

Prof. dr hab. inż. Ryszard Bartnik,
Wydział Inżynierii Produkcji i Logistyki, Politechnika Opolska

Hierarchiczne dwuobiegowe gazowo-gazowe i gazowo-parowe elektrownie i elektrociepłownie jądrowe

z wysokotemperaturowymi reaktorami i helem oraz wodą i parą jako czynnikami obiegowymi

Celem artykułu jest przedstawienie innowacyjnych technologii energetycznych elektrowni i elektrociepłowni jądrowych, w których realizowane są dwa obiegi w układzie hierarchicznym.

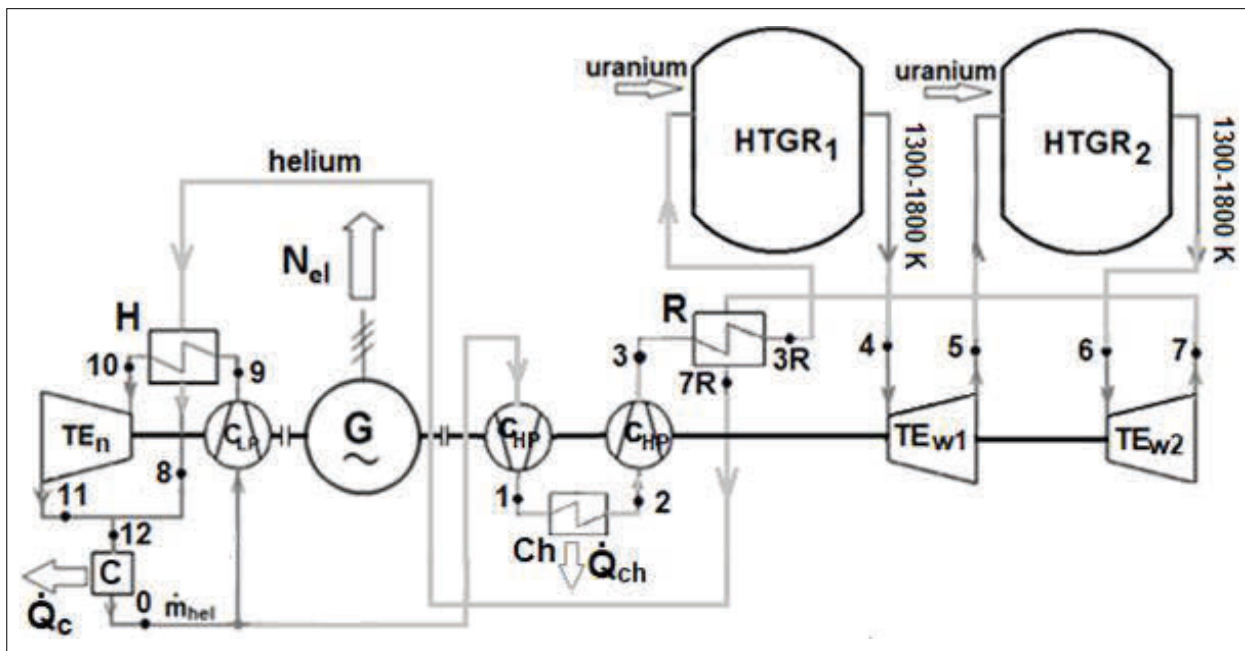
W przypadku dwuobiegowego hierarchicznego układu gazowo-gazowego są to dwa obiegi *Joule'a*. Jeden realizowany jest w zakresie temperatur wysokich, drugi w zakresie temperatur niskich (rys. 1-10).

W przypadku dwuobiegowego hierarchicznego układu gazowo-parowego jest to obieg *Joule'a* pracujący w zakresie temperatur wysokich oraz obieg *Clausiusa-Rankine'a*, pracujący w zakresie temperatur niskich. Należy przy tym zaznaczyć, że w hierarchicznych elektrowniach *gazowo-parowych* optymalne ciśnienie pary produkowanej w kotle odzyskowym zasilającej turbinę parową, tj. ciśnienie gwarantujące jej maksymalną moc, wynosi zaledwie kilka megapascali, od ok. 5,5 do ok. 10 MPa [2], a nie 25-30 MPa, jak w konwencjonalnej elektrowni niehierarchicznej, tj. w elektrowni, w której realizowany jest wyłącznie obieg *Clausiusa-Rankine'a* na parametry nadkrytyczne pary. Niskie ciśnienie bardzo istotnie zatem obniża nakłady inwestycyjne na część parową elektrowni *gazowo-parowej*, a więc także i *gazowo-parowej* jądrowej (rys. 11, 12).

Fundamentalną właściwością układów hierarchicznych jest to, że doprowadzanie do nich ciepła napędowego z zewnętrznego źródła ma miejsce wyłącznie do obiegu znajdującego się w hierarchii najwyższej, tj. do obiegu *Joule'a* pracującego w zakresie temperatur wysokich. Do pozostałych obiegów, tj. obiegów pracujących w zakresie temperatur niskich, ciepło napędowe doprowadzane jest ciepłem wyprowadzanym z tego obiegu. Dzięki temu w przedstawionych w artykule innowacyjnych układach hierarchicznych sprawność konwersji energii chemicznej paliwa na pracę mechaniczną i w konsekwencji na energię elektryczną jest bardzo istotnie większa od sprawności netto nieprzekraczającej 24% jednoobiegowych jądrowych elektrowni, w których realizowany jest cykl *Clausiusa-Rankine'a*. Jest tak dlatego, gdyż w układach hierarchicznych wykorzystywany jest istotnie większy zakres temperatur z przedziału pomiędzy temperaturą górnego źródła ciepła i temperaturą otoczenia, które stanowi dolne źródło ciepła. Innowacyjne układy hierarchiczne gazowo-gazowe i gazowo-parowe charakteryzują się także istotnie wyższą sprawnością energetyczną w porównaniu z elektrownią jądrową z reaktorem HTGR, w której realizowany jest wyłącznie jeden obieg *Joule'a* z regeneracyjnym wymiennikiem ciepła. Należy przy tym bardzo mocno zaznaczyć, że hierarchiczny układ gazowo-gazowy nie wymaga wody, co jest ogromną jego zaletą, gdyż można budować go na terenach, gdzie jej nie ma. Czynnikiem chłodzącym reaktor HTGR i obiegowym w cyklu *Joule'a* jest hel, który charakteryzuje się bardzo dobrymi właściwościami odprowadzania ciepła oraz małym przekrojem czynnym na wychwyty neutronów, a także, co ze względów bezpieczeństwa jądrowego jest szczególnie ważne, brakiem aktywności. Zastąpienie w elektrowniach jądrowych gazowo-gazowych turbiny gazowej reaktorem HTGR i turboekspanderem wysokociśnieniowym oraz helem jako czynnikiem

obiegowym [3] pozwala ponadto istotnie obniżyć koszty ich działania w porównaniu z elektrowniami, w których realizowany jest obieg *Clausiusa-Rankine'a*. Hel ma bowiem tę istotną przewagę nad spalinami i powietrzem, które są czynnikami obiegowymi kolejno w turbinie gazowej i turbosprężarce niskociśnieniowym [3], gdyż jego pojemność cieplna jest ok. 5 razy większa. Pojemność cieplna właściwa helu przy stałym ciśnieniu wynosi bowiem $c_{p,He} = 5,234$ kJ/(kgK), gdy natomiast dla spalin w turbinie gazowej i powietrza wynosi tylko $c_{p,pow} \approx c_{p,sp} \approx 1,0$ kJ/(kgK) (stosunek strumieni masy gazu ziemnego \dot{m}_{gaz}^{TG} i powietrza \dot{m}_{pow}^{KS} doprowadzanych do komory spalania turbiny gazowej wynosi zaledwie ok. $\dot{m}_{gaz}^{TG} / \dot{m}_{pow}^{KS} \approx 2 \div 3\%$ i dlatego można założyć, że $c_{p,pow} \approx c_{p,sp}$, gdyż spaliny to niemalże „czyste” powietrze). Dlatego strumień masy helu w obiegu turbosprężarek przy takich samych mocach jest ponad 5 razy mniejszy, a tym samym i ich gabaryty (również gabaryty kotła odzyskowego - rys. 11, 12) są wielokrotnie mniejsze od gabarytów turbiny gazowej i turbosprężarera w układach przedstawionych w [3], co przekłada się na zdecydowanie niższe nakłady inwestycyjne na elektrownie z rysunków 1, 4, 6, 9, 11, 12. Należy przy tym, co szalenie ważne, bardzo mocno podkreślić, że w przypadku elektrowni gazowo-gazowych „odpadają” także bardzo istotne problemy i koszty eksploatacyjne związane z gospodarką wodną obiegu parowego *Clausiusa-Rankine'a*. Elektrownie jądrowe gazowo-gazowe mogą zatem powstawać również i tam, gdzie nie ma wody. W konsekwencji, co należy kolejny raz bardzo mocno podkreślić, jednostkowe nakłady inwestycyjne na elektrownię atomową w hierarchicznej technologii gazowo-gazowej i koszty jej eksploatacji będą bardzo istotnie mniejsze od kosztów eksploatacji i nakładów na konwencjonalną, tj. jednoobiegową elektrownię jądrową, w której realizowany jest obieg *Clausiusa-Rankine'a*. Tym samym i jednostkowy koszt produkcji w niej energii elektrycznej będzie również bardzo istotnie mniejszy [1].

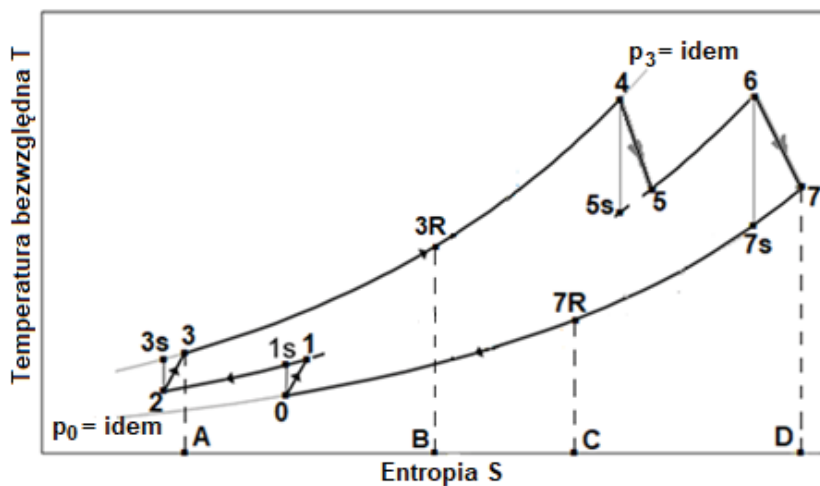
W artykule przedstawiono 6 układów hierarchicznych: 4 gazowo-gazowe (rys. 1, 4, 6, 9) i 2 gazowo-parowe (rys. 11, 12). Układy te w praktyce wyczerpują wszystkie możliwe warianty elektrowni i elektrociepłowni jądrowych z wysokotemperaturowymi reaktorami i heliem oraz wodą i parą jako czynnikami obiegowymi. Wszelkie bowiem ich modyfikacje, na przykład przez zastosowanie regeneracji ciepła w obiegu Joule’a turbosprężarera niskociśnieniowego, którego moc jest relatywnie mała w porównaniu z turbosprężarą wysokociśnieniowym, nie ma uzasadnienia termodynamicznego i przede wszystkim ekonomicznego [3]. Należy również zaznaczyć, że układy gazowo-gazowe są co najmniej o 40% inwestycyjnie tańsze na jednostkę zainstalowanej mocy elektrycznej od układów gazowo-parowych. Nakłady inwestycyjne bowiem na część parową pracują-



