

ZÁPADOČESKÁ UNIVERZITA V PLZNI  
**FAKULTA STROJNÍ**

Studijní program: N2301 Strojní inženýrství  
Studijní obor: 2302T013 Stavba energetických strojů a zařízení

**DIPLOMOVÁ PRÁCE**

Termodynamická optimalizace Rankinova cyklu

Autor: **Bc. Rudolf BOHUSLAV**

Vedoucí práce: **doc. Ing. Petr ERET, Ph.D.**

Akademický rok 2018/2019

ZÁPADOČESKÁ UNIVERZITA V PLZNI  
Fakulta strojní  
Akademický rok: 2018/2019

## ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

(PROJEKTU, UMĚLECKÉHO DÍLA, UMĚLECKÉHO VÝKONU)

Jméno a příjmení: **Bc. Rudolf BOHUSLAV**  
Osobní číslo: **S16N0040P**  
Studijní program: **N2301 Strojní inženýrství**  
Studijní obor: **Stavba energetických strojů a zařízení**  
Název tématu: **Termodynamická optimalizace Rankinova cyklu**  
Zadávající katedra: **Katedra energetických strojů a zařízení**

### Z á s a d y p r o v y p r a c o v á n í :


1. Uveďte popis Rankinova cyklu.
2. Stanovte kritéria pro optimalizaci cyklu (účinnost, entropie, exergie a entransy) a jejich rozbor.
3. Uveďte příslušné matematické modely a demonstруйте optimalizační řešení.

Rozsah grafických prací: diagramy cyklů  
Rozsah kvalifikační práce: 50 - 70 stran  
Forma zpracování diplomové práce: tištěná/elektronická  
Seznam odborné literatury:

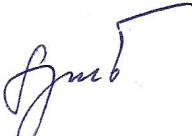
- Wang W., Cheng X., Liang X.: Entropy and entransy analyses and optimizations of the Rankine cycle, *Energy Conversion and Management* 68 (2013), 82-88
- Aljundi I.: Energy and exergy analysis of a stream power plant in Jordan, *Applied Thermal Engineering* 29 (2009), 324-328
- Wang T., Zhang Y., Peng Z. & Shu G. (2011): A review of researches on thermal exhaust heat recovery with Rankine cycle. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 15(6), 2862-2871, doi:10.1016/j.rser.2011.03.0153
- Hofmann M. & Tsatsaronis G. (2018): Comparative exergoeconomic assessment of coal-fired power plants - Binary Rankine cycle versus conventional steam cycle. *Energy*, 142, 168-179, doi:10.1016/j.energy.2017.09.117

Vedoucí diplomové práce: **Doc. Ing. Petr Eret, Ph.D.**  
Katedra energetických strojů a zařízení  
Konzultant diplomové práce: **Doc. Ing. Petr Eret, Ph.D.**  
Katedra energetických strojů a zařízení

Datum zadání diplomové práce: **30. října 2018**  
Termín odevzdání diplomové práce: **24. května 2019**

  
Doc. Ing. Milan Edl, Ph.D.  
děkan



  
Dr. Ing. Jaroslav Synáč  
vedoucí katedry

V Plzni dne 25. října 2018

## **Prohlášení o autorství**

Předkládám tímto k posouzení a obhajobě diplomovou práci, zpracovanou na závěr studia na Fakultě strojní Západočeské univerzity v Plzni.

Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou práci vypracoval samostatně, s použitím odborné literatury a pramenů, uvedených v seznamu, který je součástí této diplomové práce.

V Plzni dne: .....

.....  
podpis autora

## **Poděkování**

Touto cestou bych chtěl poděkovat mému vedoucímu diplomové práce doc. Ing. Petru Eretovi, Ph.D., za cenné rady, trpělivost, vstřícnost a ochotu při tvorbě této diplomové práce.

## ANOTAČNÍ LIST DIPLOMOVÉ PRÁCE

<b>AUTOR</b>	Příjmení (včetně titulů) Bc. Bohuslav		Jméno Rudolf	
<b>STUDIJNÍ OBOR</b>	2302T013 „Stavba energetických strojů a zařízení“			
<b>VEDOUCÍ PRÁCE</b>	Příjmení (včetně titulů) doc. Ing. Eret, Ph.D.		Jméno Petr	
<b>PRACOVÍŠTĚ</b>	ZČU - FST - KKE			
<b>DRUH PRÁCE</b>	<b>DIPLOMOVÁ</b>	<b>BAKALÁŘSKÁ</b>		
<b>NÁZEV PRÁCE</b>	Termodynamická optimalizace Rankinova cyklu			

<b>FAKULTA</b>	Strojní	<b>KATEDRA</b>	KKE	<b>ROK ODEVZD.</b>	2019
----------------	---------	----------------	-----	--------------------	------

### POČET STRAN (A4 a ekvivalentů A4)

<b>CELKEM</b>	65	<b>TEXTOVÁ ČÁST</b>	52	<b>GRAFICKÁ ČÁST</b>	0
---------------	----	---------------------	----	----------------------	---

<b>STRUČNÝ POPIS</b>	Diplomová práce obsahuje popis Rankinova cyklu a jeho modifikací. Dále jsou definovány kritéria pro analýzu a optimalizaci cyklu, konkrétně energie, entropie, exergie a entransie. Tyto kritéria jsou použity pro analýzu a optimalizaci Rankinova cyklu. V práci jsou rovněž provedeny numerické výpočty na existujících příkladech z odborné literatury.
<b>KLÍČOVÁ SLOVA</b>	Rankinův cyklus, účinnost, kritéria, analýza, optimalizace, energie, entropie, exergie, entransie

## SUMMARY OF BACHELOR SHEET

<b>AUTHOR</b>	Surname Bc. Bohuslav	Name Rudolf	
<b>FIELD OF STUDY</b>	2302T013 “Design of Power Machines and Equipment”		
<b>SUPERVISOR</b>	Surname (Inclusive of Degrees) doc. Ing. Eret, Ph.D.	Name Petr	
<b>INSTITUTION</b>	ZČU - FST - KKE		
<b>TYPE OF WORK</b>	<b>DIPLOMA</b>	<b>BACHELOR</b>	
<b>TITLE OF THE WORK</b>	Thermodynamic optimization of the Rankine cycle		

<b>FACULTY</b>	Mechanical Engineering	<b>DEPARTMENT</b>	Power System Engineering	<b>SUBMITTED IN</b>	2019
----------------	---------------------------	-------------------	--------------------------------	-------------------------	------

### NUMBER OF PAGES (A4 and eq. A4)

<b>TOTALLY</b>	65	<b>TEXT PART</b>	52	<b>GRAPHICAL PART</b>	0
----------------	----	------------------	----	---------------------------	---

<b>BRIEF DESCRIPTION</b>	The diploma thesis contains description of Rankine cycle and its modifications. Next there are defined criteria for analysis and optimization of cycle, namely energy, entropy, exergy and entransy. These criteria are used for analysis and optimization of Rankine cycle. Furthermore, numerical calculations are done for existing examples from professional literature.
<b>KEY WORDS</b>	Rankine cycle, efficiency, criterion, analysis, optimization, energy, entropy, exergy, entransy

## Obsah

<b>SEZNAM POUŽITÝCH ZKRATEK A SYMBOLŮ.....</b>	<b>7</b>
<b>1. ÚVOD.....</b>	<b>10</b>
<b>2. RANKINŮV CYKLUS.....</b>	<b>12</b>
2.1. TERMODYNAMICKÁ ÚČINNOST .....	13
2.2. SNIŽOVÁNÍ TLAKU V KONDENZÁTORU .....	14
2.3. PŘEHŘÍVÁNÍ.....	15
2.4. ZVYŠOVÁNÍ TLAKU V KOTLI .....	16
2.5. PŘIHRÍVÁNÍ.....	17
2.6. REGENERACE.....	19
2.7. SOUHRN.....	21
<b>3. KRITÉRIA PRO ANALÝZU A OPTIMALIZACI RC.....</b>	<b>22</b>
3.1. ENERGIE .....	23
3.1.1. <i>Formy energie</i> .....	23
3.1.2. <i>První zákon termodynamiky</i> .....	24
3.1.3. <i>Energetická účinnost</i> .....	26
3.2. ENTROPIE.....	26
3.2.1. <i>Bilance entropie</i> .....	28
3.2.2. <i>Produkce entropie</i> .....	30
3.2.3. <i>Princip minimální generace entropie</i> .....	33
3.3. EXERGIE .....	34
3.3.1. <i>Bilance exergie</i> .....	36
3.3.2. <i>Exergetická účinnost</i> .....	37
3.4. ENTRANSIE .....	38
<b>4. ANALÝZA A OPTIMALIZACE RC .....</b>	<b>41</b>
4.1. ENERGIE A EXERGIE .....	41
4.1.1. <i>Popis cyklu</i> .....	41
4.1.2. <i>Matematický popis</i> .....	42
4.1.3. <i>Numerické řešení</i> .....	44
4.2. ENTROPIE A ENTRANSIE .....	48
4.2.1. <i>Entransie, disipace entransie a ztráty entransie</i> .....	48
4.2.2. <i>Analýza generace entropie a ztráty entransie</i> .....	49
4.2.3. <i>Analýza a optimalizace Rankinova cyklu</i> .....	50
4.2.4. <i>Numerické řešení</i> .....	54
<b>5. ZÁVĚR .....</b>	<b>61</b>
<b>SEZNAM POUŽITÉ LITERATURY .....</b>	<b>62</b>
<b>SEZNAM OBRÁZKŮ .....</b>	<b>64</b>
<b>SEZNAM TABULEK .....</b>	<b>65</b>



## Seznam použitých zkratk a symbolů

Značení	Jednotky	Název
RC		Rankinův cyklus
$T_H$	[K]	teplota zdroje
$T_L$	[K]	teplota zásobníku
$\eta_{\text{CARNOT}}$	[-]	Carnotova účinnost
$a_{\dot{c}}$	[W]	práce čerpadla
$q_{\text{in}}$	[J]	přivedené teplo
$a_T$	[W]	práce turbíny
$q_{\text{out}}$	[J]	odvedené teplo
$\eta_t$	[-]	termodynamická účinnost
$T_{\text{max}}$	[K]	maximální teplota
$x$	[0]	hodnota suchosti páry
VT		vysokotlaký díl
ST		středotlaký díl
NT		nížkotlaký díl
$h$	[J]	entalpie
$\eta_{t \text{ reg}}$	[-]	účinnost regenerace
$T_4$	[K]	teplota v bodě 4
$s_{4r}$	[J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> ]	měrná entropie bodu 4r
$s_1$	[J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> ]	měrná entropie bodu 1
$h_3$	[J]	entalpie bodu 3
$h_2$	[J]	entalpie bodu 2
VTO		vysokotlaký ohřívák
NN		napájecí nádrž
NTO		nížkotlaký ohřívák
NČ		napájecí čerpadlo
KČ		kondenzátní čerpadlo
$g$	[m.s <sup>-2</sup> ]	gravitační zrychlení
$E$	[J]	celková energie
$U$	[J]	vnitřní energie
$E_k$	[J]	kinetická energie
$E_p$	[J]	potenciální energie
$\Delta$		změna veličiny mezi dvěma stavy
$E_{\text{in}}$	[J]	vstupující energie do systému
$E_{\text{out}}$	[J]	vystupující energie ze systému
$d()$		totální diference
$\partial()$		parciální diference
$\dot{\phantom{x}}$		derivace podle času
$E_1$	[J]	počáteční stav energie
$E_2$	[J]	konečný stav energie
$W_{\text{out}}$	[W]	výstupní výkon
$\dot{W}_{\text{out}}$	[W/s]	tok výstupního výkonu
$P$	[Pa]	tlak
$v$	[m <sup>3</sup> /kg]	měrný objem
$\dot{m}$	[kg/s]	hmotnostní tok

$h_1$	[J]	entalpie stavu 1
$h_2$	[J]	entalpie stavu 2
$h_{total}$	[J]	celková entalpie
$S$	[J.K <sup>-1</sup> ]	entropie
$k$	[J.K <sup>-1</sup> ]	Boltzmannova konstanta
$R$	[J.K <sup>-1</sup> .mol <sup>-1</sup> ]	plynová konstanta
$N_A$	[mol <sup>-1</sup> ]	Avogadrova konstanta
$W$	[-]	počet mikrostavů
$n$	[-]	celkový počet náhodných předmětů
$m$	[-]	počet různých předmětů ve druhé nádobě
$E_{sys}$	[J]	energie systému
$S_{in}$	[J/K]	vstupující entropie
$S_{out}$	[J/K]	vystupující entropie
$S_{gen}$	[J/K]	generovaná entropie
$S_2$	[J/K]	entropie stavu 2
$S_1$	[J/K]	entropie stavu 1
$\rho$	[kg.m <sup>-3</sup> ]	hustota látky
$V$	[m <sup>3</sup> ]	objem
$T$	[K]	termodynamická teplota
$Q$	[J]	teplo
$v_n$	[m.s <sup>-1</sup> ]	místní rychlost ve směru normály
$A$	[m <sup>2</sup> ]	plocha A
$S_{sys}$	[J/K]	entropie systému
$m_{in}$	[kg]	vstupující hmotnost
$m_{out}$	[kg]	vystupující hmotnost
$X$	[J]	exergie systému
$T_0$	[K]	teplota okolí
$S_{t,eq}$	[J.K <sup>-1</sup> ]	entropie při rovnováze s okolním prostředím
$S_t$	[J.K <sup>-1</sup> ]	entropie systému
$P_0$	[Pa]	tlak okolí
$n_i$	[mol]	počet molů pro chemický komponent systému
$\mu_{i0}$	[J.mol <sup>-1</sup> ]	chemický potenciál okolí
$c$	[mol.dm <sup>-3</sup> ]	koncentrace látky v uvažovaném materiálu
$c_0$	[mol.dm <sup>-3</sup> ]	koncentrace látky v okolním prostředí
$E_{loss}$	[J]	ztráty energie
$X_{in}$	[J]	vstupující exergie
$X_{out}$	[J]	vystupující exergie
$X_{loss}$	[J]	ztráty exergie
$X_{dest}$	[J]	destrukce exergie
$\eta$	[-]	energetická účinnost
$\Psi$	[-]	exergetická účinnost
$G$	[J.K]	entransie
$M$	[kg]	hmotnost
$c_v$	[J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> ]	měrná tepelná kapacita za konstantního objemu
$c$	[m.s <sup>-1</sup> ]	rychlost světla ve vakuu
$M_h$	[J.s <sup>2</sup> .m <sup>-2</sup> ]	tepelná hmota uložená v objektu

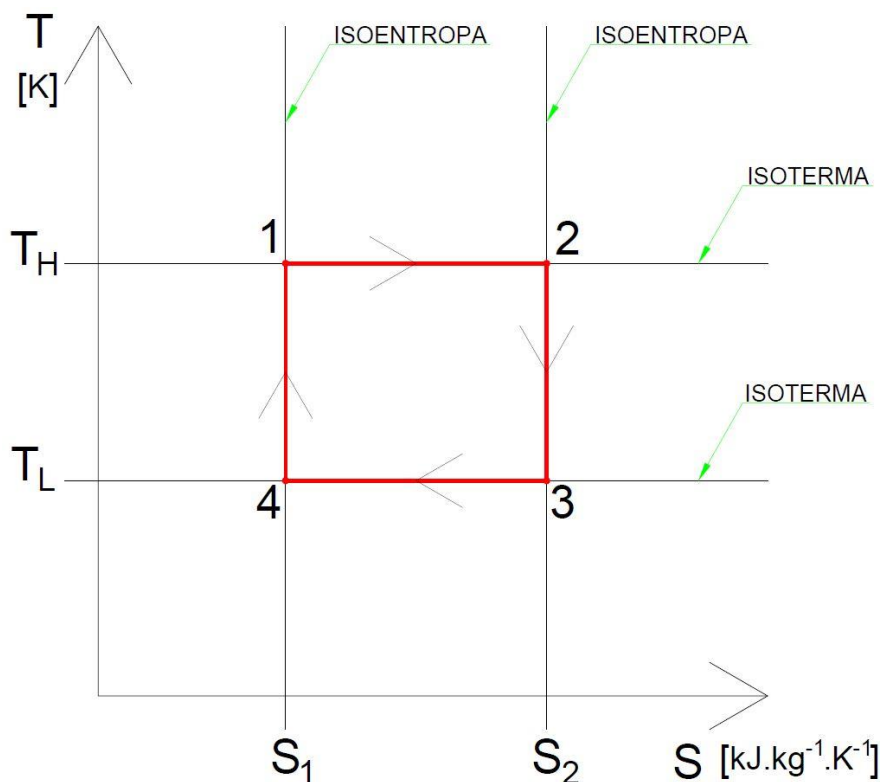
NK		nádrž kondenzátu
$\dot{W}_{vent}$	[kW]	přivedený výkon ventilátoru
$\eta_{kombi}$	[-]	kombinovaná účinnost čerpadla
$\dot{X}_{heat}$	[J/s]	exergetický přenos pomocí tepla
$\chi$	[J/kg]	specifická exergie
$h_0$	[J]	entalpie ustáleného stavu okolí
$s_0$	[J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> ]	měrná entropie ustáleného stavu s okolím
$\dot{I}$	[J/s]	destrukce exergie
$\gamma_f$	[-]	exergetický faktor paliva
LHV	[J/kg]	výhřevnost paliva
t	[s]	čas
$\dot{\mathbf{q}}$	[W/m <sup>2</sup> ]	vektor hustoty tepelného toku
$\nabla T$	[K.m <sup>-1</sup> ]	gradient teploty
$G_{loss}$	[J.K]	ztráta entransie
$G_{in}$	[J.K]	vstupující entransie
$T_{h,in}$	[K]	vstupní teplota horkého proudu
$c_h$	[W/K]	tok tepelné kapacity horkého proudu
$c_s$	[W/K]	tok tepelné kapacity studeného proudu
$T_{s,in}$	[K]	vstupní teplota studeného proudu
$\dot{Q}_h$	[J/s]	tok tepla mezi horkým proudem a pracovním médiem
$\dot{Q}_s$	[J/s]	tok tepla mezi studeným proudem a pracovním médiem
$\dot{Q}_0$	[J/s]	tok tepla do okolí
$T_{h,out}$	[K]	výstupní teplota horkého proudu
$T_{s,out}$	[K]	výstupní teplota studeného proudu
$UA_{h1}$	[W/K]	tepelná vodivost přehříváku
$UA_{h2}$	[W/K]	tepelná vodivost výparníku
$UA_{h3}$	[W/K]	tepelná vodivost předehřevu
$UA_s$	[W/K]	tepelná vodivost nízkoteplotního výměníku
$c_g$	[J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> ]	měrná tepelná kapacita vodní páry
$c_1$	[J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> ]	měrná tepelná kapacita vody
$r_h$	[J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> ]	latentní teplo vypařování při vysokém tlaku
$\epsilon_{h1}$	[-]	účinnosti přehříváku
$\epsilon_{h2}$	[-]	účinnosti přehříváku
$\epsilon_{h3}$	[-]	účinnosti přehříváku
$NTU_1$	[-]	počet přenosových jednotek přehříváku
$NTU_2$	[-]	počet přenosových jednotek výparníku
$NTU_3$	[-]	počet přenosových jednotek předehřevu
$\epsilon_s$	[-]	účinnosti kondenzátoru
$NTU_s$	[-]	počet přenosových jednotek kondenzátoru
$\dot{Q}_{eh}$	[J/s]	tok tepla z výstupu horkého proudu do okolí
$\dot{Q}_{es}$	[J/s]	tok tepla z výstupu studeného proudu do okolí
$\dot{G}_{dis}$	[J.K.s <sup>-1</sup> ]	tok disipace entransie
$N_s$	[-]	hodnota generace entropie
$c_{min}$	[W/K]	minimální tok tepelné kapacity všech tekutin

## 1. Úvod

Termodynamický cyklus, ze kterého můžeme získávat (odebírat) množství čisté práce se nazývá pracovní cyklus. Parní pracovní cyklus pak využívá pracovního média, většinou chemicky upravenou demineralizovanou vodu, která se v cyklu střídavě vypařuje a kondenzuje. Rankinův cyklus je standardní termodynamický cyklus běžně využívaný pro generaci elektrické energie. Tento cyklus představuje tepelný motor s parním pracovním cyklem. Z termodynamického hlediska nemůže být žádný tepelný motor účinnější než tepelný motor pracující mezi dvěma fixními teplotními limity (isotermi). Nejúčinnější cyklus pracující mezi teplotou zdroje  $T_H$  a teplotou zásobníku  $T_L$  je Carnotův cyklus a jeho termodynamická účinnost<sup>1</sup> je dána vztahem:

$$\eta_{\text{CARNOT}} = 1 - \frac{T_L}{T_H} \quad (1)$$

kde teploty  $T_H$  a  $T_L$  udávají teplotní rozsah, mezi kterým operuje pracovní médium, viz obr. č. 1.



Obrázek č. 1 – T-S diagram Carnotova cyklu

Zvyšování pracovních teplot naráží na možnosti použitých materiálů v inženýrských aplikacích, oproti tomu zvyšování pracovního tlaku je o něco lépe dosažitelné. Navíc nevratnosti Carnotova cyklu nelze v praxi dosáhnout. Isoentropie, které definují Carnotův cyklus jsou v praxi nereálné, zatím co přívod a odvod tepla při konstantní teplotě lze v podstatě aproximovat. Díky těmto skutečnostem je Rankinův cyklus, který operuje

<sup>1</sup> V praxi se někdy rozlišuje mezi termodynamickou účinností (účinnost jedné komponenty oběhu, např. parní turbíny) a tepelnou účinností (brána pro celý cyklus). Zde je termodynamická účinnost myšlena jako účinnost celého cyklu.

mezi dvěma konstantními tlaky namísto dvou isotherm, obecně využíván pro aplikace elektráren s parním oběhem.

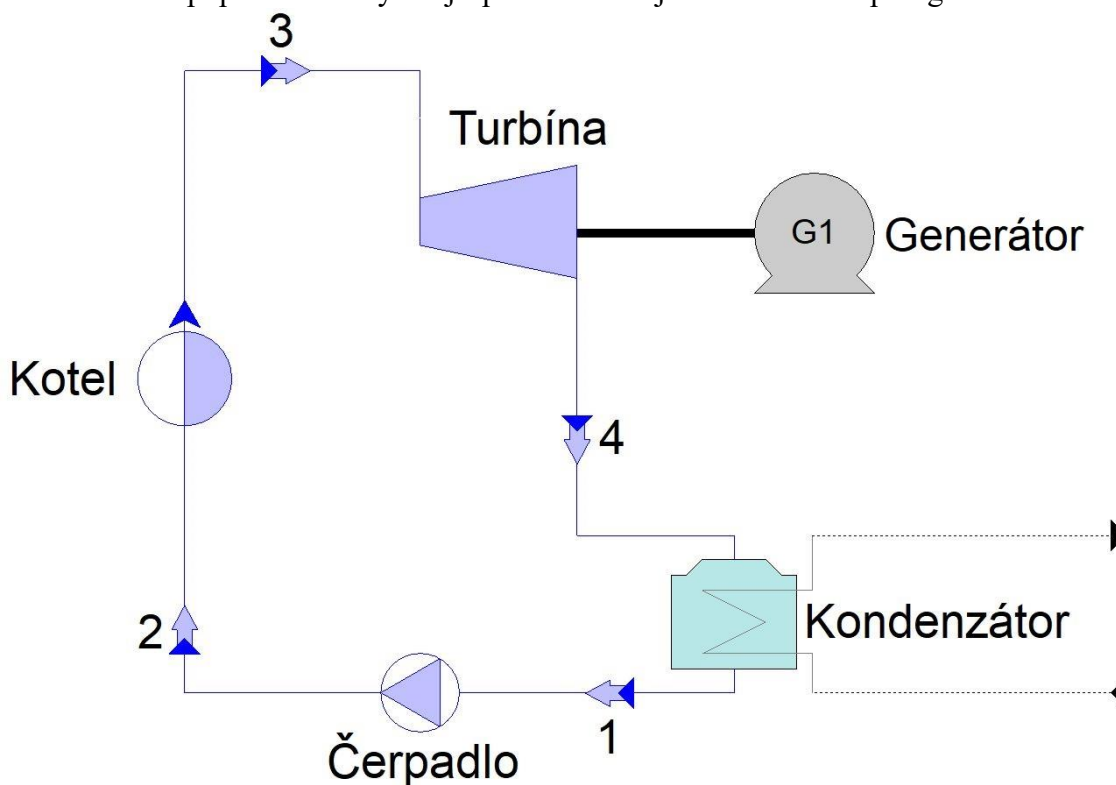
Není pochyb, že Carnotův cyklus je považován za nejúčinnější cyklus, ale pro parní elektrárny má několik nepraktičností spojených s tímto cyklem, například pára v cyklu nikdy zcela nezkondenzuje a vždy zůstane nějaký podíl složky páry, díky tomu se musí kompresor v cyklu vypořádávat s vodou a párou, což má za následek nárůst spotřeby, což nakonec vede ke špatné účinnosti elektrárny. Tyto neduhy jsou ale v Rankinovo cyklu odstraněny. Rankinův cyklus využívá kompletní kondenzace páry, a tedy jen kondenzát je pumpován zpět do parního generátoru. Ve skutečnosti tedy tento cyklus potřebuje jen velmi malou čerpadlovou práci a díky tomu má v tomto případě prakticky lepší účinnost než Carnotův parní cyklus.

