

Witold Około-Kułąk

Katedra Teorii Maszyn Ciepłych

## Dobór parametrów pary dla celów regeneracji ciepła w obszarze pary przegrzanej

Jako postulat przyjęto taki dobór parametrów pary zaczepowej z turbiny, dla którego sprawność obiegu wyposażonego w regeneracyjne podgrzewanie kondensatu będzie możliwie największa. Ekspansję pary w turbinie założono jako nieodwracalną. Po przyjęciu pewnych założeń upraszczających opracowano wytyczne doboru parametrów pary zaczepowej dla układu z centralnym zbiornikiem kondensatu. Wykazano, że w obszarze niskich ciśnień temperatury nasycenia pary zaczepowej powinny tworzyć postęp arytmetyczny, w obszarze średnich ciśnień decydujący wpływ na dobór parametrów pary grzejnej wywiera charakter krzywej ekspansji pary w turbinie.

### 1. Wstęp

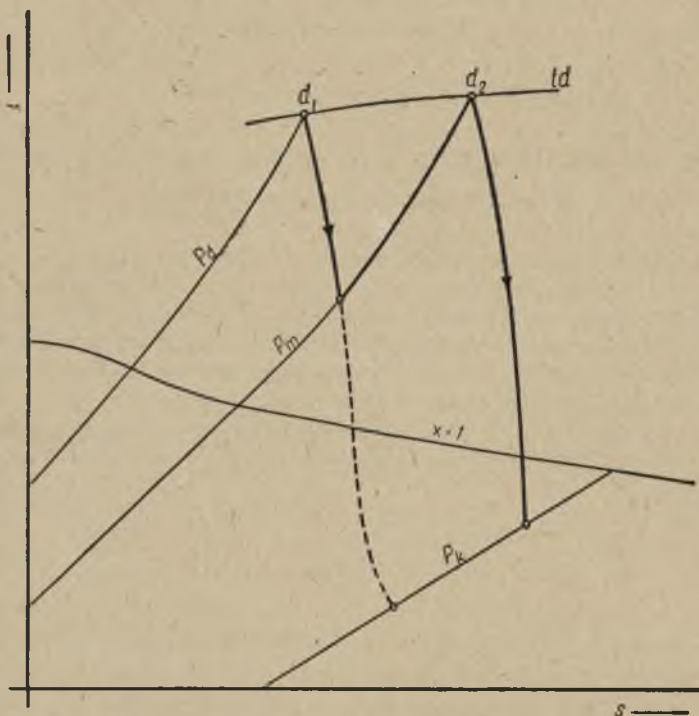
Nie trudno jest wykazać [11], że sprawność obiegu parowego ma decydujący wpływ na ekonomię gospodarczą ruchu siłowni parowej. Przyczyną tego jest fakt, że spośród kilku sprawności, których iloczyn wywiera decydujący wpływ na tzw. sprawność ekonomiczną siłowni [10], najmniejszą wartość posiada właśnie sprawność obiegu parowego. Z tego powodu usiłowania konstruktorów i teoretyków idą w kierunku opracowania sposobów zwiększania sprawności obiegu.

Najważniejszymi sposobami są: międzystopniowe przegrzewanie pary ekspandującej w turbinie oraz regeneracyjne podgrzewanie kondensatu. Ten ostatni sposób jest szczególnie prosty i dogodny w zastosowaniu, nie wywołuje bowiem zmiany parametrów ekspandującej w turbinie pary, lecz powoduje zwiększenie natężenia przepływu w wysokoprężnej części turbiny, a zmniejszenie w części niskoprężnej [10].

Wyjaśnienia szczegółowe dotyczące istoty działania regeneracji omówiono szczegółowo w pierwszej części niniejszej pracy [11], w tym miejscu wspomnimy jedynie, że regeneracyjne podgrzewanie kondensatu może spowodować znaczne oszczędności paliwa, zależne od parametrów początkowych pary, ilości zastosowanych podgrzewaczy oraz przyjętego

układu. Według Musila [9] oszczędności te wynoszą około 11% w stosunku do energii chemicznej paliwa w przypadku trójstopniowego podgrzewania kondensatu i dla ciśnienia dolotowego pary  $p_d = 105$  ata.

W siłowniach o bardzo wysokich parametrach dolotowych pary stosuje się więcej stopni podgrzania. Na przykład w siłowni Filip Sporn



Rys. 1. Przebieg krzywej ekspansji w turbinie parowej:  $d_1$  — dolot pary do części wysokoprężnej;  $d_2$  — dolot pary do części niskoprężnej po wtórnym przegrzaniu w przegrzewaczu międzystopniowym. Linia kreskowaną oznaczono ekspansję pary w części niskoprężnej bez międzystopniowego przegrzewania pary

w zespole turbinowym o mocy około 150 MW zastosowano ośmiostopniowe podgrzewanie kondensatu (przy ciśnieniu dolotowym pary 142 ata).

Przy zastosowaniu turbiny Pokoju 150 MW osiągnięto rekordową sprawności obiegu dzięki właściwie rozwiązanej regeneracji ciepła.

Należy podkreślić, że podgrzewanie kondensatu za pomocą pary jest nie tylko bardzo korzystne gospodarczo, ale również wnosi poważne dodatkowe zalety w postaci zwiększenia mocy granicznej dużych jednostek turbinowych.

Na szczególną uwagę zasługuje kwestia nieodwracalności ekspansji pary w turbinie.

Większość prac specjalnych o regeneracji ciepła w siłowniach [2], [3], [4] opiera się na założeniu izentropowej ekspansji pary w turbinie. Założenie takie jest dość ryzykowne, zmienia bowiem znacznie warunki zadania i może spowodować zasadniczą zmianę wyników końcowych w porównaniu z wynikami opartymi na postulatcie nieodwracalnej ekspansji pary w turbinie.

Przemiany rzeczywiste zachodzące w turbinie parowej są nieodwracalne. Fakt ten nie powinien być w żadnym przypadku pominięty, nierealne bowiem założenie odwracalnej (izentropowej) ekspansji pary w turbinie prowadzi do niepewnych wniosków. W przypadku rozbieżności wyników końcowych spowodowanych odrębnymi założeniami niewątpliwie bardziej poprawny wynik będzie ten, który otrzymujemy po przyjęciu zgodniejszego z rzeczywistością założenia.

W rozdziale 7 wykazemy, że wpływ nieodwracalności ekspansji pary w turbinie, szczególnie w obszarze pary przegrzanej, jest większy niż zmienność ciepła właściwego ogrzewanego kondensatu.

Jest rzeczą nader istotną, że na skutek nieodwracalności ekspansji pary w turbinie krzywa ekspansji pary odgina się znacznie w obszar pary przegrzanej (rys. 1), dzięki czemu wymiana ciepła w podgrzewaczach przebiega inaczej niż w obszarze pary mokrej.

W nowoczesnych siłowniach stosowane są duże jednostki turbinowe o bardzo wysokich parametrach dolotowych pary. W takich przypadkach jest nieuniknione zastosowanie międzystopniowego przegrzewania pary ze względów zarówno ekonomicznych, jak i ruchowych. Przegrzewanie międzystopniowe pary powoduje jeszcze znaczniejsze przesunięcie krzywej ekspansji, przenosząc ją niemal całkowicie w obszar pary przegrzanej. Wspomniane zjawisko wywiera ogromny wpływ na regenerację ciepła.

#### WAŻNIEJSZE OZNACZENIA

- $i, j, k$  — kolejne numery podgrzewaczy;
- $G_i^*, G_j^*, G_k^*$  kg/h — natężenia przepływu pary grzejnej w podgrzewaczach  $i, j, k$ ;  
 $G_d^*$  kg/h — natężenie dopływu pary do turbiny (także i kondensatu głównego);
- $g_i, g_j, g_k$  — stosunkowe pobory pary. Przez symbole te należy rozumieć stosunki:  $G_i^*/G_d^*, G_j^*/G_d^*, G_k^*/G_d^*$ ;
- $t_{s1}, t_{s2}, t_{s3}$  °C — temperatury nasycenia odpowiadające ciśnieniom  $p_1, p_2, p_3$  pary przegrzanej;
- $t_{si}, t_{sj}, t_{sk}$  °C — temperatury nasycenia pary na początku przewodów parowych doprowadzających parę do podgrzewaczy;
- $t'_{si}, t'_{sj}, t'_{sk}$  °C — temperatury nasycenia pary w podgrzewaczach po uwzględnieniu spadku ciśnienia w przewodach jw.;
- $t_{pw}, t_{kw}$  °C — temperatury: początkowa kondensatu głównego przy dolocie i przy wylocie z podgrzewaczy (symbol ogólny);

- $t_i, t_j, t_k$  °C — temperatury końcowe podgrzewania kondensatu w podgrzewaczach  $i, j, k$ ;
- $\Delta t_i, \Delta t_j, \Delta t_k$  °C — różnice temperatur pomiędzy temperaturami nasycenia  $t_{si}, t_{sj}, t_{sk}$  pary grzejącej i końcową temperaturą wody ( $t_i, t_j, t_k$ ) w podgrzewaczach;
- $i_{pi}, i_{pj}, i_{pk}$  kcal/kg — właściwe entalpie pary przegrzanej, dopływającej do podgrzewaczy;
- $p_1, p_2, p_3$  ata — ciśnienia pary przegrzanej podczas ekspansji pary w turbinie;
- $t_1, t_2, t_3$  °C — temperatury pary przegrzanej o ciśnieniach  $p_1, p_2, p_3$ .

## 2. Wymiana ciepła w podgrzewaczach

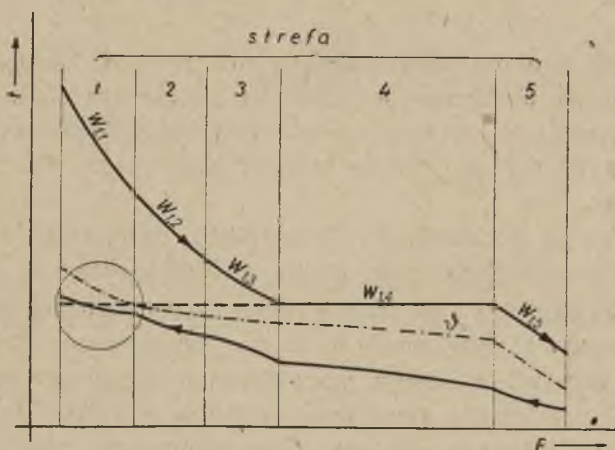
Na wstępie należy zauważyć, że zjawiska zachodzące w podgrzewaczach kondensatu są bardziej złożone w przypadku ogrzewania parą przegrzaną niż wówczas, gdy stosuje się parę moką. Przyczyną tego jest fakt, że para przegrzana jest gazem, którego stan jest niezbyt odległy od punktu rosy. Przy ochładzaniu takiej pary warunki wymiany ciepła mogą być dość zmienne. Początkowo, gdy para jest jeszcze bardzo przegrzana, temperatury ściany rur są wyższe od temperatury nasycenia  $t_s$  i para zachowuje się jak gaz. W wyniku dalszego ochłodzenia pary temperatura ściany rur obniża się poniżej temperatury nasycenia, co umożliwia kondensację pary w pobliżu ścianki. W warstewce granicznej Prandta pojawiają się kropelki cieczy, które tworzą w dalszym ciągu błonę. Warunki wymiany ciepła ulegają poważnej zmianie, współczynniki wnikania rosną bardzo poważnie osiągając rząd wielkości odpowiadający zjawisku kondensacji par. Mimo że znane są dokładnie sposoby określania współczynników wnikania zarówno od gazów, jak i od par skraplających się, to jednak przejście tych współczynników od wartości odpowiadających gazom, a więc niezbyt dużych, do wartości odpowiadających skraplającym się parom, a więc bardzo dużych — nie może zachodzić w sposób gwałtowny, np. jednym skokiem. Współczynniki te zmieniają się łagodnie i stopniowo; niestety, nie są znane jeszcze (poza pewnymi danymi doświadczalnymi) wzory ujmujące zjawisko wymiany ciepła w tej właśnie strefie.