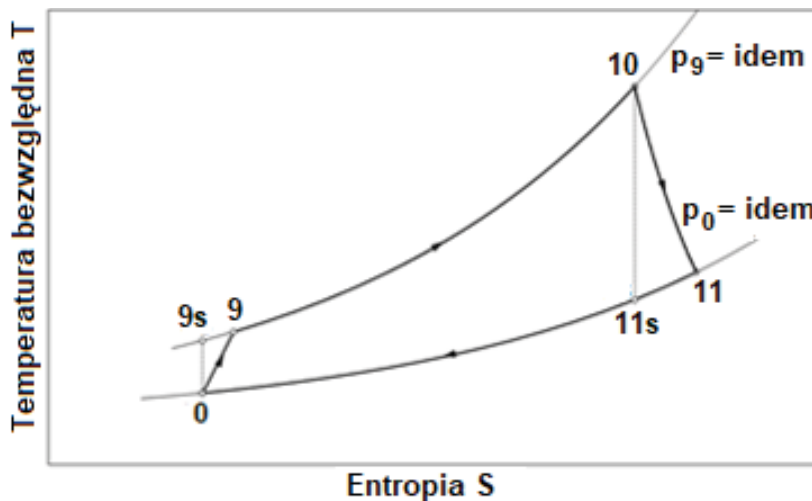
Rys. 1. Schemat ideowy hierarchicznej gazowo-gazowej elektrociepłowni i elektrowni jądrowej z dwoma wysokotemperaturowymi reaktorami i heliem jako czynnikiem obiegowym (w obiegu wysokotemperaturowym ma miejsce dwustopniowe rozprężanie i dwustopniowe sprężanie; w obiegu niskotemperaturowym ma miejsce jednostopniowe rozprężanie i jednostopniowe sprężanie (C - wymiennik ciepłowniczy; C_{HP} - dwustopniowa sprężarka wysokociśnieniowa z chłodziwą międzystopniową Ch; C_{LP} - sprężarka niskociśnieniowa; G - generator elektryczny; HTGR - wysokotemperaturowy reaktor jądrowy chłodzony heliem; H - wymiennik ciepła; R - regeneracyjny wymiennik ciepła; TEw, TE_n - turbosprężarki wysoko- i niskociśnieniowe; (w przypadku elektrowni strumień ciepła \dot{Q}_c jest wyprowadzany nie do sieci ciepłowniczej, a do otoczenia)

czą według obiegu *Clausiusa-Rankine'a* stanowią aż ok. 40% nakładów na układ *gazowo-parowy*, gdy część gazowa stanowi tylko 30% tych nakładów. Ponadto roboty budowlano-montażowe, stanowiące pozostałe 30% nakładów, to w przeważającej mierze (ponad 2/3) nakłady na roboty na część parową. W konsekwencji jednostkowe (na jednostkę zainstalowanej mocy elektrycznej) nakłady inwestycyjne „pod klucz” na część gazową pracującą według obiegu *Joule'a* są ponad dwa razy mniejsze od nakładów na układ *gazowo-parowy*, stanowią ok. 45% tych nakładów.

Wariant I - hierarchiczny dwuobiegowy układ z dwoma wysokotemperaturowymi reaktorami HTGR i helem jako czynnikiem obiegowym z dwustopniowym rozprężaniem i dwustopniowym sprężaniem oraz z regeneracyjnym wymiennikiem ciepła w obiegu *Joule'a* w zakresie wysokich temperatur (rys. 1).



Rys. 2. Obieg *Joule'a* turbosprężarki wysokociśnieniowej z dwustopniowym rozprężaniem i dwustopniowym sprężaniem oraz z regeneracją ciepła (ciepło regeneracji obrazują pola pod izobarami przy czym pole A-3-3R-B równa się polu C-7R-7-D)

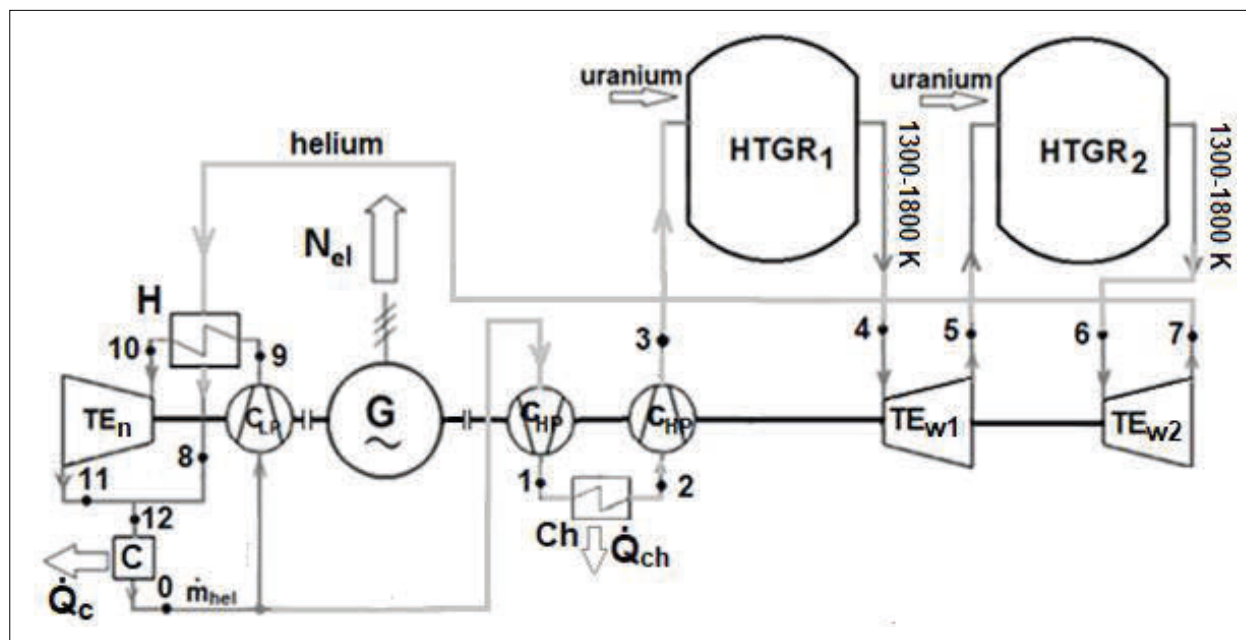


Rys. 3. Obieg *Joule'a* turbosprężarki niskociśnieniowej z jedno-stopniowym rozprężaniem i jedno-stopniowym sprężaniem

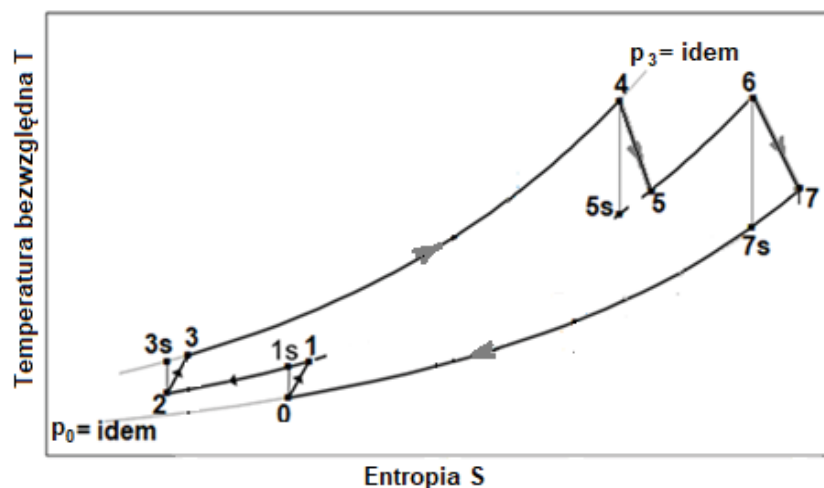
Wariant II - hierarchiczny dwuobiegowy układ z dwoma wysokotemperaturowymi reaktorami HTGR i helem jako czynnikiem obiegowym z dwustopniowym rozprężaniem i dwustopniowym sprężaniem bez regeneracyjnego wymiennika ciepła w obiegu *Joule'a* w zakresie wysokich temperatur (rys. 4).

Obieg *Joule'a* turbosprężarki niskociśnieniowej z jedno-stopniowym rozprężaniem i jedno-stopniowym sprężaniem przedstawiono na rys. 3.

Wariant III - hierarchiczny dwuobiegowy układ z jednym wysokotemperaturowym reaktorem HTGR i helem jako czynnikiem obiegowym z jedno-stopniowym rozprężaniem i dwustopniowym sprężaniem bez regeneracyjnego wymiennika ciepła w obiegu *Joule'a* w zakresie wysokich temperatur (rys. 6).



Rys. 4. Schemat ideowy hierarchicznej gazowo-gazowej elektrociepłowni i elektrowni jądrowej z dwoma wysokotemperaturowymi reaktorami i helem jako czynnikiem obiegowym (w obiegu wysokotemperaturowym ma miejsce dwustopniowe rozprężanie i dwustopniowe sprężanie; w obiegu niskotemperaturowym ma miejsce jednostopniowe rozprężanie i jednostopniowe sprężanie (C - wymiennik ciepłowniczy; C_{HP} - dwustopniowa sprężarka wysokociśnieniowa z chłodziwą międzystopniową Ch; C_{LP} - sprężarka niskociśnieniowa; G - generator elektryczny; HTGR - wysokotemperaturowy reaktor jądrowy chłodzony helem; H - wymiennik ciepła; TE_w, TE_n - turbosprężarki wysoko- i niskociśnieniowe; (w przypadku elektrowni strumień ciepła \dot{Q}_c jest wyprowadzany nie do sieci ciepłowniczej, a do otoczenia)

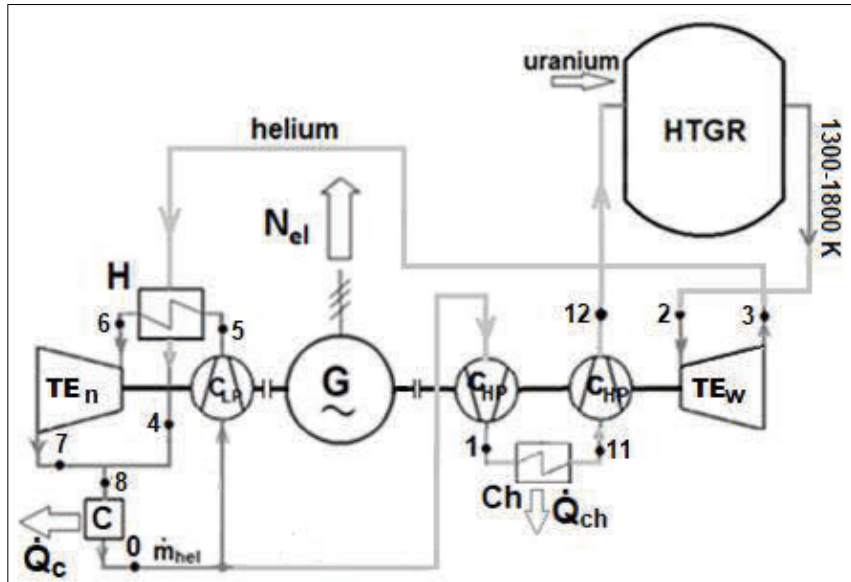


Rys. 5. Obieg Joule'a turbosprężarki wysokociśnieniowej z dwustopniowym rozprężaniem i dwustopniowym sprężaniem bez regeneracji ciepła