Obsahem této práce je rozbor Rankinova cyklu se zaměřením na účinnost tohoto cyklu a její možnosti zvyšování z různých úhlů pohledu. Pro analýzu a optimalizaci tohoto cyklu jsou pak představena vybraná kritéria, která jsou dále aplikována na konkrétní případy Rankinova cyklu s následným vyhodnocením.

## 2. Rankinův cyklus

Je to základní operační cyklus klasických tepelných elektráren, kdy je pracovní médium dokola odpařováno a kondenzováno. Výběr pracovního média je pak hlavně závislý na uvažovaných teplotních rozsazích. Ve většině případech se jedná o demineralizovanou vodu.

Pro další popis tohoto cyklu je potřeba znát jeho základní topologickou skladbu.



Obrázek č. 2 – Topologie Rankinova cyklu

Na obrázku č. 2 je uvedena topologie jednoduchého Rankinova cyklu, který se skládá z kotle, turbíny, kondenzátoru a čerpadla. Generátor není pro popis cyklu relevantní. Schéma cyklu je navrženo v programu „THERMOFLEX LITE“ od firmy Thermoflow, Inc.<sup>2</sup>

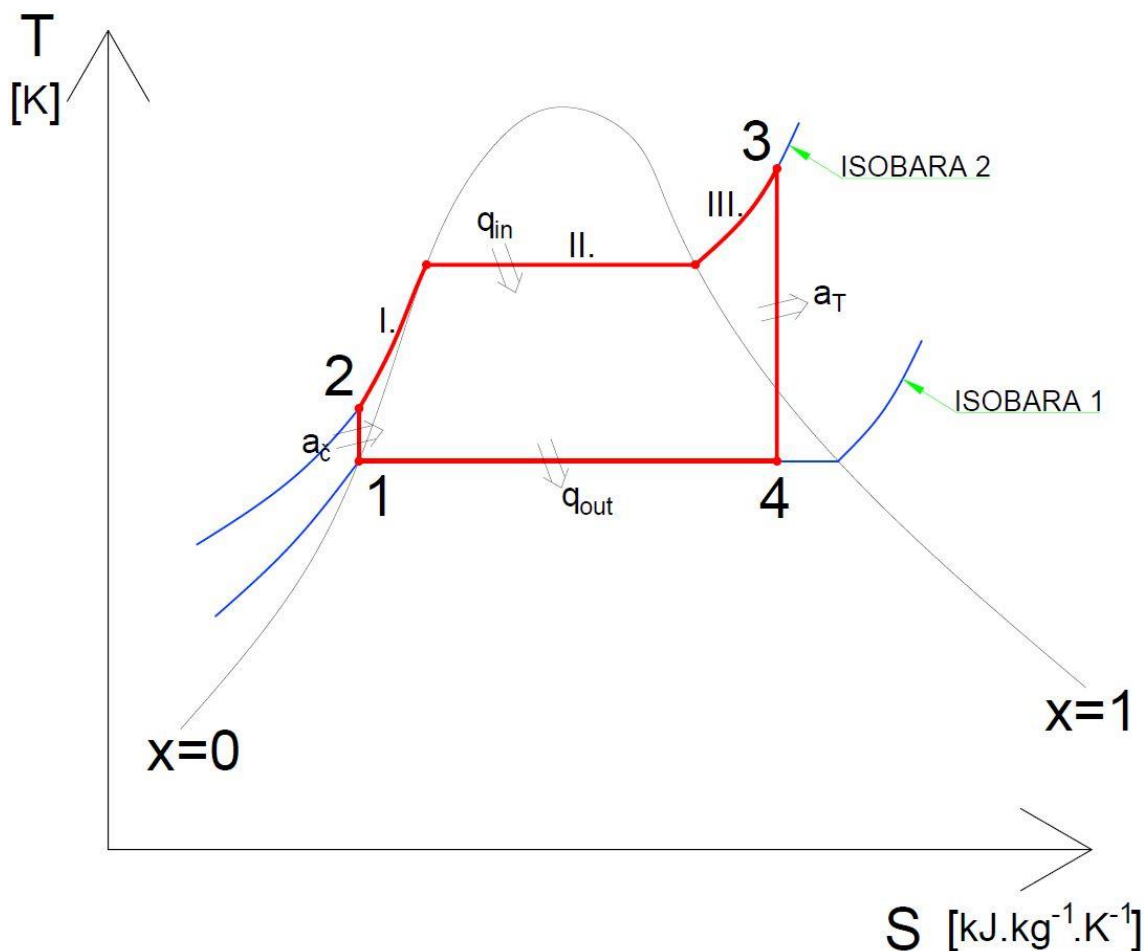
Uvedený Rankinův cyklus je základním nejjednodušším typem. V dalších kapitolách budou uvedeny některé složitější variace tohoto cyklu. Pro sledování termodynamických dějů v tomto cyklu se používají různé diagramy. Jedním z nejčastějších diagramů je pak T-S diagram, tedy závislost teploty a entropie.

Na obrázku č. 3 je T-S diagram odpovídající Rankinovo cyklu z obrázku č. 2. Děj probíhá cyklicky mezi body 1 – 2 – 3 – 4 – 1. V idealizovaném případě lze jednotlivé děje popsat takto:

- 1 – 2 dochází k izoentropické kompresi vlivem práce čerpadla –  $a_\epsilon$

<sup>2</sup> THERMOFLEX LITE – Software od společnosti Thermoflow, Inc. slouží pro navrhování a šetření termodynamických cyklů. Jedná se o bezplatnou zkušební verzi, kterou je možné získat po vyplnění formuláře na webu této společnosti. <https://www.thermoflow.com/FreeTrialRequest.asp>

- 2 – 3 v kotli (či parogenerátoru) dochází k izobarickému přívodu tepla pracujícímu médiu –  $q_{in}$ , v I. části dochází k nárůstu teploty až do teploty meze sytosti (závisí na tlaku), v II. části dochází ke změně skupenství pracujícího média za konstantní teploty a tlaku, ve III. části dochází k přehřátí páry
- 3 – 4 dochází k izoentropické expanzi v turbíně –  $a_T$
- 4 – 1 dochází k izobarickému ochlazování pracovního média –  $q_{out}$



Obrázek č. 3 – T-S diagram Rankinova cyklu

## 2.1. Termodynamická účinnost

Jedním ze základních kritérií pro porovnávání cyklů je termodynamická účinnost –  $\eta_t$ . Jedná se o bezrozměrné číslo, které vyjadřuje efektivnost přeměny přivedené tepelné energie na práci.

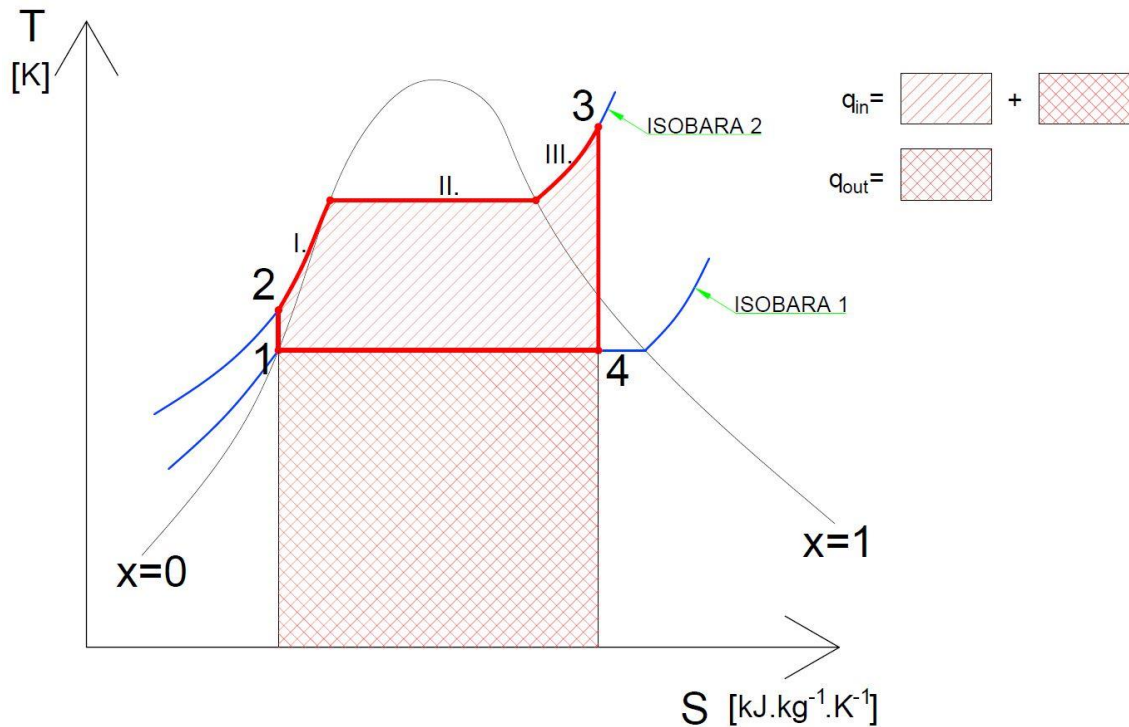
Pro uzavřený cyklus při akceptaci prvního zákona termodynamiky lze vztah pro termodynamickou účinnost vyjádřit takto:

$$\eta_t = 1 - \frac{q_{out}}{q_{in}} \quad (2)$$

Termodynamická účinnost se pohybuje mezi 0÷1. Jak již bylo řečeno v úvodu, nejúčinnější cyklus je Carnotův. Účinnost Rankinova cyklu tedy bude menší.

Její zvyšování, resp. přibližování k té u Carnotovo cyklu (tzv. „karnotizace“), je předmětem mnoha studií a vědeckých článků. V praxi je několik způsobů, jak tuto účinnost zvyšovat, avšak vždy jsme omezeni lidským věděním a fyzikálními zákony.

Pro názornější zobrazení změny účinnosti v cyklu je vhodné využít vlastnosti diagramu T-S, kdy teplo přivedené  $q_{in}$  a teplo odvedené  $q_{out}$  vidíme jako plochy pod křivkami 2 – 3, resp. 1 – 4, viz obrázek č. 4.



Obrázek č. 4 – T-S diagram Rankinova cyklu s plošným vyobrazením tepel

## 2.2. Snížení tlaku v kondenzátoru

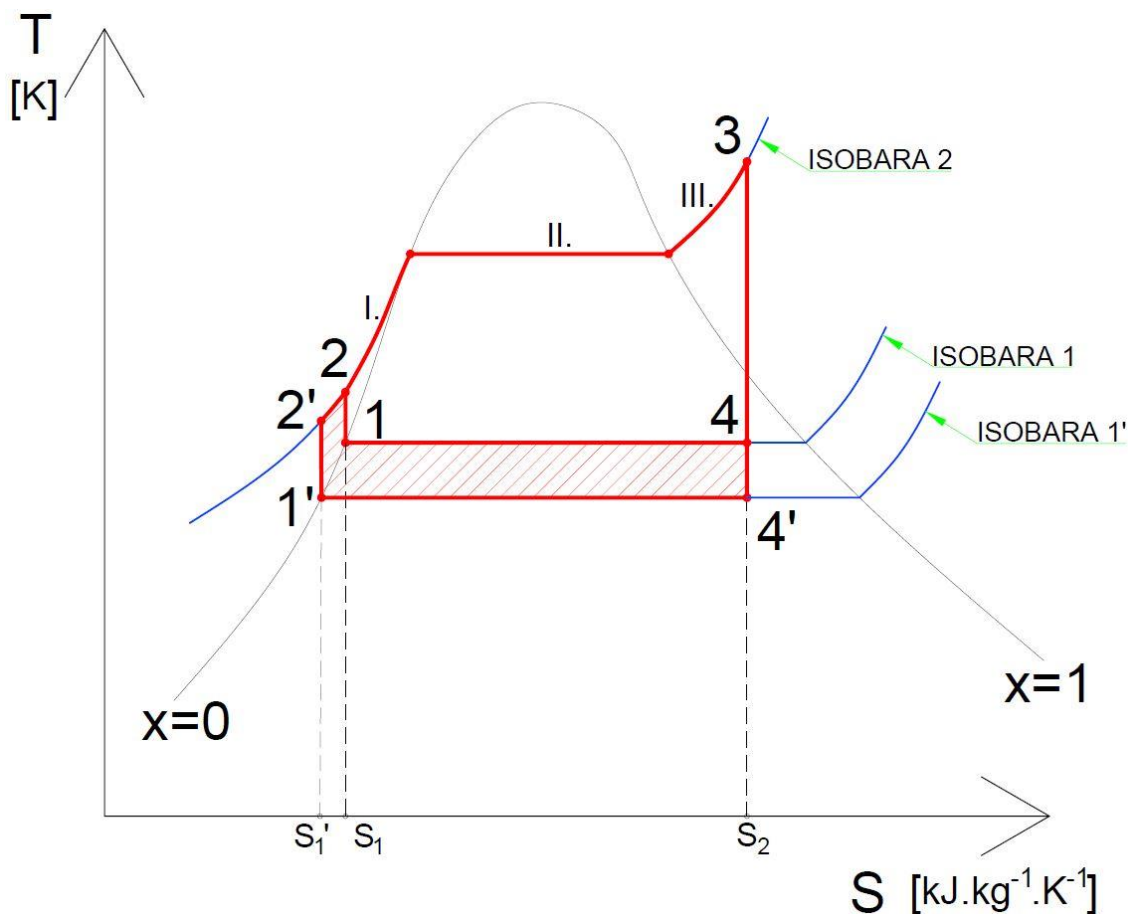
Pára vstupuje do kondenzátoru z turbíny jako nasycená směs s parní a vodní složkou při tlaku v kondenzátoru. Pokud tento tlak snížíme, tedy pára expanduje do nižšího tlaku, snížíme i výstupní teplotu páry z turbíny a tím snížíme i velikost odváděného tepla v kondenzátoru.

Na obrázku č. 5 vidíme vizualizaci tohoto efektu. Při snížení tlaku v kondenzátoru expanduje pára až na isobaru 1'. Cyklus je tedy nyní tvořen body 1' – 2' – 3 – 4' – 1'. Je patrné, že se jednotlivé plochy  $q_{in}$  a  $q_{out}$  změnila ve vhodném poměru (analogicky dle obrázku č. 4) a tudíž vzrostla termodynamická účinnost. Vyšrafovaná plocha zobrazuje zvýšení užité práce cyklu. Tento způsob zvyšování účinnosti má však i svá negativa. Jako např.:

- Snížením koncového tlaku v turbíně způsobuje navýšení vlhkosti páry (vidno na obrázku č. 5, dle pákového pravidla poměru dvou úseček isobary dělenou bodem 4, resp. 4') na konci expanze. Pokud poměr kapalné fáze ku plynné převýší 10 % dojde k výraznému poklesu účinnosti turbíny a nastane nežádoucí eroze lopatek.



- Zvyšování náročnosti na těsnost kondenzátoru, navýšení potřebné práce vývěvede ke snížení užitečné práce.
- Snížování tlaku v kondenzátoru vede ke zvyšování potřebného chladicího výkonu kondenzátoru, jsme tedy v praxi omezeni jak z ekonomického hlediska, tak z technického hlediska chladicího okruhu.



Obrázek č. 5 – efekt snížení tlaku v kondenzátoru

### 2.3. Přehřívání

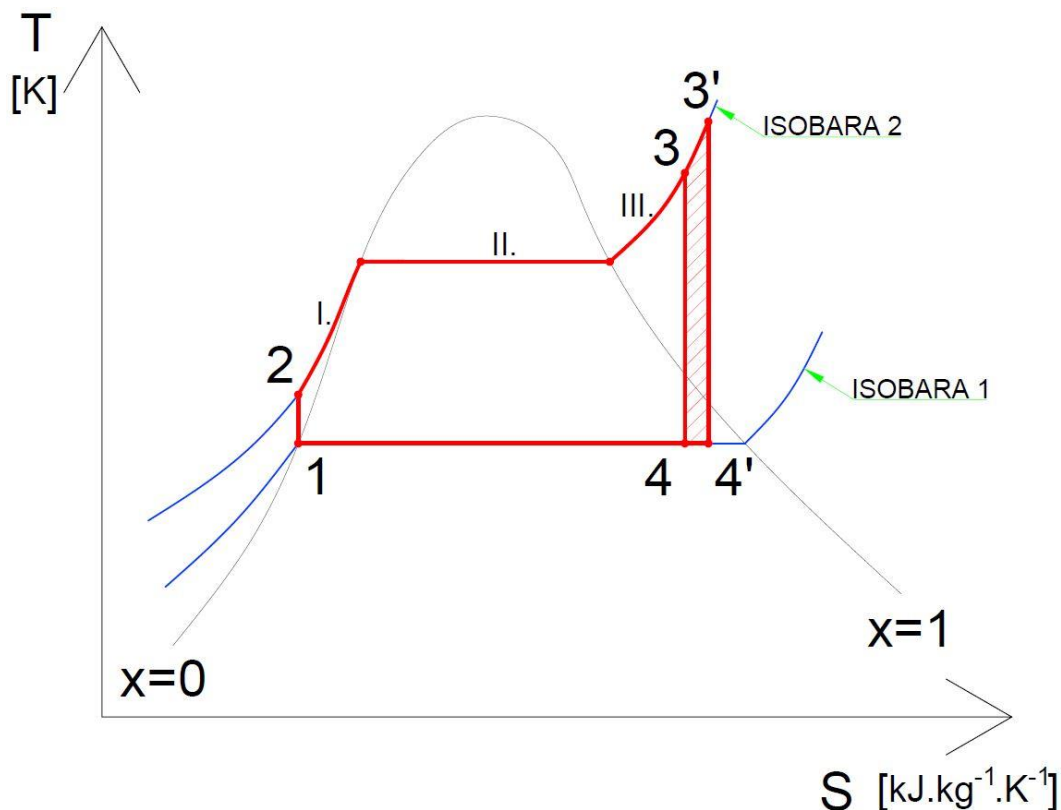
Další ze způsobů navýšení termodynamické účinnosti Rankinova cyklu je přehřívání páry. Tento způsob je již zobrazen v T-S diagramech v předchozích kapitolách. Jedná se o oblast III. při izobarickém přívodu tepla.

Vliv zvyšování výstupní teploty páry z kotle je zobrazen na obrázku č. 6. Ohřev páry probíhá až do bodu 1', kdy pak pára expanduje v turbíně až do bodu 2'. Cyklus je tedy nyní tvořen body 1 – 2 – 3' – 4' – 1'. Je patrné, že se jednotlivé plochy  $q_{in}$  a  $q_{out}$  změnila ve vhodném poměru (analogicky dle obrázku č. 4) a tudíž vzrostla termodynamická účinnost. Vyšrafovaná plocha zobrazuje zvýšení užité práce cyklu.

Přehřívání páry nám přináší další výhody, jako např.:

- snížení specifické spotřeby páry [1]
- snížení vlhkosti páry na konci expanze v turbíně (vidno na obrázku č. 6, dle pákového pravidla poměru dvou úseček isobary dělenou bodem 4, resp. 4')

V praxi jsme omezovali konstrukčními materiály technologických zařízení (kotel, potrubí, lopatky).

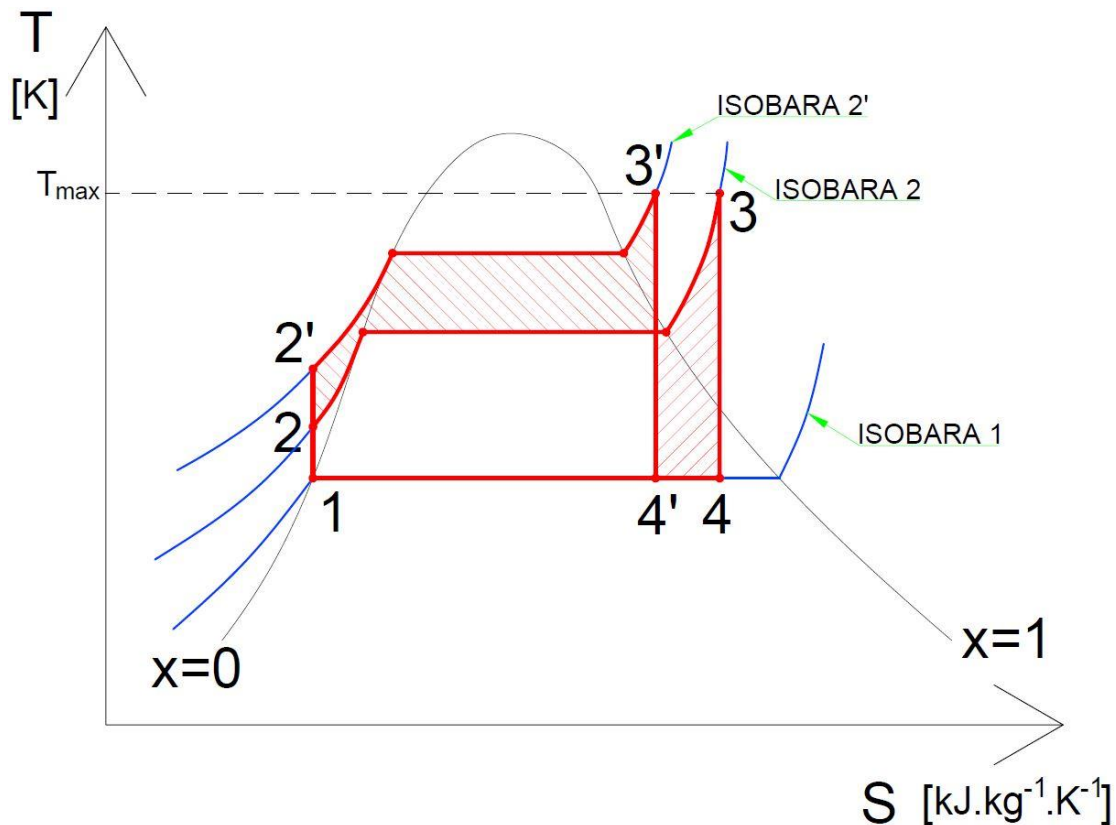


Obrázek č. 6 – efekt přehřívání páry

## 2.4. Zvyšování tlaku v kotli

Zvýšením tlaku v kotli vzroste střední teplota přívodu tepla, v důsledku toho vzroste i termodynamická účinnost cyklu. Pokud tedy ponecháme hodnoty maximální teploty  $T_{max}$  a konečného tlaku expanze stejné a zvýšíme tlak ohřevu média v kotli (isobara 2'), bude změněný cyklus nyní definován body 1 – 2' – 3' – 4' – 1, viz obrázek č. 7. Šrafované plochy zobrazují transformaci ploch reprezentující užitnou práci cyklu. Při analogii zobrazení ploch přivedeného tepla  $q_{in}$  a odvedeného tepla  $q_{out}$  je zřejmé, že se velikost ploch změnila ve vhodném poměru, a tudíž vzrostla termodynamická účinnost cyklu.

Ve skutečnosti zůstanou provozní parametry kondenzátoru nezměněny a získané množství užité práce je zanedbatelné. I zde vidíme, podobně jako v kapitole 2.2, zvýšení vlhkosti páry při expanzi páry v turbíně. Proto se tento způsob zvyšování účinnosti s výhodou kombinuje s přehříváním páry, popsánem v následující kapitole.