Jak wiemy z doświadczeń, w pewnych przypadkach para przegrzana wymienia ciepło ze ścianką nawet intensywniej niż nasycona. Chodzi tu mianowicie o takie zjawisko, gdy w pobliżu ścianki rury rozwinęła się w pełni kondensacja, gdy natomiast w rdzeniu strugi płynie jeszcze para przegrzana. Dzieje się tak dlatego, że na 1 kg skraplającej się pary wydziela się oprócz ciepła parowania  $r$  kcal/kg jeszcze ciepło przegrzania  $q_p$  kcal/kg, a więc nieco więcej niż w przypadku kondensacji pary nasyconej.

W miarę ochładzania się pary przegrzanej maleje jej ciepło przegrzania  $q_p$  kcal/kg. Współczynniki wnikania ciepła także nieznacznie maleją aż do osiągnięcia wartości odpowiadających zjawisku kondensacji pary nasyconej.

W podgrzewaczach powierzchniowych występują również zjawiska przechłodzenia pary. Wpływ jednak ten jest nieznaczny i można go pominąć.

W obszarze wysokich ciśnień pary stosuje się tzw. wysokopiętne podgrzewacze. W tych przypadkach podgrzewacze są często wyposażone



Rys. 2. Przebieg temperatur pary grzejnej i kondensatu w regeneracyjnym wysokopiętnym podgrzewaczu skroplin. 1 strefa — czynnik grzejny: para przegrzana w każdym przekroju strugi; temperatura ścianki  $\theta$  jest wyższa od temperatury nasycenia pary. 2 strefa — czynnik grzejny: para przegrzana; temperatura ścianki jest niższa od temperatury nasycenia pary; przy ściance rozpoczyna się stopniowo kondensacja. 3 strefa — para przegrzana; przy ściance kondensacja pary; współczynnik wnikania ciepła od pary do ścianki osiąga największą wartość. 4 strefa — czynnik grzejny: para mokra. 5 strefa — czynnik grzejny: kondensat powstały z pary grzejnej

w dochładzaczach skroplin. W dochładzaczach wymiana ciepła odbywa się zgodnie z prawami ujmującymi przepływ ciepła od cieczy 1 poprzez ściankę rury do cieczy 2.

Na podstawie powyższych uwag można podać następujący schemat zjawisk przepływu ciepła zachodzących w podgrzewaczach powierzchniowych (rys. 2).

#### 1 Strefa:

Para przegrzana; wymiana ciepła jak w gazach; temperatura ścianki rury  $\theta$  większa od temperatury nasycenia pary.

## 2 Strefa (przejściowa):

Rdzeń strugi stanowi para przegrzana, w warstewce granicznej w pobliżu ścianki rozpoczyna się kondensacja; temperatura ścianki nieznacznie niższa od temperatury nasycenia. Zjawisko mało zbadane.

## 3 Strefa

Rdzeń strugi stanowi para przegrzana, przy ściance rury kondensat spływa w postaci błony, temperatura ściany niższa od temperatury nasycenia. Współczynnik wnikania ciepła liczy się za pomocą wzoru Nusselta, w którym w miejsce ciepła parowania  $r$  kcal/kg podstawia się sumę  $r + q_p$  kcal/kg.

## 4 Strefa

Rdzeń strugi stanowi para nasycona lub mokra, kondensat tworzy film, współczynnik wnikania ciepła oblicza się za pomocą wzoru Nusselta lub w przypadku powstania spływu burzliwego (przy większej ilości rzędów poziomych rur) za pomocą wzorów Kutateładze [1].

## 5 Strefa

Dochładzanie (w dochładzacz) kondensatu, powstałego z pary grzejnej — po obu stronach rur ciecz (woda w fazie ciekłej).

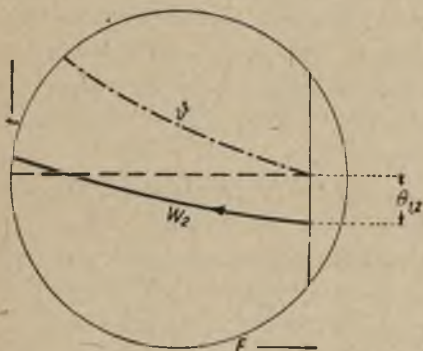
Podgrzewacz skroplin jest więc wymiennikiem ciepła złożonym, albowiem przy przejściu z jednej strefy do drugiej zmieniają się nie tylko współczynniki wnikania (a tym samym i przenikania) ciepła, lecz również i równoważnik wodny natężenia przepływu czynnika grzejnego (pary grzejnej) ulega ogromnym zmianom. Na rys. 2 przedstawiono rozkład temperatur w podgrzewaczu, wyposażonym w dochładzacz skroplin. Jak widać z rysunku, najmniejszy przyrost temperatury czynnika ogrzewanego (skroplin głównych) zachodzi w strefie 1. Przyczyną tego jest fakt, że współczynnik przenikania ciepła  $k_1$  kcal/(m<sup>2</sup>.1.°h) jest w tym obszarze najmniejszy dzięki stosunkowo małej wartości współczynnika wnikania ciepła  $\alpha_{1,1}$  kcal/(m<sup>2</sup>.1.°h). Duży wpływ ma również fakt, że równoważnik wodny natężenia przepływu czynnika grzejnego  $W_{1,1}$  kcal/(1.°h) jest w tej strefie najmniejszy dzięki stosunkowo małej wartości ciepła właściwego średniego  $c_p \Big|_{t_s}^t$  kcal/(kg.1°) pary przegrzanej [10].

Ważną rzeczą jest ustalenie przekroju, w którym czynnik ogrzewany (skropliny główne) osiąga temperaturę równą temperaturze nasycenia  $t_s$ . Dla wyjaśnienia kwestii może być pomocny rysunek 3, który stanowi wycinek (fragment) rysunku 2. Linia: kropka-kreska oznaczono przebieg temperatury ściany od strony skroplin głównych. Linia pełna przedstawiająca wykres temperatury czynnika ogrzewanego przecina linię  $t_s$  jeszcze bardziej na lewo.

Można wykazać, że w rozpatrywanym podgrzewaczu temperatura końcowa podgrzewanego kondensatu może tylko nieznacznie przewyższać

temperaturę  $t_s$ , i to tylko w tym przypadku, gdy ciśnienie pary grzejnej jest dość wysokie. Składają się na to następujące przyczyny:

a. Wartość współczynnika przenikania ciepła  $k_1$  w strefie 1, jest mała w porównaniu z wartościami  $k_3$ ,  $k_4$ ,  $k_5$ , tego współczynnika w strefach 3, 4 i 5. Wartość  $k_1$  jest zawsze mniejsza od wartości współczynnika



Rys. 3. Przebieg temperatur ścianki i kondensatu w strefie 1 (fragment rys. 2)

wnikania ciepła  $\alpha_1$ . Wartość tego ostatniego podług W. Ł. Lelczuka [6] wynosi np. 737 kcal/(m<sup>2</sup>·1°·h) przy ciśnieniu pary 39 ata i dla  $Re \approx 500\ 000$ .

b. Wartość równoważnika wodnego natężenia przepływu pary  $W_1^*$  kcal/(1°·h) jest mała w stosunku do dużej stosunkowo wartości równoważnika wodnego  $W_2^*$  kcal/(1°·h) skroplin głównych. Dzięki temu dużym spadkom temperatury  $\Delta t_1$  pary odpowiadają małe przyrosty temperatur  $\Delta t_2$  skroplin, co wynika bezpośrednio z bilansu energetycznego

$$W_1^* \cdot \Delta t_1 = W_2^* \cdot \Delta t_2.$$

c. Z powodu stosunkowo małych wartości współczynnika wnikania ciepła  $k_1$  w strefie 1, powierzchnia wymiany ciepła w tej strefie powinna być stosunkowo duża. Względy gospodarcze (konieczność oszczędzania materiału) nie pozwalają jednak na zastosowanie dostatecznie dużej powierzchni  $F_1$ .

d. Duży wpływ na wartość końcowej temperatury podgrzania kondensatu głównego (w obrębie rozpatrywanego podgrzewacza) ma również różnica temperatur  $\Theta_{1,2}$  pomiędzy parą grzejną i skroplinami na pograniczu stref 1 i 2. Zbyt duża wartość tej różnicy może nie dopuścić w ogóle do osiągnięcia przez kondensat temperatury nasycenia  $t_s$ . Wspomniana różnica temperatur z kolei zależy od współczynnika przenikania ciepła  $k_2$  w strefie 2, który jak wspomnieliśmy poprzednio zmienia się stopniowo od wartości małych do większych. W rezultacie współczynnik ten nie osiąga prawdopodobnie wystarczająco dużych wartości, a to z ko-

lei zmuszałoby do stosowania gospodarczo nie uzasadnionych zbyt dużych powierzchni  $F_2$  w strefie 2.

e. W turbinach parowych zachodzi często zjawisko zasolenia łopatek. Zjawisko to występuje szczególnie w takich miejscach, gdzie para osiąga punkt rosy. W podgrzewaczach punkt rosy jest osiągany na granicy stref 1 i 2. Możliwość powstawania osadów odbija się szczególnie niekorzystnie na wymianie ciepła: powoduje wzrost różnicy temperatur  $\Theta_{1,2}$  i obniżenie końcowej temperatury podgrzania kondensatu głównego.

Przytoczone powyżej zjawiska tłumaczą, dlaczego w podgrzewaczach powierzchniowych tak trudno jest zwiększyć temperaturę kondensatu powyżej temperatury nasycenia pary grzejnej  $t_s$ .

W celu potwierdzenia powyższych wywodów rozpatrzmy schemat cieplny siłowni Filip Sporn 150,630 MW [7] rys. 4). Spośród ośmiu zastosowanych podgrzewaczy kondensatu siedem wykonano jako powierzchniowe. Podgrzewacz pierwszy, zasilany parą o ciśnieniu 28,75 ata podgrzewa kondensat do temperatury 227 °C. Ponieważ ciśnieniu 28,75 ata odpowiada temperatura nasycenia 230,43 °C, zatem nawet w tym podgrzewaczu nie dochodzi się do  $t_s$ . W pozostałych powierzchniowych podgrzewaczach również nie osiąga się temperatur nasycenia. Różnice pomiędzy  $t_s$  i końcową temperaturą podgrzania wynoszą od 3,38° do 1,61°, jak wynika z zestawienia 1.

### Zestawienie 1

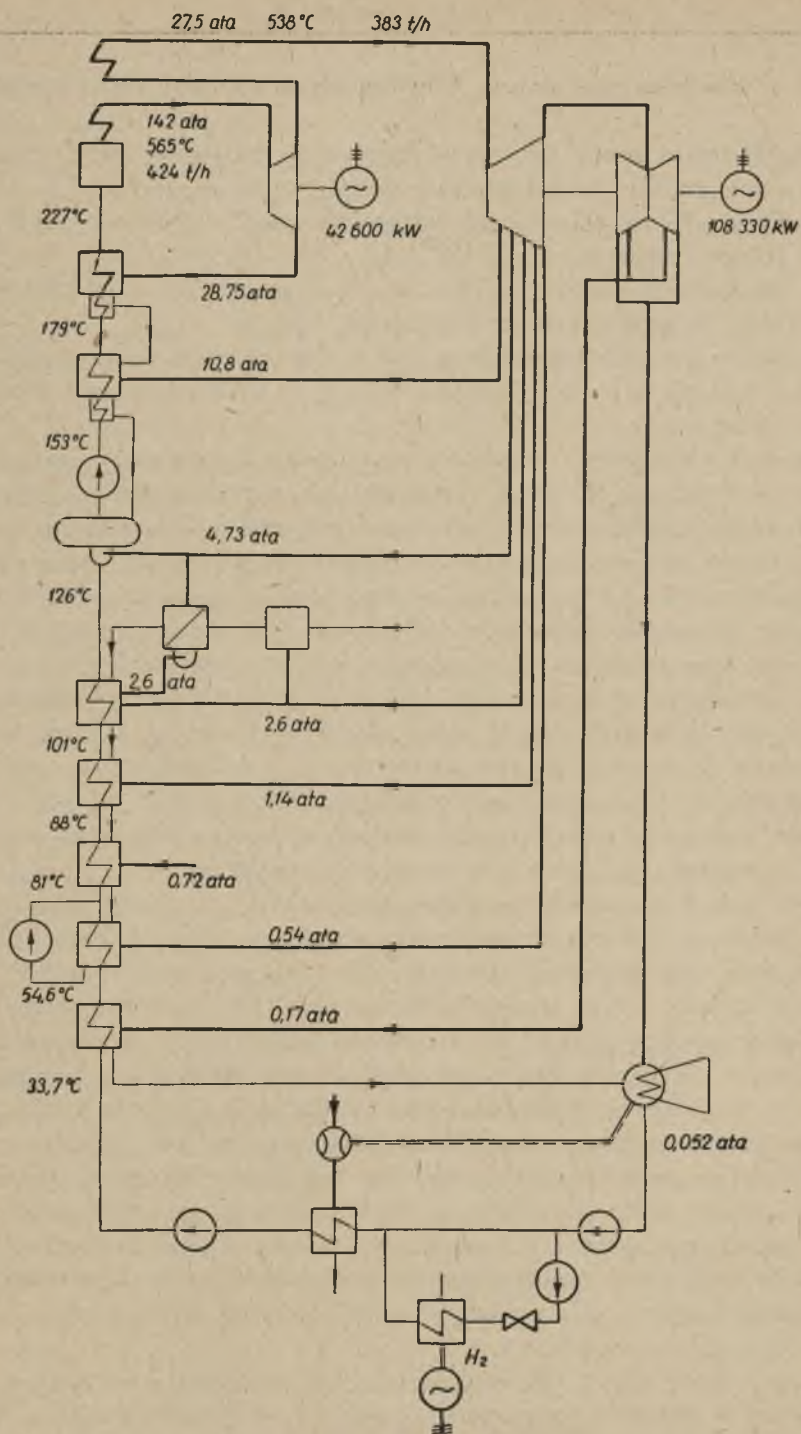
Parametry pary grzejnej i kondensatu w układzie regeneracyjnym siłowni Filip Sporn 150 MW