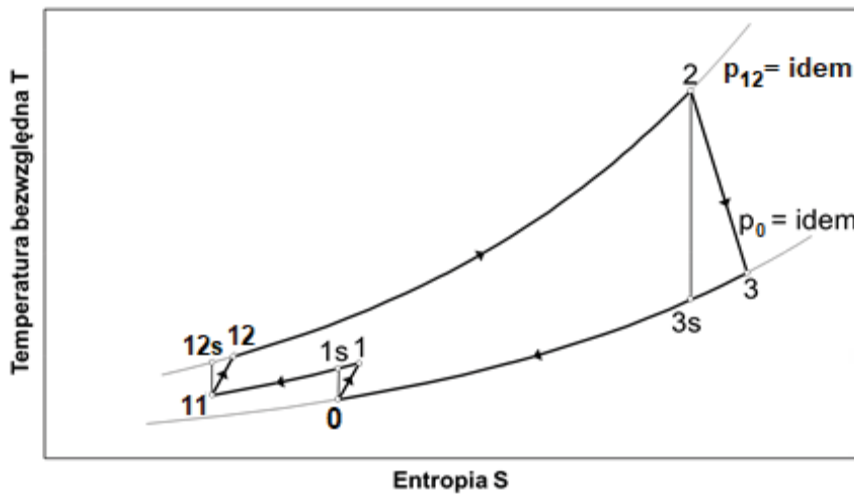
Wariant IV - hierarchiczny dwuobiegowy układ z jednym wysokotemperaturowym reaktorem HTGR i helem, jako czynnikiem obiegowym z jednostopniowym rozprężaniem i jednostopniowym sprężaniem bez regeneracyjnego wymiennika ciepła w obiegu Joule'a w zakresie wysokich temperatur (rys. 9).

Obieg Joule'a turbosprężarki niskociśnieniowej z jednostopniowym rozprężaniem i jednostopniowym sprężaniem przedstawiono na rys. 8.

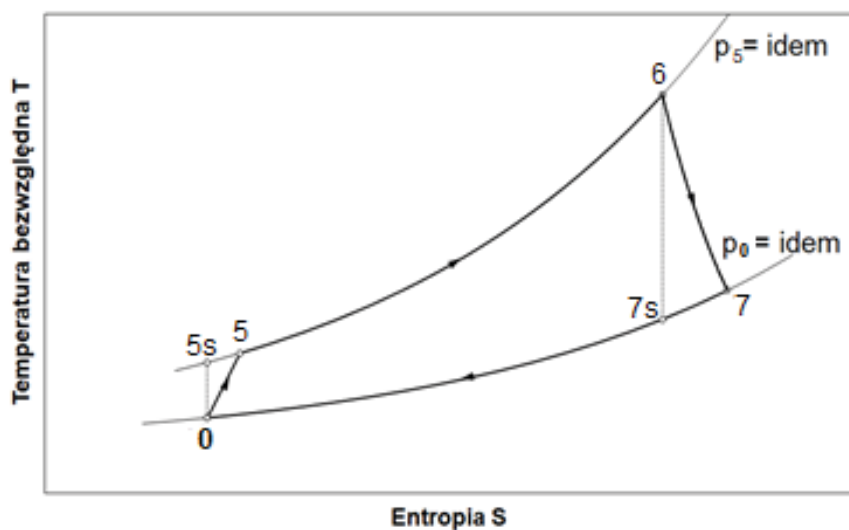
Wariant V - hierarchiczny dwuobiegowy układ gazowo-parowy z wysokotemperaturowym reaktorem HTGR i z kotłem odzyskowym dwuciśnieniowym (rys. 11).



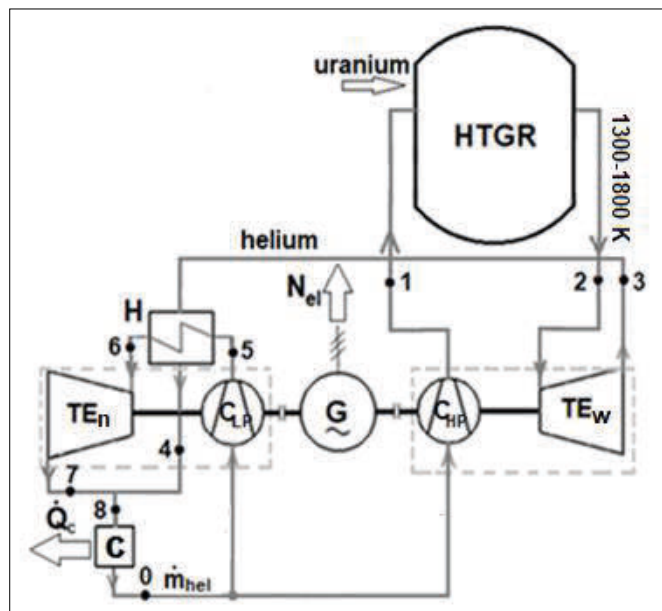
Rys. 6. Schemat ideowy hierarchicznej gazowo-gazowej elektrociepłowni i elektrowni jądrowej z wysokotemperaturowym reaktorem i helium jako czynnikiem obiegowym (w obiegu wysokotemperaturowym ma miejsce jednostopniowe rozprężanie i dwustopniowe sprężanie; w obiegu niskotemperaturowym ma miejsce jednostopniowe rozprężanie i jednostopniowe sprężanie (C - wymiennik ciepłowniczy; C_{HP} - dwustopniowa sprężarka wysokociśnieniowa z chłodziwą międzystopniową Ch; C_{LP} - sprężarka niskociśnieniowa; G - generator elektryczny; HTGR - wysokotemperaturowy reaktor jądrowy chłodzony heliem; H - wymiennik ciepła; TE_w, TE_n - turbosprężarki wysoko- i niskociśnieniowe; (w przypadku elektrowni strumień ciepła Q_c jest wyprowadzany nie do sieci ciepłowniczej, a do otoczenia)



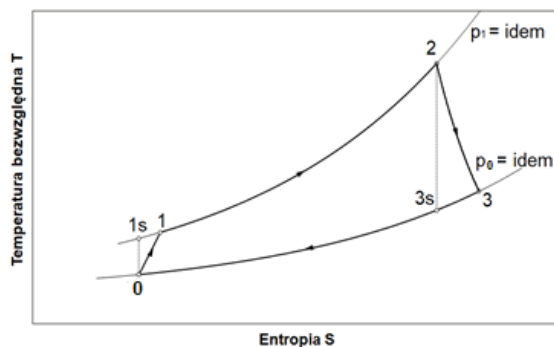
Rys. 7. Obieg Joule'a turbosprężarki wysokociśnieniowej z jednostopniowym rozprężaniem i dwustopniowym sprężaniem



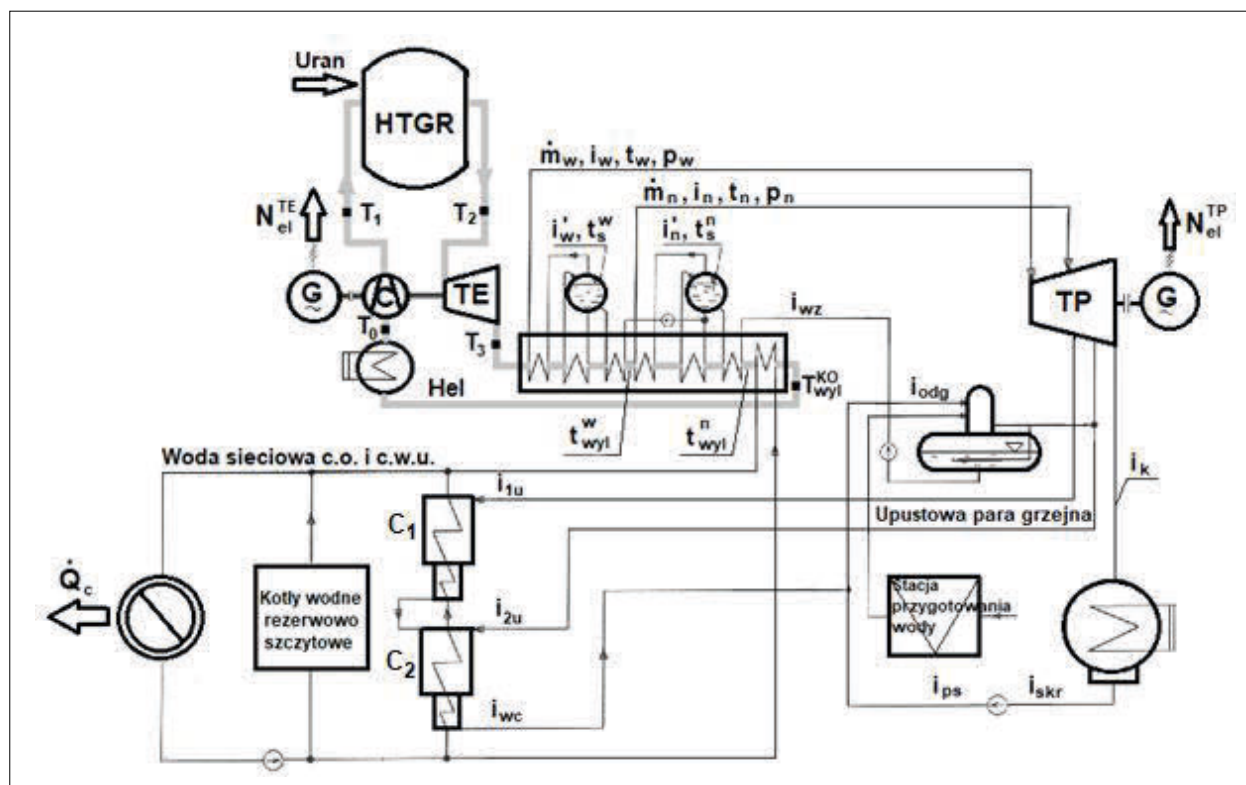
Rys. 8. Obieg Joule'a turbosprężarki niskociśnieniowej z jednostopniowym rozprężaniem i jednostopniowym sprężaniem



Rys. 9. Schemat ideowy hierarchicznej gazowo-gazowej elektrociepłowni i elektrowni jądrowej z wysokotemperaturowym reaktorem i helium jako czynnikiem obiegowym (zarówno w obiegu wysoko-, jak i niskotemperaturowym mają miejsce jednostopniowe rozprężania i sprężania; (C - wymiennik ciepłowniczy; C_{HP} , C_{LP} - sprężarki wysoko- i niskociśnieniowa; G - generator elektryczny; HTGR - wysokotemperaturowy reaktor jądrowy chłodzony heliem; H - wymiennik ciepła; TEw, TEh - turbosprężarki wysoko- i niskociśnieniowy (w przypadku elektrowni strumień ciepła \dot{Q}_c jest wyprowadzany nie do sieci ciepłowniczej, a do otoczenia)

