wane, gdyż system biurokratyczny nie dozwolił na przeprowadzenie planu, obliczonego na dalszą metę. Jedynie Warszawa stanowi pewien wyjątek w tym względzie.

Samorząd nie tylko będzie musiał objąć czynności codzienne, do których władze miejskie są normalnie powołane, ale jeszcze zająć się zadośćuczynieniem tych potrzeb, które u nas przez dziesiątki lat zaspakajane nie były. Tymczasem, gdy weźmiemy pod uwagę, że współczesne miasta wymagają znacznych inwestycyi i że inwestycye te nie mogą być zwykle dokonywane z kapitału gotowego, to sprawa uzyskania funduszów dla Samorządu miejskiego jest wielkiej wagi. Jeżeli nie będzie instytucyi, która miastom przyjdzie w tym kierunku z pomocą, to wtedy, nie mogąc znaleźć kapitału drogą pożyczek, co jest dostępne jedynie dla większego miasta, magistraty będą musiały się uciec do systemu koncesyi na przedsiębiorstwa, udzielanych kapitalistom. Koncesya najczęściej jest tu aktem nieporozumień Doświadczenie uczy, że co najmniej jedna strona przystępuje do tego aktu bez dostatecznej znajomości przyszłości przedsięwzięcia. Przykładem tego są tramwaje nasze, dające koncesyonaryuszom niesłychane dochody, które, jestem tego przekonany, znacznie przewyższyły ich własne nadzieje. Koncesyonaryusz nieraz wyzyskuje koncesyę o ile jest dla niego dogodną, w przeciwnym razie zwleka z jej wykonaniem dla uzyskania korzystniejszych warunków. Znane są wypadki, że miasto, zawarłszy dogodną dla siebie koncesyę, musiało czekać na dobrowolne wyrzeczenie się jej przez koncesyonaryusza, który do jej wykonania nie przystąpił, gdyż miasto było skrępowane umową, której zerwać jednostronnie nie mogło.

Ponieważ p. Karpiński dotknął nie tylko sprawy banku, ale pożyczek inwestycyjnych, pozwalam sobie wypowiedzieć zdanie o działalności Towarzystw Kredytowych Miejskiego i Ziemskiego, które dają długoterminowe pożyczki amortyzacyjne. Otóż jestem zdania, że najmniej jest wskazany kredyt amortyzacyjny dla pożyczek, wydawanych przez Tow. Kredytowe Ziemskie i Miejskie pod zabezpieczenie ziemi lub nieruchomości. Pożyczki na nieruchomości, właściwie są oparte także na ziemi, gdyż pożyczki te bądź w chwili wydania, bądź w kilka lat później dorównywają wartości placu, skutkiem szybkiego wzrostu renty gruntowej. Pożyczki takie są ulokowane na pierwszym numerze hypotecznym i są amortyzowane, gdy tymczasem nie są amortyzowane pożyczki na dalszych numerach umieszczane. Annuity od pożyczki amortyzacyjnej na numerze pierwszym są wyższe niżby niemi były od pożyczki nie ulegającej amortyzacyi. Wpływa to bardzo ujemnie na koszta utrzymania majątku a więc podwyższa cenę produktów rolnych, lub utrzymania domu, a więc komornego. Tem bardziej, że stopa procentowa na 1-ym numerze jest wykładnikiem stopy procentowej na następnym numerze.

Pocóż oprócz tego amortyzować pożyczkę, która oparta jest na objekcie o wartosci nieustannie wzrastającej, jakim jest ziemia. Jeśliby była celową amortyzacya, to tylko względem pożyczek o znikającem zabezpieczeniu. Pożyczki amortyzacyjne stosowane przez nasze Tow. Kredytowe nie dają żadnych korzyści, tylko szkody. Praktyka wykazuje, iż amortyzacya pożyczek właściwie nie następuje, gdyż właściciel nieruchomości po kilku latach robi konwersyę i zaciąga nową zwiększoną pożyczkę. Na zachodzie pożyczki amortyzacyjne na ziemię są uważane obecnie za zbyt drogie.

Ponieważ obniżenie ceny komornego i ceny ziarna jest doniosłe, uważam, że pożyczki amortyzacyjne na ziemię i nieruchomości są szkodliwe.

P. *T. Ruśkiewicz.* Uzupełniając to, co p. Karpiński powiedział o bankowości, dodam, że na ziemiach polskich takie instytucye są założone. Mniej więcej przed 20 laty w Galicyi powstał t. zw. Bank Hypoteczny, którego ustawa przewiduje podobne operacye i który pośredniczy i uczestniczy we wszystkich inwestycyach, mających ogólny dobrobyt kraju na celu. Otóż o ile ziemie polskie będą zjednoczone, wtedy będziemy mogli mieć gotowy już materyał do akcyi, o której wspomniał p. Karpiński.

Następnie co do uwagi p. Drzewieckiego, że koncesyonaryusz i instytucya, która zawiera kontrakt na bardzo długi termin, nie zdają sobie sprawy z tego, jaka jest przyszłość tego kontraktu, to mogłoby to być słuszne, gdyby nie było w tym względzie praktyki i to nawet długoletniej. Są przecież takie kontrakty, których przyszłość da się liczbowo przewidzieć. Jeżeli miasto obecnie daje jakąś koncesyę, czy na oświetlenie gazowe, czy elektryczne, to można z pewną dokładnością obliczyć zyski, jakie z tego tytułu dla przedsiębiorstwa wynikną. Jestem odmiennego zdania niż p. Drzewiecki, gdyż co do tramwajów, to sprawa ta była przez nas w swoim czasie obliczana i badana. Specyalna komisya ustaliła, że tramwaje warszawskie po bardzo niedługim czasie, t. j. w ciągu 4 5 lat, powinny dać dochód brutto około 5 milionów rubli. Lata ubiegłe według danych zaczerpniętych z magistratu wykazują, że dochód brutto z eksploatacyi tramwajów miejskich wyniósł 4 miliony dziewięćset kilkadziesiąt tysięcy rubli, a zysk czysty przeszło 2 mil. rub. W przewidywaniach więc swoich co do dochodu brutto byliśmy bardzo blizcy prawdy, stwierdzonej następnie w praktyce, omyliliśmy się jedynie co do liczby czystych zysków przedsiębiorstwa, która w rzeczywistości wyniosła nie 30% jak przewidywano, lecz blizko 70% dochodów brutto, t. j. niemal wdwójnasób więcej, niż to wykazuje jakiekolwiek miasto w Europie.

P. *S. Majewski.* Pan Drzewiecki poruszył sprawę, którą pominąłem, nie chcąc zbyt długo nużyć Panów wyliczeniem tego wszystkiego, co się wiąże z kredytem długoterminowym.