Nr podgrzewacza	Ciśnienie $p$ ata	Temperatura końcowa kondensatu $t_{k,i}$ °C	Różnica temperatur $t_s - t_{k,i}$
1	28,75	227	+ 3,43
2	10,8	179	+ 3,38
3 (odgazowywacz)	—	—	—
4	2,6	126	+ 2,8
5	1,14	101	+ 1,76
6	0,72	88	+ 2,17
7	0,54	81	+ 1,77
8	0,17	54,6	+ 1,61

Godne uwagi jest również to, że spośród ośmiu podgrzewaczy tylko jeden (nr 8) zasilany jest parą mokrą o ciśnieniu 0,17 ata, reszta ogrzewana jest parą przegrzaną.

Z zestawienia 1 wynika również, że różnica temperatur  $t_s - t_{k,i}$  wzrasta ze wzrostem ciśnienia pary grzejnej (z wyjątkiem podgrzewacza nr 5) choć na ogół różnice te są małe.





Rys. 4. Schemat regeneracji ciepła w turbinie 150 MW siłowni F. Sporn

### 3. Ustalenie postulatów, które powinna spełniać regeneracja

Przeglądając prace dotyczące regeneracji ciepła w siłowniach parowych stwierdzamy, że założeniami wyjściowymi mogą być:

a. Przyjęcie za główny cel osiągnięcie możliwie największej sprawności obiegu regeneracyjnego [5], [11].

b. Dążenie do osiągnięcia możliwie małego przyrostu entropii w obrębie układu podgrzewaczy kondensatu [2], [3], [4].

c. Dążenie do osiągnięcia możliwie dużego odbioru pary grzejnej z zaczepów turbiny w celu zmniejszenia ciepła oddawanego do skraplacza.

#### Metoda

Postulat osiągnięcia możliwie największej sprawności obiegu parowego (po ustaleniu końcowej temperatury regeneracyjnie podgrzanego kondensatu podyktowanej względami gospodarczo-ekonomicznymi) jest wymaganiem słusznym, pod warunkiem jednak, że wzrost sprawności obiegu parowego nie powoduje ubytku innych sprawności wchodzących w skład sprawności ekonomicznej siłowni [10]. Inaczej mówiąc należy dbać o to, aby sprawność ekonomiczna siłowni była możliwie największa przy niezmiennych pozostałych wskaźnikach techniczno-ekonomicznych. Wymaganie powyższe można zatem skonkretyzować w następujący sposób: Mając do dyspozycji ściśle określoną ilość podgrzewaczy i ich łączną powierzchnię ogrzewalną, należy dobrać w ten sposób parametry pary grzejnej czerpanej z turbiny, aby sprawność obiegu parowego wyposażonego w regenerację ciepła była możliwie największa.

Jest rzeczą zrozumiałą, że regeneracja ciepła przez podgrzewanie kondensatu powoduje wzrost natężenia przepływu pary w kotle (przy tej samej mocy turbiny) oraz zmniejszenie przepływu pary w części niskoprężnej turbiny i tym samym w skraplaczu [10]. Zjawiska te mają niewątpliwie pewien wpływ na sprawność kotła, który w przypadku zastosowania regeneracji ciepła otrzymuje wodę zasilającą o temperaturze znacznie wyższej, bo dochodzącej do 230 °C (w nowych, będących w budowie urządzeniach prawdopodobnie podgrzanie to jest znacznie wyższe). Powoduje to zmniejszenie powierzchni lub nawet zbędność spalinowego podgrzewacza wody i konieczność zastosowania podgrzewacza powietrza, w przeciwnym bowiem przypadku nie byłoby sposobu obniżenia temperatury wylotowej spalin i tym samym zmniejszenie najpoważniejszej ze strat w kotle — straty wylotowej. Wpływ ten jest jednak korzystny, jak wykażemy w rozdziale 4.

Regeneracja ciepła, jak wspomnieliśmy w rozdziale wstępnym, wpływa również dodatnio na sprawność wewnętrzną turbin dzięki zwiększeniu przepływu pary przez część wysokoprężną (przy nie zmienionej mocy). Fakt ten ma duże znaczenie w pierwszym stopniu turbiny (regula-

cyjnym), w którym sprawność w dużej mierze zależy od tzw. stopnia zasilania  $\varepsilon$ , powiększającego się pokaźnie dzięki regeneracji.

Również korzystny jest wpływ regeneracji na działanie skraplacza. Dzięki zmniejszeniu natężenia przepływu pary w skraplaczu, niezbędna powierzchnia jego rurek się zmniejsza lub przy nie zmienionej powierzchni maleje różnica temperatur między parą i wodą chłodzącą. W rezultacie efekt ten ułatwia utrzymanie należytej próżni w skraplaczu i zmniejsza w pewnym stopniu pracę pomp wody chłodzącej.

Regeneracyjne podgrzewacze kondensatu można traktować jako udoskonalenie systemu kondensacyjnego pary obiegowej (czynnika obiegowego). Są to także skraplacze (para bowiem płynąca do nich z turbiny kondensuje się w tych urządzeniach), ale działające w obrębie wyższych ciśnień i, co najważniejsze, ciepło oddawane przez parę nie jest tracone na rzecz otoczenia, jak to się dzieje w skraplaczu (via chłodnia kominowa), lecz jest transportowane z powrotem do kotła i poddawane po raz drugi procesom częściowej zamiany na pracę zachodzącym w turbinie parowej.

Rozważania powyższe wskazują na to, że działanie regeneracji nie tylko poprawia sprawność obiegu parowego, ale i wpływa korzystnie na inne urządzenia, których sprawne działanie ma wpływ na ekonomię ruchu siłowni, jak np. kocioł, skraplacz, pompy wody chłodzącej itp. Wynika stąd, że postulat osiągnięcia maksimum sprawności obiegu parowego, wyrażonego w regenerację ciepła jest żądaniem słusznym, jednoznacznym z warunkiem osiągnięcia możliwie największej (w danych warunkach) sprawności ekonomicznej siłowni.

#### Metoda b

Polega ona na przyjęciu takich parametrów pary zaczepowej czerpanej z turbiny, aby przyrost entropii czynnika w obrębie układu podgrzewaczy kondensatu był możliwie jak najmniejszy.

Ideą przewodnią jest w danym przypadku osiągnięcie możliwie najmniejszej straty pracy mechanicznej na skutek nieodwracalności zjawisk zachodzących w obrębie podgrzewaczy kondensatu.

Zgodnie z prawem Gouya-Stodoli strata pracy mechanicznej spowodowana nieodwracalnością zjawiska jest równa iloczynowi przyrostu entropii całego zjawiska  $\pi$  i temperatury otoczenia  $T_0$ .

Należy jednak podkreślić, że przyrost entropii czynnika  $\Delta S_i$ , w obrębie samych tylko podgrzewaczy nie jest równy przyrostowi entropii towarzyszącemu całemu obiegowi  $\pi_{ob}$ . Wartość  $\pi_{ob}$  powinna uwzględniać następujące zjawiska nieodwracalne:

- a) ekspansja pary w turbinie,
- b) przemiany zachodzące w smoczkach parowych,
- c) dławienie w odwadniaczach i garnkach odwadniających w układzie podgrzewaczy.

O ile przyrost entropii spowodowany przemianami b) i c) jest stosunkowo mały i można by go pominąć z powodu nikłych przepływów pary w tych urządzeniach — o tyle nie wolno zaniedbać przyrostu entropii pary w turbinie, wchodzi bowiem w grę duże natężenie przepływu pary.

Metoda b) byłaby zatem słuszna tylko dla przypadku izotropowej (adiabaticznej odwracalnej) ekspansji pary w turbinie, lecz nawet i wówczas stanowiłaby przybliżenie.

Jeśli jednak prawo Gouya-Stodoli zastosuje się do całego zjawiska, a nie tylko do pewnego jedynie fragmentu, można łatwo wykazać [11], że wówczas jednocześnie będzie spełniony warunek osiągnięcia maksimum sprawności termodynamicznej obiegu regeneracyjnego. W tym więc przypadku wytyczne metod a) i b) pokrywają się całkowicie.

#### Metoda c

Ostatnia z metod polega na dobraniu parametrów pary zaczepowej w taki sposób, aby natężenie przepływu masy tej pary  $\Sigma g_i$  w stosunku do natężenia dopływu masy pary do turbiny było możliwie największe. Metoda ta, jak łatwo wykazać [11], prowadzi zarazem do osiągnięcia maksymalnej sprawności obiegu regeneracyjnego.

Metoda c) jest dogodna w użyciu z następujących powodów:

- 1)  $\Sigma g_i$  jest czulszym wskaźnikiem skuteczności regeneracji niż  $\eta_{ob\ reg}$ .
- 2) Obliczenie stosunkowego poboru pary  $\Sigma g_i$  jest znacznie prostsze niż  $\eta_{ob\ reg}$ , z tego powodu w obliczeniach, które powtarzają się wiele razy (np. w metodzie prób statystycznych) ze stosunkowo nieznacznymi zmianami, wystarcza zazwyczaj znajomość parametru  $\Sigma g_i$ . Ten fakt skraca czas trwania obliczeń, przy czym ich dokładność jest większa, gdyż  $\Sigma g_i$  zmienia się w szerszych granicach (np. od 0 do 30%) niż sprawność obiegu.
- 3) Metoda c) posiada także aspekt dogodności pomiarowej, zarówno bowiem natężenie przepływu pary zaczepowej, jak i dolotowej może być mierzone bezpośrednio za pomocą zwęzek mierniczych.

## 4. Wpływ regeneracji na sprawność kotła

W poprzednim rozdziale wykazaliśmy, że zastosowanie regeneracji w obiegu parowym redukuje bardzo poważnie wielkość powierzchni spalinyowego podgrzewacza wody lub nawet eliminuje go całkowicie. Powstaje konieczność stosowania podgrzewacza powietrza, który obniża temperaturę spalin i tym samym utrzymuje stratę wylotową wyraźną na właściwym poziomie.

W dalszym ciągu należy jeszcze wyjaśnić wpływ podgrzewacza powietrza na sprawność kotła.

Rozważmy przypadek, gdy spalinowy podgrzewacz wody został całkowicie wyeliminowany na rzecz podgrzewacza powietrza.