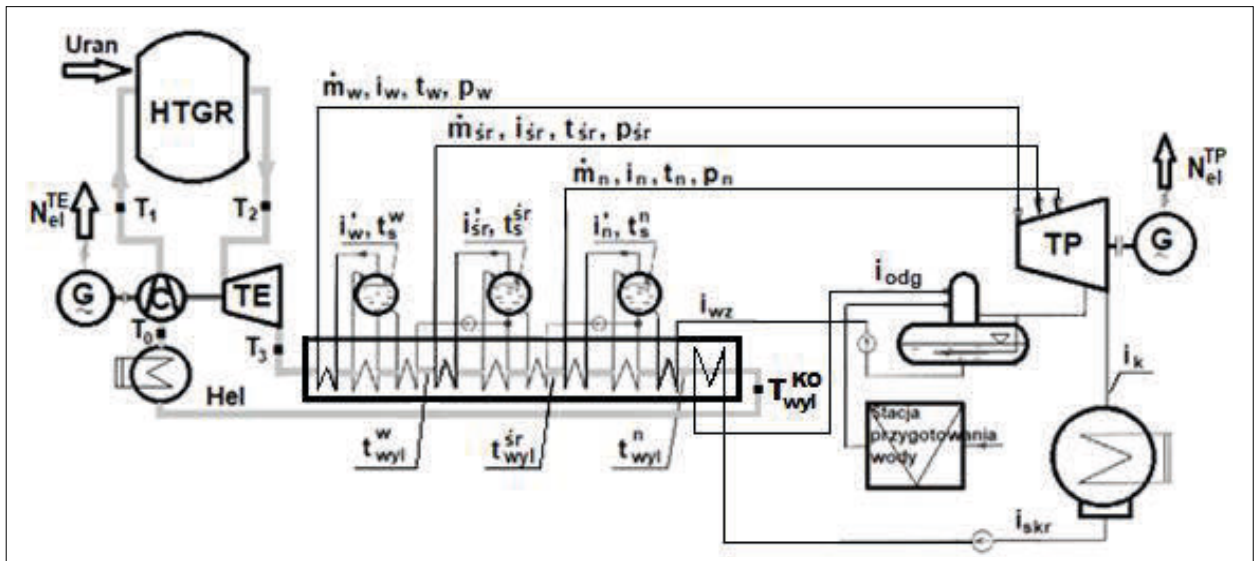


Rys. 10. Obieg Joule'a turbosprężarki wysokociśnieniowej z jednostopniowym rozprężaniem i jednostopniowym sprężaniem



Rys. 11. Schemat ideowy elektrociepłowni i elektrowni jądrowej gazowo-parowej z kotłem odzyskowym dwuciśnieniowym (w przypadku elektrowni z turbiny parowej nie ma upustów pary grzejnej zasilającej wymienniki ciepłownicze C1, C2)

Wariant VI - hierarchiczny dwuobiegowy układ gazowo-parowy z wysokotemperaturowym reaktorem HTGR i z kotłem odzyskowym trójciśnieniowym (rys. 12).



Rys. 12. Schemat ideowy elektrowni jądrowej gazowo-parowej z kotłem odzyskowym trójciśnieniowym

Metodykę i algorytmy doboru optymalnych parametrów termicznych pracy obiegu gazowo-parowego zaprezentowano w monografii [2].

Dla wszystkich wariantów konieczne jest przeprowadzenie termodynamicznych analiz doboru optymalnych strumieni masy helu, wody i pary oraz ich parametrów termicznych w poszczególnych punktach obiegów (rys. 2, 3, 5, 7, 8 i 10), gwarantujących ich maksymalną efektywność energetyczną i ekonomiczną. Ze względu na obszerność zagadnienia w niniejszym artykule przedstawiono jedynie wybrane zagadnienia termodynamiczne dla układów gazowo-gazowych. W stosunkowo szerszym zakresie w pracy zaprezentowano wyniki analiz termodynamicznych dla wariantu IV. W [1] przedstawiono jego analizę ekonomiczną.

■ Wybrane zagadnienia optymalizacji obiegu Joule'a

□ Ustalenie związków pomiędzy ciśnieniami gwarantującymi maksymalną sprawność obiegu Joule'a z dwustopniowym rozprężaniem i dwustopniowym sprężaniem

Istotne jest ustalenie stosunków ciśnień p_1/p_0 , p_3/p_2 oraz p_4/p_5 i p_6/p_7 - rys. 2, 5 (oczywiście $p_2 = p_1$, $p_4 = p_3$, $p_6 = p_5$, oraz $p_7 = p_0$) podczas rozprężania i sprężania czynnika obiegowego, gwarantujących maksymalną sprawność obiegu *Joule'a* turbokompresora wysokociśnieniowego. W przypadku rozprężania adiabatycznego maksymalną pracę uzyskuje się, gdy spełniony jest warunek $T_{5s} = T_{7s}$, natomiast minimalną pracę sprężania, gdy $T_{1s} = T_{3s}$. Spełnienie tych warunków gwarantuje maksymalną sprawność energetyczną obiegu *Joule'a*. Dowód równości $T_{5s} = T_{7s}$ oraz $T_{1s} = T_{3s}$ można przeprowadzić poszukując maksimum pracy rozprężania i minimum pracy sprężania za pomocą metody nieoznaczonego czynnika *Lagrange'a* λ .

Dowód, że równość $T_{5s} = T_{7s}$ gwarantuje maksymalną pracę rozprężania

Warunek maksymalizacji pracy rozprężania można zapisać w postaci:

$$(T_4 - T_5) + (T_6 - T_7) = \eta_i^{\text{exp}} \left[T_4 \left(1 - \frac{1}{z_1} \right) + T_6 \left(1 - \frac{1}{z_2} \right) \right] \rightarrow \max \quad (1)$$

gdzie:

$$z_1 = \frac{T_4}{T_{5s}} = \left(\frac{p_4}{p_5} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \quad (2)$$

$$z_2 = \frac{T_6}{T_{7s}} = \left(\frac{p_6}{p_7} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \quad (3)$$

(jak już zaznaczono, $p_4 = p_3$, $p_6 = p_5$, $p_7 = p_0$ - rys. 2, 5). Z funkcji celu (1) po jej uzupełnieniu oczywistym warunkiem $p_4/p_7 = idem$ (oczywistym, bo przecież stosunek skrajnych ciśnień p_3, p_0 musi być niezmienny, zmianie mogą ulegać jedynie poszukiwane optymalne ciśnienia p_1, p_5), który można przedstawić w postaci:

$$\left(\frac{p_4}{p_7} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} = \left(\frac{p_4}{p_5} \frac{p_5}{p_7} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} = \frac{T_4}{T_{5s}} \frac{T_6}{T_{7s}} = z_1 z_2 = c = idem \quad (4)$$

metodą nieoznaczonego czynnika Lagrange'a λ dochodzi się do równości $T_{5s} = T_{7s}$. Równanie więzów (4) należy w tym celu pomnożyć przez czynnik λ i dodać do wzoru (1). Po pominięciu w (1) stałego czynnika η_i^{exp} otrzymuje się zmodyfikowaną funkcję celu:

$$T_4 \left(1 - \frac{1}{z_1} \right) + T_6 \left(1 - \frac{1}{z_2} \right) + \lambda (z_1 z_2 - c) \rightarrow \max \quad (5)$$

Przyrównując do zera pochodne cząstkowe według z_1 i z_2 funkcji (5) otrzymuje się:

$$\frac{T_4}{z_1^2} + \lambda z_2 = 0 \quad (6)$$

$$\frac{T_6}{z_2^2} + \lambda z_1 = 0 \quad (7)$$

Z równań (6) i (7) wynika, że:

$$\frac{T_4}{z_1} = \frac{T_6}{z_2} \quad (8)$$

a tym samym, co należało udowodnić, zachodzi równość:

$$T_{5s} = T_{7s} \quad (9)$$

W praktyce $T_4 = T_6$ (im wyższe są temperatury T_4, T_6 , tym oczywiście większa jest sprawność obiegu *Joule'a*), a więc

$$z_1 = z_2 \quad (10)$$

i tym samym:

$$\frac{p_4}{p_5} = \frac{p_5}{p_7} \quad (11)$$

Dowód, że równość $T_{1s} = T_{3s}$ gwarantuje minimalną pracę sprężania

Warunek minimalizacji pracy sprężania można zapisać w postaci (patrz rys. 2, 5):

$$(T_1 - T_0) + (T_3 - T_2) = \frac{1}{\eta_i} [T_0(z_3 - 1) + T_2(z_4 - 1)] \rightarrow \min \quad (12)$$



gdzie:

$$z_3 = \frac{T_{1s}}{T_0} = \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \quad (13)$$

$$z_4 = \frac{T_{3s}}{T_2} = \left(\frac{p_3}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \quad (14)$$

i metodą nieoznaczonego czynnika Lagrange'a λ po uzupełnieniu funkcji celu (12) oczywistym warunkiem $p_3/p_0 = idem$, który można przedstawić w postaci (oczywiście zachodzi równość $p_3/p_0 = p_4/p_7 = idem$):

$$\left(\frac{p_3}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} = \left(\frac{p_3}{p_1} \frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} = \frac{T_{1s}}{T_0} \frac{T_{3s}}{T_2} = z_3 z_4 = c = idem \quad (15)$$

dochodzi się do równości $T_{1s} = T_{3s}$. Równanie więzów (15) należy pomnożyć przez czynnik λ i dodać do wzoru (12). Po pominięciu w (12) stałego czynnika η_i^c otrzymuje się zmodyfikowaną funkcję celu:

$$T_0(z_3 - 1) + T_2(z_4 - 1) + \lambda(z_3 z_4 - c) \rightarrow \min . \quad (16)$$

Przyrównując do zera pochodne cząstkowe funkcji (16) według z_3 i z_4 otrzymuje się:

$$T_0 + \lambda z_4 = 0 \quad (17)$$

$$T_2 + \lambda z_3 = 0 \quad (18)$$

Z równań (17) i (18) dla pracy minimalnej sprężania adiabatycznego wynika zatem:

$$T_0 z_3 = T_2 z_4 \quad (19)$$

czyli, co było do udowodnienia, zachodzi równość:

$$T_{1s} = T_{3s} \quad (20)$$

Z powyższych zależności wynika bardzo istotny związek, który musi być spełniony, aby sprawność energetyczna obiegu Joule'a z dwustopniowym rozprężaniem i dwustopniowym sprężaniem (rys. 2) osiągała wartość maksymalną:

$$\left(\frac{p_3}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} = \left(\frac{p_4}{p_7} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \rightarrow \sqrt{\frac{T_0}{T_2}} z_3 = z_1 \quad (21)$$

□ Analiza termodynamiczna doboru optymalnych parametrów termicznych czynnika obiegowego w poszczególnych punktach obiegu Joule'a z jednostopniowym rozprężaniem i jednostopniowym sprężaniem - wariant IV

Optymalne termiczne parametry czynnika obiegowego w poszczególnych punktach obiegu Joule'a turboekspandera wysokociśnieniowego (i oczywiście niskociśnieniowego) wyznacza się za pomocą bilansu energii. W przypadku obiegu z jednostopniowym rozprężaniem i jednostopniowym sprężaniem (rys. 10), bilans ten wyraża się równaniem:

$$\eta_{TE_w} = \frac{N_{TE_w}}{\dot{Q}_{dop}} = \frac{N_{exp} - N_S}{\dot{Q}_{dop}} = \frac{\eta_m(T_2 - T_3) - \frac{1}{\eta_m}(T_1 - T_0)}{T_2 - T_1} = \frac{\eta_m^2 \eta_i^S \eta_i^{TE} T_2 \left(1 - \frac{1}{z_{TE_w}} \right) - T_0(z_{TE_w} - 1)}{\eta_m \eta_i^S (T_2 - T_0) - \eta_m T_0(z_{TE_w} - 1)} \rightarrow \max \quad (22)$$