Sprawa kredytu długoterminowego na hypoteki jest ściśle związana z bolączką drożyzny mieszkań. Dopóki będziemy mieli taki stan rzeczy, jaki mamy obecnie pod względem kredytu, nie możemy marzyć o tem, ażebyśmy w tym kierunku mogli mieć nawet jakąś organizacyę, bowiem Towarzystwo Kredytowe m. Warszawy, jest zbyt konserwatywne. Znam tę instytucyę bardzo dokładnie: od 30 lat mam zaszczyt tam zasiadać i zawsze prowadzę pewnego rodzaju spory z Dyrekcyą. Więc stan jest taki, że to, co p. Drzewiecki podkreślił, przedstawia się gorzej jeszcze, bo właśnie nie 50%, lecz 35% wartości przez siebie wykalkulowanej stanowią praktycznie pożyczki, pomimo, że ustawa pozwala nawet na 50%. A ustawa ta jest gorsza od ustaw wszystkich na całym świecie istniejących tego rodzaju instytucyi, wszystkie bowiem one udzielają pożyczek 60% od rzeczywistej wartosci, tutaj zaś daje się 35%, tak, że przy sprzedaży obniża się wartość nieruchomości. Że tak jest, sprawdzianem tego są licytacye, które zawsze wykazują, że na licytacyi, gdzie wogóle idzie o najniższą cenę, dom osiąga taką sumę, że otrzyma się pożyczkę 28% wartości, licząc, że szacunek niższy jest, aniżeli rzeczywista wartość domu. Tym sposobem licytacya wykazuje, że szacunek był za mały jeszcze, czyli, że jest dążność do jak najmniejszych pożyczek. To się odbywa w ten sposób, że na nieruchomości ciąży cały szereg 2, 3 i 4-tych hypotek po Towarzystwie i wszędzie Towarzystwo jest wskaźnikiem dla tych innych kredytów, ale zato biorą sobie, jak Panowie wiedzą, 6, 7 i 9, a czasem i więcej %. To jest rzeczą absolutnie niemożliwą, ażeby przy takim procencie wymagać od właściciela domu, który jest czasem poprostu tylko administratorem własnego domu, ażeby on jeszcze mógł wydobyć z domu jakiś procent normalny. Otóż mając to na względzie, również w tym statucie, o którym miałem zaszczyt powiedzieć Panom, wspomniany był jeszcze jeden dział, dział hypotek i ten dział miał na celu, ażeby nie zbaczając z wytkniętej drogi, ruszyć z miejsca tę skostniałą instytucyę, która nie chce iść naprzód pomimo, mimo iż życie i głosy publiczne ze wszystkich stron tego wymagają.

TERMODYNAMIKA CZYNNIKA.

Napisał **Leon Karasiński**.

(Dokończenie do str. 434 w № 45 i 46 r. b.)

Doprowadźmy w jakikolwiek sposób temperaturę otoczenia do $T'_0 > T$, a natychmiast równowaga cieplikowa będzie zakłócona—rozpocznie się przelew pewnej ilości cieplika na czynnik. Na tle pobrania odpowiednio dobranej ilości cieplika od ciał otaczających w czynniku zajdzie przebieg elementarny, ujawniający nowy stan cieplikowy $[p', v', T']$, przyczem $p' = p + dp$, $v' = v + dv$, $T' = T + dT$, gdzie niewątpliwie $dT > 0$, ponieważ czynnik pobrał cieplik otoczenia. Aby wyraźnie podznaczyć wszelkie możliwe poszczególne wypadki, rozpatrujemy kolejno następujące założenia:

1) Przez cały czas trwania przebiegu elementarnego zewnętrzne ciśnienie p_0 zmienia się wraz z wewnętrznem p, pozostając stale równem temu ostatniemu. W danym wypadku równowaga czynnika na tle otoczenia nie może być zakłócona, bo siły prężności, działające na powierzchnie czynnika, wzajemnie się stale znoszą, stąd niewątpliwie $dv = 0$. Mamy tu zatem do czynienia z przebiegiem przy stałej objętości właściwej, gdzie $p' = p + dp$, $v' = v$, $T' = T + dT_v$, $dC = dC_v = C_v dT_v$. W danym wypadku pobrany cieplik całkowicie obrócony zostaje w energię wewnętrzną czynnika, możemy więc napisać $dC_v = du_v$, gdzie przez du_v oznaczamy przyrost energii wewnętrznej czynnika przy stałej objętości. Tylko co opisany przebieg przy stałej objętości jest zawsze odwracalny, możemy bowiem odpowiednio, chłodząc ciała otaczające, zwrócić pobrany cieplik dC_v otoczeniu i w ten sposób sprowadzić do zera przyrosty du_v, a co za tem idzie i dp, dT_v. Z kolei załóżmy, że

2) Przez cały czas trwania przebiegu elementarnego zewnętrzne ciśnienie się nie zmienia, pozostając stale równem początkowej prężności czynnika. Stale mamy $p_0 = p$. W danym wypadku wszelki najdrobniejszy nawet przyrost prężności wewnętrznej czynnika sprawia natychmiastowe zakłócenie równowagi sił, działających na powierzchnię czynnika. W razie przewagi sił wewnętrznych cząsteczki czynnika zostaną wypchnięte poza pierwotną powierzchnię zewnętrzną czynnika, otrzymamy więc dodatni przyrost objętości $dv > 0$, połączony z oddaniem na zewnątrz pracy dodatniej $p_0\, dv > 0$. W razie przewagi zewnętrznych sił prężności cząsteczki czynnika będą wtłoczone w głąb pierwotnej powierzchni zewnętrznej czynnika: otrzyma-

my skurcz objętości, czyli przyrost objętości ujemny $dv < 0$, połączony z pobraniem z zewnątrz pracy ujemnej $- p_0\, dv < 0$. W obu wypadkach kolejna następczość zjawisk jest jednakowa: pobrany cieplik pierwotnie pomnaża wewnętrzną energię czynnika, a na tem tle powstają przyrosty prężności i temperatury czynnika. Przyrost prężności wywołuje tylko co wyjaśnione zakłócenie równowagi, połączone z pojawieniem się przyrostu objętości właściwej, poczem prężność wewnętrzna powraca w czynniku do pierwotnej swej wartości, to jest następuje zanik przyrostu prężności na tle pojawienia się przyrostu objętości właściwej. Wobec $p' = p$ mamy tu do czynienia z przebiegiem przy stałej prężności, gdzie $p' = p$, $v' = v + dv$, $T' = T + d\,T_p$, oraz $d\,C = d\,C_p = C_p\, d\,T_p$. W danym wypadku pobrany cieplik przetworzony został częściowo w pracę $A\,d\,\Pi = A\,p_0\, dv = A\,p\, dv$, częściowo zaś zużyty na podniesienie temperatury czynnika o $d\,T_p$, a więc obrócony w wewnętrzną energię czynnika. Możemy więc napisać $d\,C_p = d\,u_p + A\,p\,dv = d\,u_p + A\,d\,\Pi$. Tylko co opisany przebieg przy stałej prężności jest odwracalny, o czem z łatwością możemy się przekonać. Pobrany cieplik $d\,C_p$ przebiegu możemy zwrócić otoczeniu, chłodząc odpowiednio ciała, otaczające czynnik—na tle tej straty ujawnią się niewątpliwie odwrotne przyrosty temperatury $- d\,T_p$ i prężności. Ten ostatni przyrost wywoła zakłócenie równowagi sił prężności, działających na powierzchnię zewnętrzną czynnika, co niewątpliwie spowoduje przyrost $- dv$ a więc i pobranie pracy $- A\,d\,\Pi$ od ciał, otaczających czynnik. Załóżmy w dalszym ciągu, że:

