - c_p T_0 \ln \frac{T_\alpha}{T_0} + v_0(p_\alpha - p_0) = \\
 &= c_p(T_\alpha - T_0) \frac{T_1 - T_0}{T_1} + v_0(p_\alpha - p_0).
 \end{aligned} \tag{21}$$

Symbol $T_1 = \frac{T_\alpha - T_0}{\ln \frac{T_\alpha}{T_0}}$ oznacza średnią logarytmiczną temperaturę cieczy. Równanie (21) można interpretować w pojęciach termodynamiki: "energia cieczy jest równa sumie pracy uzyskanej z ciepła $c_p(T_\alpha - T_0)$ w obiegu Carnota działającym pomiędzy temperaturami T_1 i T_0 odebranego przy schładzaniu cieczy oraz z pracy rozprężania izotermicznego od ciśnienia p_α do p_0 ".

W charakterze drugiego przykładu zastosowania przedłożonych równań obliczymy energię gazu doskonałego wzdłuż toru politropowego

$$p v^\gamma = p_0 v_0^\gamma = p_\alpha v_\alpha^\gamma.$$

Z równania (14) otrzymuje się

$$b = c_p(T_\alpha - T_0) - c_v \frac{\gamma - \kappa}{\gamma - 1} T_0 \ln \frac{T_\alpha}{T_0}.$$

Wkładnik γ oblicza się ze stosunku politropowego

$$\frac{T_\alpha}{T_0} = \left(\frac{p_\alpha}{p_0} \right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}}.$$

Wprowadzając ciepło politropy

$$c = c_v \frac{\gamma - \kappa}{\gamma - 1}$$

można wyrażenie na egzergię gazu doskonałego uprościć do postaci

$$b = c_p(T_\alpha - T_0) - c T_0 \ln \frac{T_\alpha}{T_0}. \quad (22)$$

Przedłożone równania można zastosować do wyprowadzenia równania przemiany izoegzergetycznej lub krócej izoegzergii. W tym celu do równań (13) i (14) należy podstawić $db = 0$. Pomijając rozważanie związków dla izoegzergii dowolnej substancji rozpatrzmy dwa szczególne przypadki; gaz doskonały i ciecz.

Podstawiając do r. (14) $db = 0$, $c_p = \text{const}$, $p v = RT$, zatem $\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \frac{R}{p}$ otrzymuje się po uporządkowaniu

$$\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right) dT - \frac{\kappa - 1}{\kappa} \frac{dp}{p} = 0. \quad (23)$$

Natomiast po scałkowaniu

$$\ln T - \frac{T}{T_0} - \frac{\kappa - 1}{\kappa} \ln p = C.$$

Po wykorzystaniu warunku brzegowego: $p = p_\alpha$; $T = T_\alpha$

$$\ln T_\alpha - \frac{T_\alpha}{T_0} - \frac{\kappa - 1}{\kappa} \ln p_\alpha = \ln T - \frac{T}{T_0} - \frac{\kappa - 1}{\kappa} \ln p$$

lub

$$\ln \frac{T_{\alpha}}{T} - \frac{1}{T_0} (T_{\alpha} - T) - \ln \left(\frac{p_{\alpha}}{p} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} = 1$$

lub

$$\frac{T}{T_{\alpha}} = \left(\frac{p}{p_{\alpha}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \exp\left(\frac{T-T_{\alpha}}{T_0}\right) \quad (24)$$

Jest to związek pomiędzy temperaturą i ciśnieniem w przemianie izoenergetycznej. Można również wykazać, że w układzie p, v równanie izoenergii ma postać

$$pv^{\kappa} = p_{\alpha} v_{\alpha}^{\kappa} \exp\left[\frac{\kappa}{RT_0} (p_{\alpha} v_{\alpha} - pv)\right].$$

Jak to wynika z ostatnich równań, izoenergja nie należy do rodziny politrop.

Równanie izoenergii

$$c_p \frac{T - T_0}{T} dT + \left[v - (T - T_0) \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \right] dp = 0$$

przyjmijmy dla cieczy przy następujących założeniach upraszczających

$$\beta = \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \cong \text{const}$$

$$v_T = v_0 \left[1 + \beta (T - T_0) \right] \cong \frac{v_0}{1 - \beta (T - T_0)}$$

następującą postać

$$c_p \frac{T - T_0}{T} dT + v_0 dp = 0.$$

Po scałkowaniu równania i wyznaczeniu stałej całkowania z warunku brzegowego: $p = p_{\alpha}$, $T = T_{\alpha}$

$$(p - p_{\alpha})v_0 + c_p(T - T_{\alpha}) - c_p T_0 \ln \frac{T}{T_{\alpha}} = 0. \quad (25)$$

W zastosowaniach może być również interesujący proces o maksymalnym spadku egzergii. W celu wyprowadzenia równania jego przebiegu dla gazu doskonałego, np. w układzie T,p można wyjść z różniczkowego równania izoegzergii (r. 23). Aby stosunek dp/dT , który można wyznaczyć z tego równania miał znaczenie tangensa kąta nachylenia stycznej, należy go sprowadzić do postaci bezwymiarowej w następujący sposób:

$$\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)dT = \left(\frac{T}{T_0} - 1\right) d\left(\frac{T}{T_0}\right)$$

oraz

$$\frac{dp}{p} = \frac{d\left(\frac{p}{p_0}\right)}{\frac{p}{p_0}},$$

zatem

$$\frac{d\left(\frac{p}{p_0}\right)}{d\left(\frac{T}{T_0}\right)} = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \left(\frac{T}{T_0} - 1\right) \frac{p}{p_0}.$$