Obrázek č. 7 – efekt zvyšování tlaku v kotli

## 2.5. Přihřívání

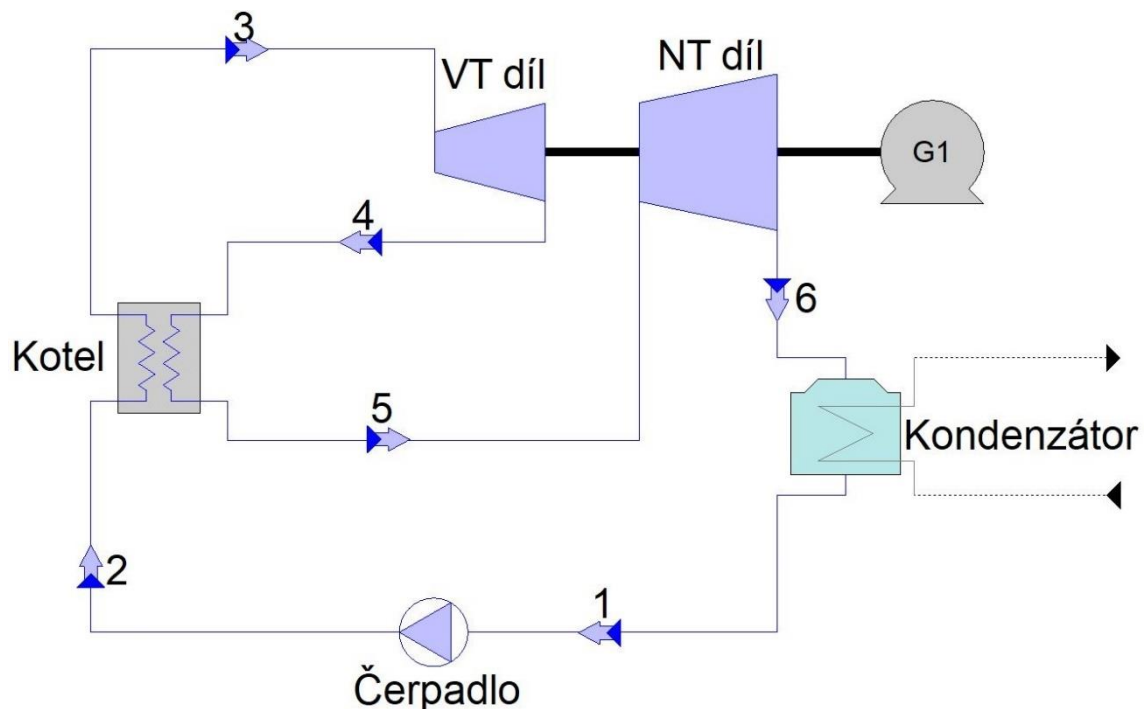
Jako jedna z variant, jak zvýšit získanou práci z cyklu, je provedení dvoutělesové parní turbíny, kdy mezi jednotlivými stupni (většinou VT a NT, případně ST/NT)<sup>3</sup> dochází k přihřívání páry. Topologii tohoto cyklu můžeme vidět na obrázku č. 8.

Přihřívání páry mezi jednotlivými stupni expanze přináší jednu velikou výhodu, a to snížení vlhkosti páry v turbíně. Pokud pára expanduje pouze v jednodílné turbíně, tak výstupní pára na posledním stupni je velmi vlhká. Tato mokrá pára v sobě obsahuje jednotlivé kapičky vody, které jsou těžší než částice páry a tyto kapičky doslova „bombardují“ plochy lopatek a dochází k erozi. Proto pro zvýšení životnosti turbíny je žádoucí udržet páru suchou v průběhu expanze. Jeden ze způsobů je rozdělení expanze do dvou částí. V první části pára expanduje ve VT dílu turbíny na určitý tlak a následně je pára vyvedena z turbíny zpět do kotle, kde se znovu ohřeje (odtud „přihřívání“, anglicky „reheating“) za konstantního tlaku, dokud teplota páry nedosáhne původní teploty výstupu z kotle – isoterma 1, viz obrázek č. 9. Poté pára expanduje v NT dílu turbíny již na koncový tlak s následným vyvedením do kondenzátoru. Díky přihřívání získáváme z cyklu více čisté práce, a tím zvyšujeme termodynamickou účinnost.

Přihřívání s výhodou využívá zvýšení tlaku v kotli, popsanému v kapitole 2.4., eliminováním problému s vysokou vlhkostí ve výstupní páře z turbíny.

<sup>3</sup> VT – vysokotlaký díl turbíny (anglicky „HP“)  
ST – středotlaký díl turbíny (anglicky „IP“)  
NT – nízkotlaký díl turbíny (anglicky „LP“)

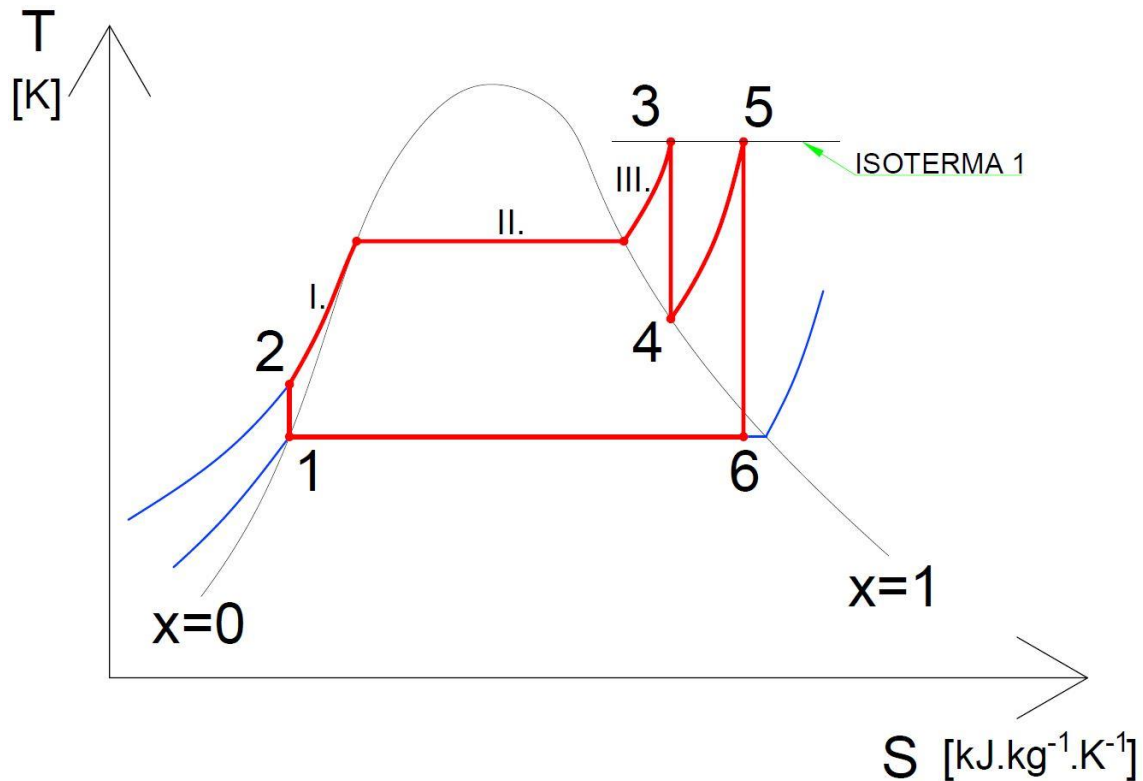
Nízký tlak při přehřívání může snížit střední teplotu přívodu tepla a tím snížit i termodynamickou účinnost. Naproti tomu vysoký tlak přehřívání zase zvyšuje vlhkost páry na výstupu z turbíny. V tomto případě je tedy nutná optimalizace procesu přehřívání a nalezení optimálního rozdělení expanze, pro dosažení co nejlepší možné účinnosti. Optimální hodnota tlaku přehřívání u většiny moderních elektráren se pohybuje okolo  $0,2 \div 0,25$  násobku počátečního tlaku páry v kotli. [2]



Obrázek č. 8 – topologie Rankinova cyklu s přehříváním

Cyklus na obrázku č. 9 je tedy tvořen body 1 – 2 – 3 – 4 – 5 – 6 – 1. Jednotlivé děje lze pak popsat takto:

- 1 – 2 dochází k izoentropické kompresi vlivem práce čerpadla
- 2 – 3 v kotli (či parogenerátoru) dochází k izobarickému přívodu tepla pracujícímu médiu
- 3 – 4 dochází k izoentropické expanzi ve VT dílu turbíny
- 4 – 5 v kotli (či parogenerátoru) dochází k izobarickému přehřevu páry
- 5 – 6 dochází k izoentropické expanzi v NT dílu turbíny
- 6 – 1 dochází k izobarickému ochlazení pracovního média



Obrázek č. 9 – T-S diagram Rankinova cyklu s přehříváním

Díky rozdělení turbíny na dva díly tedy dostáváme z cyklu více užité práce. Termodynamickou účinnost můžeme vyjádřit jako algebraický součet prací dvou dílů turbíny a práce čerpadla ku algebraickému součtu přívodu tepla. Pomocí entalpie v jednotlivých bodech cyklu lze pak vzorec pro účinnost vyjádřit takto:

$$\eta_t = \frac{(h_1 - h_2) + (h_3 - h_4) + (h_5 - h_6)}{(h_1 - h_6) + (h_3 - h_2)} \quad (3)$$

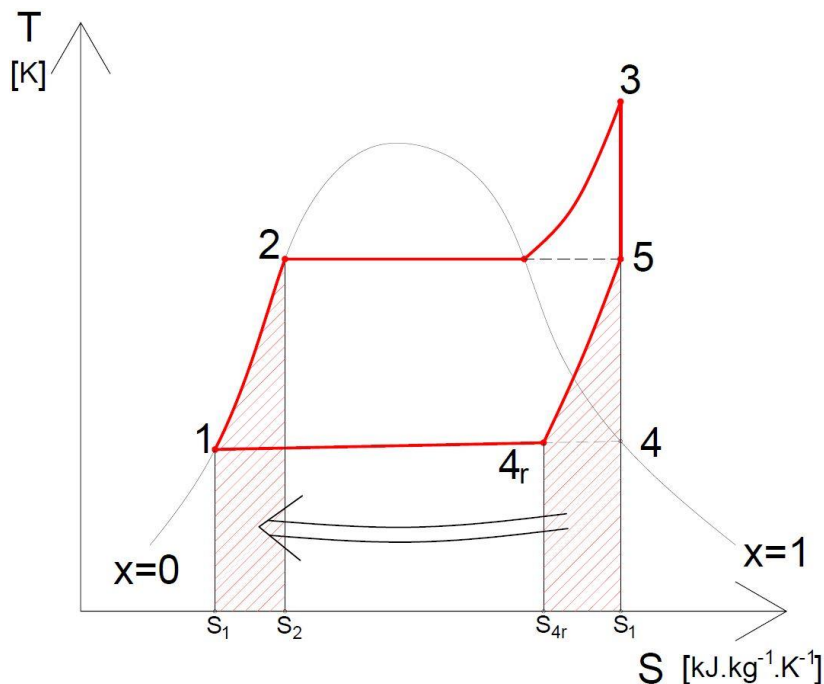
Ve skutečnosti, když pára expanduje v turbíně vzniká zde tření mezi párou a lopatkami turbíny. Isoentropický entalpický spád není plně přeměněn v kinetickou energii, ale část je ho využita k překonání tohoto třecího odporu. Jak je známo, při tření se část energie přeměňuje v teplo, což má za následek, že se pára sama tímto způsobem ohřívá a vysušuje. Toto teplo vzniklé třením zvyšuje entropii, a tedy skutečný entalpický spád je vždy nižší než isoentropický entalpický spád. Poměr mezi kumulovaným isoentropickým entalpickým spádem a isoentropickým entalpickým spádem z počátečního tlaku na konečný tlak je nazýván „reheat factor“. [2]

V praxi je snaha využívat páru o stále větším tlaku a vyšší teplotě, můžeme se tedy setkávat i s víceetapovým přehříváním.

## 2.6. Regenerace

Dalším způsobem, jak zvýšit termodynamickou účinnost Rankinova cyklu je regenerace. V jednoduchém cyklu je kondenzát, akumulovaný v kondenzátoru, čerpaný do kotle čerpadlem, kde se ohřívá a mění se v páru a následně přehřátou páru. V regeneračním cyklu je napájecí voda ještě před přívodem do kotle ohřívána v ohřívácích. K tomuto ohřevu je využita pára, která se vezme z odběrů turbíny. Část páry

je tedy využita k ohřevu kotlové vody či kondenzátu přes výměníky tepla, tomuto procesu se říká „regenerace“. Princip tohoto fenoménu je znázorněn na obrázku č. 10. Zde se jedná o idealizovaný regenerační proces. Teplo odebrané páře pro ohřev napájecí vody vidíme jako plochu pod křivkou 5 – 4r. Toto teplo se v ideálním případě rovná teplu přivedenému do napájecí vody skrze výměník tepla, na obrázku č. 10 plocha pod křivkou 1 – 2. Jedná se tedy o jakousi karnotizaci cyklu.



Obrázek č. 10 – princip regenerace

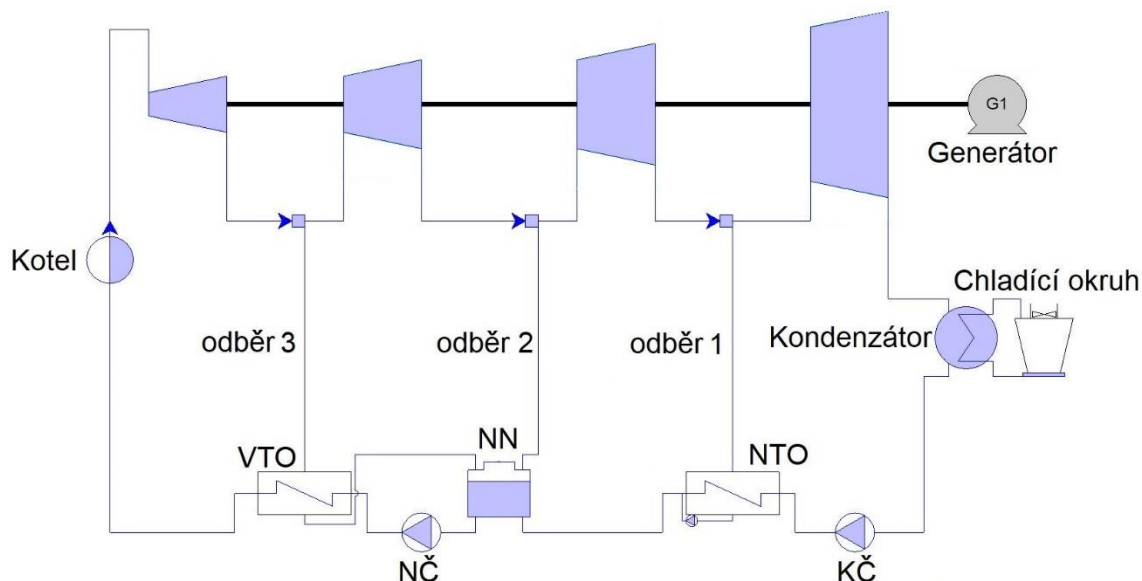
Pro výpočet termodynamické účinnosti tohoto idealizovaného průběhu lze pak použít vztah:

$$\eta_{t \text{ reg}} = 1 - \frac{T_4(s_{4r} - s_1)}{h_3 - h_2} \quad (4)$$

V technické praxi jsou v Rankinovo cyklu nejběžnější dva typy výměníků tepla:

- povrchové výměníky (NTO a VTO)<sup>4</sup> – odběrová pára z turbíny předává přes teplosměnnou plochu teplo napájecí vodě či kondenzátu
- směšovací výměník (NN)<sup>5</sup> – odběrová pára z turbíny se přímo mísí s napájecí vodou[3]

<sup>4</sup> NTO – nízkotlaký ohřívák  
VTO – vysokotlaký ohřívák  
<sup>5</sup> NN – napájecí nádrž



**Obrázek č. 11** – topologie Rankinova cyklu s regenerací

Na obrázku č. 11 můžeme vidět jednoduchý případ regenerace, který využívá tři odběry páry z turbíny pro tři výměníky tepla. Odběr č. 3 (odběry se číslují od nejnižšího tlaku) je z oblasti vyššího tlaku páry a je využit pro ohřev napájecí vody ve VTO. Pára je pak zavedena do NN, kde dochází ke smíšení. Odběr č. 2 je z oblasti středního tlaku páry v turbíně a je využit pro ohřev napájecí vody v NN míšením. Odběr č. 1 je již z oblasti nižšího tlaku páry a je využit pro ohřev kondenzátu v NTO. Odběrová pára zde kondenzuje a přes pomocné čerpadlo kondenzátu dochází k míšení s hlavním kondenzátem. Standardně se používá pojem kondenzát pro vodu mezi kondenzátorem a NN. Kondenzát čerpá kondenzátní čerpadlo. O vodě mezi NN a kotlem se hovoří jako o napájecí vodě a ta je čerpána pomocí napájecího čerpadla.

U moderních elektráren s parním oběhem, pracujících s vysokými parametry páry, se počet regenerativních ohříváků pohybuje mezi 6 až 10. Výběr jednotlivých bodů pro odběry páry pro regeneraci je předmětem speciální analýzy, která zkoumá ekonomickou výhodnost jednotlivých stupňů regenerace. Od určitého počtu stupňů regenerace je přírůstek růstu účinnosti minimální a zbytečně bychom tedy zvyšovali složitost zařízení a velikost nákladů pro výstavbu.

## 2.7.Souhrn

V technické praxi se využívají všechny způsoby zvýšení termodynamické účinnosti uvedené v předchozích kapitolách. Jejich vhodnou kombinací lze docílit výrazného zvýšení účinnosti Rankinova cyklu. U klasických elektráren na fosilní paliva se termodynamická účinnost pohybuje v rozmezí 33÷48 %. Nicméně nejnovější moderní elektrárny s kombinovanými cykly dosahují i účinnosti téměř 60 %.

V tabulce č. 1 můžeme vidět vliv modifikace parametrů Rankinova cyklu uvedený v kapitolách 2.2 až 2.4.



Tabulka č. 1 – vliv změny parametrů Rankinova cyklu

Způsob změny parametrů Rankinova cyklu	Práce cyklu	Termodynamická účinnost
Snižování tlaku v kondenzátoru	Zvýšení	Zvýšení
Přehřívání	Zvýšení	Zvýšení
Zvyšování tlaku v kotli	Zanedbatelné	Zvýšení

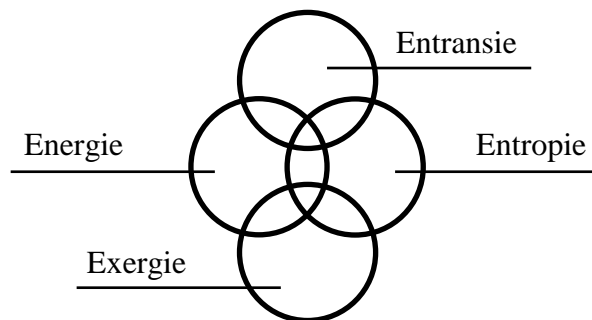
### 3. Kritéria pro analýzu a optimalizaci RC

Uvažujme, že se existující integrovaný tepelný systém skládá z různých komponent, jako např. tepelné výměníky, turbíny, kompresory, čerpadla a dalších zařízení (např. elektronika potřebná pro ovládání systému). Jedním ze způsobů, jak zjistit žádoucí modifikaci tohoto systému, která by vedla k zvýšení výkonu, je navržení detailního analytického modelu a ten použít k vyšetření jednotlivých změn. Pro tento návrh analytického modelu můžeme využít dobře zavedené metodologie použitelné pro koncepčně velice širokou škálu tepelných systémů.

Tato metodologie využívá dobře známých principů, například zákon o zachování hmoty a zákon o zachování energie spolu s druhým zákonem termodynamiky. Dále pak principů z mechaniky tekutin, včetně hodnot klíčových parametrů, jako např. koeficientů tření a koeficientů ztrát, které jsou obvykle používány. Principy z přenosu tepla skládajících se z relevantní kondukce, konvekce, fázové přeměny a sálání hrají také svůj podíl. Neméně důležité v tomto modelu jsou materiálové vlastnosti plynů, kapalin, a pevných látek a asociovaných konstitučních vztahů. Konvenční účinnost a hodnoty účinnosti, které jsou svázány s prvním a druhým termodynamickým zákonem, jsou také součástí. Ve zkratce je tedy tento přístup obsáhlý, pečlivý a více či méně univerzálně použitelný.

Pokud je naším cílem maximalizovat či minimalizovat určité aspekty výkonu integrovaného systému popsaného výše, je požadováno provedení, které splňuje tento záměr a při tom splňuje další specifické vazby (např. velikost a/nebo cena).

Většina termodynamických systémů obsahuje energii, entropii, exergii i entransii. V následujících kapitolách se tedy na tyto kritéria zaměříme a ukážeme si jejich využití pro optimalizaci za pomoci sledování změny v systému.



Obrázek č. 12 – Interakce mezi doménami energie, entropie, exergie a entransie



### 3.1. Energie

Koncept energie byl poprvé představen v mechanice Isaacem Newtonem, kde představil hypotézu o kinetické a potenciální energii. Nicméně důležitost energie jako ucelený koncept ve fyzice byl poprvé adoptován v polovině 19. století a byl považován za jeden z hlavních vědeckých milníků století. Koncept energie je nám dnes tak povědomý, že ho většina lidí v nějaké základní podobě dokáže intuitivně popsat, či uvést reálný příklad, avšak máme obtíže s její přesnou definicí. Energie je skalární veličina, která nemůže být pozorována přímo, ale může být zaznamenávána a vyhodnocována pomocí nepřímých měření. Absolutní hodnota energie systému je těžko měřitelná, ale její změna je vcelku jednoduchá pro výpočty. V našich životech jsou příklady s energií prakticky nekonečné. Slunce je hlavním zdrojem energie pro Zemi. Slunce emituje spektrum energie, které cestuje napříč prostorem jako elektromagnetické záření. Energie je také spojena se stavbou hmoty a může z ní být uvolňována za pomoci chemických a jaderných reakcí. Po celou dobu historie lidstva byl vznik civilizací charakterizován právě objevem a efektivní aplikací energie pro potřeby společnosti.

#### 3.1.1. Formy energie

Energie se vyskytuje v mnoha formách, které jsou buď vnitřní nebo přechodné a může být transformována z jedné formy na jinou. V termodynamické analýze se formy energií klasifikují do dvou skupin:

- **Makroskopické formy** energie jsou ty, kde je systém brán jako celek s respektováním některých vnějších referenčních rámců, jako např. kinetické a potenciální energie. Například makroskopická energie vzhůru se pohybujícího předmětu o určité rychlost a výšce. Makroskopická energie systému je spojena s pohybem a je ovlivněna některými vnějšími efekty, např. gravitací, magnetismem, elektřinou či povrchovým napětím. Energie, kterou má systém jako výsledek jeho pohybu relativně k nějakému jinému referenčnímu systému je nazývána kinetickou energií. Energie, kterou má systém díky jeho elevaci v gravitačním poli, se nazývá potenciální energií. Kinetická energie referuje energii, kterou má systém díky jeho celkovému pohybu, buď translačnímu či rotačnímu. Je zde použit přídomek „celkový“, protože je zde myšlena kinetická energie celého systému, ne kinetická energie jednotlivých molekul v tomto systému. Pokud je tento systém např. plyn, kinetická energie je energie díky makroskopickému proudění plynu, ne pohybem jednotlivých molekul. Potenciální energie systému je součtem gravitační, odstředivé, elektrické a magnetické potenciální energie. Pro ilustraci gravitační potenciální energie, mějme 1 kg hmoty, 100 metrů nad zemí. Je zřejmé, že tato hmota má větší potenciální energii než ten samý 1 kg hmoty na zemi. Tato potenciální energie může být transformována do jiných forem energie, např. kinetické energie, pokud je této hmotě umožněn např. volný pád. Kinetická a potenciální energie závisí na prostředí, ve kterém systém existuje. Zejména potenciální energie systému závisí na volbě nulové výškové hladiny. Např. pokud uvažujeme, že předmět na zemi má nulovou potenciální energii, pak tento předmět bude mít při poloze 100 m nad zemí pozitivní potenciální energii rovnou hmotnosti (např. 1 kg) vynásobenou gravitačním zrychlením ( $g \cong 9,807 \text{ [m.s}^{-2}\text{]}$  na úrovni moře) a výškou nad zemí. Potenciální energie bude tedy  $980,7 \text{ [kg.m}^2\text{.s}^{-2} = \text{N.m} = \text{J}]$ . Nulová úroveň se může volit libovolně, např. pokud bychom měli hladinu 100 m nad zemí zvolenou

jako nulovou výškovou hladinu, pak by měl předmět v této hladině nulovou potenciální energii. Samozřejmě potenciální energie vůči poloze na zemi zůstává pořád stejná.