Sprawność termiczna turbozespołu η_{TE_w} jest tym większa, im większa jest temperatura T_2 (w przypadku turboekspandera niskociśnieniowego sprawność η_{TE_n} jest tym większa, im większa jest temperatura T_6 - rys. 8). Końcową postać wzoru (22) otrzymuje się po podstawieniu do niego temperatur wynikających z adiabat nieodwracalnych 0-1 oraz 2-3 (rys. 10):

$$T_1 = T_0 + \frac{1}{\eta_i^S} (T_{1s} - T_0), \quad (23)$$

$$T_3 = T_2 - \eta_i^{TE} (T_2 - T_{3s}), \quad (24)$$

gdzie:

$$z_{TE_w} = \frac{T_{1s}}{T_0} = \frac{T_2}{T_{3s}} = \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \quad (25)$$

Ze wzoru (22) wyznacza się optymalny stosunek ciśnień $z_{TE_w}^{opt}$, dla którego turbozespół przyjmuje maksymalną sprawność $\eta_{TE_w}^{max}$, a więc maksymalną moc (identycznie postępuje się przy obliczeniu maksymalnej sprawności termicznej $\eta_{TE_n}^{max}$ turboekspandera niskociśnieniowego - rys. 8). Stosunek $z_{TE_w}^{opt}$ jest funkcją temperatur T_0, T_2 oraz sprawności mechanicznych sprężarki i turboekspandera (przyjęto, że sprawności mechaniczne sprężarki i turboekspandera są takie same) i sprawności wewnętrznych sprężarki η_i^S i turboekspandera η_i^{TE} :

$$z_{TE_w}^{opt}(T_0, T_2, \eta_m, \eta_i^S, \eta_i^{TE}) = \left(\frac{p_1}{p_0} \right)_{opt}^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}, \quad (26)$$

gdzie:

κ - wykładnik izentropy czynnika obiegowego (w obliczeniach przyjęto $\kappa = 1,66$; jest to wartość dla helu, który jest chłodziwem rdzenia reaktora HTGR i jednocześnie czynnikiem obiegowym w układzie),

$p_1 = p_2, p_0$ - ciśnienia czynnika obiegowego podczas pochłaniania i oddawania ciepła (w obliczeniach przyjęto $p_0 = 0,1$ MPa).

W obliczeniach termodynamicznych (rozdział 2.3) przyjęto temperaturę otoczenia równą $T_0 = 300$ K oraz założono, że sprawności mechaniczne sprężarki i turboekspandera są sobie równe i wynoszą $\eta_m^S = \eta_m^{TE} = \eta_m = 0,97$, a ich sprawności wewnętrzne równają się $\eta_i^{TE} = 0,87, \eta_i^S = 0,85$.

Optymalna wartość $z_{TE_w}^{opt}$ wynika z warunku:

$$\frac{d\eta_{TE_w}}{dz_{TE_w}} = 0. \quad (27)$$

Po zróżniczkowaniu równania (22) i wykorzystaniu warunku (27) otrzymuje się:

$$(bc - ad)(z_{TE_w}^{opt})^2 - 2bcz_{TE_w}^{opt} + b(c + d) = 0, \quad (28)$$

skąd

$$z_{TE_w}^{opt} = \frac{bc - \sqrt{bd(ad + ac - bc)}}{(bc - ad)}, \quad (29)$$

gdzie

$$a = T_0, \quad b = \eta_m^2 \eta_i^S \eta_i^{TE} T_2, \quad c = \eta_m T_0, \quad d = \eta_m \eta_i^S (T_2 - T_0). \quad (30)$$

Drugi pierwiastek równania (28) jest nierealny, gdyż temperatura T_1 byłaby większa od temperatury T_2 .

Maksymalną wartość $\eta_{TE_w}^{max}$ oblicza się z równania (22) podstawiając w nim za z_{TE_w} wielkość $z_{TE_w}^{opt}$.

Temperatury czynnika obiegowego za sprężarką T_1 oraz za turbiną T_3 wyznaczone są, jak już zaznaczono, za pomocą nieodwracalnych adiabat:

$$T_1 = T_0 \left[1 + \frac{1}{\eta_i^s} (z_{TE_w}^{opt} - 1) \right], \quad (31)$$

$$T_3 = T_2 \left[1 - \eta_i^{TE} \left(1 - \frac{1}{z_{TE_w}^{opt}} \right) \right]. \quad (32)$$

Optymalną wartość p_1^{opt} oblicza się ze wzoru (25) podstawiając w nim za η_{TE_w} wartość $\eta_{TE_w}^{max}$. Jak już zaznaczono wyżej, identycznie wyznacza się $z_{TE_n}^{opt}$ i $\eta_{TE_n}^{max}$, z tym, że za temperatury T_1, T_2 i T_3 we wzorach (22), (26), (30), (31) i (32) należy odpowiednio podstawić temperatury T_5, T_6 i T_7 , a za ciśnienie p_1 we wzorze (25) ciśnienie p_5 .

□ Wyniki przykładowych obliczeń termodynamicznych dla wariantu IV

Przykładowe obliczenia przeprowadzono dla mocy cieplnej reaktora $\dot{Q}_{HTGR} = 500$ MW i dla temperatury helu doprowadzanego do turboekspandera wysokociśnieniowego równej $T_2 = 1300$ K (rys. 13-20). Przyjęto ponadto, że temperatura T_6 wlotowa helu do turboekspandera niskociśnieniowego jest mniejsza od temperatury T_3 o wartość $\Delta T = 30$ K, $T_6 = T_3 - \Delta T$.

W celach porównawczych przedstawiono również wybrane wyniki obliczeń dla temperatury $T_2 = 1800$ K dla tej samej mocy cieplnej reaktora $\dot{Q}_{HTGR} = 500$ MW (rys. 21-28).

Na rysunku 13. przedstawiono moce elektryczne $N_{el}, N_{TE_w,el}, N_{TE_n,el}$.

Moce $N_{el}, N_{TE_w,el}, N_{TE_n,el}$ wyrażają się wzorami:

$$N_{el} = N_{TE_w,el} + N_{TE_n,el} \quad (33)$$

$$N_{TE_w,el} = N_{TE_w} \eta_G = \dot{m}_{TE_w;hel} c_{p,hel} \left[\eta_m (T_2 - T_3) - \frac{1}{\eta_m} (T_1 - T_0) \right] \eta_G \quad (34)$$

$$N_{TE_n,el} = N_{TE_n} \eta_G = \dot{m}_{TE_n;hel} c_{p,hel} \left[\eta_m (T_6 - T_7) - \frac{1}{\eta_m} (T_5 - T_0) \right] \eta_G \quad (35)$$

gdzie:

$c_{p,hel}$ - pojemność cieplna właściwa helu przy stałym ciśnieniu; $c_{p,hel} = 5,234$ kJ/(kgK),

$\dot{m}_{TE_w;hel}, \dot{m}_{TE_n;hel}$ - strumienie masy helu,

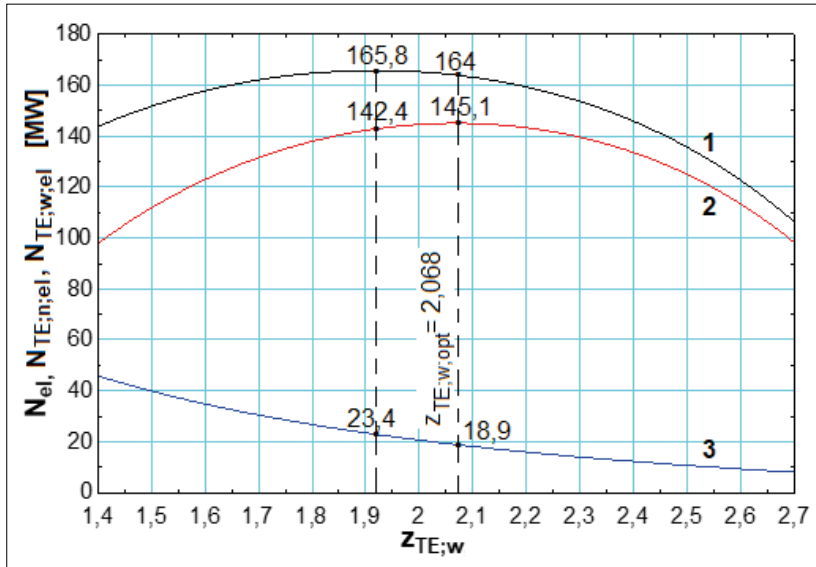
η_G - sprawność generatora elektrycznego (w obliczeniach przyjęto $\eta_G = 0,98$).

Na rys. 14 przedstawiono wartości sprawności energetycznych $\eta_{G-G}, \eta_{TE_w}, \eta_{TE_n}^{max}$. Należy zaznaczyć, że jedynie wartości $\eta_{TE_n}^{max}$ na tym rysunku (również wartości p_5^{opt} na rys. 17 i $z_{TE_n}^{opt}$ na rys. 19) są obliczane za pomocą warunku $d\eta_{TE_n} / dz_{TE_n} = 0$ (patrz równania (27)-(30), w których, jak już zaznaczono wyżej, za temperatury T_1, T_2 i T_3 we wzorach (22), (26), (30), (31) i (32) należy odpowiednio podstawić temperatury T_5, T_6 i T_7 , a za ciśnienie p_1 we wzorze (25) ciśnienie p_5) i stąd na osi rzędnych występuje wielkość $\eta_{TE_n}^{max}$.