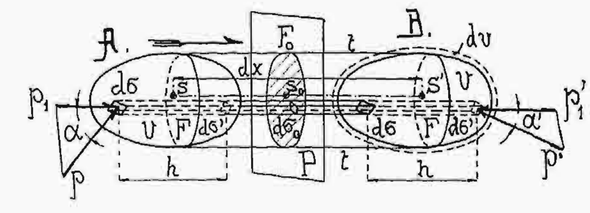
3) Przez cały czas trwania przebiegu elementarnego zewnętrzne ciśnienie zmienia się w jakikolwiek sposób w granicach swej początkowej p i końcowej wartości p', przyczem różnica $p' - p = dp$ jest nieskończenie mała, a zmiana ciśnienia odbywa się w sposób ciągły w jednym kierunku. W danym wypadku wobec braku jakichkolwiek danych, dotyczących praw zmienności ciśnienia zewnętrznego, możemy wprost przypuścić, iż przebieg rozpatrywany zachodzi zrazu przy zewnętrznem ciśnieniu stałem, równem swej początkowej wartości p, a następnie przy stałej objętości właściwej w granicach prężności zewnętrznych p i $p' = p + dp$. W ten sposób, zamiast istotnie zachodzącego przebiegu elementarnego $M\,M'$, rozpatrujemy równoznaczny mu przebieg łamany $M(M)\,M'$, ujawniający te same przyrosty. Ponieważ przebieg łamany złożony jest z przebiegów odwracalnych, zatem i rozpatrywany przebieg elementarny jest odwracalny, skoro ujawnia te same przyrosty dp, dv, $d\,T$ na tle przyrostów $d\,\Pi = p\,dv$, oraz $d\,C = du + A\,d\,\Pi$, gdzie $u = \varphi\,(p, v)$ jest funkcyą zmiennych p i v.

We wszystkich wyżej rozpatrywanych wypadkach mieliśmy do czynienia z przebiegami elementarnymi odwracalnymi—we wszystkich ciśnienie zewnętrzne równało się prężności wewnętrznej, lub różniło się od niej nieskończenie mało. Obecnie zakładamy, że:

4) W chwili rozpoczęcia przebiegu elementarnego ciśnienie początkowe zewnętrzne p opada nagłym skokiem do $p_0 < p$, różniącego się od p o wartość skończoną $\Delta p = p - p_0$, a potem przez cały czas trwania przebiegu w jakikolwiek sposób wzrasta do swej końcowej wartości $p' = p + dp$, gdzie dp jest nieskończenie mała. W danym wypadku wobec wyraźnej przewagi sił prężności wewnętrznej ujawni się dodatni przyrost objętości, połączony z oddaniem na zewnątrz pracy $\delta\,\Pi$, która będzie niewątpliwie mniejsza od $p\,dv$ wobec $p_0 < p$. Porównajmy tu otrzymany przebieg, ujawniający przyrosty dp, dv, $d\,T$ na tle przyrostów $\delta\,C$ i $\delta\,\Pi$, z elementarnym odwracalnym, ujawniającym te same przyrosty dp, dv, $d\,T$, lecz na tle przyrostów $d\,\Pi = p\,dv$ i $d\,C = du + A\,d\,\Pi$, przyczem początkowy stan cieplikowy tego samego czynnika jest jednakowy dla obu przebiegów $[p, v, T]$. Ten ostatni warunek, łącznie z tożsamością przyrostów dp i dv, daje wspólną wartość przyrostu du dla obu przebiegów. Stąd $\delta\,C = du + A\,\delta\,\Pi$, co wobec $\delta\,\Pi < d\,\Pi$ daje $\delta\,C < d\,C$. Jak rozumieć otrzymany wynik? W przebiegu odwracalnym oddaliśmy na zewnątrz najwyższą ilość pracy $d\,\Pi$, jaką daje przebieg tego typu w granicach przyrostów dp, dv, $d\,T$, ponieważ jednak dla braku dostatecznego sprzeciwu ta ilość pracy oddana na zewnątrz nie była, a pobrana przez otoczenie ilość $\delta\,\Pi$ jest mniejsza od $p\,dv$, przeto pozostała część pracy $d\,\Pi - \delta\,\Pi = \Delta\,\Pi$ pomnaża początkowo molekularną energię kinetyczną czynnika i ostatecznie na tle wewnętrznego tarcia przechodzi w cieplik, wywołując w ten sposób przyrost energii wewnętrznej czynnika, lub też, co na jedno wynosi, zmniejszając konieczną ilość cieplika z $d\,C$ na $d\,C - A\,\Delta\,\pi = \delta\,C$. Tak samo zupełnie zakładamy, że:

5) W chwili rozpoczęcia przebiegu elementarnego ciśnienie początkowe zewnętrzne p wzrasta nagłym skokiem do $p_0 > p$, różniącego się od p o wartość skończoną $\Delta p = p_0 - p$, a potem przez cały czas trwania przebiegu w jakikolwiek sposób opada do swej końcowej wartości $p' = p + dp$, gdzie dp jest nieskończenie mała. W danym wypadku wobec wyraźnej przewagi sił prężności zewnętrznej ujawni się ujemny przyrost objętości, połączony z pobraniem od otoczenia pracy $\delta\,\Pi$ ujemnej, której wartość bezwzględna będzie niewątpliwie większa od $- p\,dv$, to jest $\delta\,\Pi < + p\,dv$ wobec $p_0 > p$. Otrzymany przebieg, ujawniający przyrosty dp, dv, $d\,T$ na tle przyrostów $\delta\,\Pi$, oraz $\delta\,C$, porównamy znowu z przebiegiem odwracalnym, ujawniającym te same przyrosty na tle przyrostów $d\,C = du + A\,d\,\Pi$, oraz $d\,\Pi = p\,dv$, przyczem początkowy stan cieplikowy tego samego czynnika jest jednakowy dla obu przebiegów $[p, v, T]$. Stąd mamy znowu $\delta\,C = du + A\,\delta\,\Pi$, co wobec $\delta\,\Pi < d\,\Pi$ daje $\delta\,C < d\,C$. Tutaj więc praca $d\,\Pi$ jest najmniejszą pracą, pobraną z zewnątrz, a konieczną dla dokonania przebiegu tego typu w granicach przyrostów dp, dv, $d\,T$, natomiast rzeczywiście pobrana praca $\delta\,\Pi$ posiada większą wartość bezwzględną, przeto zbywająca część tej pracy, niszcząc molekularną energię kinetyczną czynnika, przechodzi ostatecznie na tle tarcia wewnętrznego w ciepło, wywołując przyrost energii wewnętrznej czynnika, lub, co na jedno wynosi, zmniejszając konieczną ilość cieplika o $A\,\Delta\,\pi = A\,d\,\Pi - A\,\delta\,\pi$. I tu zatem mamy $d\,C = \delta\,C + A\,\Delta\,\pi$, skąd $\delta\,C < d\,C$. I tu również spotykamy molekularną energię kinetyczną czynnika, która nie ma oczywiście nic wspólnego z kinetyczną energią środka masy czynnika, a zatem ruchu samego czynnika wywołać nie może.