W tym przypadku spaliny przed wejściem do czopucha oddają ciepło nie do wody obiegujowej, lecz do powietrza. Nie jest to jednak połączone ze stratą, podgrzane powietrze bowiem podnosi poważnie temperaturę spalania w palenisku. Wzrost temperatury spalania powoduje w dalszym ciągu zwiększenie średniej temperatury gazów w obrębie paleniska. Olbrzymia większość nowoczesnych kotłów posiada paleniska ekranowane (wyjątek stanowi kocioł Velox), w których energia promieniowania gazów i cząstek ciał stałych (np. popiół, lotny koksik) zostaje przekazywana do parującej wody krążącej w rurach ekranów. Intensywność promieniowania gazów technicznych, przede wszystkim pary wodnej i bezwodnika kwasu węglowego jest proporcjonalna do trzeciej potęgi temperatury bezwzględnej dla  $H_2O$  oraz potęgi 3,5 dla  $CO_2$ . Biorąc pod uwagę obecność ciał stałych, przede wszystkim węgla w postaci bardzo drobnych cząsteczek ([10], cz. III, str. 100), dla których emisja zgodnie z prawem Stefana-Boltzmana jest proporcjonalna do czwartej potęgi temperatury bezwzględnej, można stosować wzór

$$Q_r^* = k \cdot F \cdot \varepsilon_{\text{śc}} \left[ \left( \frac{T_{\text{pl}}}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_{\text{śc}}}{100} \right)^4 \right]$$

określający energię cieplną  $Q_r^*$ , kcal/h wymienioną pomiędzy płomieniem o temperaturze średniej  $T_{\text{pl}}$  °K i powierzchnią  $F$  m<sup>2</sup> o temperaturze  $T_{\text{śc}}$  °K. W równaniu powyższym poprawka  $k$  zależy od rodzaju paliwa, od wielkości komory paleniskowej i rodzaju paleniska, natomiast  $\varepsilon_{\text{śc}}$  oznacza zdolność emisji ściany. Wzór powyższy oparty jest na założeniu, że promieniowanie ciał stałych zawieszonych w płomieniu świecącym jest wielokrotnie większe od promieniowania gazów. Badania W. N. Timofiejewa i A. M. Gurwicza pozwalają w prosty sposób określić średnią wartość temperatury płomienia ([8, str. 192])

$$T_{\text{pl}} = \sqrt[4]{T_1^2 \cdot T_2^2}$$

Przyjmując, że temperatura  $T_2$  °K gazów przy wylocie z paleniska pozostaje bez zmiany, natomiast teoretyczna temperatura spalania  $T_1$  dzięki wprowadzeniu podgrzewacza powietrza wzrosła od  $T_1 = 1400$  °C do  $T'_1 = 1600$  °C można obliczyć procentowy wzrost wymiany ciepła spowodowany wstępnym podgrzewaniem powietrza. W tym celu obierzemy temperatury  $T_2 = 1373$  °K ( $t_2 = 1100$  °C),  $t_{\text{śc}} = 650$  °K. Po wstawieniu tych danych w powyższe wzory otrzymujemy

$$\frac{\Delta Q_r^*}{Q_r^*} = \frac{Q_r^* - Q_r^*}{Q_r^*} = \frac{T_{\text{pl}}^4 - T_{\text{pl}}^4}{T_{\text{pl}}^4 - T_{\text{śc}}^4} = \frac{66\,125 - 52\,780}{52\,780 - 1785} = 0,2616$$

Oznacza to, że wskutek podgrzania wstępnego powietrza względny wzrost wymiany ciepła wynosi 26,16% dla powyższego przykładu.

Zwiększenie wymiany ciepła przez promieniowanie jest równoznaczne z powiększeniem jednostkowej odparowalności kotła w części opromieniowanej. Jest rzeczą zrozumiałą, że zwiększona odparowalność nie tylko wpływa dodatnio na sprawność kotła, ale i powoduje zmniejszenie nakładu inwestycyjnego na zakup rur ekranowych.

Zwiększona temperatura płomienia w palenisku wnosi dodatkowe korzyści, a mianowicie: ułatwia zapłon różnego rodzaju paliw, stabilizuje proces spalania, co ma duży wpływ na działanie kotła przy małych obciążeniach, ułatwia i umożliwia odpopielanie ciekłe.

W dalszym ciągu należy jeszcze zastanowić się nad kwestią, czy koszt dużej stosunkowo powierzchni podgrzewacza powietrza nie zredukuje nadmiernie korzyści wynikających z podgrzewania powietrza. Wskutek bowiem niekorzystnych warunków wymiany ciepła (stosunkowo małe prędkości przepływu powietrza i spalin, małe odstępki pomiędzy płytami podgrzewacza uniemożliwiający powstanie ruchu burzliwego  $Re < 5000$ , małe współczynniki przewodzenia ciepła w spalinach i powietrzu) powierzchnie ogrzewalne podgrzewaczy powietrza są bardzo duże. Nie należy jednak zapominać o tym, że płyty podgrzewaczy można wykonywać z blach, których koszt jest bez porównania niższy niż rur podgrzewacza wody. Wprowadzenie regeneracji ciepła zmniejsza poważnie koszt rur, gdyż łączna powierzchnia podgrzewaczy kondensatu jest o wiele mniejsza niż spalinowego podgrzewacza wody, a to z powodu wysokich współczynników przenikania ciepła od kondensującej się pary do wody.

Orientacyjne wartości współczynnika wnikania ciepła dla wody nie wrzącej ([10], cz. III, str. 21) wynoszą średnio 800—2500, natomiast dla gazów 15 ÷ 40 kcal/(m<sup>2</sup>·1.<sup>o</sup>h). W takich samych granicach będą zawarte współczynniki przenikania ciepła dla podgrzewaczy regeneracyjnych i dla podgrzewaczy spalinowych. Ten fakt tłumaczy przyczynę oszczędności inwestycyjnych wynikających z zastosowania regeneracji.

## 5. Parametry pary grzejnej i ogrzewanego kondensatu

Kwestia wprowadzenia do obliczeń odpowiednich parametrów pary ekspandującej w turbinie nastęrcza pewne kłopoty. Krzywa ekspansji pary w turbinie zależy od konstrukcji, stopnia zużycia turbiny i, co gorsza, zmienia się w pewien sposób ze zmianą obciążenia.

W ogólności entalpia pary przegrzanej  $i_p$  (jako gazu rzeczywistego) jest funkcją dwu parametrów: ciśnienia  $p$  i temperatury  $t$

$$i_p = f(p, t) \quad (a)$$

Ponieważ jednak dla ściśle określonej krzywej ekspansji pary znamy dla pewnego obciążenia (np. dla nominalnego) zależność

$$i_p = f_1(s), \quad (b)$$

przeło za pomocą równań (a) i (b) można uzależnić entalpię pary podczas rozprężania od następujących parametrów

$$i_p = f_2(t), \quad (c)$$

$$i_p = f_3(p), \quad (d)$$

$$i_p = f_4(s). \quad (e)$$

Należy się zastanowić, które z powyższych równań nadaje się najlepiej do zastosowania.

Biorąc pod uwagę, że para zaczepowa skraplając się oddaje swe ciepło kondensatowi (w podgrzewaczach), wskutek różnicy temperatur między tymi czynnikami dochodzimy do wniosku, że najdogodniejszym sposobem ustalenia entalpii pary (lub jej ubytku  $\Delta i_p$ ) jest określenie jej jako funkcji temperatury.

Wykazaliśmy poprzednio, że temperatura ogrzania końcowego wody w podgrzewaczu zazwyczaj nie przekracza temperatury nasycenia pary  $t_s$ . Dzięki temu właśnie temperatura nasycenia pary  $t_s$  odgrywa w podgrzewaczach nierównie ważniejszą rolę niż temperatura  $t$  pary przegrzanej. Z tego właśnie powodu spadek entalpii pary  $\Delta i_p$  w obrębie podgrzewacza określimy jako funkcję temperatury nasycenia  $t_s$  pary grzejnej

$$\Delta i_p = f_5(t_s). \quad (f)$$

W celu bliższego określenia powyższej zależności założymy, że kondensat powstały z pary zaczepowej nie ochładza się dalej, lecz opuszcza podgrzewacz z temperaturą równą temperaturze nasycenia  $t_s$ . W tym przypadku spadek entalpii pary w obrębie podgrzewacza określa równanie

$$\Delta i_p = r + q_p, \quad (g)$$

gdzie  $r$  kcal/kg oznacza — ciepło parowania, natomiast  $q_p$  kcal/kg — ciepło przegrzania.

W dalszym ciągu przyjmujemy, że ciśnienie pary grzejnej w żadnym z podgrzewaczy nie przekracza około 5 at. W tym przypadku można zastosować równanie Zeunera ([10], cz. III, str. 317)

$$r = a' + b' \cdot t_s, \quad (h)$$

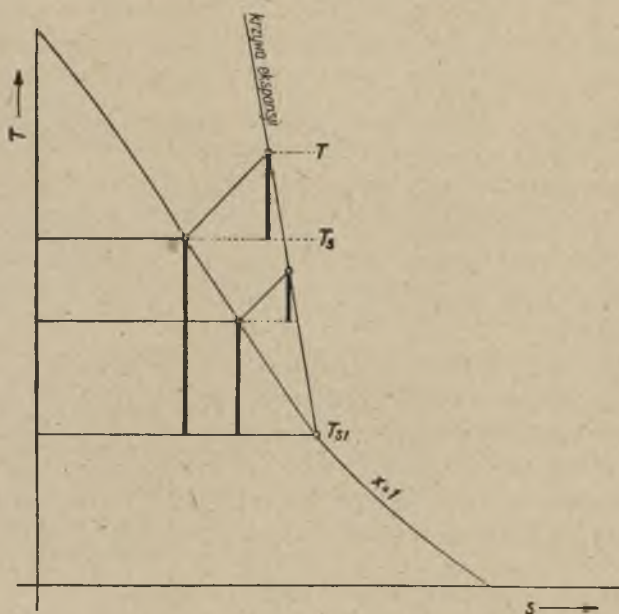
w którym  $a' = 607$  kcal/kg,  $b' = -0,708$  kcal/(kg  $\cdot$  1  $^\circ$ ).

Również i ciepło przegrzania  $q_p$  można z pewnym przybliżeniem traktować jako liniową funkcję temperatury  $t_s$

$$q_p = b'' \cdot (t_s - t_{s1}). \quad (i)$$

W równaniu powyższym  $b''$  kcal/(kg · 1°) oznacza pewien współczynnik, natomiast  $t_{s1}$  °C temperaturę odpowiadającą stanowi przecięcia krzywej ekspansji z krzywą graniczną  $x = 1$ .

Zależność (i) opiera się na uproszczeniu, iż w pobliżu linii granicznej  $x = 1$  krzywa ekspansji pary w układzie  $T, s$  niezbyt różni się od linii prostej. Po przyjęciu, że również i krzywa graniczna  $x = 1$  na rozważanym odcinku ma przebieg niemal prostoliniowy, ciepło przegrzania  $q_p$



Rys. 5. Aproxymacja do odcinków linii prostej krzywej ekspansji pary oraz linii granicznej  $x = 1$  w pobliżu ich wzajemnego przecięcia pozwala uzasadnić równanie (i) na podstawie twierdzenia Talesa

pary może być traktowane jako liniowa funkcja temperatury nasycenia  $t_s$ , ponieważ izobary pary przegrzanej w pobliżu linii granicznej można traktować również z pewnym przybliżeniem jak linie proste równoległe w pewnym wąskim obszarze ciśnień.

Jak wynika z rys. 5, zamiast odcinków  $(T - T_s)$  w równaniu (i) wprowadzamy odcinki  $(T_s - T_{s1})$ , co jest dopuszczalne, zgodnie bowiem z twierdzeniem Talesa stosunek tych odcinków jest stały.

Po uwzględnieniu równań (h) oraz (i) można równanie (g) sprowadzić do postaci

$$\Delta i_p = a + b_1 \cdot t_s; \quad (j)$$

w równaniu tym  $a$  oraz  $b_1$  są również stałe, zależne od krzywej ekspansji pary w turbinie. Do wyznaczenia tych stałych potrzebne są dwa



punkty wspomnianej krzywej. Ponieważ współczynnik  $a$  zazwyczaj jest większy od 500 kcal/kg i ponieważ  $b_1$  nie przekracza 0,13, przeto w razie potrzeby można stosować aproksymację o charakterze funkcji hiperbolicznej

$$\frac{1}{\Delta i_p} = \frac{1}{a} \cdot \left(1 - \frac{b_1}{a} \cdot t_s\right) = \frac{1}{a} \cdot (1 - b \cdot t_s), \quad (k)$$

do której dochodzimy wychodząc z równania (j) po rozwinięciu wyrażenia  $\frac{1}{\Delta i_p}$  w szereg Newtona i pominięciu wyrazów dalszych tego szeregu.