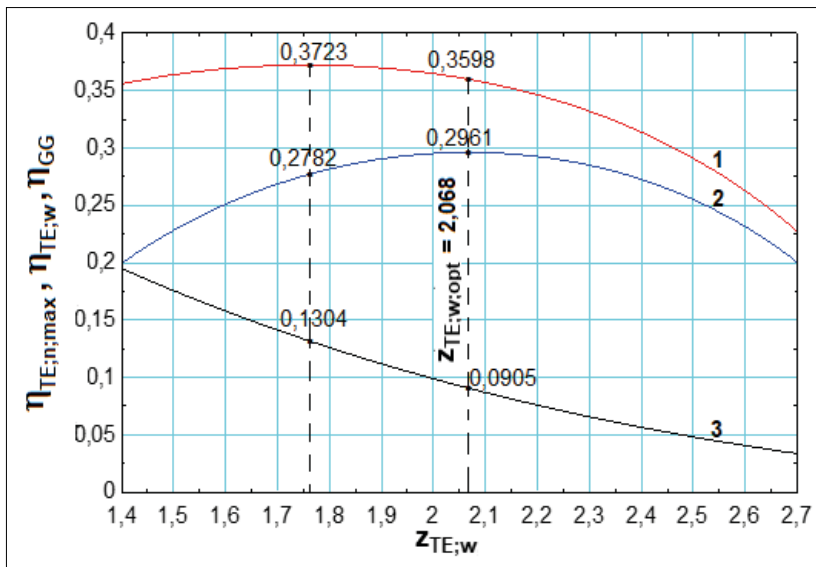
Sprawność η_{G-G} wyraża się wzorem:

$$\eta_{G-G} = \eta_{TE_w} + \eta_{TE_n} - \eta_{TE_w} \eta_{TE_n} \quad (36)$$

Maksymalna wartość sprawności układu gazowo-gazowego $\eta_{G-G}^{max} = 0,3723$ osiągana jest dla wartości z_{TE_w} mniejszej od wartości optymalnej $z_{TE_w}^{opt} = 2,068$, dla której turboekspander wysokociśnieniowy osiąga maksymalną moc $N_{TE_w}^{max} = 145,1$ MW, rys. 13, i maksymalną sprawność $\eta_{TE_w}^{max} = 0,2961$. Jest tak dlatego, gdyż dla $z_{TE_w} < z_{TE_w}^{opt}$ temperatura T_3 znacząco rośnie ze zmniejszaniem się z_{TE_w} - rys. 18. Rośnie zatem identycznie temperatura $T_6 = T_3 - \Delta T$, a więc rośnie i sprawność $\eta_{TE_n}^{max}$. Jej przyrost $\Delta \eta_{TE_n}^{max} = 0,1304 - 0,0905 = 0,0399$ jest więc znacząco większy od zmniejszenia sprawności $\Delta \eta_{TE_w} = 0,2961 - 0,2782 = 0,0179$



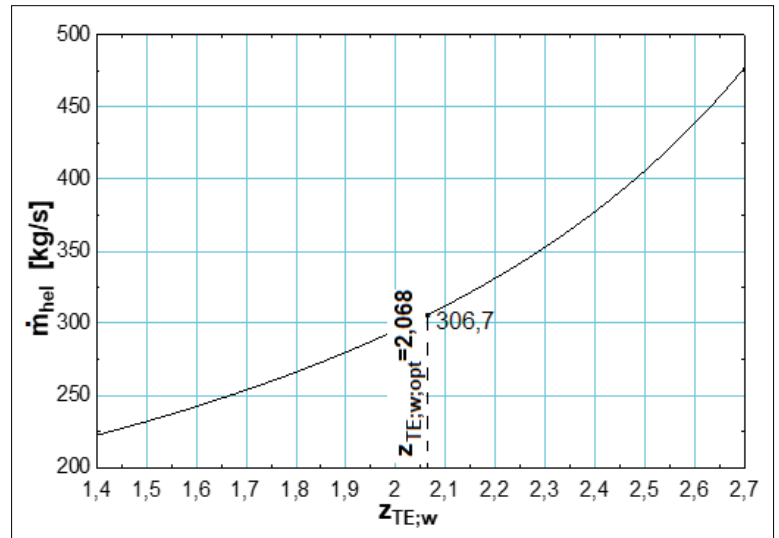
Rys. 13. Moce N_{el} , $N_{TE;n;el}$, $N_{TE;w;el}$ w funkcji parametru $z_{TE;w}$ dla $T_2 = 1300$ K
(1 - N_{el} ; 2 - $N_{TE;n;el}$; 3 - $N_{TE;w;el}$)



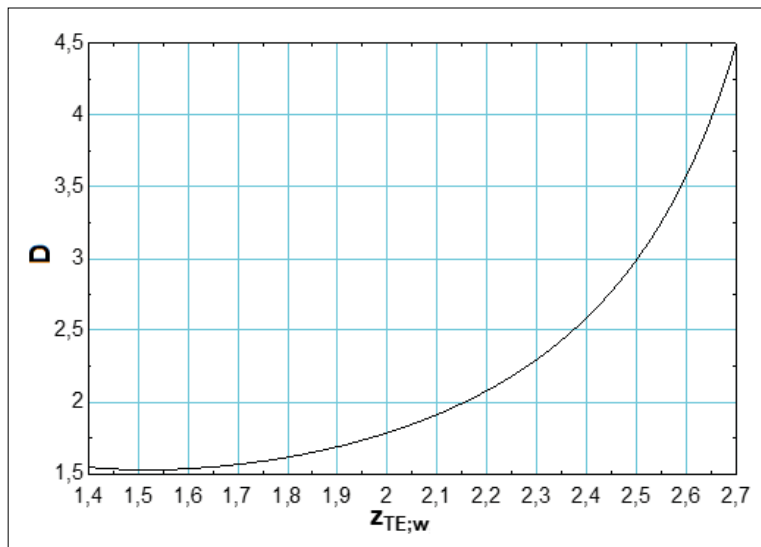
Rys. 14. Sprawności η_{G-G} , $\eta_{TE;n}^{max}$, $\eta_{TE;w}$ w funkcji parametru $z_{TE;w}$ dla $T_2 = 1300$ K
(1 - η_{G-G} ; 2 - $\eta_{TE;n}^{max}$; 3 - $\eta_{TE;w}$)

w wyniku czego $\eta_{G-G}^{max} = 0,3723 > 0,3598$. W konsekwencji ważnym pytaniem jest, czy w praktyce należy stosować wartość $z_{TE;w}$, dla której moc N_{el} przyjmuje wartość maksymalną $N_{el}^{max} = 165,8$ MW (rys. 13), a może wartość $z_{TE;w}$, dla której to sprawność η_{G-G} przyjmuje wartość maksymalną $\eta_{G-G}^{max} = 0,3723$ (rys. 14)? A może jeszcze inną? Odpowiedź jest jednoznaczna, należy w praktyce stosować taką wartość $z_{TE;w}$, dla której efektywność ekonomiczna pracy układów gazowo-gazowych i gazowo-parowych osiąga swoje maksimum. Na to maksimum ma także istotny wpływ strumień masy helu \dot{m}_{hel} , rys. 15, który, co ważne, jest tym mniejszy im mniejsza jest wartość parametru $z_{TE;w}$. Im mniejszy jest strumień \dot{m}_{hel} , tym mniejsze są, o czym wspomniano już we wprowadzeniu, nakłady inwestycyjne. Ustalenie jednak nakładów inwestycyjnych, a tym samym i kosztów kapitałowych pracy elektrowni w funkcji termodynamicznych parametrów \dot{m}_{hel} i T_0 jest bardzo trudne, by nie powiedzieć, że wręcz niemożliwe. Analiza ekonomiczna zatem jej eksploatacji w oparciu o obarczone dużym przybliżeniem i dużą niepewnością nakłady inwestycyjne byłaby więc obarczona dużym błędem. Z dobrym przybliżeniem wystarczy zatem przeprowadzić analizę efektywności pracy elektrowni wyłącznie, gdy nakłady inwestycyjne zależą tylko od jej mocy N_{el} [1]. Najmniejsze nakłady są, gdy jednostkowy strumień masy helu przypadający na jednostkę mocy elektrowni osiąga wartość minimalną $D = \dot{m}_{hel} / N_{el} = D_{min}$ (rys. 16, 24). W praktyce można (należałoby) przyjąć taką wartość stosunku sprężania, która znajduje się

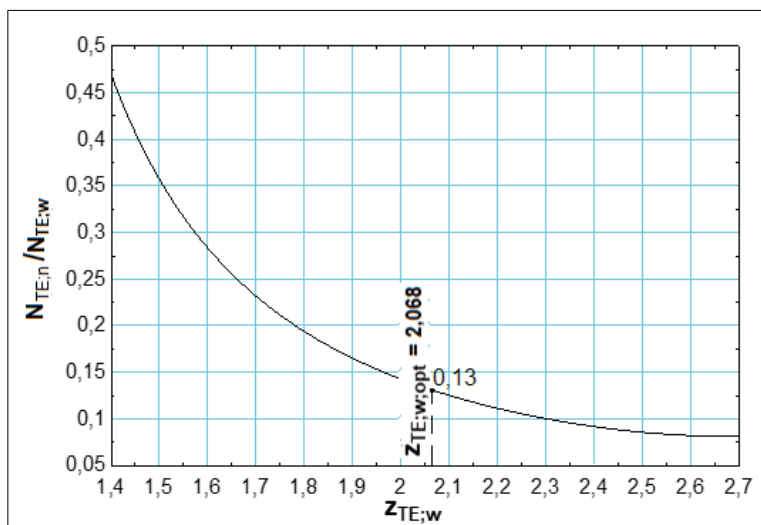
między wartością zapewniającą największą sprawność układu, a wartością zapewniającą minimalne jednostkowe zużycie helu. Spowoduje to wprawdzie obniżenie sprawności do sprawności maksymalnej, ale za to nastąpi zmniejszenie rozmiarów maszyn, a więc zmniejszenie nakładów inwestycyjnych. Ostatecznie jednak, jak już zaznaczono, o wartości stosunku sprężania powinien decydować rachunek ekonomiczny, tj. maksimum zysku osiąganego z pracy układu.



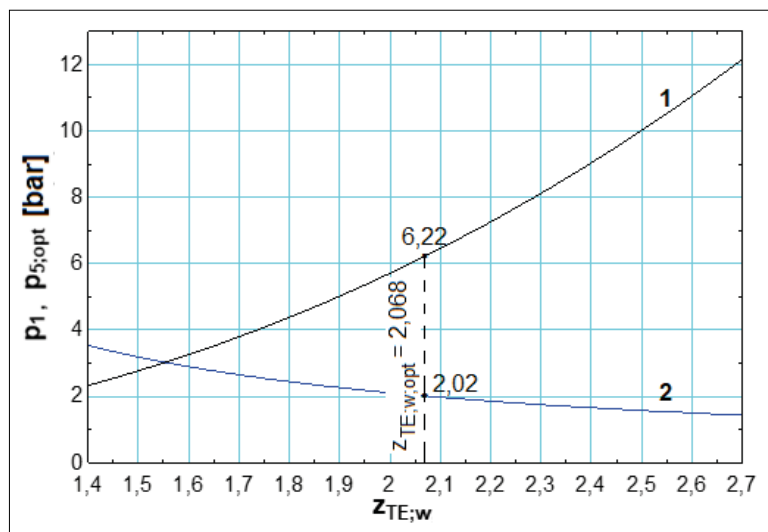
Rys. 15. Strumień masy helu \dot{m}_{hel} w funkcji parametru $z_{TE;w}$ dla $T_2 = 1300$ K



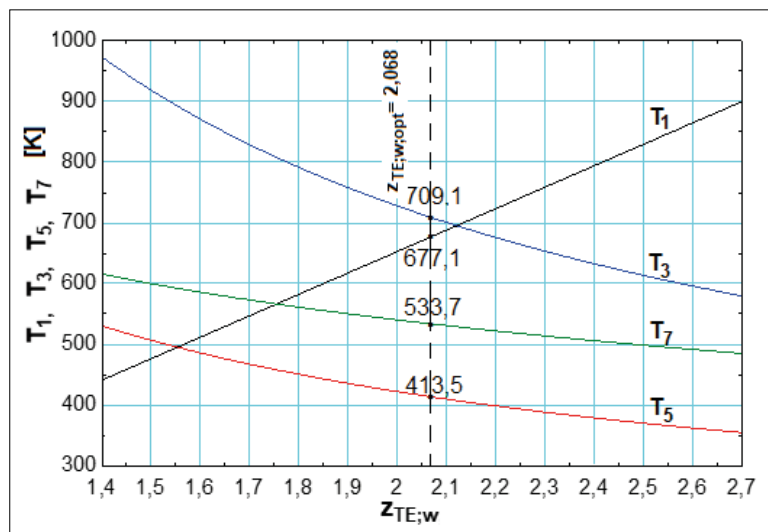
Rys. 16. Jednostkowy strumień masy helu $D = \dot{m}_{hel} / N_{el}$ przypadający na jednostkę mocy elektrowni w funkcji parametru $z_{TE;w}$ dla $T_2 = 1300$ K ($D_{min} = 1,528$ kg/s/MW dla $z_{TE;w} = 1,52$)