Oba powyżej rozpatrywane przebiegi są nieodwracalne, o czem z łatwością możemy się przekonać, zważywszy, iż samo wprowadzenie w grę czynnika energetycznego $- \delta\,C$ nie powoła ponownie do życia straconej na tarcie zewnętrzne pracy, inaczej mówiąc, nie wywoła samo przez się zjawienia przyrostu $- \Delta\,\pi$, bez którego nie otrzymamy również przyrostu $- \delta\,\Pi$, koniecznego do otrzymania odwracalności przebiegu. W obu powyższych wypadkach ciśnienie zewnętrzne różni się od wewnętrznego o wartość skończoną, zatem, biorąc pod uwagę wszystko to, cośmy wyżej wyłuszczyli, przychodzimy do wniosku, iż podane przez nas określenie odwracalności zawiera w postaci utajonej trzeci warunek odwracalności w swej treści wewnętrznej. Otrzymany wynik jest jednak jeszcze niezupełny, dotychczas bowiem rozpatrywaliśmy czynnik o nieruchomym środku masy, a więc milcząco uwzględnialiśmy poniekąd wymagania pierwszego warunku odwracalności. Aby się ich wyzbyć, rozpatrujemy element v samego czynnika, poruszający się na tle ciał otaczających, lub innych elementów tego samego czynnika z szybkością w środka masy elemen-



tu. Dwa sąsiednie położenia środka masy S odległe są więc o $S\,S' = dx = w\,dt$, a kierunek ruchu oznacza na rysunku strzałka. W pierwotnem położeniu A element podlega ciśnieniu zewnętrznemu p, w końcowem położeniu B panuje prężność p' wogóle różna od p, oraz prędkość środka masy w' różna od pierwotnej prędkości w, panującej w A. W przestrzeni po drodze od A do B prężność zmienia się w jakikolwiek sposób w granicach swych skrajnych wartości p i p', pozostając zawsze skierowaną prostopadle do powierzchni elementu, przyczem element obieramy dostatecznie szczupłych wymiarów, aby w położeniach skrajnych A, B prężność była prawie stała w granicach objętości v elementu. Stan cieplikowy czynnika w A niech będzie $[p, v, T]$, oraz $[p', v', T']$ w B; przy nieskończenie małych różnicach $dp = p' - p$, $dv = v' - v$, oraz $d\,T = T' - T$ otrzymamy elementarny przebieg $A\,B$ czynnika ruchomego, ujawniającego przyrosty dp, dv, $d\,T$, oraz $dw = w' - w$ na tle pewnych zmian energetycznych, które tu chcemy bliżej określić. W tym celu rozpatrujemy kolejno następujące założenia:

1) Przebieg $A\,B$ odbywa się prostolinijnie przy stałej obję-

tości czynnika nieważkiego. Zatem element rozpatrywany nie wykracza podczas ruchu poza granice cylindrycznej powierzchni liniowej o tworzących t, równoległych do prostej SS', a stycznych do powierzchni elementu wzdłuż przestrzennej krzywej F, która dzieli powierzchnię zewnętrzną elementu na dwie części: tylną T, składającą się z cząstek $d\sigma$, oraz przednią R, złożoną z cząstek $d\sigma'$, przyczem cząstki $d\sigma$ i $d\sigma'$, wyznaczamy w ten sposób, aby dawały wspólny rzut $d\sigma_0$ na płaszczyźnie P, prostopadłej do tworzących t. Oznaczmy przez α i α' odpowiednio kąty nachylenia powierzchni $d\sigma$ i $d\sigma'$ względem płaszczyzny P, wtedy $d\sigma\cos\alpha = d\sigma'\cos\alpha' = d\sigma_0$.

Podczas ruchu krzywa F przesuwa się równolegle do siebie o dx, tworząc w ten sposób bryłę M geometryczną, wklęsłą u końców, a wypełniającą pustą przestrzeń pomiędzy dwoma skrajnemi położeniami elementu. Przez każdy punkt tej bryły przechodzą podczas ruchu kolejno po sobie cząstki $d\sigma'$ i $d\sigma$, podległe działaniu siły prężności, panującej w tym punkcie. Cząstka $d\sigma$, pozostając pod naciskiem sił prężności działających w kierunku jej ruchu, bieży z razu po drodze h wewnątrz elementu w A, a następnie, wychodząc poza obręb zewnętrznej powierzchni elementu w A, przebiega wewnątrz bryły M drogę $dx-h$. Sprzężona z nią cząstką $d\sigma'$ z razu bieży po tej samej drodze $dx-h$ wewnątrz bryły M, a następnie, przechodząc przez powierzchnię elementu w B, przebiega w jego wnętrzu drogę h, ulegając przez ten cały czas działaniu sił prężności, sprzeciwiających się temu ruchowi. W ten sposób praca sił prężności zewnętrznej, działających na cząstki $d\sigma$ i $d\sigma'$, sprowadza się niewątpliwie do zera wewnątrz wyżej opisanej bryły M, niezależnie od prawa zmienności ciśnienia, pozostaje więc tylko praca $d\pi = -p_1\, d\sigma\, h = -p\cos\alpha\, d\sigma\, h = -p\, h\, d\sigma_0$ ujemna, bo pobrana z zewnątrz przez cząstkę $d\sigma$ na drodze h, gdzie, zgodnie z założeniem, panuje prawie stałe ciśnienie, oraz praca $d\pi' = p'_1\, d\sigma'\, h = p'\cos\alpha'\, d\sigma'\, h = p'\, h\, d\sigma_0$ dodatnia, bo oddana na zewnątrz przez cząstkę $d\sigma'$. Zatem element rozpatrywany, przechodząc z A do B, oddaje na zewnątrz pracę $dP = \Sigma(p'-p)\,h\,d\sigma_0 = (p'-p)\,\Sigma h\,d\sigma_0 = (p'-p)\,v$, ponieważ niewątpliwie $\Sigma h\, d\sigma_0 = v$, co z łatwością zauważyć się daje z rysunku. W danym wypadku praca dP jest zatem jedynym energetycznym czynnikiem mechanicznym, zakłócającym jednostajność biegu czynnika, zatem, oznaczając przez dK przyrost energii ruchu rozpatrywanego elementu czynnika, mamy $dK + dP = 0$, stąd $dK = (p-p')\,v = -v\,dp$. Dodatni przyrost energii ruchu odpowiada w danym wypadku ujemnemu przyrostowi prężności, co zresztą jest oczywiste: czynnik swą przednią częścią P powinien wkraczać w dziedzinę mniejszego ciśnienia, aby tworząca się w ten sposób różnica prężności mogła rozwinąć przyrost prędkości środka masy elementu. Otrzymany wynik nie zależy od prawa zmienności ciśnienia w głębi bryły M. Przy wszelkim układzie prężności po drodze AB ruch czynnika z A do B, gdzie panuje prężność $p' = p + dp$, nie może się odbyć przy stałej objętości bez ujawnienia przyrostu $dp_v = dp$ w samym czynniku; inaczej bowiem równowaga sił prężności, działających na powierzchnię czynnika, byłaby zakłócona, i otrzymalibyśmy przyrost objętości nie równy zeru. Pojawienie się przyrostu dp_v w czynniku możliwe jest jedynie przy równoczesnem pojawieniu się przyrostu dT_v na tle przyrostu cieplikowego $dC_v = C_v\, dT_v$, wywołującego przyrost du_v wewnętrznej energii cieplikowej czynnika, dający dp_v i dT_v. Całkowity zatem przyrost wewnętrznej energii czynnika będzie w danym wypadku $A\,dK + du_v = C_v\,dT_v - A\,v\,dp_v$. Przebieg elementarny AB czynnika ruchomego ujawnia zatem przyrosty $dp = dp_v$, $dv = 0$, $dT = dT_v$, oraz $dw = w' - w$ na tle pobranej pracy $dP_v = -v\,dp_v$, oraz cieplika $dC_v = A\,dK + du_v + A\,v\,dp_v$.