Kwestia obrania parametrów określających stan kondensatu nie nasuwa żadnych trudności. Przyrost entalpii wody  $\Delta i_w$  w przypadku przemiany izobarycznej ( $P = \text{const}$ ) można określić jako funkcję temperatury  $t_{pw}$  początkowej i  $t_{kw}$  końcowej wody

$$\Delta i_w = F(t_{pw}, t_{kw}). \quad (l)$$

Należy w tym miejscu podkreślić, iż przyjęcie końcowej temperatury  $t_{kw}$  ogrzewanego w podgrzewaczu kondensatu równej temperaturze nasycenia  $t_s$  pary grzejnej nie tylko upraszcza znacznie zadanie, lecz jednocześnie chroni od możliwości kolizji z drugą zasadą termodynamiki. Z drugiej strony założenie takie jest zgodne z wymogami gospodarczo-ekonomicznymi należytego wykorzystania materiału (rur podgrzewacza), redukuje bowiem poważnie wielkość strefy 1 podgrzewacza, w której materiał jest stosunkowo słabo wykorzystywany.

## 6. Dobór parametrów pary zaczepowej w układzie z centralnym zbiornikiem kondensatu w obszarze małych ciśnień

Układ z centralnym zbiornikiem kondensatu (rys. 6) jest szczególnie dogodny do obliczeń, jego bilans prowadzi bowiem do możliwie prostych zależności. Poza tym, jak wykażemy dalej, układ ten, w przypadku gdy stosuje się jedynie dwa zaczepy, jest równoznaczny z układem kaskadowym.

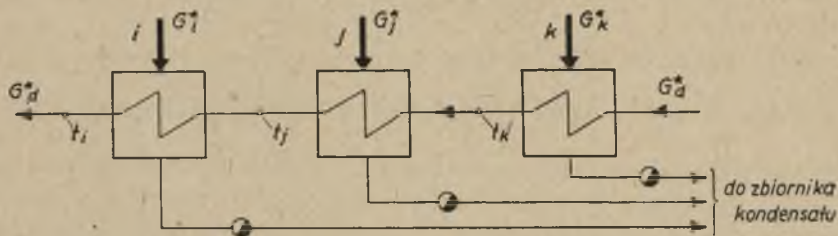
Rozważania dotyczące tego układu będziemy przeprowadzać po przyjęciu następujących założeń upraszczających:

- 1) strata ciepła na rzecz otoczenia w podgrzewaczach oraz w rurociągu kondensatu głównego jest znikoma;
- 2) stratę ciepła w rurociągach ubocznych, w zbiorniku skroplin głównych oraz w pompach kondensatu pomija się;
- 3) wartość entalpii wody może być aproksymowana za pomocą wzoru

$$i_w = \alpha + \beta \cdot t_w + \gamma \cdot t_w^2 \quad (1)$$

w którym współczynniki  $\alpha$ ,  $\beta$  i  $\lambda$  są stałe;

4) para w podgrzewaczach skrapla się całkowicie, lecz kondensat z niej powstały nie ochładza się poniżej temperatury  $t_s$  nasylenia odpowiadającej ciśnieniu tej pary;



Rys. 6. Fragment układu regeneracyjnego złożonego z 3 podgrzewaczy (i, j, k).  
Odprowadzenie kondensatu do centralnego zbiornika

5) ciepło  $\Delta i_p$  oddane przez parę grzejącą w podgrzewaczu spełnia zależność

$$\frac{1}{\Delta i_p} = \frac{1}{a} (1 - b \cdot t_s); \quad (2)$$

6) obciążenie turbiny jest niezmiennie, wówczas sprawność obiegu określa wzór [11]

$$\eta_{\text{ob}} = 1 - \frac{q_2}{q_1} + \frac{q_2}{q_1} \sum g_i, \quad (3)$$

w którym:  $q_1$  kcal/kg oznacza ciepło doprowadzone do 1 kg wody w kotle,  $q_2$  kcal/kg — ciepło oddane przez 1 kg pary w skraplaczu,

$$g_i = \frac{G_i^*}{G_d^*}; \quad (4)$$

7) temperatura końcowa kondensatu głównego w podgrzewaczu jest równa temperaturze nasylenia  $t_s$  odpowiadającej ciśnieniu pary grzejącej.

W rozważaniach naszych ograniczymy się jedynie do fragmentu układu regeneracyjnego złożonego z trzech podgrzewaczy. Podgrzewacze te oznaczymy literami i, j, k licząc od strony kotła (rys. 6).

Założymy w dalszym ciągu, że temperatury końcowe podgrzewania wody są znane w podgrzewaczach i oraz k...z, natomiast temperatura końcowa  $t_j$  kondensatu w podgrzewaczu środkowym jest poszukiwana.

Zgodnie z wytycznymi opisanymi we wstępie temperatura  $t_j$  powinna być tak obrana, aby wyrażenie  $\Sigma g_i$  osiągało swe maksimum.

W celu określenia tego maksimum tworzymy bilanse energetyczne podgrzewaczy  $i$  oraz  $j$  (rys. 6):

Bilans podgrzewacza  $i$

$$G_i^* \cdot \Delta i_{pi} = G_d^* \cdot \Delta i_{wi} . \quad (5)$$

Bilans podgrzewacza  $j$

$$G_j^* \cdot \Delta i_{pj} = G_d^* \cdot \Delta i_{wj} . \quad (6)$$

Równania powyższe można sprowadzić do postaci

$$g_i = \frac{G_i^*}{G_d^*} = \frac{\Delta i_{wi}}{\Delta i_{pi}} ,$$

$$g_j = \frac{G_j^*}{G_d^*} = \frac{\Delta i_{wj}}{\Delta i_{pj}}$$

Po dodaniu stronami tych równań otrzymamy

$$g_i + g_j = \frac{\Delta i_{wi}}{\Delta i_{pi}} + \frac{\Delta i_{wj}}{\Delta i_{pj}} . \quad (7)$$

W równaniu powyższym

$$\Delta i_{wi} = i_{wi} - i_{wj} , \quad (m)$$

$$\Delta i_{wj} = i_{wj} - i_{wk} . \quad (n)$$

Stosunkowy pobór pary  $g_k$  w podgrzewaczu  $k$  jest najzupełniej niezależny od obranej zmiennej niezależnej, tj. od temperatury końcowej  $t_j$  kondensatu, ponieważ wszystkie dalsze zaczepy liczone w kierunku skraplacza, zgodnie z założeniem, są ustalone. Dzięki temu przyrosty entalpii wody  $\Delta i_w$  oraz spadki entalpii grzejnej  $\Delta i_p$  są stałe w podgrzewaczach  $k, l, m, \dots z - 1$ . W podgrzewaczu ostatnim z spadek entalpii pary grzejnej i przyrost entalpii wody są zależne od temperatury  $t_j$  z powodu mieszania kondensatu powstałego z pary grzejnej podgrzewacza  $j$  z innymi kondensatami w zbiorniku kondensatu, w którym ustali się pewna temperatura  $t_x$ . Temperaturę  $t_x$  można obliczyć za pomocą energetycznego i masowego bilansu zbiornika. Obliczenie to jest podane w pierwszej części niniejszej pracy [11] i nie będziemy go powtarzać. Wpływ zmienności temperatury  $t_j$  na  $t_x$  jest nieznaczny z powodu małej wartości stosunkowego poboru pary  $g_j$  w podgrzewaczu  $j$ . Poza tym zależność powyższa w niczym nie wpływa na ostateczny wynik.

W świetle powyższych wywodów możemy przyjąć, że  $\Sigma g_i$  składa się z 3 części:

$$\sum_{i=i}^{i=z} g_i = \sum_{i=k}^{i=z-1} g_i + (g_i + g_j) + g_z.$$

Pierwsza suma po prawej stronie znaku równości jest całkowicie niezależna od zmiennej temperatury  $t_j$ , druga suma ujęta okrągłym nawiasem jest właściwą funkcją zmiennej  $t_j$ , ostatni zaś wyraz  $g_z$  w tak małym stopniu zależy od  $t_j$ , że można tę zależność zaniedbać.

Ostateczne zatem maksimum wyrażenia  $\Sigma g_i$  jest równoznaczne z maksimum sumy  $(g_i + g_j)$ .

Dalszym zadaniem będzie więc znalezienie maksimum  $(g_i + g_j)$  i ustalenie, w jakim stopniu zmienność ciepła właściwego wody wpływa na temperaturę  $t_j$ .

Po wprowadzeniu do równania (7) zależności (1) i (2) aproksymujących entalpię wody oraz ciepło oddane przez parę grzejną dochodzimy do zależności

$$\begin{aligned} g_i + g_j = & \frac{1}{a} \left[ \beta \cdot (t_i - t_j) + \gamma \cdot (t_i^2 - t_j^2) \right] \cdot (1 - b \cdot t_i) + \\ & + \frac{1}{a} \left[ \beta \cdot (t_j - t_k) + \gamma \cdot (t_j^2 - t_k^2) \right] \cdot (1 - b \cdot t_j). \end{aligned} \quad (7a)$$

Grupujemy osobno wyrażenia stałe (nie zawierające  $t_j$ )

$$\begin{aligned} g_i + g_j = & \frac{1}{a} \cdot \left[ \beta \cdot (t_i - t_k) + \gamma \cdot (t_i^2 - t_k^2) \right] - \\ & - \frac{b}{a} \cdot \beta \cdot \left[ t_i \cdot (t_i - t_j) + t_j \cdot (t_j - t_k) \right] - \\ & - \frac{b}{a} \cdot \gamma \cdot \left[ t_i \cdot (t_i^2 - t_j^2) + t_j \cdot (t_j^2 - t_k^2) \right]. \end{aligned} \quad (7b)$$

Pierwsze wyrażenie w nawiasie graniastym jest stałe dla przyjętych założeń. Maksimum zatem będzie zależało jedynie od dwu pozostałych. Po zróżniczkowaniu tych wyrażeń względem  $t_j$  i po przyrównaniu pierwszej pochodnej do zera otrzymamy

$$-\frac{b \cdot \beta}{a} (-t_i + 2t_j - t_k) - \frac{b \cdot \gamma}{a} \cdot (-2t_j \cdot t_i + 3t_j^2 - t_k^2) = 0 \quad (7c)$$

W przypadku gdy ciepło właściwe wody jest stałe, współczynnik  $\gamma$  staje się równy zeru. Wówczas maksimum zachodzi, gdy

$$-t_i + 2t_j - t_k = 0$$

lub

$$t_j = \frac{1}{2} (t_i + t_k). \quad (8)$$

Jak widzimy, wynik powyższy, otrzymany po założeniu ciepła właściwego wody jako wielkości nieziennej, jest identyczny jak w przypadku regeneracji ciepła w obszarze pary mokrej [11].

Jak łatwo się przekonać, rzeczywiste ciepło właściwe wody w obszarze do 100 °C zmienia się stosunkowo nieznacznie; np. przy ciśnieniu 50 ata zmienność ta nie przekracza 1%.

Zmienność średniego ciepła właściwego wody jest jeszcze mniejsza; np. przy ciśnieniu 10 ata średnie ciepło właściwe w granicach od 0 do 160 °C jest zaledwie o 0,8% większe od ciepła właściwego średniego dla zakresu temperatur od 0 do 40 °C.

Poważniejszy wzrost ciepła właściwego wody zaczyna się dopiero powyżej 200 °C.

Dla siłowni o większych mocach instalowanych temperatura końcowa regeneracyjnego podgrzewania wody zasilającej może dochodzić nawet do 230 °C i więcej [9]. Należy zatem ocenić wpływ zmienności ciepła właściwego wody w takich przypadkach.

W przypadku gdy  $\gamma > 0$  wzór (7c) dostarcza następującej zależności:

$$t_i = \frac{\beta - \gamma \cdot t_i}{3\gamma} \left( \sqrt{1 + \frac{3\gamma \cdot [\beta(t_i + t_k) + \gamma \cdot t_k^2]}{(\beta - \gamma \cdot t_i)^2}} - 1 \right). \quad (8a)$$

Wzór ten, mimo że długi i niedogodny w użyciu, nadaje się jednak do oceny wpływu zmienności ciepła właściwego wody, jak to ilustruje poniższy przykład.