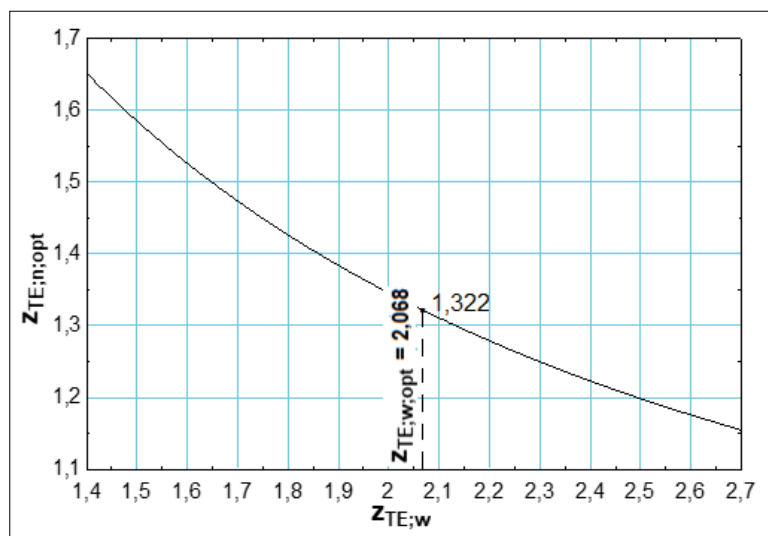
Rys. 17. Stosunek mocy $N_{TE;n} / N_{TE;w}$ w funkcji parametru $z_{TE;w}$ dla $T_2 = 1300$ K



Rys. 18. Ciśnienia $p_1, p_{5,opt}$ w funkcji parametru $z_{TE;w}$ dla $T_2 = 1300$ K (1 - p_1 , 2 - $p_{5,opt}$)

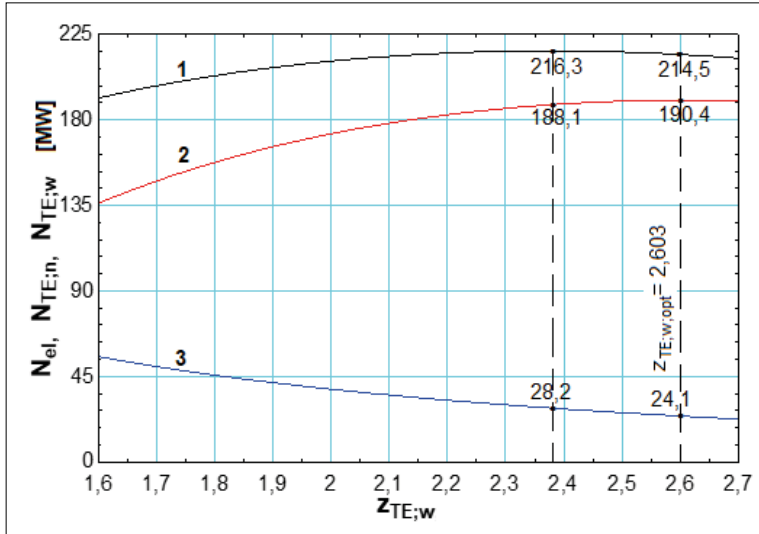


Rys. 19. Temperatury T_1, T_2, T_3, T_6, T_7 w funkcji parametru $z_{TE;w}$ dla $T_2 = 1300$ K

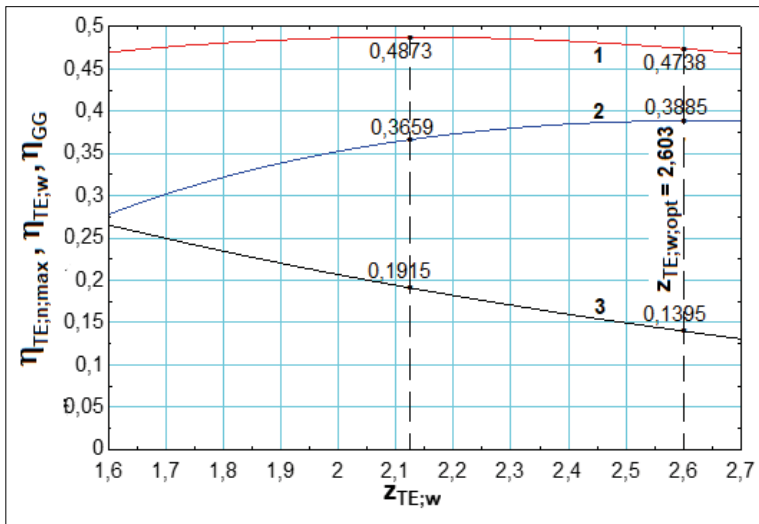


Rys. 20. Parametr $z_{TE;n}^{opt}$ w funkcji parametru $z_{TE;w}$ dla $T_2 = 1300$ K





Rys. 21. Moce N_{el} , $N_{TE;n}$, $N_{TE;w}$ w funkcji parametru $z_{TE;w}$ dla $T_2 = 1800$ K
(1 - N_{el} ; 2 - $N_{TE;n}$; 3 - $N_{TE;w}$)



Rys. 22. Sprawności η_{G-G} , $\eta_{TE;n}^{max}$, $\eta_{TE;w}$ w funkcji parametru $z_{TE;w}$ dla $T_2 = 1800$ K
(1 - η_{G-G} ; 2 - $\eta_{TE;n}^{max}$; 3 - $\eta_{TE;w}$)

Na rys. 15 przedstawiono wartość strumienia masy helu, który wyraża się wzorem:

$$\dot{m}_{hel} = \dot{m}_{TE;w;hel} + \dot{m}_{TE;n;hel} \quad (37)$$

przy czym, co wykazano w [1], zachodzi równość:

$$\dot{m}_{TE;n;hel} = \dot{m}_{TE;w;hel} = \frac{\dot{Q}_{HTGR}}{c_{p,hel}(T_2 - T_1)} \quad (38)$$

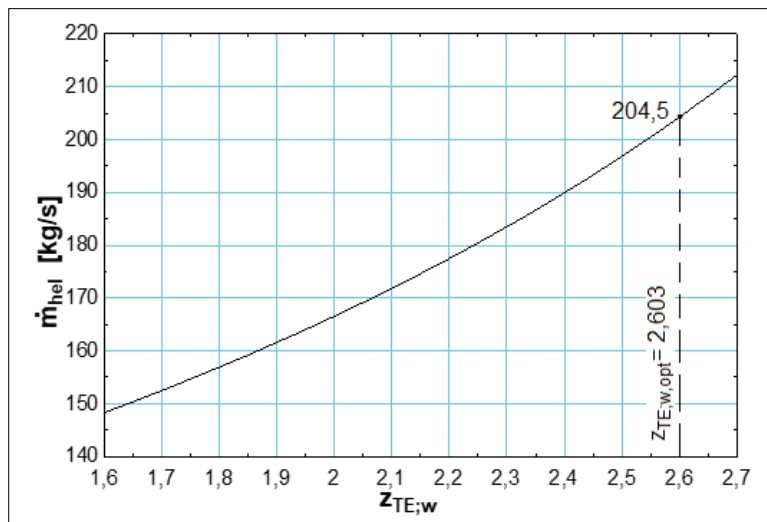
Na rys. 17 przedstawiono stosunek mocy turboekspandera niskociśnieniowego do mocy turboekspandera wysokociśnieniowego.

Na rys. 18 przedstawiono wartości ciśnień p_1 , p_5^{opt} (na przykład wartość p_1^{opt} oblicza się ze wzoru (25) podstawiając w nim za $z_{TE;w}$ wartość $z_{TE;w}^{opt}$).

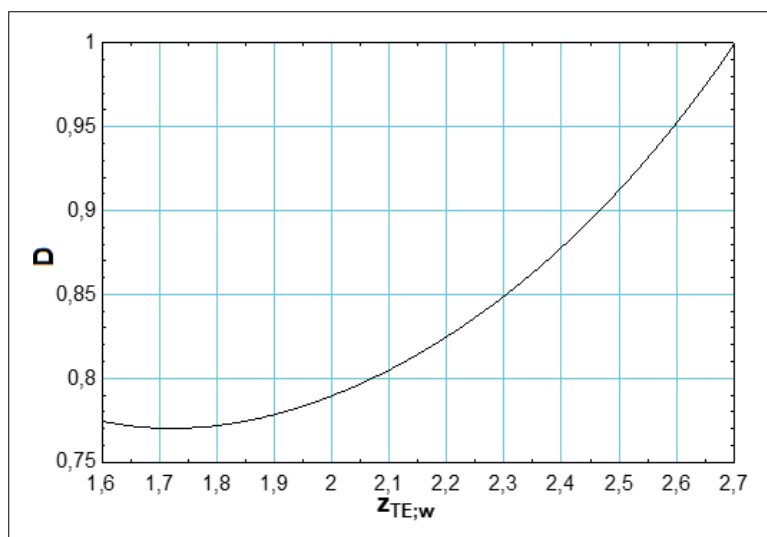
Na rys. 19 przedstawiono wartości temperatur w charakterystycznych punktach obiegów Joule'a turboekspanderów niski- i wysokociśnieniowego (rys. 8 i 10).

Na rys. 20 przedstawiono wartość parametru $z_{TE;n}^{opt}$ (rozdział 2.2).

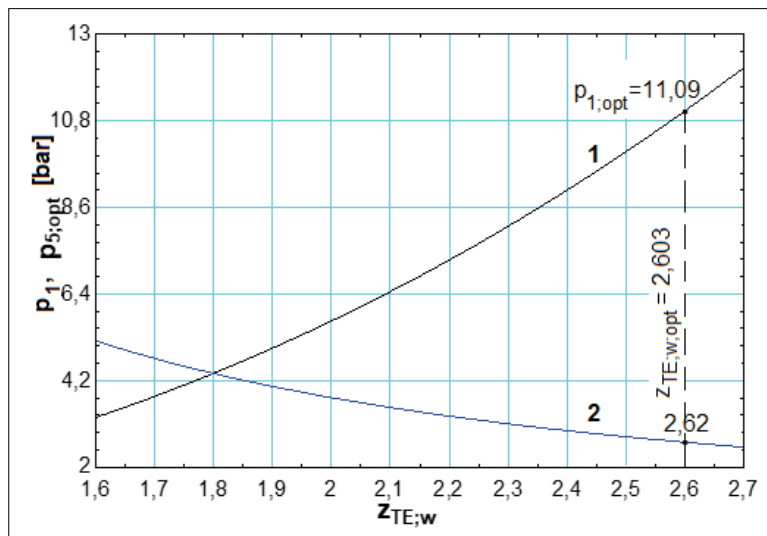
Na rys. 21-28 w celach porównawczych przedstawiono wybrane wyniki obliczeń dla temperatury $T_2 = 1800$ K.