- **Mikroskopické formy** energie jsou ty, které se pojí s molekulární strukturou systému a stupněm molekulární aktivity a jsou nezávislé na vnějších referenčních rámcích. Suma všech mikroskopických forem energie je nazývána vnitřní energií systému. Vnitřní energie systému závisí na inherentních kvalitách, či vlastnostech materiálů v systému, jako např. kompozici a fyzické formě, stejně jako na environmentálních proměnných (teplota, tlak, elektrické pole, magnetické pole, aj.). Vnitřní energie může mít mnoho podob, např. citelnou či latentní (tepelnou), chemickou, jadernou, elektrickou, mechanickou, magnetickou či povrchovou energii. Pro příklad stlačená pružina má vyšší vnitřní energii (mechanická energie) než pružina nestlačená, protože stlačená pružina může konat nějakou práci během jejího odlehčování až do nestlačeného stavu. Dalším příkladem mějme dvě identické nádoby, každá obsahuje vodík a kyslík. V první nádobě jsou plyny přítomny v elementární formě, čistý vodík a čistý kyslík v poměru 2:1 ( $2\text{H} + \text{O}$ ). V druhé nádobě je identický počet atomů jako v té první, avšak zde ve formě vody ( $\text{H}_2\text{O}$ ). Je zřejmé, že se vnitřní energie u obou nádob liší. Jiskra v první nádobě spustí intenzivní reakci a uvolnění energie. Jiskra v druhé nádobě ale neudělá nic. Je tedy jasné, že se vnitřní energie obou nádob skutečně liší. Proto by jakákoliv energetická bilance měla brát toto v potaz.

Věda termodynamiky je postavena na konceptu stavů rovnováhy a předpokladu, že změna hodnot termodynamických veličin (např. vnitřní energie) mezi dvěma stavy rovnováhy systému nezávisí na termodynamickém ději, který se v daném systému udál při změně z jednoho stavu na druhý. Změna je definována počátečním a konečným stavem rovnovážných stavů daného systému. Toto znamená, že změna vnitřní energie je definována znalostí všech parametrů, které specifikují daný systém v jeho konečném a počátečním stavu. Tyto parametry jsou tlak, teplota, magnetické pole, plocha povrchu, hmota, atd. Pokud se systém změní ze stavu 1 na stav 2, pak změna vnitřní energie  $\Delta U$  bude  $U_2 - U_1$ . Tato diference nezávisí na tom, jakým způsobem se tento systém do daného stavu dostal. Vnitřní energie je tedy stavová funkce, jelikož je to funkce pouze stavu systému a ne historie procesů.

Při zaobírání se tepelnou energií je intuitivní, že vnitřní energie systému roste se zvyšující se teplotou. Víme, že musíme přidat energii železné tyči, abychom zvedli její teplotu. Forma vnitřní energie materiálu, která je pojená s teplotou, se nazývá citelná tepelná energie a forma vnitřní energie pojená se změnou stavu je nazývána latentní tepelná energie. Citelná a latentní energie (obvykle odkazováno jako teplo v běžném životě) může být přenesena z/do systému na základě teplotní diference. A tudíž přenos tepla je přenos tepelné energie.

### 3.1.2. První zákon termodynamiky

První zákon termodynamiky je jinými slovy první zákon zachování energie. Konkrétně říká, že energii nelze vytvořit ani zničit, může se jen transformovat. Tento zákon definuje vnitřní energii jako stavovou funkci a poskytuje formální prohlášení o zachování energie. Nicméně neposkytuje žádné informace o tom, jakým směrem se dané procesy systému mohou spontánně ubírat, tedy o vratném aspektu

termodynamických procesů. Například nám nepoví, jakým způsobem mohou částice konat práci při existenci v isothermickém prostředí. Nedává nám žádnou informaci o neschopnosti jakéhokoliv termodynamického procesu pro transformaci tepla na práci s plnou účinností, či jakýkoliv náhled na to, že smíšené látky se nemohou spontánně separovat od sebe. Experimentálně odvozený princip pro charakterizování dostupnosti energie je potřebný pro získání takových informací. Toto pak popisuje druhý zákon termodynamiky.

Celková energie  $E$  [J] reprezentuje součet všech forem energií, které se vyskytují v systému, a změna v tomto energetickém obsahu systému se dá označit jako  $\Delta E_{sys}$  [J]. Při absenci elektřiny, magnetismu a dalších efektů se dá celková energie vyjádřit jako součet vnitřní  $U$ , kinetické  $E_k$  a potenciální  $E_p$  energie takto:

$$E = U + E_k + E_p \quad (5)$$

pro její změnu pak

$$\Delta E_{sys} = \Delta U + \Delta E_k + \Delta E_p \quad (6)$$

Energie může být ze/do systému přenášena ve třech formách: teplo  $Q$ , práce  $W$  a hmotnostní tok  $\dot{m}$ . Interakce energie jsou pozorovány na hranicích systému, když je tato hranice překračována. Tyto interakce jsou reprezentovány jako energie získána  $E_{in}$  a energie ztracena  $E_{out}$  během procesu. Potom energetická bilance pro jakýkoliv systém, ve kterém se dějí jakékoliv procesy se dá vyjádřit jako

$$\underbrace{\Delta E_{sys}}_{\substack{\text{Změna ve vnitřní,} \\ \text{kinetické,} \\ \text{potenciální a} \\ \text{dalších energiích}}} = \underbrace{E_{in} - E_{out}}_{\substack{\text{Čistý přenos} \\ \text{energie pomocí} \\ \text{tepla, práce a hmoty}}} \quad (7)$$

Rovnice č. 7 se dá lehce přepsat i pro tok energie, a to takto

$$dE_{sys} = \partial E_{in} - \partial E_{out} \quad (8)$$

což se dá taky zapsat jako

$$\underbrace{\Delta \dot{E}_{sys}}_{\substack{\text{Tok změny vnitřní,} \\ \text{kinetické,} \\ \text{potenciální a} \\ \text{dalších energiích}}} = \underbrace{\dot{E}_{in} - \dot{E}_{out}}_{\substack{\text{Tok čisté energie} \\ \text{pomocí tepla, práce} \\ \text{a hmoty}}} \quad (9)$$

Izolovaný systém (s fixní hmotou) může energeticky interagovat pouze za pomoci přenosu tepla a práce. Při uzavřeném systému uvažovaného cyklu jsou počáteční a konečné stavy identické, a proto můžeme psát

$$\Delta E_{sys} = E_2 - E_1 = 0 \quad (10)$$

pak se energetická bilance pro tento cyklus zjednoduší na

$$E_{in} - E_{out} = 0 \quad (11)$$

$$E_{in} = E_{out} \quad (12)$$

Jelikož při uzavřeném systému nedochází k toku hmoty přes hranice systému, energetická bilance pro cyklus lze vyjádřit pomocí interakce tepla a práce jako

$$W_{out} = Q_{in} \quad (13)$$

či jako jejich toky

$$\dot{W}_{out} = \dot{Q}_{in} \quad (14)$$

To znamená, že odvod čisté práce z cyklu je roven čistému přivedenému teplu do cyklu.

Pro kontrolní objem, který obsahuje proud tekutiny o tlaku  $P$ , se tekutinový protiproud chová jako píst, který koná práci na hranicích  $P \cdot v$  pro jednotku hmoty tekutiny pro zachování proudu. Pro příhodnost, práce proudu a vnitřní energie jsou kombinovány do entalpie takto

$$h = u + P \cdot v \quad (15)$$

což reprezentuje mikroskopické formy energie pro proudící tekutinu. Pak přenos energie pomocí hmotnostního toku do/ze systému na jednotku hmoty tekutiny proudu může být vyjádřen jako

$$h_{total} = h + E_k + E_p \quad (16)$$

Energetická bilance pro adiabatickou parní turbínu se zanedbatelnými kinetickými a potenciálními energiemi, může být např. vyjádřena jako

$$\dot{m} \cdot h_1 = \dot{W}_{out} + \dot{m} \cdot h_2 \quad (17)$$

kde index 1 je vstupní stav páry a index 2 výstupní stav,  $\dot{m}$  je hmotnostní tok a  $\dot{W}_{out}$  je výstupní výkon.

### 3.1.3. Energetická účinnost

Tato účinnost je základním kritériem pro porovnávání výkonnosti jednotlivých energetických zařízení či celého cyklu. Její význam a použití jsou popsány v kapitole č. 2.1 a 3.3.2.

## 3.2. Entropie

Definice entropie je přímo spojená s druhým zákonem termodynamiky, tedy jakýkoli spontánní proces zvyšuje míru nepořádku ve vesmíru. Dalo by se říci, že změna entropie je přítomna ve všech přírodních procesech jako hnací síla. Přírodní změny jsou nevratné, tedy každá taková změna mění vesmír z jeho předchozího stavu. Nevratný proces se dá charakterizovat jako změna z méně pravděpodobného stavu na více pravděpodobný stav systému nebo jako změna z méně stabilního do více stabilního stavu systému. Vše probíhá spontánně, tedy tato změna začíná a probíhá bez jakéhokoliv vnějšího zásahu.

Entropie je přímé měření pravděpodobnosti každé energetické konfigurace, tedy udává, jak je energie rozptýlena v systému.

Jak jsme si řekli dříve, můžeme entropii považovat za míru neuspořádanosti systému. Pro názornost uveďme příklad. Mějme dvě stejné nádoby, v jedné bude ledová

tříšť a v druhé bude tekutá voda. Na první pohled si člověk může myslet, že větší neuspořádanost systému je v nádobě s ledem. Ale právě naopak, nádoba s kapalnou vodou má větší entropii, tedy je více neuspořádaná. Důvod je ten, že pevné látky (led) potřebují méně informací k popsání systému, neboť jednotlivé molekuly jsou víceméně uspořádané v krystalické mřížce (menší neuspořádanost), oproti tomu v tekuté vodě se molekuly mohou volně pohybovat a měnit polohu, tedy potřebujeme větší množství informací k popisu systému (větší neuspořádanost).

Německý teoretický fyzik Max Planck objevil, že entropie daného stavu je celkově závislá na „pravděpodobnosti“ tohoto stavu. Pro popis termodynamických systémů, ve kterých se vyskytují extrémně velké množství stavů, se používá tato rovnice:

$$S = k \cdot \ln W \quad (18)$$

kde  $S$  [ $\text{J} \cdot \text{K}^{-1}$ ] je entropie,  $W$  [-] je termodynamická pravděpodobnost stavu a  $k$  [ $\text{J} \cdot \text{K}^{-1}$ ] je Boltzmannova konstanta<sup>6</sup>. [4]

Konstanta  $k$  vyjadřuje podíl molární plynové konstanty  $R$  [ $\text{J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1}$ ] ku Avogadrovo konstantě  $N_A$  [ $\text{mol}^{-1}$ ], viz rovnice č. 19.

$$k = \frac{R}{N_A} \quad (19)$$

Poslední změřená hodnota molární plynové konstanty je  $R=8,3144626$  [ $\text{J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1}$ ]. Avogadrova konstanta je rovna  $N_A=6,02214076 \cdot 10^{23}$ . Pak tedy:

$$k = \frac{8,3144626}{6,02214076 \cdot 10^{23}} \cong 1,380649 \cdot 10^{-23} [\text{J} \cdot \text{K}^{-1}] \quad (20)$$

Popišme si definici entropie na dalším příkladu, kdy máme dvě stejně velké nádoby. Představme si, že v první nádobě je 10 různých předmětů a v druhé nádobě žádný (první makrostav). Pro tento případ je možná jen jedna konfigurace, tedy jeden mikrostav. V dalším případě přesuňme jeden náhodný předmět z první nádoby do druhé (druhý makrostav). Nyní je možné docílit deseti možných konfigurací, tedy deseti mikrostavů a máme zde tedy i větší entropii. Pokud bychom takto pokračovali, zjistili bychom, že největší možný počet mikrostavů (252) bude v případě, že budeme mít v každé nádobě 5 různých předmětů. Toto bude i makrostav s nejvyšší entropií.

$$W = \binom{n}{k} = \frac{n!}{m! \cdot (n - m)!} \quad (21)$$

kde  $W$  [-] je počet mikrostavů,  $n$  [-] je celkový počet náhodných předmětů (v našem případě 10) a  $m$  [-] je počet různých předmětů ve druhé nádobě. Rozložení počtu mikrostavů v jednotlivých makrostavech je zobrazen na obrázku č. 13.

---

<sup>6</sup> Na 26. zasedání generální konference pro míry a váhy v Paříži (16. listopadu 2018) se rozhodlo o změně definice některých jednotek SI s platností od 20. května 2019. Konkrétně byla stanovena fixní hodnota Boltzmannovi konstanty  $k=1,380649 \cdot 10^{-23}$  [ $\text{J} \cdot \text{K}^{-1}$ ] a Avogadrovi konstanty  $N_A=6,02214076 \cdot 10^{23}$  [ $\text{mol}^{-1}$ ]. [5]

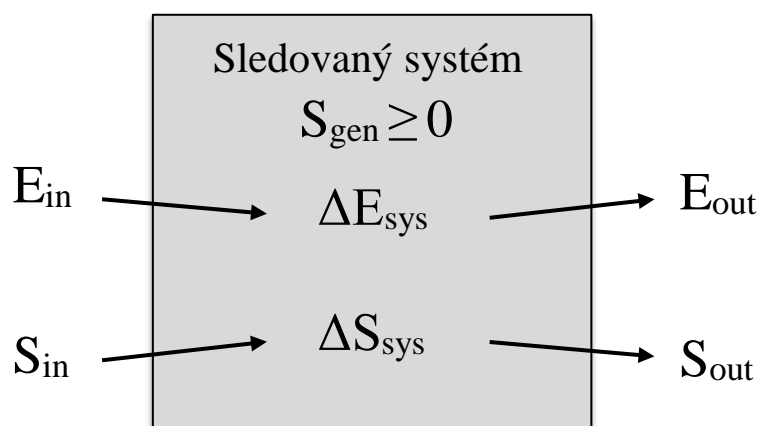


**Obrázek č. 13** – rozložení počtu mikrostavů (entropie) pro všechny makrostavy

Z rovnice č. 18 vyplývá, že s rostoucím počtem mikrostavů roste i entropie. Toto je nejvíce patrné při fázové přeměně látek. V případě pevných látek se jednotlivé molekuly, ionty či atomy vyskytují v krystalické mřížce, tedy entropie je relativně nízká oproti kapalným látkám, kde se částice mohou volně pohybovat napříč celým objemem kapaliny. Ještě vyšší entropii mají plyny, kde částice mají ještě větší volnost pohybu než u kapalin.

#### 3.2.1. Bilance entropie

S ohledem na předchozí definici entropie v kapitole č. 3.2 a respektováním druhého zákona termodynamiky vyplývá, že entropie uzavřeného systému se může buď zvyšovat nebo zůstat stejná, ale nikdy se nemůže snížit.



**Obrázek č. 14** – bilance energie a entropie

Pro obrázek č. 14 můžeme psát rovnice:

$$\Delta E_{\text{sys}} = E_{\text{in}} - E_{\text{out}} \quad (22)$$

a

$$\Delta S_{\text{sys}} = S_{\text{in}} - S_{\text{out}} + S_{\text{gen}} \quad (23)$$

Z pohledu bilance entropie ve sledovaném systému na obrázku č. 14 platí tvrzení:

$$\left( \begin{array}{c} \text{Celková} \\ \text{entropie} \\ \text{vstupující} \end{array} \right) - \left( \begin{array}{c} \text{Celková} \\ \text{entropie} \\ \text{vystupující} \end{array} \right) + \left( \begin{array}{c} \text{Celková} \\ \text{entropie} \\ \text{generovaná} \end{array} \right) = \left( \begin{array}{c} \text{Změna} \\ \text{celkové entropie} \\ \text{sledovaného systému} \end{array} \right)$$

vyjádřeno rovnicí:

$$S_{\text{in}} - S_{\text{out}} + S_{\text{gen}} = \Delta S_{\text{sys}} \quad (24)$$

Tato rovnice č. 24, také známá jako rovnice bilance entropie, může být použita pro jakýkoliv sledovaný systém, nehledě na probíhající procesy. Dle literatury [6] můžeme slovně tuto rovnici popsat tak, že změna entropie sledovaného systému během probíhajícího procesu je rovna celkové entropii procházející hranicemi tohoto systému a entropii generované v tomto systému. Na rozdíl od energie, která může existovat v mnoha formách, entropie může existovat jen v jedné formě. Tedy je relativně jednoduché zjistit, že změnu entropie v systému můžeme vyjádřit jako rozdíl množství entropie na konci procesu  $S_2$  a množství entropie na počátku procesu  $S_1$ . Toto lze popsat touto rovnicí:

$$\Delta S_{\text{sys}} = S_2 - S_1 \quad (25)$$

Musíme ale uvést, že změna entropie v systému bude rovna 0, protože entropie je veličina, tedy hodnota, která je neměnná, pokud nedojde ke změně stavu sledovaného systému. Nicméně rovnice č. 25 je použitelná pouze pro systém, kde jsou veličiny konstantní. V opačném případě k určení entropie systému musíme využít integrálů, viz rovnice č. 26.

$$S_{\text{sys}} = \int s \, dm = \int_V s \cdot \rho \, dV \quad (26)$$

kde  $s$  [ $\text{kJ} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1}$ ] je měrná entropie (entropie znormovaná na 1 kg hmoty),  $dm$  [kg] je totální diferenciál hmotnosti,  $\rho$  [ $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ] je hustota látky a  $dV$  [ $\text{m}^3$ ] je totální diferenciál objemu.

Existují dva způsoby, jak může entropie přecházet z/do systému. Jeden způsob je prostřednictvím přenosu tepla a druhý je pomocí hmotnostního toku. Je zde určitá podobnost s energií, ale ta může být přenášena ještě díky práci. Ke změně entropie systému tedy může dojít při přecházení entropie mimo hranice systému. Tato změna je tedy mírou množství entropie, která je získána nebo ztracena ve sledovaném systému. Z toho vyplývá, že pokud bude sledovaný uzavřený systém adiabatický, změna entropie v systému bude nulová, protože jediný způsob změny entropie systému je přenosem tepla, které je v případě uzavřené adiabatického systému nulové.

### 3.2.2. Produkce entropie

Dalo by se říci, že tepelná energie je neuspořádaná forma energie. To je dáno pohybem mikroskopických částic (atomy, ionty či molekuly) hmoty v celém vesmíru. Při vyšších teplotách je tato rychlost pohybu větší, tím pádem částice do sebe více naráží a dochází ke vzniku tepla. Pokud máme v izolovaném systému dva předměty o různých teplotách, které se vzájemně dotýkají, dojde k přenosu tepla ve směru z předmětu o vyšší teplotě do předmětu o nižší teplotě, dokud nedojde ke stavu rovnováhy, což je následek Zeroethovo zákonu termodynamiky. Kvůli své neuspořádané podstatě s sebou přenos tepla přináší zvýšení entropie. To znamená že při tepelném toku směrem do systému se bude entropie sledovaného systému zvyšovat, a naopak při tepelném toku směrem ven ze systému bude docházet u sledovaného systému k poklesu entropie. Toto lze popsat rovnicí v diferenciálním tvaru:

$$dS = \frac{dQ}{T} \quad (27)$$

kde  $dS$  [ $J \cdot K^{-1}$ ] je totální diferenciál entropie,  $dQ$  [J] je totální diferenciál tepla a  $T$  [K] je termodynamická teplota.

Z rovnice č. 27 vyplývá, že směr „toku“ entropie bude vždy stejný jako směr toku tepla, protože je zde teplota  $T$  [K] ve formě konstanty a je v jednotkách kelvinu, což znamená že bude vždy kladným číslem<sup>7</sup>.

Pro případy, kdy termodynamická teplota není konstantou, můžeme rovnici č. 27 přepsat do tvaru:

$$dS \cong \sum \frac{Q_k}{T_k} \quad (28)$$

kde index  $k$  představuje polohu na hranici mezi dvěma předměty, kde dochází k přenosu tepla, resp. entropie.

Druhý způsob, jak může docházet ke změně entropie systému, je pomocí hmotnostního toku. Je nutno říci, že rozložení energie a entropie systému je poměrně relativní vůči hmotě, jinými slovy poměr energie a entropie systému zůstává nezměněn v závislosti na velikosti hmoty sledovaného systému. Tedy jak hmota vstupuje do a ze systému, poměry přenosu energie a entropie do a ze systému jsou přímo proporcionální ku poměru hmotnostního toku. Tento poměr přenosu entropie vůči hmotě lze vyjádřit takto:

$$S_m = m \cdot s \quad (29)$$

zde můžeme vidět proporcionálnost specifické entropie  $s$  [ $J \cdot K^{-1} \cdot kg^{-1}$ ] ku hmotě sledovaného systému  $m$  [kg]. To znamená, že množství entropie systému  $S_m$  [ $J \cdot K^{-1}$ ] kompletně závisí na množství hmoty vstupující či odcházející ze sledovaného systému.

Může nastat případ, kdy se vlivem určitých procesů mění vlastnosti hmoty. V tom případě můžeme rovnici č. 29 přepsat do integrálního tvaru:

---

<sup>7</sup> Teoreticky je možné, že termodynamická teplota bude  $T=0$ [K], při které ustává pohyb částic a tato rovnice přestane být relevantní.



$$\dot{S}_m = \int_A s \cdot \rho \cdot v_n dA \quad (30)$$

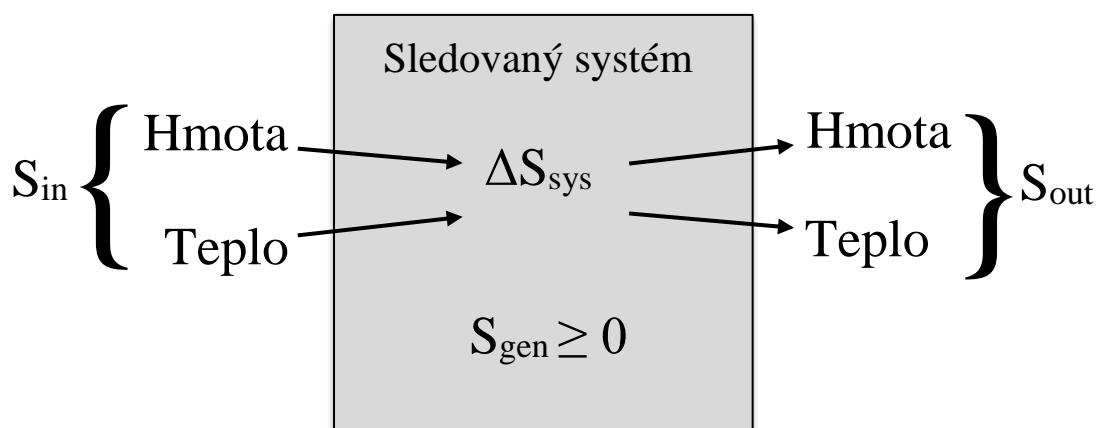
kde  $A$  [ $\text{m}^2$ ] je plocha společného průřezu dvou oblastí, přes kterou dochází k přenosu entropie a  $v_n$  [ $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ] je místní rychlost ve směru normály k ploše  $dA$ .

Musíme si ale uvědomit rozdíl mezi přenosem energie a přenosem entropie. Zatímco energie může být přenášena pomocí tepla a práce, entropie může být přenášena jen za pomoci tepla. To tedy znamená, že poměr přenosu entropie pomocí práce je nulový.

Dle známé teorie o termodynamice nevratnosti děje, jako např. tření, míšení, chemické reakce, přenos tepla přes konečný teplotní rozdíl, volné expanze, nekvazi-rovnovážná komprese či expanze, vždy zapříčiňují nárůst entropie systému a nárůst entropie jako tok generace entropie těmito jevy během procesu. Nicméně, jestliže existují nevratné děje, musí existovat i vratné děje. V následujícím případě generace entropie je neuvažovaná (ideální případ), a tak změna entropie systému je v tomto případě rovna hodnotě přenesené entropie z/do systému. Z toho plyne, že pro tento případ budou vztahy pro bilanci entropie stejné jako pro bilanci energie. Tedy změna entropie a energie systému bude stejná jako přenos energie či entropie pro uvažovaný vratný proces. [6]

Krátké shrnutí:

- Jen u vratných procesů se hodnota generování entropie rovná nule.
- Přenos entropie pomocí tepla je nulový v případě izolovaného adiabatického systému.
- Přenos entropie pomocí hmoty je nulový v případě izolovaného uzavřeného systému.