Linia przedstawiająca maksymalny spadek egzergii musi być zawsze prostopadła do izoegzergii, zatem tangens kąta nachylenia stycznej do niej będzie odwrotnością z ujemnym znakiem tangensa kąta nachylenia stycznej linii maksymalnego spadku egzergii

$$\frac{d\left(\frac{p}{p_0}\right)}{d\left(\frac{T}{T_0}\right)} = -\frac{\kappa - 1}{\kappa} \frac{1}{\left(\frac{T}{T_0} - 1\right) \frac{p}{p_0}}$$

Celem wyznaczenia równania jej przebiegu należy rozdzielić zmienne w powyższym równaniu i scałkować go

$$\frac{p}{p_0} d\left(\frac{p}{p_0}\right) + \frac{\kappa - 1}{\kappa} \frac{\frac{T}{T_0} d\left(\frac{T}{T_0}\right)}{1 - \frac{T}{T_0}} = 0$$

$$\frac{1}{2} \frac{\kappa}{\kappa - 1} \left(\frac{p}{p_0}\right)^2 - \frac{T - T_0}{T_0} - \ln \left| \frac{T - T_0}{T_0} \right| = C. \quad (26)$$

Stałą C można wyznaczyć z warunku przechodzenia krzywej przez stan początkowy; $p = p_\alpha$, $T = T_\alpha$. Równanie (26) przyjmie wówczas postać

$$\frac{1}{2} \frac{x}{x-1} \frac{p^2 - p_\alpha^2}{p_0^2} - \frac{T - T_\alpha}{T_0} - \ln \left| \frac{T - T_0}{T_\alpha - T_0} \right| = 0.$$

W układzie $p = y$, $T = x$ jest to linia o ogólnym równaniu.

$$x + a \ln|x-b| + cy^2 = 0$$

Analizę matematycznych właściwości tej krzywej, a także wnioski wynikające z przemiany, której towarzyszy maksymalna dewaluacja egzergii, odkłada się do innej okazji.

Podsumowanie

Zagadnienie egzergii stanu termicznego przedstawia się następująco. Dana jest substancja określona parametrami T_α , p_α , v_α . Dane jest otoczenie spełniające rolę źródła ciepła o temperaturze T_0 , w którym substancja reprezentowana jest przez ciśnienie cząstkowe p_0 . Ponadto dane są dowolne źródła ciepła dla realizacji odpowiednich przemian substancji. W czasie realizacji procesów w wyniku których substancja znajdująca się w stanie β osiągnie dowolny stan β , może być odebrana teoretycznie dowolnie duża praca zależnie od udziału źródeł ciepła. Jeżeli tę pracę pomniejszyć o pracę, którą substancja wykonuje dzięki ciepłu wymienionemu ze źródłem ciepła, to pozostała praca jest funkcją stanu substancji niezależną od charakteru zrealizowanych procesów. Jest to zawsze dodatnia praca, otrzymana dzięki różnicy pomiędzy parametrami stanu substancji a parametrami stanu zdewaluowanego, dla realizacji której źródła ciepła mają wyłącznie pomocniczy charakter. Pracę tę przyjęto nazywać egzergią. Z równania deficyjnego^{x)}

$$db = pdv + \mathcal{P}_C dq$$

^{x)} Na uwagę zasługuje nie ujemność składnika $\mathcal{P}_C dq$, gdyż jeżeli $dq < 0$, to $\mathcal{P}_C > 0$ oraz, gdy $dq > 0$ to $\mathcal{P}_C > 0$.

выяснено, что прирост эксергии равен работе, обмениваемой с окружающей средой только в процессах, в которых

$$a) \quad P_C = \frac{T - T_0}{T} = 0,$$

то означает $T = T_0$, а значит, когда источником тепла является окружающая среда,

b) когда $dq = 0$, то означает, когда процесс является адиабатическим.

Отличия нынешнего определения от определения предложенного авторами J. SZARGUTA и R. PETELÉ в работе по теме "Эксергия" можно охарактеризовать следующим образом:

- a) заменены два одновременных определения эксергии источника тепла и состояния термической субстанции через одно общее, из которого вытекают отдельные,
- b) выделено в уравнениях, определяющих эксергию, ее базисное свойство, т.е. независимость эксергии от способа реализации процессов. Эксергия равна части работы, полученной из системы, и ее можно реализовать в любом процессе обратимом, в результате которого субстанция достигнет равновесного состояния. Одновременно эксергия является свойством состояния субстанции, таким как внутренняя энергия, энтальпия, энтропия.
- c) Зависимость эксергии от состояния термической субстанции, а не от калорического, как это обычно бывает. Благодаря этому вычисления эксергии для твердых и жидких тел являются более простыми.

К ВОПРОСУ О ТЕРМИЧЕСКОМ ЭКСЕРГИИ.

Резюме

В работе предложено новое обоснование понятия термической эксергии, а также новые уравнения, определяющие эту эксергию. Отличие представленных уравнений от применяемых до сих пор, состоит в том, что они содержат только термические параметры и удельную теплоту, зато не содержат других калорийных функций, как независимых переменных.

Введено также уравнение изогсергии идеального газа, а также уравнение перемены, при которой выступает максимальная деградация эксергии.

CONTRIBUTION TO THE EXERGY CONCEPTION

Summary

The paper contents a new argumentation for exergy conception and the new equations defining it. The equations given in the paper, in comparison with ones used so far, contain thermal parameters and specific heat only, but do not contain other calorific function as the independent variables.

There is also introduced the equation of izoexergy process for ideal gas and such a process equation in which appears the maximum exergy devaluation.