Odwrotnym nazwiemy w danym wypadku przebieg elementarny BA, ujawniający przyrosty $-dp = -dp_v$, $-dv = 0$, $-dT = -dT_v$, oraz $-dw = -w' + w$, a więc zachodzący w elemencie czynnika, biegnącym w kierunku odwrotnym od B do A przy niezmiennym układzie prężności zewnętrznych. Powtarzając całkowicie powyżej przytoczone rozumowanie, dojdziemy do przekonania, że przebieg elementarny BA, odwrotny względem poprzednio rozpatrywanego AB, ujawni tylko co wymienione przyrosty na tle przyrostów $-dP_v$, oraz $-dC_v$. Zatem przebiegi AB i BA są odwracalne. Z kolei rozpatrujemy następujące założenie:

2) Przebieg elementarny AB odbywa się wzdłuż jakiejkolwiek krzywej przy stałej objętości czynnika, podlegającego działaniu siły ciężkości, lub jakichkolwiek innych sił, przyłożonych do cząsteczek masy elementu obranego. Mimo niesłychanej różnorodności warunków ruchu, możemy jednak ryczałtowo oznaczyć przez dm pracę wyżej wspomnianych sił łącznie z pracą sił odśrodkowych ruchu po krzywej, a wtedy $dK = dm - v\,dp_v$, oraz $A\,dK + du_v = C_v\,dT_v + A\,dm - A\,v\,dp_v$. W danym wypadku otrzymujemy zatem przebieg elementarny AB przy stałej objętości, ujawniający przyrosty $dp = dp_v$, $dv = 0$, $dT = dT_v$, oraz dw, równający się geometrycznej różnicy prędkości środka masy elementu w A i B, to jest $d\overline{w} = \overline{w}' - \overline{w}$, na tle przyrostów $dP_v = dm - v\,dp_v$, oraz $dC_v = A\,dK + du_v - A\,dm + A\,v\,dp_v$. Przebieg odwrotny ujawni przyrosty odwrotne na tle $-dP_v$, $-dC_v$. I tu więc oba przebiegi są odwracalne. W wypadku ogólnym:

3) Przebieg elementarny AB odbywa się wzdłuż jakiejkolwiek krzywej drogi pod działaniem pewnych energetycznych czynników natury czysto mechanicznej lub cieplikowej. W danym wypadku rozpatrujemy zatem przebieg elementarny AB, ujawniający przyrosty dp, dv, dT, oraz $d\overline{w} = \overline{w}' - \overline{w}$ na tle cieplika δC, oraz pracy δP otoczenia. Przypuśćmy na chwilę, że czynnik, zamiast przebiegu rzeczywistego AB, wykonał przebieg, złożony ściśle w tych samych warunkach otoczenia, a mianowicie przebiegł krzywą drogę AB przy stałej objętości, a więc ujawnił przyrosty $dp_v = dp$, dT_v, oraz $d\overline{w} = \overline{w}' - \overline{w}$ na tle przyrostów dP_v i dC_v, a następnie już w położeniu B przy stałem ciśnieniu p' ujawnił dalsze przyrosty $dv_{p'} = dv$, oraz $dT_{p'} = dT - dT_v$ na tle przyrostów $dP_{p'} = p'\,dv_{p'}$, oraz $dC_{p'} = du_{p'} + A\,dP_{p'} = C_{p'}\,dT_{p'}$. Złożony przebieg AB ujawnił przeto przyrosty dp, dv, dT, oraz $d\overline{w} = \overline{w}' - \overline{w}$ na tle przyrostów $dP = dP_v + dP_{p'} = dm - v\,dp_v - p'\,dv_{p'}$, oraz $dC = dC_v + dC_{p'} = C_v\,dT_v + C_{p'}\,dT_{p'} = A\,dK + du_v + du_{p'} - A\,dP$. Tego rodzaju złożony przebieg AB jest niewątpliwie odwracalny, ponieważ oba jego przebiegi składowe są odwracalne; przeto przebieg złożony odwrotny ujawni przyrosty $-dp$, $-dv$, $-dT$, oraz $-d\overline{w} = -\overline{w}' + \overline{w}$ na tle przyrostów $-dP$, oraz $-dC$.

Możemy więc zawsze, po dokonaniu dowolnego przebiegu elementarnego AB, ujawniającego przyrosty dp, dv, dT, oraz $d\overline{w} = \overline{w}' - \overline{w}$ na tle przyrostów δC i δP, powrócić do punktu wyjścia zapomocą tylko co opisanego przebiegu złożonego BA. Stosując prawo Mayera do otrzymanego w ten sposób obiegu, możemy napisać $\delta C - dC = A\,[\delta P - dP]$. Rozpatrzmy bliżej otrzymany wynik.

Podczas dowolnego przebiegu elementarnego element czynnika odbywa drogę AB ściśle w tych samych warunkach otoczenia, w jakich odbywa drogę powrotną BA podczas przebiegu złożonego, z tego powodu praca sił zewnętrznych, przyłożonych do cząstek masy czynnika, musi mieć tę samą wartość dla obu przebiegów elementarnych, zwłaszcza, że układ mas elementu, pozostając niezmiennym podczas przebiegu złożonego BA, nieznacznej tylko ulega zmianie na tle pojawienia się nieskończenie małego przyrostu dv podczas danego przebiegu AB. Mamy zatem $\delta m - dm = 0$.