**Obrázek č. 15** – mechanismus přenosu entropie pro obecný systém

V případě uzavřeného systému, jako na obrázku č. 15, změna entropie sledovaného systému závisí pouze na její generaci uvnitř tohoto systému a jejím přenosu pomocí tepla. Toto lze vyjádřit následující rovnicí bilance entropie<sup>8</sup>:

<sup>8</sup> Kladný směr toku entropie (+) je uvažovaný jako směr toku „do“ systému, a naopak záporný směr toku entropie (-) jako směr toku „ze“ systému.

$$\sum \frac{Q_k}{T_k} + S_{\text{gen}} = \Delta S_{\text{sys}} = S_{\text{out}} - S_{\text{in}} \quad (31)$$

Rovnice č. 31 lze slovně vyjádřit dle teorie jako: „Změna entropie uzavřeného systému během procesu je rovna součtu čisté přenesené entropie skrze hranice systému pomocí přenosu tepla a entropii generované uvnitř hranic tohoto systému.“ [6]

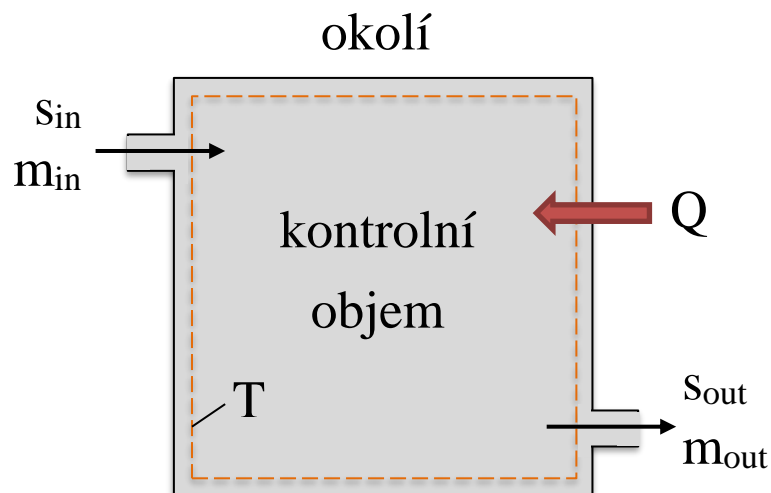
Je patrné, že v případě adiabatického systému, výraz  $\sum \frac{Q_k}{T_k}$  vypadne z rovnice, protože  $dQ = 0$ , a tedy změna entropie pro uzavřený systém  $\Delta S_{\text{sys ad}}$  bude rovna generované entropii uvnitř hranic tohoto systému. Po úpravě rovnice č. 31 dostáváme:

$$\Delta S_{\text{sys ad}} = S_{\text{gen}} \quad (32)$$

V případě, že se nejedná o uzavřený systém, a tedy dochází k přenosu entropie vlivem toku hmoty skrze hranice systému, využívá se tzv. kontrolního objemu (CV). Rovnice č. 31 se pak změní takto:

$$(S_{\text{out}} - S_{\text{in}})_{\text{CV}} = \sum \frac{Q_k}{T_k} + \sum m_{\text{in}} \cdot s_{\text{in}} - \sum m_{\text{out}} \cdot s_{\text{out}} + S_{\text{gen}} \quad (33)$$

Rovnice č. 33 lze opět slovně vyjádřit dle teorie jako: „Tok změny entropie v kontrolním objemu během procesu je roven součtu přenosu entropie skrze hranice kontrolního objemu pomocí přenosu tepla, čistému přenosu entropie do kontrolního objemu pomocí hmotnostního toku a generované entropie uvnitř hranic kontrolního objemu vlivem nevratných procesů.“



**Obrázek č. 16** – bilance kontrolního objemu

Pro obrázek č. 16 lze obecně bilanční rovnici vyjádřit takto:

$$\Delta S_{\text{CV}} = \underbrace{\frac{Q}{T}}_{\substack{\text{přenos} \\ \text{entropie} \\ \text{teplem}}} + \underbrace{m_{\text{in}} \cdot s_{\text{in}} - m_{\text{out}} \cdot s_{\text{out}}}_{\substack{\text{přenos} \\ \text{entropie} \\ \text{hmotou}}} + S_{\text{gen}} \quad (34)$$

V reálném světě je většina kontrolních objemů ustálená, což znamená, že v nich nedochází ke změně entropie. Pro příklad takového kontrolního objemu uvažujme např. tepelný výměník, viz obrázek č. 16. Vztah pro bilanci entropie (rovnice č. 33) bude vypadat, pro případ ustáleného proudění ve výměníku ( $dS_{CV}/dt = 0$ ), takto:

$$\dot{S}_{gen} = \sum \dot{m}_{out} \cdot s_{out} - \sum \dot{m}_{in} \cdot s_{in} - \sum \frac{\dot{Q}_k}{T_k} \quad (35)$$

Rovnice č. 35 může být dále zjednodušena pro případ jednoproudého výměníku s ustáleným prouděním, kde je jeden vstup a jeden výstup toku hmoty, a to takto:

$$\dot{S}_{gen} = \dot{m} \cdot (s_{out} - s_{in}) - \sum \frac{\dot{Q}_k}{T_k} \quad (36)$$

Pro adiabatické případy se dá rovnice č. 36 dále zjednodušit takto:

$$\dot{S}_{gen} = \dot{m} \cdot (s_{out} - s_{in}) \quad (37)$$

Pokud platí že  $\dot{S}_{gen} \geq 0$ , platí taky  $s_{out} \geq s_{in}$ , což znamená, že specifická entropie proudu se nikdy nesníží při podmínce adiabatického procesu. Pokud je tento proces adiabatický a zároveň vratný, pak platí že  $s_{out} = s_{in}$ .

### 3.2.3. Princip minimální generace entropie

Anglicky „Entropy-generation minimization“ neboli EGM je metoda matematického modelování a optimalizace reálných zařízení, které trpí termodynamickými nedokonalostmi v přenosu tepla, přenosu hmoty, proudění tekutin či jinými přenosovými procesy. Dá se říci, že v inženýrské praxi tato metoda může být brána jako termodynamická optimalizace. Tento princip lze tedy využít v mechanice tekutin, přenosu tepla a hmoty či termodynamice jako takové. [7]

Klíčový faktor, který charakterizuje EGM metodu, je minimalizace kalkulovaného toku generování entropie. Tímto se také odlišuje od analýzy pomocí exergie. Nejprve je nutné pomocí rovnic definovat způsob generace entropie ( $S_{gen}$ ). Dále je nutné stanovit rovnice závislosti mezi přenosem tepla a diferencí teplot a mezi tokem hmoty a tlakových rozdílů. Také je potřeba stanovit rozsah termodynamických neideálností systému po fyzické stránce, např. rozměry, konfiguraci, materiály, tvary, limitující rychlosti či fixní časové intervaly procesů. Toto vše je stále provázáno se známými principy z mechaniky tekutin, přenosu tepla a hmoty či principů termodynamiky. Pro provedení optimalizace systému za pomocí EGM je nutné stanovit některé okrajové podmínky, jako např. čas a rozměrové vazby a variovat pouze jednu či několik fyzikálních vlastností systému. [7]

Matematické modely pro optimalizaci jsou popsány v kapitole č. 4.2.

### 3.3.Exergie

Velmi důležitá skupina problémů v termodynamickém inženýrství zahrnuje systémy, které jsou modelovány jako rovnovážné či stabilně rovnovážné, ale nejsou ve vzájemné stabilní rovnováze s okolím. Například na planetě máme zásoby paliva, které nejsou ve vzájemné rovnováze s atmosférou či mořem. Požadavky vzájemné chemické rovnováhy nejsou splněny. Jakýkoliv systém, který má vyšší nebo nižší teplotu, než je teplota okolí, není ve vzájemné stabilní rovnováze s tímto prostředím. V tomto případě požadavky vzájemné tepelné rovnováhy nejsou splněny. Je známo, že této vzájemné nerovnováhy mezi systémem a jeho okolím lze využít pro konání práce. Druhý zákon termodynamiky definuje maximální hodnotu práce, kterou lze získat.

Exergie systému je definována jako maximální práce hřídele, která může být vykonána kompozicí daného systému a specifikované reference prostředí, které je nekonečné, v rovnováze a je ultimátním spojením všech ostatních systémů. Typicky je okolní prostředí definováno teplotou, tlakem a chemickým složením. Exergie není termodynamická vlastnost, ale je to spíše spoluvlastnost daného systému a okolního prostředí.

Slovo exergie pochází z řeckých slov „ex“ a „ergon“, což znamená „z“ a „práce“. Exergie systému se může zvýšit při vykonání práce v systému. V literatuře se můžete setkat s těmito pojmy, které znamenají totéž nebo skoro to samé jako exergie: dostupná energie, essergy, využitelná energie, dostupná práce, dostupnost.

Exergie má tu vlastnost, že je zachována pouze když všechny procesy daného systému a okolí jsou vratné. Exergie je ničena kdykoliv nastane nevratný děj v systému. Při exergetické analýze celé elektrárny, chemičky či továrny na chlad, lze termodynamické nedokonalosti systému kvantifikovat jako ničení exergie, což je promrhaná práce nebo promarněný potenciál pro produkci užité práce. Tak jako energie i exergie může být přenášena skrze hranice sledovaného systému. Pro každý typ přenosu energie existuje i odpovídající typ přenosu exergie. Exergetická analýza pracuje hlavně s rozdílnými termodynamickými hodnotami práce a tepla. Přenos exergie spojený s prací hřídele je přímo roven této práci hřídele. Přenos exergie spojený s přenosem tepla závisí na teplotní úrovni, při které se tento přenos vyskytuje v relaci s teplotou okolního prostředí.

Pro dobré pochopení pojmu exergie je dobré uvést následující jednoduché příklady:

- Systém, který je v celkové rovnováze s jeho okolím nemá žádnou exergii. Nejsou zde rozdíly v teplotě, tlaku, koncentraci, atd., a to při probíhání jakýchkoliv procesů.
- Čím více se systém odlišuje od svého okolí, tím více má exergie. Vařící voda má více exergie během zimy než v letní den. Kostka ledu má v zimě těžko nějakou exergii, oproti tomu má větší exergii v létě.
- Když energie ztrácí svoji kvalitu, dochází k ničení exergie. Exergie je součástí energie, která je využitelná pro společnost, má tedy ekonomickou hodnotu a má tedy cenu se jí zabývat.
- Téměř veškerá energie přeměněná v tenké vrstvě na povrchu Země, kde můžeme najít život, je čerpána ze slunce. Sluneční světlo, které má vysokou exergii, dopadá na Zemi. Hodně je ho odraženo dále, ale absorbovaná energie do Země

je transformována a opouští Zemi v podobě sálání tepla bez exergie v relaci pro Zemi. Čistá absorbovaná exergie do Země je postupně ničena, ale než se tak stane, dokáže pohánět vodní a větrné systémy na Zemi a tím i samotný život. Zelené rostliny absorbují exergii ze slunečního světla a přeměňují ji pomocí fotosyntézy v chemickou exergii. Tato chemická exergie pak putuje skrze potravní řetězec ekosystému. Ve všech obrazných úrovních je exergie konzumována a mikroorganismy žijí na poslední úrovni tohoto potravního řetězce. Z tohoto pohledu neexistuje plýtvání.

- Koncentrované ložisko minerálu kontrastuje s okolním prostředím a tento kontrast se zvyšuje se zvyšující se koncentrací minerálu. Tento minerál je tedy nositelem exergie. Když je tento minerál vytěžen, jeho exergetický obsah je zachován konstantní, pokud dojde k jeho obohacení, dojde ke zvýšení exergie. Špatné ložisko minerálu obsahuje méně exergie a tím může být přiměřeně využito jen za využití většího vkladu externí exergie. Dnes tato substituce exergie často pochází z exergetické formy uhlí a oleje. Když je koncentrovaný minerál rozptýlen, jeho exergetický obsah klesne.
- Zdánlivá obtížnost v definici exergie je závislost na okolním prostředí. Tato obtížnost může být vyřešena pomocí konvencí, třeba definováním standardního prostředí s daným chemickým složením o určité teplotě a tlaku. Jako možné standardní prostředí pro globální použití může být např. standardní atmosféra, standardní moře a standardní podloží. Jeden principiální problém však je, že tyto systémy nejsou ve vzájemné rovnováze. Někdy může být použito standardní prostředí na základě ročního období.
- Inženýrský design systému by měl směřovat k nejvyšší možné dosažitelné účinnosti při minimalizaci nákladů za dodržení patřičné technologie, ekonomické a právní podmínky, ale i s ohledem na etnické, ekologické a společenské následky. Exergie je koncept, který dopomáhá k tomto cíli. Exergie nám tedy dává unikátní náhled, kde dochází v systému ke ztrátám, a tedy kde můžeme provést zlepšení systému.

Zdůraznění důležitosti exergie a jejího využití:

- Je to primárně nástroj pro otázky ohledně dopadu využití zdroje energie s ohledem na okolní prostředí.
- Je to efektivní metoda využívající principů zachování hmoty a zachování energie společně s druhým zákonem termodynamiky pro navrhování a analýzu energetických systémů.
- Je to vhodná technika pro dosahování cílů zvyšování účinnosti využívání energetických zdrojů, neboť nám ukazuje, kde a jak moc dochází v systému k plýtvání a ztrátám.
- Je to účinný nástroj pro odhalení, jestli a o kolik je možné navrhnout více účinné energetické systémy za pomoci redukování termodynamických nedokonalostí v existujícím systému.
- Je to klíčový nástroj pro udržitelnost rozvoje energetických systémů.

**Tabulka č. 2** – srovnání energie a exergie

ENERGIE	EXERGIE
<ul style="list-style-type: none"> <li>• je závislá pouze na parametrech hmoty nebo toku energie nezávisle na parametrech okolí</li> <li>• má hodnoty rozdílné od nuly (odpovídající Einsteinově rovnici <math>m \cdot c^2</math>)</li> <li>• je řízena prvním zákonem termodynamiky při všech procesech</li> <li>• je omezena druhým zákonem termodynamiky při všech procesech (včetně vratných)</li> <li>• je pohyb či schopnost konat pohyb</li> <li>• je vždy zachována v procesu, nemůže tedy být zničena či vytvořena</li> <li>• je mírou pouze kvantity</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• je závislá jak na parametrech hmoty či energetického toku tak na parametrech okolí</li> <li>• je rovna nule (v konečném stavu při rovnováze s okolím)</li> <li>• je řízena prvním zákonem termodynamiky pouze pro vratné procesy (při nevratných procesech je zničena částečně nebo úplně)</li> <li>• není omezena druhým zákonem termodynamiky pro vratné procesy</li> <li>• je práce či schopnost konat práci</li> <li>• je vždy zachována u vratných procesů, ale u nevratných procesů je vždy ničena</li> <li>• je mírou kvantity i kvality díky entropii</li> </ul>

### 3.3.1. Bilance exergie

Exergie je mírou, jak moc se daný systém odlišuje od rovnovážného stavu s okolním prostředím. A tedy na základě dříve uvedených předpokladů můžeme psát:

$$X = T_0 \cdot (S_{t,eq} - S_t) \quad (38)$$

kde  $X$  [J] je exergie systému,  $T_0$  [K] je teplota okolí,  $S_{t,eq}$  [J.K<sup>-1</sup>] je hodnota entropie při rovnováze s okolním prostředím a  $S_t$  [J.K<sup>-1</sup>] je entropie systému. Index *eq* značí stav rovnováhy s okolním prostředím.

Dále pak platí:

$$X = U + P_0 \cdot V - T_0 \cdot S - \sum_i \mu_{i0} \cdot n_i \quad (39)$$

kde  $U$  [J] je vnitřní energie systému,  $V$  [m<sup>3</sup>] je objem systému,  $S$  [J.K<sup>-1</sup>] je entropie systému,  $n_i$  [mol] počet molů pro příslušný chemický komponent systému,  $P_0$  [Pa] je tlak okolí,  $\mu_{i0}$  [J.mol<sup>-1</sup>] chemický potenciál okolí, který může také zahrnovat gravitační či elektromagnetický potenciál, atd.,  $i$  je index chemického komponentu.

Z rovnice je patrné, že exergie je nulová, když je systém v rovnováze s okolním prostředím ( $T = T_0$ ,  $P = P_0$ ,  $\mu_i = \mu_{i0}$  pro všechny  $i$ ).

Rovnice č. 26 lze rozšířit do tvaru:

$$X = (U - U_{eq}) + P_0 \cdot (V - V_{eq}) - T_0 \cdot (S - S_{eq}) - \sum_i \mu_{i0} \cdot (n_i - n_{i0}) \quad (40)$$

kde na pravé straně vidíme kvantitativní členy. Je tedy lehké zjistit exergetický obsah daného systému při daném okolí. Pro látku, která má exergetický obsah závislý pouze na její koncentraci, platí tato rovnice:

$$X = R \cdot T_0 \cdot n \cdot \ln\left(\frac{c}{c_0}\right) \quad (41)$$

kde  $n$  [mol] je počet molů dané látky,  $R$  [J.K<sup>-1</sup>.mol<sup>-1</sup>] je plynová konstanta,  $c$  [mol.dm<sup>-3</sup>] je koncentrace látky v uvažovaném materiálu a  $c_0$  [mol.dm<sup>-3</sup>] je koncentrace látky v okolním prostředí.

Rovnice č. 41 je vhodná pro látky, jako např. inertní plyny či jiné chemicky aktivní plyny. Pro chemicky reaktivní látky je nutné ještě uvažovat podíl exergie vlivem změny chemického potenciálu. Exergetický obsah látky může být pak vyjádřen touto rovnicí:

$$X = n \cdot \left[ \mu - \mu_0 + R \cdot T_0 \cdot n \cdot \ln\left(\frac{c}{c_0}\right) \right] \quad (42)$$

kde  $\mu$  [J.mol<sup>-1</sup>] je chemický potenciál látky, resp.  $\mu_0$  [J.mol<sup>-1</sup>] je chemický potenciál látky při stavu rovnováhy s okolím.

### 3.3.2. Exergetická účinnost

Inženýři často využívají účinností pro porovnávání výkonů zařízení a účinností jednotlivých procesů. Mnoho těchto účinností je založeno na využití přeměny energie, tedy na základě prvního zákona termodynamiky. Ale užitečné jsou i porovnávání výkonu, které berou na zřetel omezení plynoucí z druhého zákona termodynamiky.

Pro znázornění idey výkonnostního parametru exergetické účinnosti  $\Psi$  založené na druhém zákonu termodynamiky, provedeme analogické porovnání s energetickou účinností  $\eta$ . Uvažujme kontrolní objem v ustáleném stavu, pro který můžou být bilanční rovnice energie, resp. bilanční rovnice exergie jako:

$$E_{in} = E_{out} + E_{loss} \quad (43)$$

resp.

$$X_{in} = X_{out} + X_{loss} + X_{dest} \quad (44)$$

kde index *in* značí vstup do systému, *out* značí výstup ze systému, *loss* značí ztráty a *dest* značí ničení exergie („destruction“).

Uvažované ztráty v rovnicích č. 43 a 44 zahrnují např. únik tepla do okolí či únik pracovní látky do okolí vlivem různých netěsností, atd. Pojem destrukce (ničení) exergie souvisí s nevratnými ději během daného procesu, viz kapitola 3.3.

Z obou pohledů, energie či exergie, dané rovnice č. 43 a 44 vyjadřují, jak účinně je vstup do systému přeměněn a následně vyveden ze systému, např. ve formě práce hřídele, vyrobené elektrické energie, přenosu tepla, nějaké požadované kombinace přenosu tepla a práce či odběru proudu či proudů.

Tento poměr lze tedy vyjádřit vztahem:

$$\eta = \frac{E_{\text{out}}}{E_{\text{in}}} = 1 - \left( \frac{E_{\text{loss}}}{E_{\text{in}}} \right) \quad (45)$$

resp.

$$\Psi = \frac{X_{\text{out}}}{X_{\text{in}}} = 1 - \left( \frac{X_{\text{loss}} + X_{\text{dest}}}{X_{\text{in}}} \right) \quad (46)$$

Zde exergetická účinnost  $\Psi$  často dává lepší porozumění o výkonu než energetická účinnost  $\eta$ . Při výpočtu  $\eta$  je dáována stejná váha veškeré energii, ať už se jedná např. o vykonanou práci na hřídeli či proud nízkoteplotní tekutiny. Také se zaměřuje na redukování ztrát pro zvyšování účinnosti. Účinnost  $\Psi$  porovnává jednotlivé energetické toky z hlediska jakési dostupnosti práce. Ukazuje, že jak ztráty, tak vnitřní nevratné změny se musejí řešit pro zvyšování výkonu. V mnoha případech jsou to právě nevratné děje, které mají větší váhu a jsou obtížněji řešitelné.

Rovnice účinností definují tedy určité třídy účinností, protože musíme dělat rozhodnutí o tom, co má být v daném případě jako produkt procesu, co je zahrnováno do ztrát, a také co je vůbec vstupem do daného procesu. Rozdílné rozhodnutí o těchto parametrech vedou k různým rovnicím účinností pro dané třídy.

### 3.4. Entransie

Protože entropie není vhodná pro některé typy analýz nevratných dějů přenosu tepla, je zapotřebí definice nové fyzikální kvantitě, která by byla vhodná pro popis nevratných dějů, při přenosu tepla, nesouvisejícími s konverzí typu teplo-práce. Analogie mezi elektrickou vodivostí, prouděním tekutin a vedením tepla, které jsou uvedeny v tabulce č. 3., jsou představeny pro uvedení toho, že teplota jako tepelný potenciál odpovídá elektrickému potenciálu a gravitační potenciál s Fourierovo zákonem odpovídají Ohmovu zákonu a Newtonovu zákonu. Tedy že tepelná energie uložená v nestlačitelném objektu by měla odpovídat elektrickému náboji uloženému v kondenzátoru a hmotě tekutiny v nádobě. Nicméně takováto veličina byla prvně definována čínskými vědci a byla pojmenována jako entransie  $G$ .

**Tabulka č. 3** – analogie mezi elektrickou vodivostí, prouděním tekutin a vedením tepla

Elektrická vodivost	Elektrický náboj uložen v kondenzátoru $Q_{ve}$ [C]	Elektrický potenciál $U_e$ [V]	Ohmův zákon $\dot{q}_e = -k_e \frac{dU_e}{d\vec{n}}$	Elektrická potenciální energie $E_e = \frac{Q_{ve} \cdot U_e}{2}$ [J]
Proudění tekutin	Hmotnost tekutiny v nádobě $M$ [kg]	Gravitační potenciál $g \cdot H$ [ $m^2 \cdot s^{-2}$ ]	Newtonův zákon <sup>9</sup> $\tau = -\mu \frac{du}{d\vec{n}}$	Gravitační potenciální energie <sup>10</sup> $E_g = \frac{M \cdot g \cdot H}{2}$ [J]
Vedení tepla	Tepelná energie v nestlačitelném objektu $Q_{vh} = U = M \cdot c_v \cdot T$ [J]	Tepelný potenciál $U_h = T$ [K]	Fourierův zákon $\dot{q} = -k \frac{dT}{d\vec{n}}$	–

<sup>9</sup> Uvedená rovnice je konstituční vazbou tekutiny pro jednoduché proudění vazké kapaliny, která je definována jako Newtonská tekutina.

<sup>10</sup>  $H$  je výška hladiny tekutiny v nádobě. Jelikož je hmotnost tekutiny funkcí této výšky, celková gravitační potenciální energie tekutiny v nádobě  $E_g$  je vyjádřena uvedeným vztahem.



Základní rovnice pro definici entransie má v diferenciálním tvaru tuto podobu:

$$dG = M \cdot c_v \cdot T dT \quad (47)$$

a v integrální podobě:

$$G = \frac{1}{2} \cdot U \cdot T = \frac{1}{2} \cdot M \cdot c_v \cdot T^2 \quad (48)$$

kde  $M$  [kg] je hmotnost,  $c_v$  [J.K<sup>-1</sup>] je měrná tepelná kapacita za konstantního objemu,  $T$  [K] je termodynamická teplota a  $U$  [J] je vnitřní energie.

Entransie je popisována jako potenciál přenosu tepla. Pokud jí vydělíme objemem dostáváme hustotu entransie  $g$ , viz rovnice č. 49.

$$g = \frac{G}{V} = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot c_v \cdot T^2 \quad (49)$$

kde  $\rho$  [kg.m<sup>-3</sup>] je hustota.