#### Przykład 1

W układzie regeneracyjnym z centralnym zbiornikiem kondensatu ciśnienia pary zaczepów  $i$  oraz  $k$  wynoszą:  $p_i = 15,857$  ata ( $t_{si} = 200$  °C),  $p_k = 1,0332$  ata ( $t_{sk} = 100$  °C). Pomiedzy te zaczepty należy włączyć zaczepty  $j$  w ten sposób, aby stosunkowy pobór pary zaczepów  $g_i + g_j$  osiągnął maksimum. W obliczeniach należy uwzględnić zmienność ciepła właściwego kondensatu, którego ciśnienie wynosi 100 ata.

W celu ustalenia wartości współczynników  $\alpha$ ,  $\beta$  i  $\gamma$  w równaniu (1) obieramy temperatury: 100 °C, 150 °C i 200 °C, dla których odczytujemy z tablic entalpię wody przy ciśnieniu 100 ata:

200 °C	$i_w = 204,3$	kcal/kg
150 „	„	152,3 „
100 „	„	101,8 „

Wartość współczynnika  $\alpha$  nie jest potrzebna do dalszych obliczeń, ponieważ współczynnik ten nie występuje we wzorze (8a).

W celu wyeliminowania tego współczynnika tworzymy różnice entalpii dla pewnych temperatur  $x$  i  $y$  stosując wzór (1)

$$\Delta i_w = (t_x - t_y) \cdot [\beta + \gamma \cdot (t_x + t_y)].$$

Po podstawieniu za  $t_x$  i  $t_y$  kolejno temperatur 200 °C i 150 °C oraz 150 °C i 100 °C dochodzimy do następujących wyników:

$$\beta = 0,935, \quad \gamma = 3 \cdot 10^{-4}.$$

Podstawiając do wzoru (8a) otrzymane wartości oraz podane w temacie temperatury  $t_i = t_{si} = 200$  °C,  $t_k = t_{sk} = 100$  °C, otrzymujemy poszukiwaną temperaturę nasycenia pary zaczepu  $j$

$$t_j = 150,367 \text{ °C}.$$

Jak widzimy, temperatura ta różni się bardzo mało od średniej arytmetycznej temperatury 200 i 100 °C, tj. od 150 °C.

Pragnąc ocenić wpływ zmienności ciepła właściwego wody na wielkość stosunkowego poboru pary  $g_i + g_j$  zaczepów  $i$  oraz  $j$ , należy znać krzywą ekspansji pary w turbinie. Jeśli przebieg tej krzywej aproksymować zależnością (2), to dla dwóch stanów pary określonych parametrami  $p_1 = 30$  ata,  $t_1 = 450$  °C,  $p_2 = 6$  ata,  $t_2 = 270$  °C otrzymuje się następujące wartości współczynników  $a$  oraz  $b$ :

$$a = 550,86 \quad b = 6,63 \cdot 10^{-5}.$$

Podstawiając te wartości do wzoru (7b) otrzymujemy w przypadku pominięcia zmienności ciepła właściwego wody, tzn. gdy  $t_j = 150$  °C,

$$g_i + g_j = 0,188236.$$

Uwzględniając natomiast zmienność ciepła właściwego wody, tzn. podstawiając  $t_j = 150,367$  °C, otrzymujemy wynik różny od poprzedniego o  $2,063 \cdot 10^{-8}$ .

Oznacza to, że w układzie z centralnym zbiornikiem kondensatu wpływ ciepła właściwego wody jest niewyczuwalny dla temperatur końcowych podgrzania wody około 200 °C, mimo że zmienność tego ciepła właściwego, jak to wynika z tablicy podanej na początku tego przykładu, wynosi 3,5%.

Bardzo poważny wzrost ciepła właściwego wody w temperaturze 300 °C, bo sięgający ponad 16%, ma również stosunkowo nieznaczny wpływ na przesunięcie temperatury  $t_j$  odpowiadającej maksimum stosunkowego poboru pary grzejnej  $g_i + g_j$ . Na przykład obierając temperatury zaczepów  $i$  oraz  $k$ ,  $t_i = 300$  °C,  $t_k = 200$  °C oraz ciśnienie wody  $p_w = 100$  ata otrzymujemy następujące wartości:

$$\beta = 0,524; \quad \gamma = 1,28 \cdot 10^{-5}; \quad t_j = 251,302 \text{ °C}.$$

Odchylenie temperatury  $t_j$  od średniej arytmetycznej temperatur 300 °C i 200 °C wynosi zaledwie + 1,302°. Odpowiada to zmianie stosunkowego poboru pary, który w przypadku  $t_j = 250$  °C wynosi

$$g_i + g_j = 0,207437$$

zaledwie o  $2 \cdot 10^{-7}$ .

Przykład powyższy jest przeliczony przy założeniu, że jest spełniona zależność (2). Można bowiem przyjąć dowolny charakter krzywej ekspansji dla zbadania wpływu zmienności ciepła właściwego wody. Zmiana przebiegu krzywej ekspansji przesunie odpowiednio optimum temperatury  $t_j$ , lecz wpływ zmienności ciepła właściwego wody pozostanie tego samego rzędu.

Przykład powyższy prowadzi do następujących wniosków:

1. Wpływ zmienności ciepła właściwego wody powoduje wzrost optymalnych temperatur nasycenia pary w wyższych zaczepach. Przesunięcie to jest jednak nieznaczne, bo wartość jego w granicach podgrzania kondensatu do 200 ÷ 220 °C zależnie od ilości zaczepów nie przewyższa 0,4°.

2. Wpływ zmienności ciepła właściwego wody oddziałuje mało wyczuwalnie na wielkość stosunkowego poboru pary dla celów regeneracji. Wpływ ten jest tak nieznaczny, nawet dla temperatur do 300 °C, że może być pominięty, albowiem błędy spowodowane aproksymacją zmienności ciepła właściwego wody oraz aproksymacją krzywej ekspansji w turbinie są z pewnością większe niż np. błąd wynikający z przyjęcia metody dobierania temperatur nasycenia pary zaczepowej według postępu arytmetycznego.

Należy podkreślić, że wnioski powyższe dotyczą jedynie układu z centralnym zbiornikiem kondensatu. Układ ten, jak wiemy z poprzednich rozważań [11], jest niecelowy i nieekonomiczny.

Należy jeszcze wyjaśnić następujące kwestie:

1) Czy aproksymowana równaniem (2) zależność

$$\frac{1}{\Delta i_p} = \frac{1}{a} (1 - b \cdot t_s)$$

związana z przebiegiem nieodwracalnej ekspansji pary w turbinie nie ma zasadniczego znaczenia na dobór parametrów pary zaczepowej?

W trakcie obliczeń, zmierzających do określenia maksimum  $\Sigma g_i$  wyjaśniło się, że współczynniki  $a$  i  $b$  figurujące w równaniu (2) zostały wyługowane, czego dowodem jest równanie (8). Oznacza to, że wpływ krzywej ekspansji pary w turbinie na sposób dobierania parametrów pary zaczepowej jest nieznaczny. Należy podkreślić, że wniosek ten jest słuszny tylko dla układu z centralnym zbiornikiem kondensatu, i to tylko w obszarze niezbyt wysokich ciśnień. Zależność (2) — jak wiemy — po-

chodzi z przekształcenia aproksymacji liniowej (j) spadku entalpii pary w podgrzewaczu w aproksymację hiperboliczną (k). Przekształcenie takie jest możliwe, jak wspomnieliśmy, tylko w przypadku małych wartości współczynnika  $b$  w stosunku do wartości współczynnika  $a$ , co zachodzi tylko przy niezbyt wysokich ciśnieniach.

2) Czy zależności (j) lub (k) przyjęte jako jedne z ważniejszych założeń upraszczających nie prowadzą czasem do kolizji z drugą zasadą termodynamiki?

Zgodnie z teorematem Caratheodory ([10], cz. I, str. 135) adiabatyczne, lecz nieodwracalne zjawisko ekspansji pary w turbinie może przebiegać tylko w ten sposób, że zachodzi w dowolnym miejscu przyrost entropii pary. Ponieważ w trakcie ekspansji pary temperatura maleje, zatem  $dT_s < 0$ , oraz jednocześnie entropia pary  $s$  (kcal/kg · 1°) rośnie,  $ds > 0$ .

Z powyższych nierówności wynika warunek, który musi być spełniony na każdym, choćby najmniejszym odcinku adiabatycznej ekspansji pary w turbinie

$$\frac{ds}{dT_s} < 0. \quad (o)$$

Warunek powyższy można przedstawić w postaci nierówności

$$-\frac{\frac{b''}{c_{pp}} \cdot T_{s1}}{\frac{b''}{c_{pp}} \cdot (t_s - t_{s1}) + T_s} - \frac{a + b \cdot 273}{T_s} + 1 < 0, \quad (p)$$

do której dochodzi się na podstawie zależności

$$ds = \frac{di - Avdp}{T}$$

wprowadzając równania (g), (h), (i), (j) w nierówność (o) oraz przyjmując dla uproszczenia, że ciepło właściwe  $c_{pp}$  pary przegrzanej przy stałym ciśnieniu jest stałe.

Powyższa nierówność pozwala sprawdzić, czy dowolny odcinek ekspansji adiabatycznej pary przebiega zgodnie z teorematem Caratheodory. Na przykład dla przypadku ekspansji pary w części niskoprężnej turbiny 150 MW Filip Sporn, kontrola za pomocą powyższej nierówności dla  $T_s = 501^\circ \text{K}$  prowadzi do nierówności

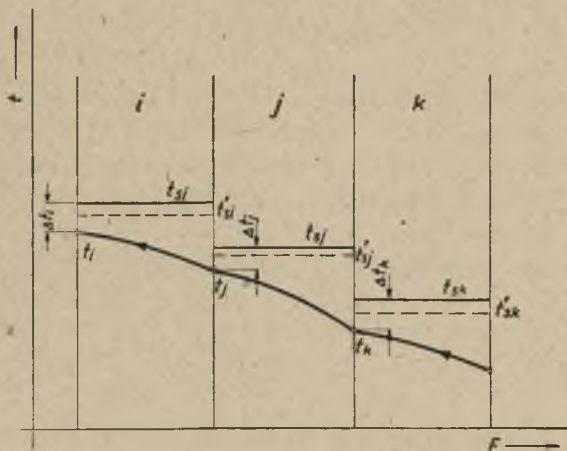
$$-1,413 < 0.$$

3) Czy pominięcie strat ciepła na rzecz otoczenia w rurociągach, podgrzewaczach i pompach kondensatu nie ma wpływu na wynik obliczeń?

Straty ciepła na rzecz otoczenia niewątpliwie zmniejszają sprawność obiegu, wpływają bowiem na zwiększenie ciepła oddanego do otocze-



nia  $q_2$  we wzorze (3), jednak nie mają żadnego wpływu na dobór parametrów pary zaczepowej, ponieważ nawet po uwzględnieniu tych strat warunków, by całkowity stosunkowy pobór pary  $\Sigma g_i$  osiągnął swe maksimum pozostaje nadal w mocy.



Rys. 7. Przebieg temperatur pary i kondensatu w trzech podgrzewaczach  $i, j, k$ ;  $t_{si}, t_{sj}, t_{sk}$  — temperatury nasycenia pary bez uwzględnienia spadku ciśnienia w rurociągu doprowadzającym;  $t'_{si}, t'_{sj}, t'_{sk}$  — temperatury nasycenia pary po uwzględnieniu spadku ciśnienia w rurociągu

4) Jedno z założeń upraszczających brzmiało: temperatura końcowa wody w podgrzewaczu osiąga wartość  $t_s$  (temperatury nasycenia pary). Ponieważ w rzeczywistości istnieje zawsze pewna różnica  $t_s - t_{kw} = 0$ , jak to wynika z zestawienia 1, wyłania się kwestia, czy wpływ ten można pominąć, czy też nie.

W celu wyjaśnienia tej sprawy powrócimy jeszcze raz do równania (7a). Wiemy już, że wpływ zmienności ciepła właściwego jest tak nieznaczny, że można go pominąć,  $\gamma = 0$ .