To samo zupełnie da się powiedzieć i o pracy $-v\,dp$, wyznaczonej dla obu tych przebiegów. Ta praca, jak wiemy, zależy wyłącznie od skrajnych wartości prężności zewnętrznej, musi mieć zatem tę samą wartość dla obu przebiegów elementarnych, różniąc się w obu wypadkach o nieskończenie małe wyższych rzędów. Zatem różnica $\delta P - dP$ sprowadza się ostatecznie do różnicy $\delta\Pi - d\Pi$, gdzie $d\Pi = dP_{p'} = p'\,dv_{p'} \cong p\,dv$, a $\delta\Pi$ oznacza pracę oddaną przez element czynnika otoczeniu wyłącznie na skutek ujawnienia przyrostu $dv \neq 0$ podczas danego przebiegu. Tutaj wogóle możliwe są dwa wypadki:

Wypadek pierwszy: Przez cały czas trwania przebiegu elementarnego AB ciśnienie zewnętrzne zmienia się w jakikolwiek sposób w granicach swych skrajnych wartości p i $p' = p + dp$, panujących w A i B, przyczem zmiana ciśnienia odbywa się w sposób ciągły w jednym kierunku. W danym wypadku prężność wewnętrzna czynnika nieskończenie mało różni się od prężności zewnętrznej, zatem, pomijając nieskończenie małe wyższych rzędów, będziemy mieli $\delta\Pi = p\,dv = d\Pi$, stąd $\delta P - dP = 0$, a więc i $\delta C = dC$. Rozpatrywany przebieg elementarny ujawnia przyrosty dp, dv, dT, oraz $d\overline{w} = \overline{w}' - \overline{w}$ na tle przyrostów $dP = dm - v\,dp_v - p\,dv_p$, oraz $dC = C_v\,dT_v + C_p\,dT_p = A\,dK + du_v + du_p - A\,dP$. Rozumując zupełnie w podobny sposób, dochodzimy do przekonania, iż elementarny przebieg odwrotny zachodzi na tle $-dP$, oraz $-dC$; mamy tu zatem do czynienia z przebiegami odwracalnymi.

Wypadek drugi: Bezpośrednio po wyjściu z A element wkracza w przestrzeń, gdzie ciśnienie gwałtownym skokiem zmienia swą wartość pierwotną p na p_0, różną od p o wielkość skończoną $\Delta p_0 \gtreqless 0$, potem po drodze do B w jakikolwiek sposób dobiega do swej wartości końcowej $p' = p + dp$. W danym wypadku, jakeśmy to już wyżej dowiedli, $\delta \Pi < d\Pi$, a zatem i $\delta C < dC$: rozpatrywany przebieg elementarny jest nieodwracalny, co w dostateczny sposób udowodnione zostało powyżej. Zatem ostatecznie otrzymujemy:

Twierdzenie zasadnicze: *Elementarny przebieg czynnika ruchomego jest odwracalny, skoro ujawnia przyrosty dp, dv, dT, oraz $d\overline{w} = \overline{w}' - \overline{w}$ na tle pracy $dP = dm - p\,dv - v\,dp$, oraz ciepla $dC = AdK + du_p + du_v - AdP$ otoczenia.* To określenie odwracalności zawiera również w swej treści w postaci utajonej trzeci warunek odwracalności. Możemy tu oznaczyć przez $du = du_v + du_p$, oraz przez $dvp = vdp + pdv$, zatem, zważywszy, że $di = du + Adpv$, przeto ostatecznie mamy:

Elementarny przebieg czynnika ruchomego jest odwracalny, skoro ujawnia przyrosty dp, dv, dT, oraz $d\overline{w} = \overline{w}' - \overline{w}$ na tle pracy $dP = dm - dvp$, oraz cieplika $dC = AdK + di - Adm$ otoczenia.

Jako przykład może tu służyć dysza de Lavala o poziomej podłużnej osi prostej i ściankach doskonale gładkich a cieplikowo nieprzenikliwych. Tutaj więc $dm = dC = 0$, a przebieg elementarny ujawnia przyrosty dp, dv, dT, oraz $dw = w' - w$ na tle przyrostów $dP = -dpv$, oraz $dC = AdK + di = 0$. Ponieważ *przebieg skończony, złożony z nieskończonej liczby idących po sobie elementarnych przebiegów odwracalnych, jest odwracalny*, przeto i w samym wypadku, całkując w granicach 0 i 1, mamy dla dyszy skończonej długości $\Delta P = p_0 v_0 - p_1 v_1$, oraz $A \Delta K = i_0 - i_1$. Przebieg, zachodzący w dyszy tego rodzaju, jest niewątpliwie odwracalny, o czem przekonać się możemy bezpośrednio, stawiąc poza dyszą rozprężającą wtórną dyszę tych samych ściśle wymiarów sprężającą, bo obróconą o 180^0.

Poznaliśmy więc już jedno źródło nieodwracalności elementarnego przebiegu czynnika ruchomego, kiedy mianowicie $\delta P < dP$, a co za tem idzie i $\delta C < dC$, gdzie dP i dC dotyczą wyżej określonego przebiegu złożonego, ujawniającego te same przyrosty dp, dv, dT i $d\overline{w} = \overline{w}' - \overline{w}$, co i dany przebieg. Wyżej widzieliśmy, iż w danym wypadku zachodzi przemiana wewnętrznej kinetycznej energii molekularnej w ciepło, pomnażające wewnętrzną energię czynnika, lub, co na jedno wynosi, zmniejszające konieczną ilość cieplika pobranego z zewnątrz. Zupełnie to samo ma miejsce, kiedy część energii kinetycznej dK środka masy rozpatrywanego elementu czynnika przetworzy się w ciepło na tle tarcia wewnętrznego lub zewnętrznego, zachodzącego w czynniku. W tym wypadku będziemy mieli $\delta K < dK$, a przebieg elementarny ujawni przyrosty dp, dv, dT, oraz $d\overline{w} = \overline{w}' - \overline{w}$ na tle pracy $dP = dm - dpv$, oraz cieplika $\delta C = A\delta K + du - AdP$, przyczem ponownie $\delta C < dC$, gdzie przez dC oznaczamy cieplik otoczenia, przynależny do wyżej opisanego złożonego przebiegu elementarnego, ujawniającego te same pozostałe przyrosty, co i dany przebieg. Zatem dla wszelkiego elementarnego przebiegu odwracalnego będziemy mieli $dS = dC : T = [dU - AdP] : T$, gdzie $dU = AdK + du$, a dla wszelkiego elementarnego przebiegu nieodwracalnego: $\delta S = \delta C : T = [\delta U - A\delta P] : T$, gdzie $\delta U = A\delta K + du$. Określone w ten sposób dS jest różniczką jednowartościowej funkcyi zmiennych p, v, zwanej entropią, a δS — waryacyjnym przyrostem tej funkcyi.

Mając dany jakikolwiek przebieg nieodwracalny, możemy zawsze wyznaczyć sprzężony z nim przebieg złożony, ujawniający te same przyrosty dp, dv, dT, oraz $d\overline{w} = \overline{w}' - \overline{w}$. Wartość dS, wyliczona dla tego sprzężonego przebiegu, będzie różna od δS danego przebiegu. Wyznaczoną w ten sposób wartość dS zowiemy wartością entropii, sprzężoną z δS. Dla elementarnych przebiegów odwracalnych TdS, a dla nieodwracalnych $T\delta S$ stanowią o cieplika dC oraz δC, rzeczywiście pobranym od ciał otaczających, zatem dla nieodwracalnego przebiegu elementarnego wartość dS posiada charakter wielkości urojonej. Zazwyczaj nazwę przyrostu entropii przypisują tylko różniczce dS, aczkolwiek dS i δS są tej samej natury fizycznej. Gdybyśmy mogli wyznaczyć funkcyę S w każdym poszczególnym wypadku, miałoby to pewne znaczenie, wobec jednak zupełnej nieznajomości S przyrosty dS i δS winny otrzymać równe prawa obywatelstwa. Równa się to określeniu entropii, jako funkcyi urojonej, dającej przyrost rzeczywisty, równy cieplikowi otoczenia, pobranemu przez czynnik podczas trwania przebiegu elementarnego, dzielonemu przez początkową temperaturę czynnika. W ten sposób nabywamy prawo korzystania z tablic T, S, oraz I, S, zbudowanych wyłącznie dla przebiegów odwracalnych, o ile przyjmiemy pod uwagę wyniki, podane w „Przyczynku do teoryi przemian termodynamicznych". Dotychczasowa praktyka milcząco się na nich opiera, posiłkując się, jak puklerzem, znanem twierdzeniem o przyroście entropii, które dotychczas nie było dowiedzione w całej rozciągłości.