Mimo uvedené analogie mezi elektrickou vodivostí, prouděním tekutin a vedením tepla může být entransie použita i v rámci mechaniky kontinua. Tepelná energie vyvolaná vibracemi v krystalové mřížce dielektrika je kvantifikována pomocí energetického kvanta nazývaného fonon. Stav těchto vibrací může být charakterizován pomocí fononového plynu tvořeného obrovským počtem fononů, které se pohybují zcela nahodile (stochasticky).

Dle Einsteinovi ekvivalence energie a hmoty [8] můžeme odvodit ekvivalent hmoty pro fononový plyn, jako tepelnou hmotu uloženou v objektu ( $M_h$ ):

$$M_h = \frac{U}{c^2} = \frac{\rho \cdot c_v \cdot T \cdot V}{c^2} \quad (50)$$

a její hustota jako

$$\rho_h = \frac{M_h}{V} = \frac{\rho \cdot c_v \cdot T}{c^2} \quad (51)$$

kde  $c$  [m.s<sup>-1</sup>] je rychlost světla ve vakuu.

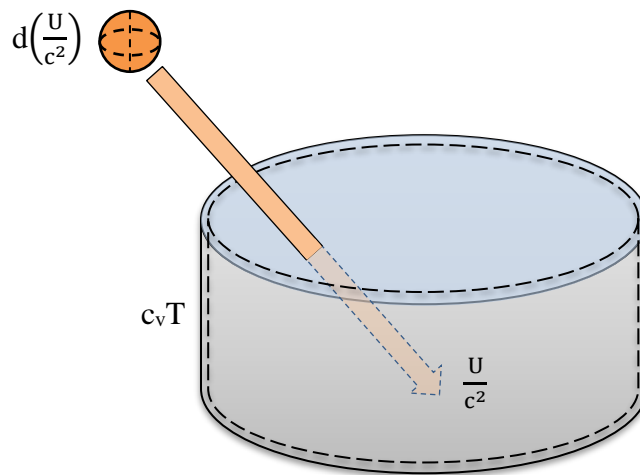
Na rozdíl od kalorické teorie, tepelná energie v dielektriku je brána jako hmotnostní fonon. Z tohoto důvodu proces přenosu tepla u dielektrik je v podstatě brán jako proudění hmotnostního fononového plynu v médiu. Jak je zobrazeno na obrázku č. 17, tepelná hmota (ekvivalent fononového plynu) v teplotním poli má specifický tepelný potenciál  $c_v T$ , její změna potenciální energie  $dE_h$  potřebná k přenosu dalšího elementu tepelné hmoty  $dM$  je

$$dE_h = \frac{U}{c^2} d(c_v T) \quad (52)$$

v integrální formě pak

$$E_h = \frac{U \cdot c_v \cdot T}{2c^2} = \frac{\rho \cdot c_v^2 \cdot T^2 \cdot V}{2 \cdot c^2} \quad (53)$$

pokud  $c_v = konst.$



**Obrázek č. 17** – náčrt variace potenciální energie tepelné hmoty s dalším elementem tepelné hmoty

Rovnice č. 48 a 53 vedou ke vztahu mezi entransií a potenciální energií tepelné hmoty:

$$G = E_h \cdot \frac{c^2}{c_v} \quad (54)$$

Jak  $c_v$  tak  $c$  jsou obvykle považovány za konstanty, takže entransie je ve skutečnosti zjednodušený výraz pro potenciální energii fononového plynu (tepelné hmoty). Proto analýza systému za pomoci entransie ve skutečnosti odpovídá analýze energie tepelné hmoty bez faktoru  $c_v/c^2$  pro pohodlnost.

Biot představil podobný koncept v jeho odvození diferenciálních kondukčních rovnic za použití metod variace. Eckert a Drake poukázali na to, že Biot definuje tepelný potenciál jako

$$E = \frac{1}{2} \cdot \iiint_{\Omega} \rho \cdot c \cdot T^2 dV \quad (55)$$

Tepelný potenciál  $E$  hraje roli analogicky k potenciální energii. Nicméně, Biot dále neřešil fyzikální význam tepelného potenciálu, a proto jeho formulace nebyla používána s výjimkou pro aproximační řešení úloh anizotropní kondukce. [9][10]

## 4. Analýza a optimalizace RC

### 4.1. Energie a exergie

Popisy energie a exergie byly provedeny v kapitole č. 3.3 a to i jejich význam pro návrh energetických zařízení. V této kapitole provedeme analýzu za pomoci energetických a exergických bilancí na reálné parní elektrárně. [19]

#### 4.1.1. Popis cyklu

Celkový instalovaný výkon elektrárny je 396 MW. Elektrárna se nachází v nadmořské výšce 560 metrů nad mořem ve městě Zarqa. Zařízení se skládá ze 7 parních turbín (3x 33 MW + 4x 66 MW) a dvou plynových turbín (1x 14 MW + 1x 19 MW) při maximálním výkonu. Elektrárna využívá jako palivo těžký topný olej. Jeho roční spotřeba činí 504 tun. Parametry tohoto těžkého topného oleje jsou uvedeny v tabulce č. 4.

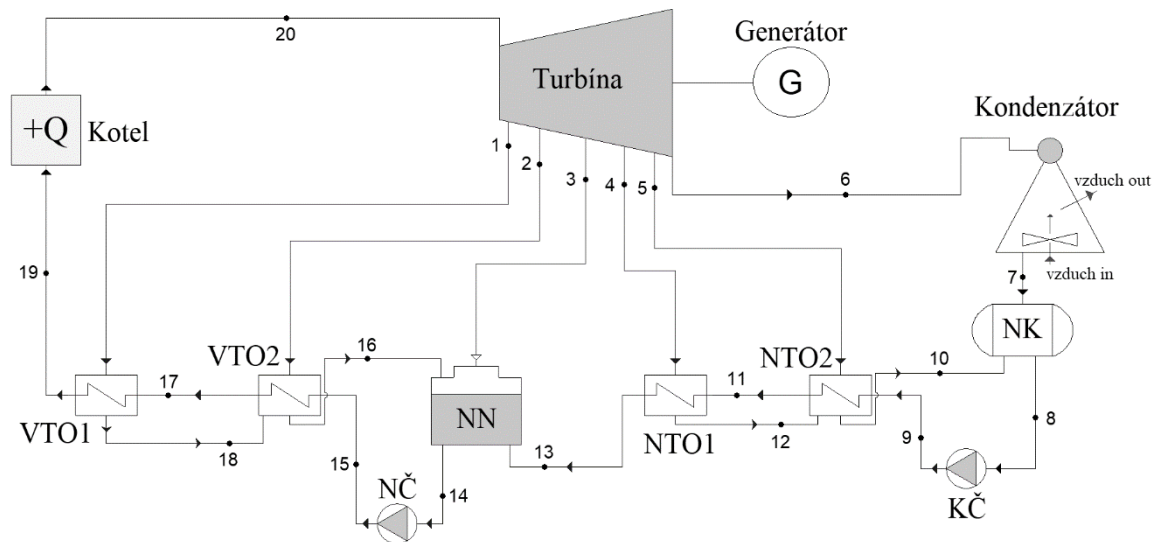
Tabulka č. 4 – vlastnosti těžkého topného oleje

Vlastnost	Hodnota
Hustota při 15 °C	0,9705 [g.mL <sup>-1</sup> ]
Podíl síry	3,76 [% hm.]
Bod vzplanutí (min.)	117 [°C]
Kinematická viskozita při 100 °C	35,52 [cSt]
Bod tuhnutí (max.)	7 [°C]
Obsah popela	0,036 [% hm.]
Obsah vody a sedimentů	0,14 [% obj.]
Maximální výhřevnost	42943,81 [kJ.kg <sup>-1</sup> ]
Průměrná výhřevnost	40504,58 [kJ.kg <sup>-1</sup> ]

Topologie jednoho 66 MW bloku elektrárny je ukázána na obrázku č. 18. Tento blok využívá regeneraci napájecí vody, popsanou v kapitole č. 2.6. Zde regenerace obsahuje dva NTO a dva VTO spolu s napájecí nádrží (NN). Cyklus využívá přehřáté páry, princip je popsán v kapitole č. 2.3. Přehřátá pára má na vstupu do turbíny teplotu 793 K a tlak 9,12 MPa. Výstupní pára z turbíny je vedena do vzduchem<sup>11</sup> chlazeného kondenzátoru, odkud pak kondenzát putuje do nádrže kondenzátu (NK). Odtud je kondenzát čerpán kondenzačním čerpadlem (KČ) do napájecí nádrže. Odtud je pak čerpána napájecí voda do kotle. [19]

Provozní hodnoty 66 MW bloku elektrárny jsou uvedeny v tabulce č. 5.

<sup>11</sup> Vzduch in – vstupující vzduch do kondenzátoru  
Vzduch out – vystupující vzduch z kondenzátoru



Obrázek č. 18 – topologie 66 MW bloku elektrárny

Tabulka č. 5 – provozní hodnoty 66 MW bloku

Provozní parametr	Hodnota
Hmotnostní průtok paliva	5 [kg.s <sup>-1</sup> ]
Vstupní objemový tok plynu do hořáků	188790 [N.m <sup>3</sup> .h <sup>-1</sup> ]
Teplota zásobníkového plynu	411,15 [K]
Teplota napájecí vody na vstupu do kotle	494,15 [K]
Hmotnostní průtok páry	275 [t.h <sup>-1</sup> ]
Teplota páry	793,15 [K]
Tlak páry	9,12 [MPa]
Výstupní výkon ( $\dot{W}_{čist,out}$ )	56 [MW]
Přivedený výkon do ventilátoru kondenzátoru ( $\dot{W}_{vent}$ )	88 [kW]
Počet ventilátorů	18 [-]
Hmotnostní průtok chladícího vzduchu	23900 [t.h <sup>-1</sup> ]
Kombinovaná účinnost čerpadla ( $\eta_{kombi}$ )	0,95 [-]

#### 4.1.2. Matematický popis

Exergie je mírou maximální kapacity systému pro konání užitečné práce tak, jak se postupně systém přibližuje specifikovanému koncovému stavu rovnováhy se svým okolím. Exergie obecně není v systému zachována tak jako energie, ale je ničena (destrukce). Exergetická destrukce je tedy mírou nevratných dějů, které jsou zdrojem ztráty výkonu. Tedy exergetická analýza posuzuje velikost exergetické destrukce a detekuje tím místa, velikosti a zdroj termodynamických nedokonalostí tepelného systému.

Bilance hmoty, energie a exergie pro obecný kontrolní objem při ustáleném stavu se zanedbatelnými změnami potenciální a kinetické energie mohou být vyjádřeny takto:

$$\sum \dot{m}_{in} = \sum \dot{m}_{out} \quad (56)$$

$$\dot{Q} - \dot{W} = \sum \dot{m}_{out} \cdot h_{out} - \sum \dot{m}_{in} \cdot h_{in} \quad (57)$$

$$\dot{X}_{heat} - \dot{W} = \sum \dot{m}_{out} \cdot \chi_{out} - \sum \dot{m}_{in} \cdot \chi_{in} \quad (58)$$

kde čistý exergetický přenos pomocí tepla  $\dot{X}_{heat}$  při teplotě  $T$  je dán vztahem:

$$\dot{X}_{heat} = \sum \left(1 - \frac{T_0}{T}\right) \cdot \dot{Q} \quad (59)$$

a specifická exergie je dána vztahem:

$$\chi = h - h_0 - T_0 \cdot (s - s_0) \quad (60)$$

Pak celkový exergetický tok spojený s proudem tekutiny lze vyjádřit jako:

$$\dot{X} = \dot{m} \cdot \chi = \dot{m} \cdot [h - h_0 - T_0 \cdot (s - s_0)] \quad (61)$$

Při ustáleném provozu a výběru každé komponenty cyklu, zobrazené na obrázku č. 18, jako kontrolní objem, může být pro každý takový kontrolní objem stanovena destrukce exergie  $\dot{I}_{kotel}$  spolu s exergetickou účinností  $\Psi$ , viz tabulka č. 6. Exergetická účinnost může být stanovena několika způsoby, jak bylo řečeno v kapitole č. 3.3.2, nicméně uvedený způsob dovoluje zahrnout nevratné děje při přenosu tepla v kotli, a také exergetickou destrukci spojenou s hořením paliva a exergii ztracenou ve ventilovaných spalinách. [11]

**Tabulka č. 6** – bilance exergetické destrukce a exergetické účinnosti komponent cyklu

Komponenta	Exergetické destrukce	Exergetická účinnost
Kotel	$\dot{I}_{kotel} = \dot{X}_{paliva} + \dot{X}_{in} - \dot{X}_{out}$	$\Psi_{kotel} = \frac{\dot{X}_{out} - \dot{X}_{in}}{\dot{X}_{paliva}}$
Čerpadla	$\dot{I}_{čerpadlo} = \dot{X}_{in} - \dot{X}_{out} + \dot{W}_{čerpadla}$	$\Psi_{čerpadlo} = 1 - \frac{\dot{I}_{čerpadlo}}{\dot{W}_{čerpadla}}$
Ohříváky	$\dot{I}_{ohřívák} = \dot{X}_{in} - \dot{X}_{out}$	$\Psi_{ohřívák} = 1 - \frac{\dot{I}_{ohřívák}}{\dot{X}_{in}}$
Turbína	$\dot{I}_{turbína} = \dot{X}_{in} - \dot{X}_{out} - \dot{W}_{el}$	$\Psi_{turbína} = 1 - \frac{\dot{I}_{turbína}}{\dot{X}_{in} - \dot{X}_{out}}$
Kondenzátor	$\dot{I}_{konden} = \dot{X}_{in} - \dot{X}_{out} + \dot{W}_{vent}$	$\Psi_{konden} = \frac{\dot{X}_{out}}{\dot{X}_{in} + \dot{W}_{vent}}$
Celý cyklus	$\dot{I}_{cyklus} = \sum \dot{I}_i$ (součet všech komponent)	$\Psi_{cyklus} = \frac{\dot{W}_{čist,out}}{\dot{X}_{paliva}}$

Je nutno uvést, že specifická exergie paliva je počítána jako

$$\chi_{\text{paliva}} = \gamma_f \cdot \text{LHV} \quad (62)$$

kde  $\gamma_f = 1,06$  je exergetický faktor založený na výhřevnosti paliva (LHV). [12]

Dále pak práce čerpadla je počítána jako

$$\dot{W}_{\text{čerpadla}} = \frac{\dot{m} \cdot (h_{\text{out},s} - h_{\text{in}})}{\eta_{\text{kombi}}} \quad (63)$$

kde  $\eta_{\text{kombi}} = 0,95$  je kombinovaná účinnost čerpadla.

#### 4.1.3. Numerické řešení

Uvedený cyklus v kapitole č. 4.1.1 byl analyzován za pomoci matematických rovnic v předchozích kapitolách. Pro potřeby výpočtů byly stanoveny parametry okolního prostředí, konkrétně referenční teplota okolí  $T_0 = 298,15 \text{ [K]}$  a tlak  $p_0 = 101,3 \text{ [kPa]}$ .

**Tabulka č. 7** – termodynamické hodnoty jednotlivých míst v cyklu

Místo	T [K]	p [MPa]	$\dot{m}$ [t.h <sup>-1</sup> ]	h [kJ.kg <sup>-1</sup> ]	s [kJ.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> ]	$\chi$ [kJ.kg <sup>-1</sup> ]	$\dot{X}$ [MW]
1	618,55	2,4231	17,80	3118,14	6,8419	1082,791	5,354
2	547,85	1,3244	14,92	2986,92	6,8835	939,153	3,892
3	463,65	0,5690	16,40	2831,43	6,9510	763,540	3,478
4	394,35	0,2060	13,96	2707,70	7,1173	590,233	2,289
5	360,45	0,0628	6,39	2655,19	7,5168	418,613	0,743
6	343,15	0,0272	204,90	2626,91	7,8193	300,151	17,084
7	339,95	0,0272	204,90	279,66	0,9159	11,146	0,634
8	339,75	0,0270	226,00	278,82	0,9134	11,043	0,693
9	341,15	1,3734	226,00	285,79	0,9299	13,112	0,823
10	337,60	0,0245	21,10	269,81	0,8868	9,963	0,058
11	356,15	0,0536	226,00	347,61	1,1111	20,902	1,312
12	362,45	0,0687	13,96	374,09	1,1848	25,421	0,099
13	390,15	0,1815	226,00	491,08	1,4954	49,772	3,125
14	428,15	0,6867	275,00	653,88	1,8922	94,267	7,201
15	430,15	12,2630	275,00	669,49	1,8991	107,825	8,237
16	436,15	0,6671	32,70	688,52	1,9725	104,994	0,954
17	461,45	10,7910	275,00	804,43	2,2056	151,403	11,566
18	466,15	2,3544	17,80	821,28	2,2626	151,251	0,748
19	494,15	10,3010	275,00	950,46	2,5124	205,940	15,732
20	793,15	9,1233	275,00	3436,25	6,7168	1438,198	109,862
Vzduch in	298,15	0,1013	23900	424,44	3,8806	0,000	0,000
Vzduch out	318,15	0,1013	23900	444,57	3,9459	0,647	4,293
Ustálený stav(voda)	298,15	0,1013	–	104,92	0,3672	0,000	–
Ustálený stav(vzduch)	298,15	0,1013	–	424,44	3,8806	0,000	–

Výpočet termodynamických vlastností vody a vzduchu v cyklu pro jednotlivé body cyklu, viz obrázek č. 18, byl proveden za pomoci open-source projektu CoolProp<sup>12</sup> a jeho implementace do MS-Excel. Tyto hodnoty jsou uvedeny v tabulce č. 7.

Energetická bilance elektrárny spolu s procentuálním podílem vůči přivedené energii v palivu jsou zobrazeny v tabulce č. 8. Ta nám ukazuje, že tepelná účinnost této elektrárny je relativně malá s porovnáním vůči nejmodernějším elektrárenským blokům. Je zřejmé, že tato účinnost není založená na přivedeném teplu páře, ale je založená na výhřevnosti paliva a zahrnutí ztrát vyskytujících se v kotli, na základě energetických ztrát ve ventilovaných spalínách, nedokonalostech při spalování, atd. Dále pak díky energetické bilanci vidíme, že dvě třetiny energie z paliva jsou ztraceny v kondenzátoru, kde energie odchází do okolí a jen přibližně 6 % energie je ztraceno v kotli. Nicméně účinnost na základě energie může být dost často neintuitivní či dokonce zavádějící. Jak již bylo řečeno v předchozích kapitolách, je to způsobeno tím, že tato účinnost poukazuje pouze na kvantitativní stránku energie, ale nic neříká o kvalitě této energie. Naproti tomu právě exergetické účinnosti či ztráty poukazují na kvalitu této energie.

**Tabulka č. 8** – energetická bilance komponent cyklu

Komponenta	Tepelné ztráty [MW]	Energetický podíl [%]
Kondenzátor	133,597	65,97
Kotel	12,632	6,24
Potrubí	1,665	0,82
Ohříváky	0,856	0,42
Turbína	0,452	0,22
Čistý výkon	53,321	26,33 (Tepelná účinnost cyklu)
Celý cyklus	202,523	100

Exergie a podíl exergetické destrukce spolu s exergetickými účinnostmi jsou pro všechny komponenty elektrárny uvedeny v tabulce č. 9. Z této tabulky je patrné, že podíl exergetické destrukce je nejvíce dominantní v kotli ze všech nevratných dějů v cyklu, který se podílí téměř 77 % na exergetické destrukci v cyklu elektrárenského bloku. Oproti tomu kondenzátor se podílí na exergetické destrukci pouze z 9 %. Dle analýzy využívající první zákon termodynamiky (tabulka č. 8) jsou největší energetické ztráty v kondenzátoru, konkrétně 66 %, ale exergetická analýza využívající druhý zákon termodynamiky nám ukazuje, že je v kondenzátoru mařeno pouze necelých 9 % energie. Tedy toto šetření poukazuje na to, že bychom se měli primárně zabývat vylepšeními v oblasti kotle, neboť zde dochází k největšímu maření využitelné energie.

<sup>12</sup> CoolProp je open-source projekt, který se skládá z vývojářů, kteří vyvíjí C++ knihovnu, jež obsahuje rovnice a funkce pro výpočty stavových a různých termodynamických veličin vody a jiných látek. Tyto knihovny lze využít pro práci např. v Microsoft Excel, Labview, EES, LibreOffice, Javascript, PHP, FORTRAN, Maple, Mathematica, Scilab, Delphi & Lazarus, Julia, Matlab, Android, Java, MathCAD, VB.net, C#, Octave, Modelica, Python. Přístupno z: <http://www.coolprop.org>

**Tabulka č. 9** – exergetická bilance komponent cyklu

Komponenta	Exergetická destrukce [MW]	Podíl exergetické destrukce [%]	Exergetická účinnost [%]
Kotel	120,540	76,75	43,8
Turbína	20,407	12,99	73,5
Kondenzátor	13,738	8,75	26,4
Napájecí čerpadlo	0,22	0,14	82,5
Kondenzátní čerpadlo	0,331	0,21	28,2
VTO1	0,438	0,28	97,4
VTO2	0,359	0,23	97,2
Napájecí nádrž	0,355	0,23	95,3
NTO1	0,377	0,24	89,5
NTO2	0,295	0,19	67,3
Celý cyklus	157,059	100	24,8

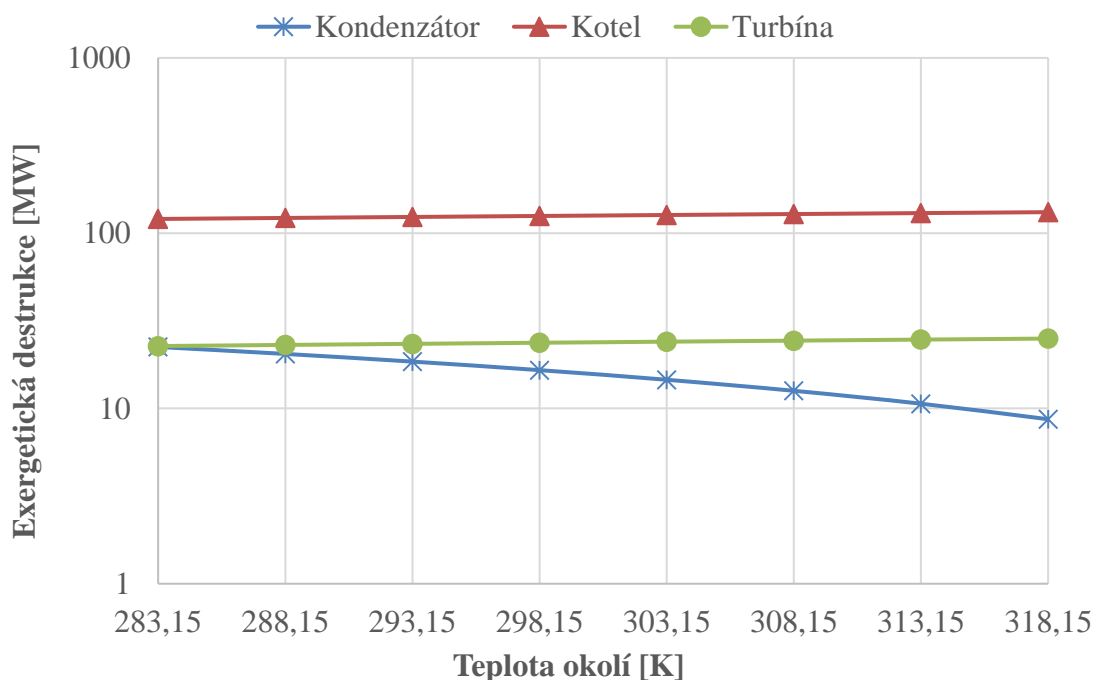
Pro vyčíslení exergie v systému musíme specifikovat jak samotný systém, tak jeho okolí. Je předpokládáno, že vlastnosti okolí nejsou významně měněny nějakým procesem. Konečný stav je stav systému, kdy je dosaženo rovnováhy systému se svým okolím. Pokud má systém stejnou teplotu, tlak, nadmořskou výšku, rychlost a chemické složení jako jeho okolí, nejsou zde potenciální odlišnosti v takovém měřítku, abychom mohli extrahovat užitečnou práci. [13]

Referenční stav okolí je irelevantní pro analýzy pomocí prvního zákona termodynamiky. Nicméně je předpokládáno, že konečný stav bude mít nějaký vliv na výsledky exergetické analýzy (druhý zákon termodynamiky). Někteří výzkumníci tvrdí, že malé změny vlastností konečného stavu mají jen malý vliv na výkon daného systému. Abychom zjistili, jak velký dopad budou mít tyto změny na výkon systému, provedeme variaci v řešení matematického modelu, a to konkrétně změnou okolní teploty postupně po 5 [K] z  $T_0 = 283,15$  [K] až na  $T_0 = 318,15$  [K] při zachování tlaku okolí na  $p_0 = 101,3$  [kPa]. Výpočet celkového exergetického toku  $\dot{X}$  při variaci teploty okolí je sumarizován v tabulce č. 10. Vliv teploty okolí je pak u třech hlavních komponent cyklu elektrárny zachycen na obrázku č. 19. Z tohoto obrázku je patrné, že hlavní zdroj exergetické destrukce je stále kotel, nehledě na podmínky okolního prostředí. Na obrázku č. 20 je vidět vliv na exergetickou účinnost. Ta se u kotle a turbíny téměř nezměnila, naopak u kondenzátoru dochází s nárůstem okolní teploty k nárůstu exergetické účinnosti relativně výrazně. Toto je způsobeno zmenšujícím se rozdílem mezi teplotou páry a chladicího vzduchu, tudíž je daný stav blíže rovnováze konečného stavu. Toto sníží exergetický tok, resp. exergetickou destrukci, a tím se zvyšuje exergetická účinnost kondenzátoru.