Zgodnie z rysunkiem 7 w wyrazie  $(1 - b \cdot t_i)$  w miejsce wielkości  $b \cdot t_i$  należy podstawić  $b \cdot t_{si} = b \cdot (t_i + \Delta t_i)$ ; również  $b t_j$  należy zastąpić przez  $b \cdot t_{sj} = b \cdot (t_j + \Delta t_j)$ , ponieważ w rozważanym przypadku założenie 7 nie jest ważne. Podstawienia te umożliwiają wprowadzenie do obliczeń różnic temperatur  $\Delta t_i, \Delta t_j$  pomiędzy temperaturą nasycenia  $t_s$  pary grzejnej i temperaturą kondensatu  $t_{kw}$  opuszczającego podgrzewacz. Po takich przeróbkach równanie (7a) przyjmuje następującą formę;

$$g_1 + g_2 = \frac{\beta}{a} \cdot (t_i - t_j) \cdot \left[ 1 - b \cdot (t_i + \Delta t_i) \right] + \frac{\beta}{a} \cdot (t_j - t_k) \cdot \left[ 1 - b \cdot (t_j + \Delta t_j) \right].$$

Po zróżniczkowaniu powyższej zależności względem zmiennej  $t_j$  i przyrównaniu pierwszej pochodnej do zera otrzymujemy zależność będącą niezbędnym warunkiem istnienia ekstremum

$$t_j = \frac{1}{2}(t_i + t_k) + \frac{1}{2}(\Delta t_i - \Delta t_j). \quad (8b)$$

W przypadku gdy różnice temperatur  $\Delta t_i$  i  $\Delta t_j$  są sobie równe, pozostaje słuszna zależność (8). W przeciwnym przypadku następuje pewne odchylenie temperatury  $t_j$  od średniej arytmetycznej temperatur  $t_i$  i  $t_k$ . Odchylenie to jednak jest nieznaczne, gdyż różnice temperatur  $\Delta t_i$  i  $\Delta t_j$  niewiele różnią się od siebie.

Jeśli w równaniu (8b) położymy zgodnie z rys. 7

$$t_i = t_{si} - \Delta t_i,$$

$$t_j = t_{sj} - \Delta t_j,$$

$$t_k = t_{sk} - \Delta t_k,$$

to otrzymamy zależność pomiędzy temperaturami nasycenia pary czerpanej z zaczeów  $i, j, k$

$$t_{sj} = \frac{1}{2}(t_{si} + t_{sk}) + \frac{1}{2}(\Delta t_j - \Delta t_k).$$

Jeżeli różnice temperatur  $\Delta t_j$  i  $\Delta t_k$  nie są znaczne, to temperatury nasycenia pary zaczeowej powinny być dobierane według prawa postępu arytmetycznego. Gdy różnice temperatur  $\Delta t_i, \Delta t_j, \dots, \Delta t_n$  są z góry założone, można w przypadku zbyt dużej rozbieżności między nimi uwzględnić ich wpływ na dobór parametrów pary zaczeowej zgodnie z równaniem (8c).

5) W obliczeniach nie zostały uzglednione spadki ciśnień w rurociągach doprowadzających parę do podgrzewaczy. Wprawdzie rurociągi te są krótkie, lecz spadki ciśnień wystąpią dzięki zmianom przekroju oraz zmianom kierunku przepływu pary na drodze turbina-podgrzewacz i dadzą się odczuć szczególnie w podgrzewaczach niskoprężnych, gdzie para posiada duże objętości właściwe. Powstaje pytanie, czy można wpływ ten uwzględnić i jak to wpłynie na dobór parametrów pary zaczeowej?

Wpływ dławienia w rurociągach parowych można uwzględnić w następujący sposób: oceniając na podstawie doświadczeń lub obliczając spadki ciśnienia w rurociągach prowadzących parę z turbiny do podgrzewacza, dla kilku różnych ciśnień konstruujemy na podstawie znanej krzywej ekspansji drugą krzywą, przesuniętą na prawo na wykresie  $i, s$  o przyrosty entropii powstałe na skutek nieodwracalnego dławienia w rurociągach. W ten sposób otrzymujemy niejako nową krzywą odzwierciedlającą krzywą ekspansji „loco podgrzewacze”. Z krzywą otrzymaną

w ten sposób postępujemy tak, jak poprzednio postępowaliśmy z krzywą ekspansji. W rezultacie spadek ciśnienia w rurociągach pary zaczepowej powoduje konieczność przesunięcia zaczepu w kierunku dolotu turbiny. Nadwyżka ta jest na ogół nieduża (około  $2^\circ$ ) i choć obniża nieznacznie sprawność obiegu, to jednak nie ma wpływu na metodę dobierania parametrów pary zaczepowej.

Należy zauważyć, że w zupełnie podobny sposób można uwzględnić wpływ straty ciepła na rzecz otoczenia w rurociągach pary zaczepowej. W tym celu obliczamy początkowo całkowitą stratę ciepła na rzecz otoczenia w rozpatrywanym rurociągu, odnosimy ją do 1 kg pary zaczepowej, po czym za pomocą wykresu  $i, s$  odnajdujemy stan pary zaczepowej na wlocie do podgrzewacza. W ten sposób powstaje nowa krzywa przedstawiająca stany pary tuż przed podgrzewaczem. Prawdopodobnie straty ciepła na rzecz otoczenia spowodują bardzo nieznaczne przesunięcie krzywej w dół, dzięki czemu można je zaniedbać, szczególnie wówczas, gdy izolacja rurociągu jest w dobrym stanie.

6) Zależność (2) aproksymująca spadek entalpii pary grzejnej w podgrzewaczu została wyprowadzona w oparciu o równanie Zeunera (h), które jest słuszne dla niezbyt dużych wartości ciśnienia. W zaczepach o wyższym ciśnieniu zależność powyższa przestaje być słuszna. Powstaje kwestia, jaki jest wpływ ciepła parowania  $r$  w obszarach ciśnień, w których zaznacza się coraz szybszy spadek  $r$  jako funkcji  $t_s$ ?

Nieliniowy przebieg  $r$  jako funkcji  $t_s$ , który rozpoczyna się powyżej około 5 ata wiąże się ściśle z doбором parametrów pary zaczepowej w obszarze nieco wyższych ciśnień. Zagadnienie to wymaga osobnego opracowania, ponieważ w obszarze tym zależności (2), (k), (j), (h) nie są wystarczająco dokładne.

## 7. Dobór parametrów pary zaczepowej w obszarze średnich ciśnień

Zgodnie z dotychczasowym doświadczeniem wprowadzamy następujące założenia:

- 1) straty ciepła na rzecz otoczenia w układzie regeneracyjnym pomija się;
- 2) straty ciśnienia w rurociągach pary zaczepowej są znikome;
- 3) ciepło właściwe wody jest stałe;
- 4) końcowa temperatura podgrzania wody w podgrzewaczach jest równa temperaturze nasycenia pary grzejnej;
- 5) obciążenie turbiny jest niezmienne;
- 6) ciepło  $\Delta i_p$  oddane przez parę grzejną w podgrzewaczu aproksymuje się zależnością

$$\frac{1}{\Delta i_p} = \frac{1}{a} \cdot (1 - b \cdot t_s + c \cdot t_s^2), \quad (9)$$

w której współczynniki  $a$ ,  $b$  oraz  $c$  są stałe.

Zależność (9) umożliwia uwzględnienie istniejącej w zakresie wyższych ciśnień nieliniowej zmienności ciepła parowania  $r$  z temperaturą  $t_s$ .

Ponieważ ciepło właściwe wody  $c_{pw}$  uważamy za stałe, przyrost entalpii wody w obrębie podgrzewaczy  $i$  oraz  $j$  wynosi

$$\Delta i_{wi} = c_{pw} \cdot (t_i - t_j) \quad (10)$$

$$\Delta i_{wj} = c_{pw} \cdot (t_j - t_k). \quad (11)$$

Zgodnie z równaniem (9) możemy ustalić dalsze potrzebne zależności:

$$\frac{1}{\Delta i_{pi}} = \frac{1}{a} (1 - b \cdot t_i + c \cdot t_i^2), \quad (12)$$

$$\frac{1}{\Delta i_{pj}} = \frac{1}{a} \cdot (1 - b \cdot t_j + c \cdot t_j^2). \quad (13)$$

Po wstawieniu równań (10), (11), (12) i (13) w równanie (7) otrzymamy

$$g_i + g_j = \frac{c_{pw}}{a} \cdot (t_i - t_j) \cdot (1 - b \cdot t_i + c \cdot t_i^2) + \\ + \frac{c_{pw}}{a} (t_j - t_k) (1 - b \cdot t_j + c \cdot t_j^2).$$

Różniczkując powyższe równanie względem zmiennej  $t_j$  i przyrównując pochodną do zera, dochodzimy do zależności

$$3 \cdot c \cdot t_j^2 - 2 \cdot (b + c \cdot t_k) \cdot t_j + b \cdot (t_i + t_k) - c \cdot t_i^2 = 0$$

lub

$$t_j = \frac{1}{3} \left( \frac{b}{c} + t_k \right) \left( 1 \pm \sqrt{1 - 3 \cdot \frac{c}{b} \cdot \frac{t_i + t_k - \frac{c}{b} \cdot t_i^2}{\left(1 + \frac{c}{b} \cdot t_k\right)^2}} \right). \quad (14)$$

Wielkość  $(g_i + g_j)$  osiąga maksimum wówczas, gdy druga pochodna powyższej sumy względem  $t_j$  jest ujemna

$$6 \cdot c \cdot t_j - 2(b + c \cdot t_k) < 0.$$

Powyższa nierówność będzie spełniona, gdy

$$t_j < \frac{1}{3} \left( \frac{b}{c} + t_k \right) \quad \text{jeśli} \quad c > 0,$$

oraz

$$t_j > \frac{1}{3} \left( \frac{b}{c} + t_k \right) \quad \text{jeśli} \quad c < 0.$$

Dla ustalenia wartości współczynników  $a$ ,  $b$  oraz  $c$  niezbędna jest znajomość  $\Delta i_p$  dla trzech różnych temperatur  $t_{s1}$ ,  $t_{s2}$  i  $t_{s3}$ . Obliczenie powyższych współczynników jest bardzo żmudne, będziemy więc dążyć do uproszczenia tego zadania.

Ponieważ według wzoru (14) określenia temperatury  $t_j$  wystarcza znajomość stosunku  $c/b$ , przeto poniżej podajemy sposób obliczenia tego stosunku.

Znając krzywą ekspansji pary w turbinie odczytujemy z wykresu  $i$ ,  $s$  entalpie  $i_{p1}$ ,  $i_{p2}$ ,  $i_{p3}$  dla trzech stanów krzywej, określonej parametrami  $p_1, t_1$ ,  $p_2, t_2$ ,  $p_3, t_3$  oraz obliczamy spadki entalpii pary w podgrzewaczach  $\Delta i_{p1}$ ,  $\Delta i_{p2}$ ,  $\Delta i_{p3}$  opierając się na założeniu 4 podanym w rozdziale 6. Z tablic parowych odczytujemy temperatury nasycenia  $t_{s1}$ ,  $t_{s2}$ ,  $t_{s3}$  odpowiadające ciśnieniom  $p_1$ ,  $p_2$ ,  $p_3$ .

Zależność aproksymowana równaniem (9) musi być spełniona dla każdej pary danych odpowiadających sobie wartości  $\Delta i_p$  i  $t_s$

$$\frac{a}{\Delta i_{p1}} = 1 - b \cdot t_{s1} + c \cdot t_{s1}^2, \quad (a)$$

$$\frac{a}{\Delta i_{p2}} = 1 - b \cdot t_{s2} + c \cdot t_{s2}^2, \quad (b)$$

$$\frac{a}{\Delta i_{p3}} = 1 - b \cdot t_{s3} + c \cdot t_{s3}^2. \quad (c)$$

Po odjęciu od siebie stronami równań (b) od (a) i (c) od (b) otrzymamy

$$a \cdot \left( \frac{1}{\Delta i_{p1}} - \frac{1}{\Delta i_{p2}} \right) = -b \cdot (t_{s1} - t_{s2}) + c \cdot (t_{s1}^2 - t_{s2}^2). \quad (d)$$

$$a \cdot \left( \frac{1}{\Delta i_{p2}} - \frac{1}{\Delta i_{p3}} \right) = -b \cdot (t_{s2} - t_{s3}) + c \cdot (t_{s2}^2 - t_{s3}^2). \quad (e)$$

Równania (d) oraz (e) umożliwiają obliczenie szukanego stosunku  $c/b$

$$\frac{c}{b} = \frac{\begin{vmatrix} -(t_{s1} - t_{s2}), & \frac{1}{\Delta i_{p1}} - \frac{1}{\Delta i_{p2}} \\ -(t_{s2} - t_{s3}), & \frac{1}{\Delta i_{p2}} - \frac{1}{\Delta i_{p3}} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} \frac{1}{\Delta i_{p1}} - \frac{1}{\Delta i_{p2}}, & t_{s1}^2 - t_{s2}^2 \\ \frac{1}{\Delta i_{p2}} - \frac{1}{\Delta i_{p3}}, & t_{s2}^2 - t_{s3}^2 \end{vmatrix}} = \frac{\begin{vmatrix} t_{s1} - t_{s2}, & u \\ t_{s2} - t_{s3}, & v \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} t_{s1}^2 - t_{s3}^2, & u \\ t_{s2}^2 - t_{s3}^2, & v \end{vmatrix}} \quad (f)$$

gdzie

$$u = (\Delta i_{p_1} - \Delta i_{p_2}) \Delta i_{p_3} \quad (g)$$

$$v = (\Delta i_{p_2} - \Delta i_{p_3}) \Delta i_{p_1}. \quad (h)$$

Równanie (9) umożliwia również uwzględnienie charakteru krzywej ekspansji pary w turbinie. Dla wyjaśnienia tego omówimy następujący przykład:

Przykład 2.