Spróbujmy go dowieść na podstawie otrzymanych wyników.

Twierdzenie zasadnicze. *Suma przyrostów dS wszystkich czynników, uczestniczących wspólnie w pewnym zespole przebiegów, jest większa od zera przynajmniej o wartość nieskończenie małą.* Wyobraźmy sobie układ czynników o pewnych ściśle określonych stanach cieplikowych i przypuśćmy, iż w obrębie tego układu zaszły pewne przebiegi, w których uczestniczyły wyłącznie tylko czynniki układu. Wśród przebiegów rozpatrywanych mogą być wogóle przebiegi elementarne, jako też i skończone. Te ostatnie możemy rozłożyć na elementarne, zatem rozpatrywany zespół przebiegów składa się wyłącznie z elementarnych ściśle określonych przebiegów, zachodzących w obrębie czynników układu. Mamy więc tu do czynienia z układem odosobnionym, w którym pewna liczba czynników oddaje ciepło lub pracę na rzecz pozostałych, przyczem energia pod żadną postacią poza obrąb układu wyjść nie może. Mamy więc koniecznie $\Sigma \delta C = \Sigma \delta P = \Sigma \delta U = 0$, gdzie znak sumy obejmuje wszystkie przebiegi elementarne, zachodzące w obrębie układu. Podzielmy całkowity zespół czynników na czynniki: „1", „2" .... „n", oddające ciepło, i na czynniki: „a", „b" .... „z", pobierające je. Cieplik δC_1 ujemny, bo oddany przez czynnik „1", może być wogóle pobrany przez wszystkie czynniki, pobierające cieplik w ilościach odpowiednio $\alpha_1 \delta C_a$, $\beta_1 \delta C_b$ .... $\omega_1 \delta C_z$ dodatnich. Możemy zatem napisać szereg równości następujących:

$$-\delta C_1 = \alpha_1 \delta C_a + \beta_1 \delta C_b + \ldots\ldots + \omega_1 \delta C_z$$

$$-\delta C_2 = \alpha_2 \delta C_a + \beta_2 \delta C_b + \ldots\ldots + \omega_2 \delta C_z$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$$

$$-\delta C_n = \alpha_n \delta C_a + \beta_n \delta C_b + \ldots\ldots + \omega_n \delta C_z$$

gdzie

$$\alpha_1 + \alpha_2 + \ldots\ldots + \alpha_n = 1$$

$$\beta_1 + \beta_2 + \ldots\ldots + \beta_n = 1$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots$$

$$\omega_1 + \omega_2 + \ldots\ldots + \omega_n = 1$$

gdzie współczynniki α_1, α_2 .... ω_n są ułamkami rzeczywistymi przy faktycznem pobraniu właściwego cieplika przez czynnik, lub mają wartość równą zeru, gdy to pobranie nie ma miejsca. Poza tem wszystkie przyrosty δC_i, gdzie $i = 1, 2 \ldots n$ z założenia są różne od zera, natomiast pewna część przyrostów δC_j, gdzie $j = a, b \ldots z$ może mieć wartości równe zeru, gdy odnośne czynniki zachowują się cieplikowo obojętnie, uczestnicząc w przebiegach li tylko czysto mechanicznie.

Początkowe temperatury czynników układu, panujące w czynnikach przed rozpoczęciem elementarnych przebiegów zespołu, oznaczamy odpowiednio przez T_i dla czynników $i = 1, 2 \ldots n$, oraz przez T_j dla czynników $j = a, b \ldots z$. Temperatury czynników T_i oddających ciepło przynajmniej o nieskończenie małą winny być wyższe od temperatur T_j czynników, uczestniczących w pobraniu oddanego cieplika, zatem możemy napisać ponownie cały szereg nierówności:

$$-\frac{\delta C_1}{T_1} < \alpha_1 \frac{\delta C_a}{T_a} + \beta_1 \frac{\delta C_b}{T_b} + \ldots\ldots + \omega_1 \frac{\delta C_z}{T_z}$$

$$-\frac{\delta C_2}{T_2} < \alpha_2 \frac{\delta C_a}{T_a} + \beta_2 \frac{\delta C_b}{T_b} + \ldots\ldots + \omega_2 \frac{\delta C_z}{T_z}$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$$

$$-\frac{\delta C_n}{T_n} < \alpha_n \frac{\delta C_a}{T_a} + \beta_n \frac{\delta C_b}{T_b} + \ldots\ldots + \omega_n \frac{\delta C_z}{T_z}$$

Skąd, dodając, mamy:

$$-\sum_{i=1}^{n} \frac{\delta C_i}{T_i} < \sum_{=a}^{z} \frac{\delta C_j}{T_j}, \quad \text{co daje}$$

$$\sum_{i=1}^{u} \frac{\delta C_i}{T_i} + \sum_{j=a}^{z} \frac{\delta C_j}{T_j} > 0,$$

to jest, inaczej mówiąc, $\sum \frac{\delta C}{T} > 0$, gdzie znak sumy rozciąga się na wszystkie elementarne przebiegi zespołu.

Wyznaczmy dla wszystkich tych przebiegów elementarnych wartości $d S$, sprzężone z δS, rozpatrując odpowiednie przebiegi złożone w sposób dokładnie wyżej określony; będziemy mieli zatem $\delta S = \frac{\delta U}{T} + A \frac{\delta P}{T}$, oraz $d S = \frac{d U}{T} + A \frac{d P}{T}$, przyczem $d U > \delta U$, oraz $d P > \delta P$. Stąd bezpośrednio mamy dla każdego przebiegu elementarnego: $d S - \delta S = \frac{d U - \delta U}{T} + A \frac{dP - \delta P}{T}$, a dla całego zespołu: $\Sigma d S - \Sigma \delta S = \Sigma \frac{d U - \delta U}{T} + \Sigma A \frac{d P - \delta P}{T}$. Tutaj zachodzić mogą dwa wypadki:

Wypadek pierwszy. Wszystkie elementarne przebiegi zespołu są odwracalne. Wtedy $d U - \delta U = 0$, oraz $d P - \delta P = 0$, zatem $\Sigma d S = \Sigma \delta S$, co daje $\Sigma d S > 0$ wobec tego, że $\Sigma \delta S > 0$.