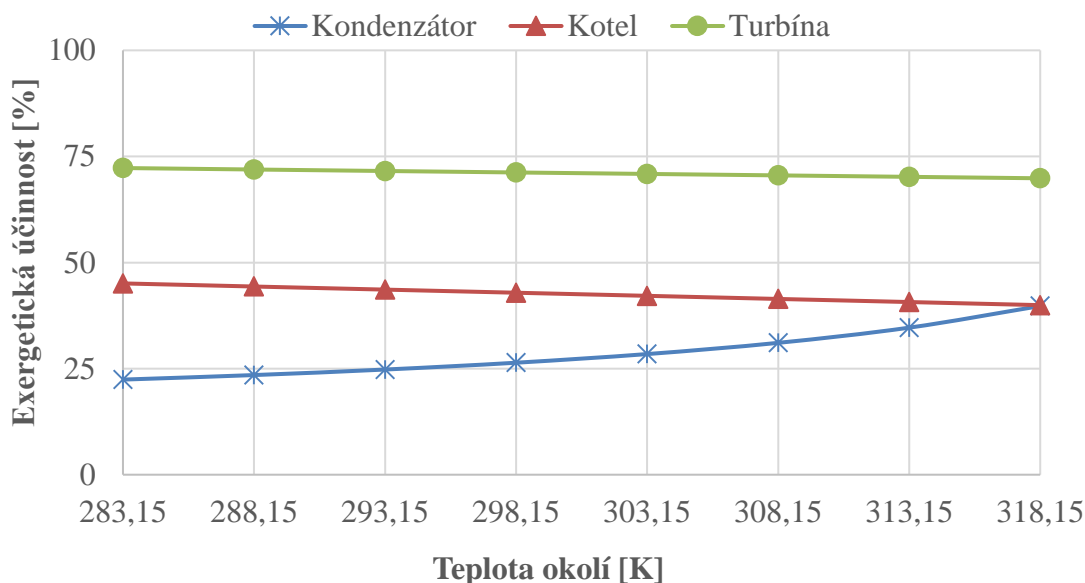


Tabulka č. 10 – celkový exergetický tok  $\dot{X}$  [MW] komponent při variaci teploty okolí

Místo	Teplota okolí [K]							
	283,15	288,15	293,15	298,15	303,15	308,15	313,15	318,15
1	5,834	5,674	5,514	5,354	5,194	5,034	4,874	4,714
2	4,297	4,162	4,027	3,892	3,757	3,622	3,487	3,352
3	3,928	3,778	3,628	3,478	3,328	3,178	3,028	2,878
4	2,681	2,551	2,420	2,289	2,158	2,027	1,896	1,765
5	0,933	0,870	0,806	0,743	0,680	0,616	0,553	0,489
6	23,446	21,325	19,204	17,084	14,963	12,842	10,721	8,601
7	1,103	0,947	0,791	0,634	0,478	0,322	0,166	0,010
8	1,208	1,036	0,865	0,693	0,522	0,350	0,179	0,007
9	1,353	1,176	1,000	0,823	0,647	0,470	0,293	0,117
10	0,104	0,089	0,074	0,058	0,043	0,028	0,013	0,001
11	2,013	1,779	1,546	1,312	1,079	0,845	0,612	0,378
12	0,146	0,130	0,114	0,099	0,083	0,067	0,051	0,035
13	4,187	3,833	3,479	3,125	2,770	2,416	2,062	1,708
14	8,948	8,366	7,783	7,201	6,618	6,036	5,453	4,871
15	9,992	9,407	8,822	8,237	7,652	7,066	6,481	5,896
16	1,172	1,100	1,027	0,954	0,881	0,808	0,735	0,662
17	13,672	12,970	12,268	11,566	10,863	10,161	9,459	8,757
18	0,888	0,842	0,795	0,748	0,701	0,654	0,607	0,560
19	18,190	17,370	16,551	15,732	14,912	14,093	13,273	12,454
20	117,138	114,713	112,288	109,862	107,437	105,012	102,587	100,162
Vzduch out	4,508	4,434	4,362	4,293	4,226	4,161	4,099	4,038



Obrázek č. 19 – vliv okolní teploty na exergetickou destrukci



Obrázek č. 20 – vliv okolní teploty na exergetickou účinnost

## 4.2. Entropie a entransie

Popis entropie a entransie byl proveden v kapitolách 3.2 a 3.4. Nyní tyto kritéria využijeme pro analýzu a optimalizaci Rankinova cyklu, konkrétně principy generace entropie, ztráty entransie a disipace entransie.

### 4.2.1. Entransie, disipace entransie a ztráty entransie

Entransie popisuje schopnost přenosu tepla. Její definici vyjadřuje rovnice č. 35. Při procesech přenosu tepla bylo zjištěno, že se entransie vždy snižuje při spontánních přenosech tepla. Tato snižující diference se nazývá disipací entransie. Rovnice bilance disipace entransie může být odvozena ze zachování energie při přenosu tepla. Například vynásobením energetické rovnice pro kondukcii teplotou vede k rovnici bilance entransie pro kondukcii [14]:

$$T \cdot \rho \cdot c_v \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = -\nabla \cdot (\dot{\mathbf{q}} \cdot T) - (-\dot{\mathbf{q}} \cdot \nabla T) \quad (64)$$

kde  $\rho$  je hustota,  $\dot{\mathbf{q}}$  je vektor hustoty tepelného toku,  $t$  je čas. Levá strana rovnice č. 64 je změna entransie pro infinitesimální element, levý výraz na pravé straně je tok entransie do elementu a pravý výraz na pravé straně je lokální tok disipace entransie  $G_{dis}$ . Na základě Fourierova zákona disipace entransie za jednotku času a jednotku hmoty je rovna  $k(\nabla T)^2$ , kde  $k$  je tepelná vodivost a  $\nabla T$  je gradient teploty. Extrém disipace entransie byl prokázán jako kritérium pro optimalizování výkonu přenosu tepla. Guo a kolektiv odvodili principy extrému disipace entransie na základě rovnic bilancí entransie pro konvekci. Extrémní hodnota disipace entransie odpovídá minimální teplotní diferencii při přenosu tepla pro konstantní tepelný tok nebo maximální tepelný tok pro konstantní teplotní diferencii při ustáleném stavu. [14]

Pro konverzi mezi teplem a prací byl však koncept disipace entransie shledán jako nevhodný. [15]

Cheng a Liang však dále definovali koncept ztráty entransie:

$$G_{\text{loss}} = G_{\text{in}} - G_{\text{out}} \quad (65)$$

kde  $G_{\text{in}}$  je tok entransie do systému a  $G_{\text{out}}$  je tok entransie ze systému. Tento koncept pak použili pro optimalizaci konverze tepla a práce. V termodynamických procesech můžeme zjistit, že část toku entransie z vysokoteplotních zdrojů tepla je disipována v ohřívání nebo chlazení pracovního média, část je využita pro práci a zbytek teče do nízkoteplotních zdrojů tepla. Pro endoreversibilní cyklus je ztráta entransie rozdílem mezi tokem entransie do a ze systému, což je také součtem disipace entransie při přenosu tepla a změny entransie díky konverzi tepla a práce. [16]

#### 4.2.2. Analýza generace entropie a ztráty entransie

Pro běžný endoreversibilní cyklus předpokládejme, že  $c_h$  je tok tepelné kapacity horkého média,  $T_{h,\text{in}}$  je vstupní teplota horkého proudu,  $c_s$  je tok tepelné kapacity studeného média,  $T_{s,\text{in}}$  je vstupní teplota studeného proudu,  $\dot{Q}_h$  je tok tepla mezi horkým proudem a pracovním médiem,  $\dot{Q}_s$  je tok tepla mezi studeným proudem a pracovním médiem a  $T_0$  je teplota okolí. Podle principu zachování energie je výstupní výkon  $\dot{W}$  roven

$$\dot{W} = \dot{Q}_h - \dot{Q}_s \quad (66)$$

Endoreversibilní cyklus a okolní prostředí lze považovat za jeden systém. Dle prvního zákona termodynamiky, tok tepla přenášený do okolí  $\dot{Q}_0$  je roven

$$\dot{Q}_0 = c_h \cdot (T_{h,\text{in}} - T_0) + c_s \cdot (T_{s,\text{in}} - T_0) - \dot{W} \quad (67)$$

při dosazení rovnice č. 66 do rovnice č. 67

$$\dot{Q}_0 = \underbrace{c_h \cdot (T_{h,\text{in}} - T_0)}_{\substack{\text{čistý tok tepla} \\ \text{z horkého} \\ \text{proudu}}} + \underbrace{c_s \cdot (T_{s,\text{in}} - T_0)}_{\substack{\text{čistý tok tepla} \\ \text{ze studeného} \\ \text{proudu}}} - \dot{Q}_h + \dot{Q}_s \quad (68)$$

Pro optimalizaci založenou na konceptu generace entropie musíme brát v potaz i generovanou entropii spojenou s odvodem použitých proudů do okolí, při uvažování optimalizace elektrárny. Rovnice bilance entropie pro celý systém je pak rovna

$$\dot{S}_{\text{in}} + \dot{S}_{\text{gen}} = \Delta \dot{S}_{\text{sys}} \quad (69)$$

kde  $\Delta \dot{S}_{\text{sys}}$  je změna toku entropie s časem,  $\dot{S}_{\text{in}}$  je tok entropie do systému a  $\dot{S}_{\text{gen}}$  je tok generace entropie v systému. Pokud je systém ustálený rovná se  $\Delta \dot{S}_{\text{sys}} = 0$ . Pak rovnice bilance entropie pro celý systém je

$$\dot{S}_{\text{gen}} = -\dot{S}_{\text{in}} = c_h \cdot \ln \frac{T_0}{T_{h,\text{in}}} + c_s \cdot \ln \frac{T_0}{T_{s,\text{in}}} + \frac{\dot{Q}_0}{T_0} \quad (70)$$

Na základě rovnic č. 66 a 68 lze rovnici č. 70 přepsat jako

$$\dot{S}_{\text{gen}} = c_h \cdot \ln \frac{T_0}{T_{h,\text{in}}} + c_s \cdot \ln \frac{T_0}{T_{s,\text{in}}} + \frac{c_h \cdot (T_{h,\text{in}} - T_0) + c_s \cdot (T_{s,\text{in}} - T_0)}{T_0} - \frac{1}{T_0} \cdot \dot{W} \quad (71)$$

Když je teplota okolí  $T_0$  konstanta, rovnice č. 71 ukazuje, že minimální generace entropie koresponduje s maximálním výstupním výkonem, pokud jsou  $c_h, c_s, T_{h,in}$  a  $T_{s,in}$  předepsány.

Koncept ztráty entransie je definován jako součet všech variací entransie díky přenosu tepla a díky výstupní práci a je taky roven diferenci mezi entransii vstupující do systému a vystupující ze systému, viz rovnice č. 72. [16]

$$\dot{G}_{\text{loss}} = \underbrace{\frac{1}{2} c_h (T_{h,in}^2 - T_0^2)}_{\text{Čistý tok entransie převzat z horkého proudu}} + \underbrace{\frac{1}{2} c_s (T_{s,in}^2 - T_0^2)}_{\text{Čistý tok entransie převzat ze studeného proudu}} - \underbrace{\dot{Q}_0 \cdot T_0}_{\text{Tok entransie díky úniku tepla z cyklu do okolí}} \quad (72)$$

Na základě rovnic č. 66 a 68 lze rovnici č. 72 přepsat jako

$$\dot{G}_{\text{loss}} = \frac{1}{2} c_h (T_{h,in} - T_0)^2 + \frac{1}{2} c_s (T_{s,in} - T_0)^2 + T_0 \cdot \dot{W} \quad (73)$$

Z rovnice č. 73 je zřejmé, že maximální ztráta entransie také koresponduje s maximálním výstupním výkonem pro předepsané  $c_h, c_s, T_{h,in}$  a  $T_{s,in}$ .

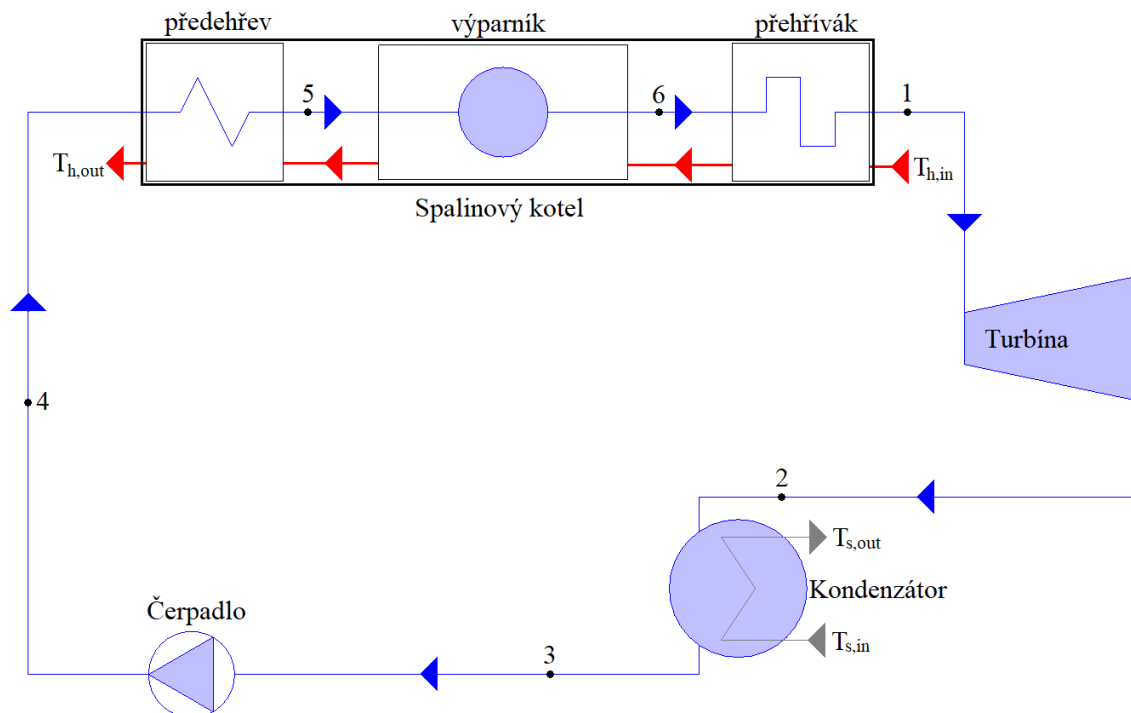
Rovnice č. 71 a 73 ukazují, že jak koncept generace entropie, tak koncept ztráty entransie může být použit pro optimalizaci běžného endoreversibilního cyklu s předepsanými  $c_h, c_s, T_{h,in}$  a  $T_{s,in}$ .

#### 4.2.3. Analýza a optimalizace Rankinova cyklu

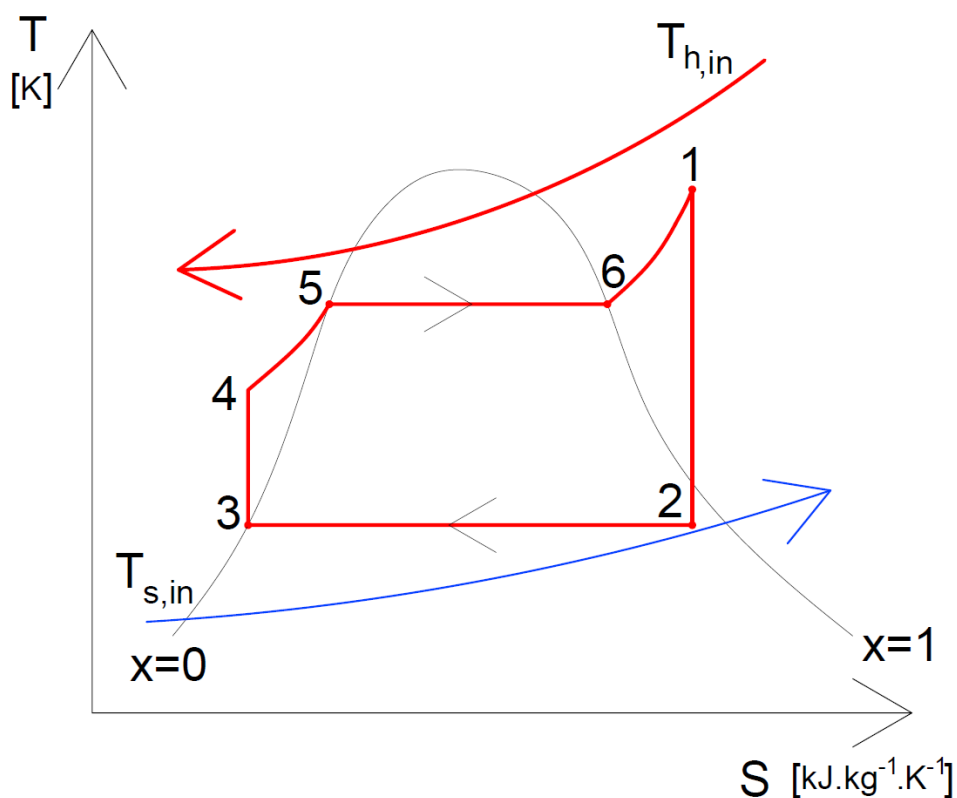
Rankinův cyklus je typický endoreversibilní cyklus s procesem fázové přeměny. Pracovním médiem je voda, ta je předehřívána, vypařována a přehřívána pomocí jednoho horkého proudu ve spalínovém kotli. Topologie cyklu je ukázána na obrázku č. 21. Ohřev vody je za konstantního tlaku. Přehřátá pára pak expanduje v turbíně při konání práce hřídele a generování elektřiny v generátoru. Výstupní pára z turbíny o nízkém tlaku proudí do kondenzátoru, což je protiproudý výměník tepla. Zde je pára podchlazena a dochází ke kondenzaci. Kondenzát je pak čerpán čerpadlem při zvýšení tlaku zpět do kotle. [18]

Obrázek č. 22 ukazuje T-S diagram tohoto cyklu. Pracovní médium prochází postupně čtyřmi procesy: ohřev při konstantním tlaku (4 – 5 – 6 – 1), adiabatická expanze (1 – 2), chlazení při konstantním tlaku (2 – 3), adiabatickou kompresí (3 – 4). Předpokládejme že  $\dot{m}$  je hmotnostní průtok pracovního média,  $T_{h,out}$  a  $T_{s,out}$  jsou výstupní teploty horkého a studeného proudu ve výměnících. Tepelné vodivosti přehříváku  $UA_{h1}$ , výparníku  $UA_{h2}$  a předehřevu  $UA_{h3}$  ve spalínovém kotli jsou definovány jako produkt koeficientu přestupu tepla a velikosti teplosměnné plochy. Tepelná vodivost nízkoteplotního výměníku je  $UA_s$ .

Hmotnostní tok pracovního média  $\dot{m}$  musí být optimalizován pro docílení maximálního výstupního výkonu  $\dot{W}$  pro předepsané  $c_h, c_s, T_{h,in}$  a  $T_{s,in}$ . Je důležité stanovit vztah mezi výstupním výkonem a hmotnostním tokem.



Obrázek č. 21 – topologie cyklu



Obrázek č. 22 – T-S diagram cyklu

Předpokládejme, že  $c_g$  je měrná tepelná kapacita vodní páry,  $c_l$  je měrná tepelná kapacita vody a  $r_h$  je latentní teplo vypařování při vysokém tlaku. Teplotní toky pro tři sekce ve spalinovém kotli jsou

$$\dot{Q}_{h1} = \dot{m} \cdot c_g \cdot (T_1 - T_6) = c_{h,min1} \cdot \varepsilon_{h1} \cdot (T_{h,in} - T_6) = c_h \cdot (T_{h,in} - T_{h,in2}) \quad (74)$$

$$\dot{Q}_{h2} = \dot{m} \cdot r_h = c_{h,min2} \cdot \varepsilon_{h2} \cdot (T_{h,in2} - T_6) = c_h \cdot (T_{h,in2} - T_{h,in3}) \quad (75)$$

$$\dot{Q}_{h3} = \dot{m} \cdot c_1 \cdot (T_5 - T_4) = c_{h,min3} \cdot \varepsilon_{h3} \cdot (T_{h,in3} - T_4) = c_h \cdot (T_{h,in3} - T_{h,out}) \quad (76)$$

kde  $T_{h,in2}$  je výstupní teplota horkého proudu z přehříváku a zároveň vstupní teplota do výparníku,  $T_{h,in3}$  je výstupní teplota horkého proudu z výparníku a zároveň vstupní teplota do přehříváku,  $c_{h,min1} = \min(\dot{m}c_g, c_h)$ ,  $c_{h,max1} = \max(\dot{m}c_g, c_h)$ ,  $c_{h,min3} = \min(\dot{m}c_1, c_h)$ , a  $c_{h,max3} = \max(\dot{m}c_1, c_h)$ . Měrná tepelná kapacita pracovního média během procesu fázové přeměny je mnohem větší než  $c_h$ ,  $c_{h,min2} = c_h$ . Účinnosti přehříváku  $\varepsilon_{h1}$ , výparníku  $\varepsilon_{h2}$  a přehříváku  $\varepsilon_{h3}$  spalínového kotle jsou [18]

$$\varepsilon_{h1} = \frac{1 - \exp\left[(-NTU_1) \cdot \left(1 - \frac{c_{h,min1}}{c_{h,max1}}\right)\right]}{1 - \frac{c_{h,min1}}{c_{h,max1}} \cdot \exp\left[(-NTU_1) \cdot \left(1 - \frac{c_{h,min1}}{c_{h,max1}}\right)\right]} \quad (77)$$

$$\varepsilon_{h2} = 1 - \exp(-NTU_2) \quad (78)$$

$$\varepsilon_{h3} = \frac{1 - \exp\left[(-NTU_3) \cdot \left(1 - \frac{c_{h,min3}}{c_{h,max3}}\right)\right]}{1 - \frac{c_{h,min3}}{c_{h,max3}} \cdot \exp\left[(-NTU_3) \cdot \left(1 - \frac{c_{h,min3}}{c_{h,max3}}\right)\right]} \quad (79)$$

kde  $NTU_1$ ,  $NTU_2$  a  $NTU_3$  jsou počty přenosových jednotek pro příslušné sekce ve spalínovém kotli. Ty se pak vypočtou jako

$$NTU_1 = \frac{UA_{h1}}{c_{h,min1}} \quad (80)$$

$$NTU_2 = \frac{UA_{h2}}{c_{h,min2}} \quad (81)$$

$$NTU_3 = \frac{UA_{h3}}{c_{h,min3}} \quad (82)$$

Teplota pracovního média zůstává konstantní během fázových přeměn, tedy platí že

$$T_2 = T_3 \quad (83)$$

$$T_5 = T_6 \quad (84)$$

Podobně pro kondenzátor je tepelný tok

$$\dot{Q}_s = c_{s,min} \cdot \varepsilon_s \cdot (T_2 - T_{s,in}) = c_s \cdot (T_{s,out} - T_{s,in}) = \dot{m} \cdot T_2 \cdot (s_2 - s_3) \quad (85)$$

Během kondenzování se teplota pracovního média nemění a tepelná kapacita pracovního média je mnohem větší než  $c_s$ , tedy platí

$$c_{s,min} = c_h \quad (86)$$

$$\varepsilon_s = 1 - \exp(-NTU_s) \quad (87)$$

kde  $\varepsilon_s$  je účinnost kondenzátoru a  $NTU_s$  je počet přenosových jednotek kondenzátoru

$$NTU_s = \frac{UA_s}{c_{s,min}} \quad (88)$$

Procesy mezi body 1 – 2 a mezi body 3 – 4 jsou oba adiabatické, tedy platí že

$$s_2 = s_1 \quad (89)$$

$$s_3 = s_4 \quad (90)$$

Latentní výparné teplo  $r_h$  v rovnici č. 75 může být stanoveno pomocí termodynamických tabulek dle saturační teploty  $T_6$ . Stav v bodě č. 4 je podchlazená voda při vysokém tlaku a její teplota může být také stanovena dle termodynamických tabulek dle entropie  $s_4$  a saturační teploty  $T_6$  při vysokém tlaku. Entropii  $s_1$  a  $s_3$  můžeme také stanovit pro příslušné teploty.