Krzywa ekspansji pary dla pewnej turbiny przebiega w ten sposób, że w trzech stanach, odpowiadających ciśnieniom  $p_1 = 10,703$  ata,  $p_2 = 4,725$  ata,  $p_3 = 1,1092$  ata, entalpie pary wynoszą  $i_1 = 804,3$  kcal/kg,  $i_2 = 752,0$  kcal/kg,  $i_3 = 683,0$  kcal/kg. Przyjmując dla uproszczenia zadania, że stany 1 i i, oraz 3 i k są identyczne (natomiast stan j nie jest bynajmniej jednoznaczny ze stanem 2) należy obliczyć parametry pary płynącej do podgrzewacza j odpowiadające maksymalnej wartości ( $g_1 + g_2$ ).

Początkowo obliczamy spadek entalpii pary  $\Delta i_p = i_p - i'$ :

$$\Delta i_{p_1} = 804,3 - 184,3 = 620 \text{ kcal/kg},$$

$$\Delta i_{p_2} = 752,0 - 150,0 = 602 \quad ,,$$

$$\Delta i_{p_3} = 683,0 - 102,11 = 581,0 \quad ,,$$

Z tablic parowych odczytujemy temperatury nasycenia  $t_s$  pary odpowiadające ciśnieniom  $p_1, p_2, p_3$ :

$$t_{s1} = 182 \text{ }^\circ\text{C}, \quad t_{s2} = 149 \text{ }^\circ\text{C}, \quad t_{s3} = 102 \text{ }^\circ\text{C}.$$

Podstawiając otrzymane wartości do wzorów (g) oraz (h) otrzymamy

$$u = (620 - 602) \cdot 581 = 10\,485 \text{ kcal}^2/\text{kg}^2,$$

$$v = (602 - 581) \cdot 620 = 13\,020 \text{ kcal}^2/\text{kg}^2.$$

Wartości powyższe umożliwiają obliczenie stosunku  $c/b$  na podstawie wzoru (f)

$$\frac{c}{b} = \frac{\begin{vmatrix} 182 - 149 & , & 10\,458 \\ 149 - 102 & , & 13\,020 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} 182^2 - 149^2 & , & 10\,458 \\ 149^2 - 102^2 & , & 13\,020 \end{vmatrix}} = -0,00326665 \quad \text{i} \quad b/c = -306,123.$$

Wstawiając otrzymane wartości do wzoru (14) otrzymujemy temperaturę  $t_j$

$$t_j = \frac{1}{3} (-306 + 102) \left( 1 - \sqrt{1 - 3(-0,003266) \frac{182 + 102 + 108,2}{(1 - 0,3332)^2}} \right),$$

$$t_j = 143,22 \text{ }^\circ\text{C} \quad \text{oraz} \quad p_j = 4,022 \text{ ata}.$$

Otrzymana temperatura nie wiele się różni od średniej arytmetycznej temperatur  $t_j$  i  $t_k$  wynoszącej  $142^\circ\text{C}$ .

W celu wykazania, jak znaczny jest wpływ przebiegu krzywej ekspansji pary w turbinie na dobór parametrów pary zaczepowej, przyjmijmy, że krzywa ekspansji bardzo nieznacznie odgina się ku górze, dzięki czemu spadek entalpii  $\Delta i_{p2}$  pary stopniowo wzrasta o 1 kcal/kg przyjmując kolejno wartości 603, 604, 605 kcal/kg. Wyniki takiego założenia ujmuje zestawienie 2.

### Zestawienie 2

#### Wpływ krzywej ekspansji pary na dobór parametrów pary zaczepowej

$\Delta i_{p2}$ kcal/kg	$c/b$ 1/1°	$t_j$ °C
602	— 0,00326665	143,22
603	— 0,0004342	142,26
604	+ 0,00073037	141,15
605	+ 0,0013633	139,98

Z zestawienia 2 wynika, że nieznaczny, bo wynoszący zaledwie  $\frac{1}{2}\%$ , wzrost spadku entalpii pary  $\Delta i_{p2}$  (od 602 do 605) kcal/kg powoduje spadek temperatury  $t_j$  o  $143,22 - 139,98 = 3,34^\circ$ , co w stosunku do przyrostu temperatury w podgrzewaczu, wynoszącego około  $40^\circ$  stanowi ponad 8%.

Obliczymy również dla powyższego przypadku średnią geometryczną temperatur  $(t_j + 273,16) = T_i$  oraz  $(t_k + 273,16) = T_k$

$$T_{sr,g} = \sqrt{(182 + 273,16)(102 + 233,16)} = 413^\circ\text{K}$$

lub

$$t_{sr,g} = 413,3 - 273,2 = 140,1^\circ\text{C}.$$

Jak widzimy, obie wartości:  $t_{sr,a} = 142^\circ\text{C}$  oraz  $t_{sr,g} = 140,1^\circ\text{C}$  leżą w obrębie wartości podanych w zestawieniu 2.

Przykład powyższy jest wymownym dowodem ogromnego wpływu charakteru krzywej ekspansji na metody doboru parametrów pary grzejnej. Nieznaczne zmiany krzywej ekspansji pary, powodujące zmianę spadku entalpii pary grzejnej w podgrzewaczu zaledwie o około 2 kcal, mogą przesunąć temperaturę nasycenia  $t_j$  pary od wartości odpowiadających średniej arytmetycznej do wartości odpowiadających średniej geometrycznej temperatur bezwzględnych  $T_i$  i  $T_k$ .

## 8. Wnioski końcowe

Rozważania przeprowadzone na przykładzie schematu z centralnym zbiornikiem kondensatu prowadzą do następujących wniosków:

1. Dobór parametrów pary w wybitnym stopniu zależy od dwu rzeczy: a) od wysokości ciśnienia pary grzejnej i b) od charakteru krzywej ekspansji pary w turbinie.

W obszarze niskich ciśnień, gdzie wpływ przebiegu krzywej ekspansji pary w turbinie jest nieznaczny, temperatury nasycenia pary zaczepowej mogą tworzyć postęp arytmetyczny.

W obszarze średnich ciśnień charakter krzywej ekspansji pary nabiera decydującego znaczenia. Dobieranie temperatur nasycenia pary grzejnej według prawa postępów arytmetycznego lub geometrycznego (w stosunku do temperatur bezwzględnych) jest tylko przybliżeniem. Dotyczy to szczególnie siłowni nowoczesnych o wysokich parametrach pary dolotowej i o dużych mocach instalowanych. W takich bowiem siłowniach stosuje się zawsze międzystopniowe przegrzewanie pary, które przesuwają końcową część krzywej ekspansji w obszar par przegrzanych.

2. Dobór parametrów pary czerpanej z turbiny powinien być przedmiotem szczegółowych studiów dla konkretnego przypadku, właściwe bowiem rozwiązanie tego problemu prowadzi do znacznych oszczędności paliwa i obniża koszty własne produkcji energii elektrycznej.

3. Wpływ zmienności ciepła właściwego wody na dobór parametrów pary grzejnej zasilającej podgrzewacze jest znikomy. Wpływ ten może być pominięty nawet wówczas, gdy końcowa temperatura podgrzewania kondensatu sięga powyżej 250 °C.

4. Spadek ciśnienia pary w rurociągach doprowadzających parę do podgrzewaczy nie wpływa na metodę dobierania parametrów pary zaczepowej w obszarze niskich ciśnień, choć może spowodować znaczne obniżenie sprawności obiegu parowego. W obszarze średnich ciśnień wpływ ten może być większy.

5. Różnice pomiędzy temperaturami nasycenia pary i wody na wylocie nie mają wpływu na dobór parametrów pary zaczepowej w przypadku, gdy różnice te są nieznaczne w każdym podgrzewaczu. Gdy warunek ten nie jest spełniony, zmienność wspomnianych różnic temperatur wpływa nieznacznie na odchylenie temperatury nasycenia  $t_{sj}$  od średniej arytmetycznej temperatur  $t_{si}$  i  $t_{sk}$  zgodnie z równaniem (8c).

Dobór parametrów pary do celów regeneracji jest nader zawiłym problemem. W trakcie wywodów było rzeczą niezbędną przyjąć dużo założeń upraszczających i po rozwiązaniu zagadnienia przedyskutować ich wpływ.



Można wykazać, że najczęściej stosowany w praktyce układ kaskadowy ma dużo podobieństwa z rozważanym układem.

Tak na przykład dla kaskady złożonej jedynie z dwu podgrzewaczy ważne są zasadnicze wywody przytoczone w poprzednich rozdziałach, choć wchodzi w grę nowe momenty wynikające z odprowadzenia kondensatu powstałego z pary grzejnej do zacze pu o niższym ciśnieniu.

Pewna grupa wniosków wyszczególnionych poprzednio jest jednak słuszna dla wszystkich układów. Do takich właśnie należy zaliczyć wnioski od 1 do 3.

Istotne różnice pomiędzy poszczególnymi układami polegają jedynie na sposobie doprowadzania kondensatów pary grzejnej do strumienia skroplin głównych. Jest rzeczą oczywistą, że np. wpływ charakteru krzywej ekspansji w obszarze średnich ciśnień będzie dominujący w dowolnym układzie. Wpływ ten bowiem nie pozostaje w żadnym związku z kwestią sposobu prowadzenia kondensatów ubocznych.

Podobnie przedstawia się sprawa ze zmiennością ciepła właściwego wody. Wpływ ten jest znikomy w obszarze niskich i średnich ciśnień i zupełnie nie ma związku z rodzajem obranego układu.

Otrzymano 20 września 1955 r.

#### BIBLIOGRAFIA

- [1] В. П. Блюдов, Конденсационные устройства паровых турбин, Москва-Ленинград 1951, Госэниздат.
- [2] Д. П. Гохштейн, К теории регенеративных паросиловых циклов. Известия В.Т.И. 1947/12.
- [3] R. E. Hansen, *Irreversibility in the Theoretical Regenerative Steam Cycle*, ASME 1946, str. 267.
- [4] Д. Д. Калафати, Регенеративные циклы паросиловых установок, Энин, Москва 1954.
- [5] П. И. Керцелли, В. Я. Рыжкин, Тепловые электрические станции, Москва Ленинград 1949.
- [6] В. Л. Лельчук, Коэффициент теплоотдачи от стенки трубы к перегретому пару высокого давления. W książce: „Пар высокого давления в энергетике”. Г.Э.И. 1950.
- [7] H. Netz, *Wärmewirtschaft*, Leipzig 1954, Teubner Verlag.
- [8] M. Michejew, *Zasady wymiany ciepła*, Warszawa 1953, PWN.
- [9] L. Musil, *Ogólne zasady projektowania elektrowni parowych*, 1954, PWT.
- [10] S. Ochęduszek, *Teoria maszyn cieplnych*, cz. I i II 1953, cz. III 1955 Warszawa PWT.
- [11] W. Około-Kuślak, *Regeneracja ciepła w siłowniach parowych*, Zeszyty Naukowe Politechniki Śląskiej „Energetyka” 1956, nr 1, PWN.
- [12] Я. М. Рубинштейн, Некоторые вопросы тепловой схемы электростанций высокого давления. W książce: „Пар высокого давления в энергетике”. Г.Э.И. 1950.