Wypadek drugi. Choć jeden elementarny przebieg zespołu jest nieodwracalny. Wtedy $d U > \delta U$, oraz $d P > \delta P$, zatem $\Sigma d S > \Sigma \delta S$ i po dawnemu $\Sigma d S > 0$ wobec $\Sigma \delta S > 0$. W obu wypadkach więc mamy $\Sigma d S > 0$, co stanowi dowód twierdzenia.

W szczególnym wypadku może się zdarzyć, że:

1) Temperatury $T_0 = T_1 = \ldots\ldots = T_n = T + d T$, oraz temperatury $T_a = T_b = \ldots\ldots = T_b = T$.

Wtedy:

$$\sum \frac{\delta C}{T} = \sum_{i=1}^{n} \frac{\delta C_i}{T + d T} + \sum_{j=a}^{z} \frac{\delta C_j}{T} = \frac{1}{T + d T} \sum_{i=1}^{n} \delta C_i + \frac{1}{T} \sum_{j=a}^{z} \delta C_j.$$

Poza tem wobec

$$\sum \delta C = \sum_{i=1}^{n} \delta C_i + \sum_{j=a}^{z} \delta C_j = 0. \quad -\sum_{i=1}^{n} \delta C_i = \sum_{j=a}^{z} \delta C_j > 0;$$

ostatecznie mamy:

$$\sum \delta S = \sum \frac{\delta C}{T} = \left[\frac{1}{T} - \frac{1}{T + d T}\right] \sum_{j=a}^{z} \delta C_j \simeq \frac{d T}{T^2} \sum_{j=a}^{z} \delta C_j > 0.$$

Może się również zdarzyć, że

2) We wszelkiej wymianie cieplikowej uczestniczą jedynie dwa czynniki: „1“ i „a“, „2“ i „b“ ..... „n“ i „z“. Temperatury tych ciał są odpowiednio $T_1 = T_a + d T$, oraz T_a, $T_2 = T_b + d T$, oraz $T_b \ldots$, wreszcie $T_n = T_z + d T$, oraz T_z, a odpowiednie przyrosty cieplikowe: $-\delta C_1 = \delta C_a$, $-\delta C_2 = \delta C_b \ldots, -\delta C_n = d C_z$. W danym wypadku więc

$$\sum \frac{\delta C}{T} = \Sigma \delta S = \sum_{j=a}^{z} \left[\frac{1}{T_j} - \frac{1}{T_j + d T}\right] \delta C_j \cong d T \sum_{j=a}^{z} \frac{\delta C_j}{T_j^2} > 0.$$

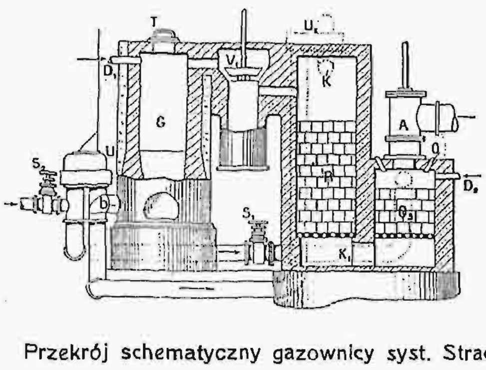
W obu tylko co rozpatrywanych wypadkach szczególnych $\Sigma \delta S$ jest zatem większa od zera o wartość nieskończenie małą porządku $\frac{d T}{T}$, w obu wypadkach zespół przebiegów daje nieskończenie małe odwartościowanie energii cieplikowej wewnątrz układu czynników. Zatem gdy wewnątrz odosobnionego układu czynników zachodzą przebiegi wyłącznie odwracalne, połączone z nieskończenie małem odwartościowaniem energii cieplikowej układu, wtedy suma przyrostów $d S$ wszystkich czynników jest nieskończenie mało większa od zera, lecz nigdy nie równa zeru!

Gaz wodny i jego znaczenie dla wytwórstwa gazu świetlnego.

(Dokończenie do str. 370 w № 37 i 38 r. b.)

Wytworzony gaz idzie do oczyszczacza, napełnionego koksem, gdzie jest przemywany wodą i ochładzany, poczem przechodzi do zbiornika. Wytwórczość na 1 *kg* koksu wynosi od 1,9 do 2,3 m^3 gazu, nie przyjmując pod uwagę rozchodu paliwa na wytwarzanie pary.

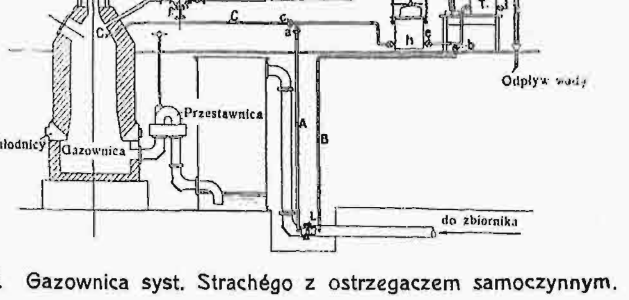
Za przykład wytwórni gazu wodnego metodą Henka niech posłuży przedstawiona na rys. 4 gazownica Strachégo.



Rys. 4. Przekrój schematyczny gazownicy syst. Strachégo.

go. Prócz właściwej gazownicy G, widzimy tu przegrzewacz R i generator pary c, zaopatrzone w przegrody z cegieł ogniotrwałych. U i U_1 są to przestawnice podobne do przedstawionych na rys. 2. Przy otwartym zaworze V_1 powietrze wpędza się przez S_2 i b, gazy wylotowe kierują się ku R, gdzie się ostatecznie spalają przy dopływie świeżego powietrza z U_1 przez K; dalej spaliny te przechodzą do C, skąd przez A do komina. Podczas okresu gazowania A i K są zamknięte, b jest połączone z przewodem gazowym zapomocą U, a para do e wchodzi rurką D_2. Wpuszczona para, przepływając pomiędzy przegrodami w c i R, przegrzewa się do wysokiej temperatury, poczem przechodzi do górnej części gazownicy. Wydzielający się gaz wodny zdąża przez b i U do swego przewodu. Według Strachégo taka instalacya daje 2 do 2,5 m^3 gazu na 1 *kg* koksu.

Jeżeli warstwa koksu jest utrzymana na odpowiedniej wysokości, jeżeli przeczyszczanie rusztów odbywa się regu-



Rys. 5. Gazownica syst. Strachégo z ostrzegaczem samoczynnym.

larnie i jeżeli dmuchania i gazowania są dobrze uregulowane, niema potrzeby obawiać się zakłóceń w biegu instalacyi. W gazownicy Dellwicka zasypuje się określoną ilość koksu po trzech lub czterech okresach gazowania. Ruszty powinny być przeczyszczane raz lub dwa razy na 24 godziny, zależnie od gatunku koksu. Ważną jest rzeczą czuwanie nad własnością otrzymywanego gazu; w tym celu obserwuje się stale palący się płomyk, zasilany świeżo wydzielającym się gazem. Jeśli płomyk wydłuża się, ciemnieje, jest to znak, że gaz zawiera zbyt wiele kwasu węglowego, i że temperatura spadła poniżej 1000°. Należy wtedy przerwać gazowanie i rozpocząć ponownie dmuchanie.