Rys. 23. Strumień masy helu \dot{m}_{hel} w funkcji parametru $z_{TE;w}$ dla $T_2 = 1800$ K

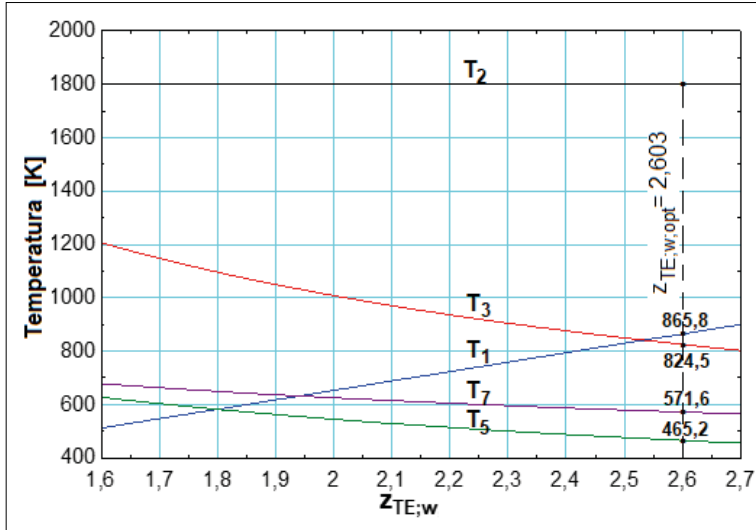


Rys. 24. Jednostkowy strumień masy helu $D = \dot{m}_{hel} / N_{el}$ przypadający na jednostkę mocy elektrowni w funkcji parametru $z_{TE;w}$ dla $T_2 = 1800$ K ($D_{min} = 0,77$ kg/s/MW dla $z_{TE;w} = 1,72$)

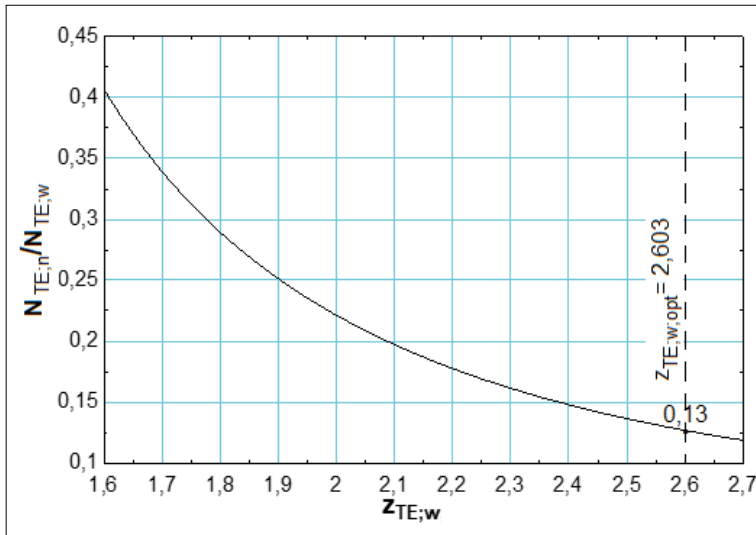


Rys. 25. Ciśnienia p_1, p_5^{opt} w funkcji parametru dla $T_2 = 1800$ K (1 - p_1 , 2 - p_5^{opt})

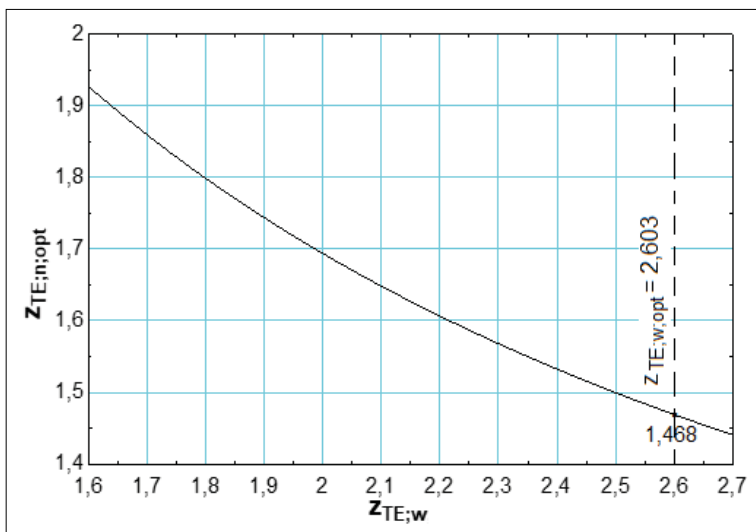




Rys. 26. Temperatury T_1, T_2, T_3, T_5, T_7 , w funkcji $z_{TE;w}$ parametru $z_{TE;w}$ dla $T_2 = 1800$ K



Rys. 27. Stosunek mocy $N_{TE;n} / N_{TE;w}$ w funkcji parametru $z_{TE;w}$ dla $T_2 = 1800$ K



Rys. 28. Parametr $z_{TE;n}^{opt}$ w funkcji parametru $z_{TE;w}$ dla $T_2 = 1800$ K

■ Podsumowanie i wnioski końcowe

Budowa energetyki jądrowej jest absolutną koniecznością, i to z wielu powodów. Zapewnia, co szalenie ważne, stabilne zasilanie odbiorców w „czystą” i jednocześnie tanią energię elektryczną przez cały rok. Roczny czas wykorzystania mocy elektrowni jądrowych przekracza bowiem 8000 h (należy przypomnieć, że rok liczy 8760 h). Jest przy tym przyjazna środowisku, jest bezemisyjnym źródłem elektryczności. Nie emituje w ogóle pyłów, związków siarki, azotu, dwutlenku węgla. Co więcej, paliwa jądrowego: uranu, plutonu i toru wystarczy na wiele setek lat, gdy natomiast zasoby węgla i gazu w coraz szybszym tempie się wyczerpują. Mało tego, po wprowadzeniu cyklu zamkniętego z wielokrotnym wykorzystaniem paliwa jądrowego (tzw. reakcje powielania paliwa) wystarczy go na dziesiątki tysięcy lat. Ponadto, w wodzie morskiej rozpuszczone są ponad 4 mld ton uranu, którego techniczne wydobycie jest opanowane. Paliwa jądrowego wystarczy zatem na miliardy lat. Okres eksploatacji elektrowni jądrowych jest przy tym długi. Wynosi co najmniej 60 lat. Koszt paliwa jądrowego w rocznych kosztach działania elektrowni jądrowych stanowi zaledwie ok. 5% tych kosztów, tym samym w przeciwieństwie do elektrowni węglowych (koszt węgla stanowi ok. 35% rocznych kosztów ich działania), a zwłaszcza gazowych (koszt gazu w elektrowniach gazowo-parowych dochodzi nawet do 75% rocznych kosztów ich działania, a obecnie przy znacznych, politycznie sterowanych wzrostach jego ceny nawet znacznie powyżej 75%), cena elektryczności z atomu jest mało wrażliwa na koniunkturalne zmiany ceny uranu. Nawet zatem bardzo znaczny jej wzrost w znikomym stopniu spowoduje wzrost ceny elektryczności. Co więcej, należy budować elektrownie jądrowe w hierarchicznej technologii *gazowo-gazowej* z wysokotemperaturowym reaktorem jądrowym i z helem jako czynnikiem obiegowym (warianty I-IV, rys. 1, 4, 6, 9), zamiast inwestycyjnie drogich elektrowni wyłącznie z obiegiem *Clausiusa-Rankine’a* (nie należy tych elektrowni utożsamiać z inwestycyjnie tanimi dwuobiegowymi elektrowniami gazowo-parowymi - warianty V i IV, rys. 11, 12). Fundamentalną bowiem przewagą elektrowni *gazowo-gazowych* nad jednoobiegowymi elektrowniami „*Clausiusa-Rankine’a*” są niskie na nie jednostkowe nakłady inwestycyjne (na jednostkę zainstalowanej mocy elektrycznej). Są one co najmniej o kilkadziesiąt procent mniejsze od nakładów na elektrownie jądrowe w technologii „*Clausiusa-Rankine’a*”. Mało tego, sprawności energetyczne elektrowni *gazowo-gazowych* są wysokie. Co więcej, i co należy *expressis verbis* powiedzieć, do ich eksploatacji niepotrzebna jest woda, a więc w przeciwieństwie do elektrowni jądrowych „*Clausiusa-Rankine’a*” mogą być budowane nawet na terenach, na których jej nie ma. W konsekwencji niskie nakłady inwestycyjne oraz brak gospodarki wodnej w elektrowni *gazowo-gazowej* powoduje, że jednostkowy koszt produkcji w niej energii elektrycznej jest bardzo niski, nie przekracza 200 PLN/MWh [1] i jest o kilkadziesiąt procent niższy od kosztu w jednoobiegowej elektrowni jądrowej z obiegiem *Clausiusa-Rankine’a*. Mało tego, jest najniższy spośród kosztów uzyskiwanych we wszystkich innych dostępnych technologiach energetycznych. Szczególnie jest niższy i to wielokrotnie od kosztu elektryczności z nieprzewidywalnych czasowo i o bardzo krótkich rocznych czasach pracy źródeł OZE, tj. turbozespołów wiatrowych i fotowoltaiki. Z uwagi na powyższe można sformułować tezę, że elektrownie w hierarchicznej technologii *gazowo-gazowej* z wysokotemperaturowym reaktorem jądrowym i helem jako czynnikiem obiegowym, powinny „zrewolucjonizować” energetykę. Również i budowa elektrociepłowni w tej technologii pozwoli w jeszcze większym stopniu to zrobić (w miejskich systemach ciepła sieciowego \dot{Q}_c mogą być wykorzystywane reaktory *HTGR* o relatywnie małych mocach cieplnych). Zgodnie bowiem z ogólną zasadą zmniejszania niedoskonałości termodynamicznej procesów cieplnych mówiącą, że należy realizować procesy skojarzone wytwarzające więcej niż jeden produkt użyteczny, nastąpi istotne zwiększenie efektywności ekonomicznej energetyki. Koszty produkcji ciepła grzejnego będą wówczas bardzo niskie. Jednoczesne bowiem wytwarzanie dwóch lub więcej produktów użytecznych skraca łańcuch przemian termodynamicznych i tym samym zapewnia znaczne zmniejszenie strat energii. Znaczne efekty energetyczne skojarzonej gospodarki ciepłoelektrycznej są właśnie następstwem skrócenia łańcucha przemian w porównaniu z gospodarką rozdzieloną, co przekłada się właśnie na dużą efektywność ekonomiczną procesów skojarzonych. Co więcej, niskie nakłady inwestycyjne na elektrociepłownie *gazowo-gazowe* z reaktorem jądrowym *HTGR* i helem jako czynnikiem obiegowym dodatkowo jeszcze spowodują ich wysoką, co bardzo ważne, opłacalność ekonomiczną. Ważne dlatego, bo to przecież ostatecznie efektywność ekonomiczna decyduje o stosowaniu konkretnych rozwiązań technologicznych i technicznych. □

Literatura

1. Bartnik R., Kowalczyk T.: Efektywność termodynamiczna i ekonomiczna innowacyjnych hierarchicznych gazowo-gazowych elektrowni jądrowych z wysokotemperaturowym reaktorem i helem jako czynnikiem obiegowym, *Nowa Energia*, nr 2(78)/2021.
2. Bartnik R.: Elektrownie i elektrociepłownie gazowo-parowe. Efektywność energetyczna i ekonomiczna, WNT, Warszawa 2009 (reprint 2012 WNT, 2017 PWN).
3. Bartnik R., Kowalczyk T.: Hierarchical gas-gas systems. Thermal and Economic Effectiveness. Wydawnictwo Springer, London 2021.