Rovnice č. 74, 75, 76 a 85 obsahují celkem 8 rovnic a 8 individuálních systémových proměnných včetně  $T_1, T_2, T_6, T_{h,in2}, T_{h,in3}, T_{h,out}$  a  $T_{s,out}$ . Jedna z tepelných vodivostí mezi  $UA_{h1}, UA_{h2}$  a  $UA_{h3}$  může být řešena jako 8 individuálních proměnných, pokud je tepelná vodivost pro kondenzátor předepsána. Můžeme získat všechny teploty pro všechny body cyklu od  $T_1$  po  $T_6$ , toky tepel  $\dot{Q}_{h1}, \dot{Q}_{h2}, \dot{Q}_{h3}$  a  $\dot{Q}_s$  i výstupní teploty proudů  $T_{h,out}$  a  $T_{s,out}$ . Ve stejnou dobu může být stanovena tepelná vodivost pro neznámou sekci.

Výstupní výkon  $\dot{W}$  je rozdílem mezi absorbovaným tepelným tokem a vypuštěným tepelným tokem. Je tedy roven

$$\dot{W} = \dot{Q}_{h1} + \dot{Q}_{h2} + \dot{Q}_{h3} - \dot{Q}_s \quad (91)$$

Optimalizace Rankinova cyklu se dá vyjádřit jako

$$\begin{cases} \max \dot{W} \\ \dot{m} \in (0, \dot{m}_{max}) \end{cases} \quad (92)$$

kde  $\dot{m}_{max}$  je maximální hmotnostní tok pracovního média ve výpočtu.

Při uvažování generace entropie spojenou s vypouštěním použitých proudů do okolí, dostáváme celkový tok generace entropie pro Rankinův cyklus na obrázku č. 21

$$\begin{aligned} \dot{S}_{gen} = & \left( c_h \cdot \ln \frac{T_{h,out}}{T_{h,in}} + c_s \cdot \ln \frac{T_{s,out}}{T_{s,in}} + \dot{m} \cdot c_1 \cdot \ln \frac{T_5}{T_4} + \dot{m} \cdot c_g \cdot \ln \frac{T_1}{T_6} + \frac{\dot{Q}_{h2}}{T_6} - \frac{\dot{Q}_s}{T_2} \right) \\ & + \left( c_h \cdot \ln \frac{T_0}{T_{h,out}} + \frac{\dot{Q}_{eh}}{T_0} + c_s \cdot \ln \frac{T_0}{T_{s,out}} + \frac{\dot{Q}_{es}}{T_0} \right) \end{aligned} \quad (93)$$

kde výrazy v první závorce vyjadřují toky generace entropie díky přenosu tepla mezi pracovním médiem a zdroji tepla a výrazy v druhé závorce vyjadřují toky generace entropie díky vypouštění použitých proudů do okolí.  $\dot{Q}_{eh}$  a  $\dot{Q}_{es}$  jsou toky tepla z výstupních proudů do okolí, které mohou být vyjádřeny jako

$$\dot{Q}_{eh} = c_h \cdot (T_{h,out} - T_0) \quad (94)$$

$$\dot{Q}_{es} = c_s \cdot (T_{s,out} - T_0) \quad (95)$$

Na základě rovnic č. 93÷95 může být vypočten celkový tok generace entropie Rankinova cyklu.

Celkový tok ztráty entropie může být vyjádřen jako rovnice č. 73, pokud celý uvažovaný systém obsahuje Rankinův cyklus i s okolím.

Pro tento případ konverze tepla a práce zkusíme vyjádřit a zjistit, jestli lze pro optimalizaci použít princip disipace entropie. Při uvažování disipace entropie vlivem vypouštění použitých proudů do okolí, může být celkový tok disipace entropie vyjádřen takto

$$\begin{aligned} \dot{G}_{\text{dis}} = & \left[ \frac{1}{2} \cdot c_h \cdot (T_{h,in}^2 - T_{h,out}^2) + \frac{1}{2} \cdot \dot{m} \cdot c_1 \cdot (T_4^2 - T_5^2) - \dot{Q}_{h2} \cdot T_6 + \frac{1}{2} \cdot \dot{m} \cdot c_g \cdot (T_6^2 - T_1^2) \right] \\ & + \left[ \frac{1}{2} \cdot c_s \cdot (T_{s,in}^2 - T_{s,out}^2) + \dot{Q}_s \cdot T_2 \right] \\ & + \left[ \frac{1}{2} \cdot c_h \cdot (T_{h,out}^2 - T_0^2) + \frac{1}{2} \cdot c_s \cdot (T_{s,out}^2 - T_0^2) - \dot{Q}_{eh} \cdot T_0 - \dot{Q}_{es} \cdot T_0 \right] \quad (96) \end{aligned}$$

kde výrazy v první hranaté závorce vyjadřují tok disipace entropie vlivem přenosu tepla mezi horkým proudem a pracujícím médiem, výrazy ve druhé hranaté závorce vyjadřují tok disipace entropie vlivem přenosu tepla mezi studeným proudem a pracujícím médiem. Výrazy v poslední hranaté závorce vyjadřují tok disipace entropie vlivem vypouštění použitých proudů do okolí.

#### 4.2.4. Numerické řešení

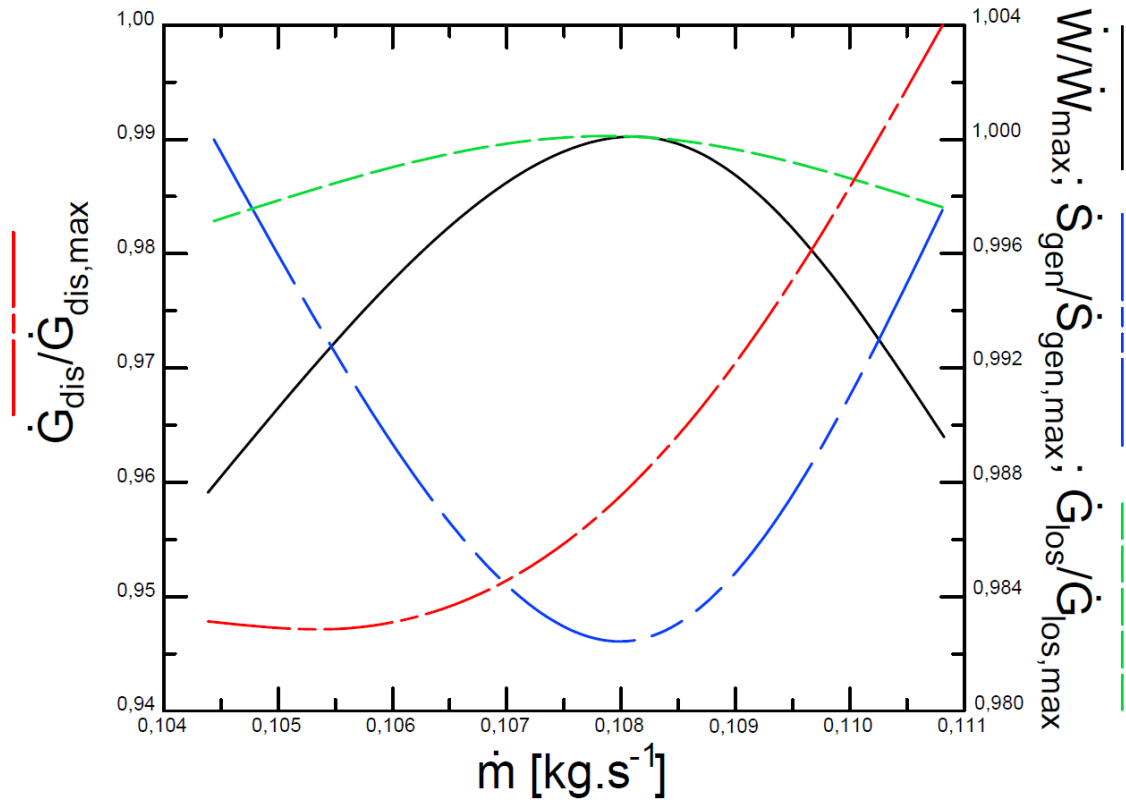
Výše uvedené rovnice byly použity pro numerický výpočet daného Rankinova cyklu. Pro první případ byly zvoleny tyto hodnoty:  $T_{h,in} = 773,16$  [K];  $T_{s,in} = 283,16$  [K];  $c_h = 1000$  [W.K<sup>-1</sup>];  $c_s = 10000$  [W.K<sup>-1</sup>];  $UA_s = 5000$  [W.K<sup>-1</sup>];  $c_1 = 4200$  [J.kg<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>];  $T_0 = 300$  [K].

Pro tento případ jsou tepelné vodivosti přehříváku a výparníku předepsány:  $UA_{h1} = 5000$  [W.K<sup>-1</sup>];  $UA_{h2} = 5000$  [W.K<sup>-1</sup>]. Kalkulované variace výstupního výkonu, toku generace entropie, toku ztráty entropie a toku disipace entropie spolu s hmotnostním tokem jsou zobrazeny na obrázku č. 23, kde index max označuje maximální hodnotu korespondujícího parametru v počítaném rozsahu. Jak maximum toku ztráty entropie, tak minimum toku generace entropie odpovídají maximálnímu výstupnímu výkonu. Extrém toku disipace entropie neodpovídá maximálnímu výstupnímu výkonu, protože nezahrnuje vliv výstupního výkonu na změnu entropie.

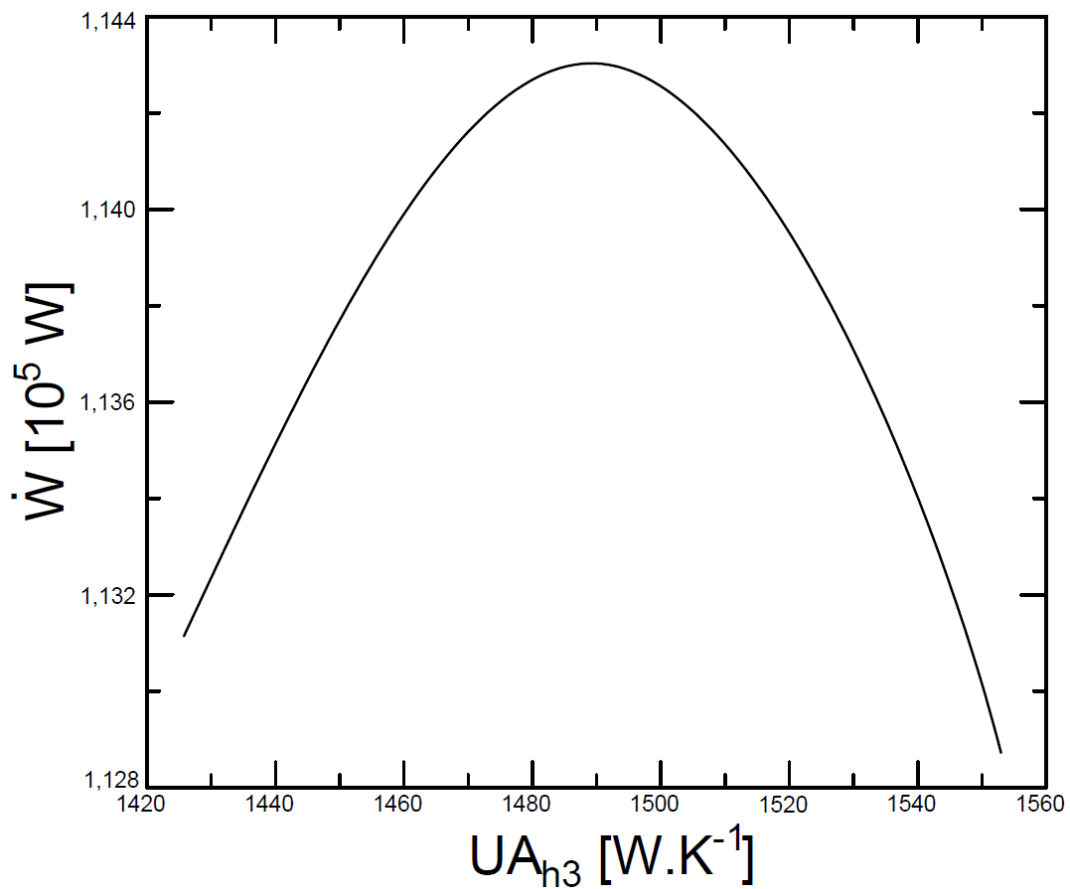
Variace výstupního výkonu s tepelnou vodivostí pro návrhovou sekci předeřevu je zobrazena na obrázku č. 24. Z tohoto obrázku je patrné, že vyšší vodivost nevede vždy k vyššímu výkonu. Je zde optimální hodnota pro tepelnou vodivost pro sekci předeřevu a to  $UA_{h3} = 1493$  [W.K<sup>-1</sup>]. Tepelná vodivost  $UA_{h3}$  a hmotnostní tok  $\dot{m}$  jsou závislé proměnné. Když je stanoveno  $UA_{h3}$ , je také stanoven  $\dot{m}$  dle předepsané podmínky. Když maximální výstupní výkon koresponduje s určitou hodnotou hmotnostního toku, musí existovat i optimální hodnota pro tepelnou vodivost  $UA_{h3}$  pro maximální výstupní výkon.

V druhém případě jsou tepelné vodivosti přehříváku a předeřevu předepsány:  $UA_{h1} = 5000$  [W.K<sup>-1</sup>];  $UA_{h3} = 3000$  [W.K<sup>-1</sup>], ostatní parametry jsou zvoleny stejně jako v předchozím případě. Kalkulované variace výstupního výkonu, toku generace entropie, toku ztráty entropie a toku disipace entropie spolu s hmotnostním tokem jsou zobrazeny na obrázku č. 25. Výsledky jsou podobné obrázku č. 23.

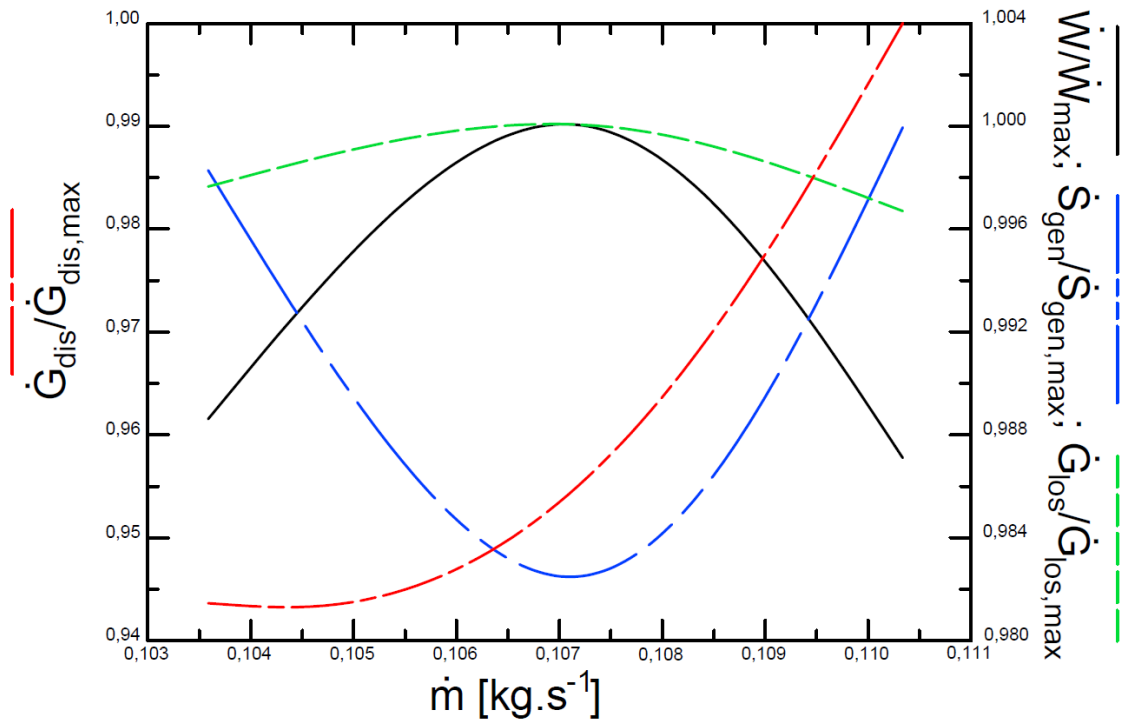




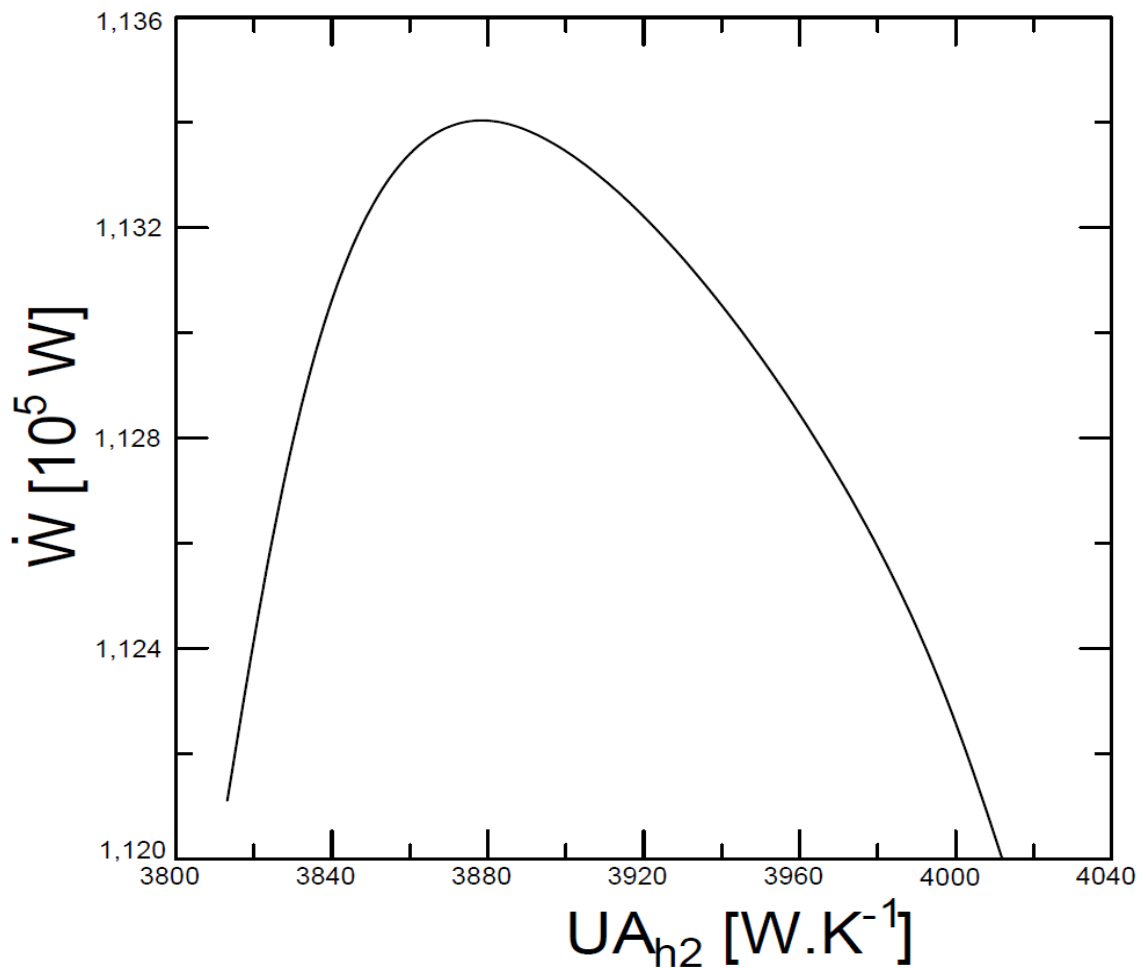
Obrázek č. 23 – variace výpočtu pro  $UA_{h1} = 5000 [W.K^{-1}]$ ;  $UA_{h2} = 5000 [W.K^{-1}]$



Obrázek č. 24 – variace výstupního výkonu s tepelnou vodivostí pro sekci přehřevu



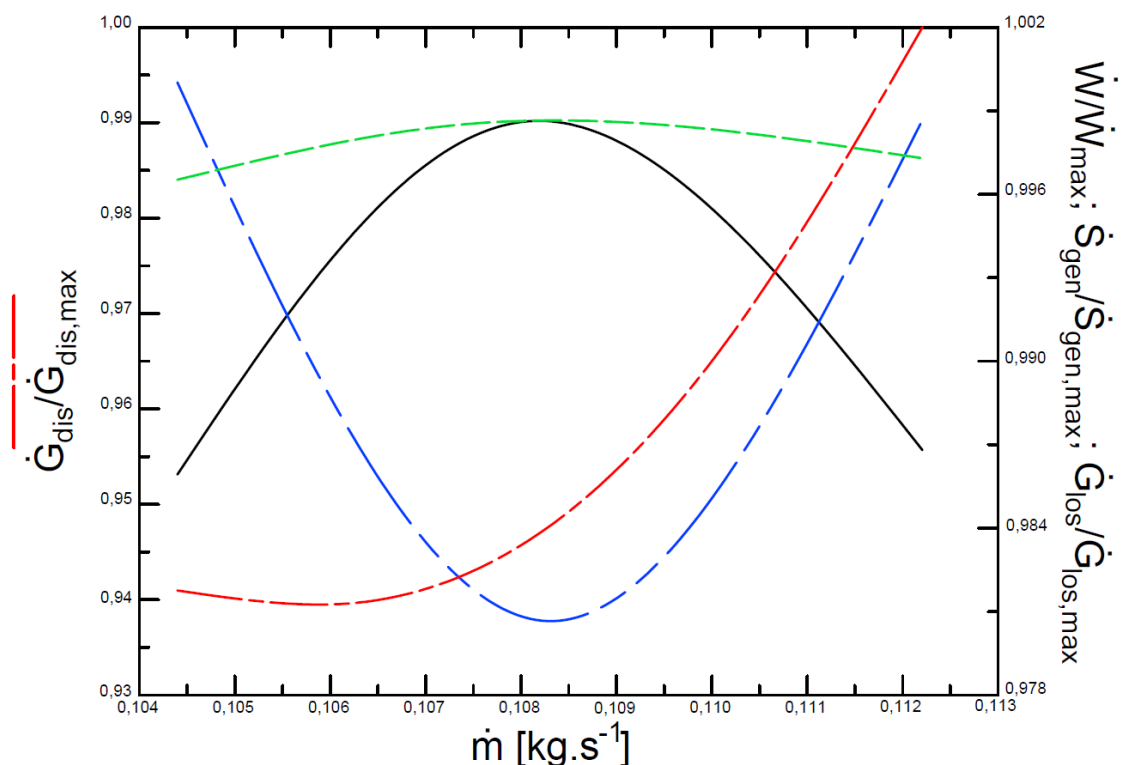
Obrázek č. 25 – variace výpočtu pro  $UA_{h1} = 5000 [\text{W}\cdot\text{K}^{-1}]$ ;  $UA_{h3} = 3000 [\text{W}\cdot\text{K}^{-1}]$



Obrázek č. 26 – variace výstupního výkonu s tepelnou vodivostí pro sekci výparníku

Variace výstupního výkonu s tepelnou vodivostí pro návrhovou sekci výparníku je zobrazena na obrázku č. 26. Z něho je patrné, že existuje optimální hodnota tepelné vodivosti pro sekci výparníku a to konkrétně  $UA_{h2} = 3884 [W.K^{-1}]$ .

Ve třetím případě jsou tepelné vodivosti výparníku a přehřevu předepsány:  $UA_{h2} = 5000 [W.K^{-1}]$ ;  $UA_{h3} = 4000 [W.K^{-1}]$ , ostatní parametry jsou zvoleny stejně jako v předchozím případě. Kalkulované variace výstupního výkonu, toku generace entropie, toku ztráty entropie a toku disipace entropie spolu s hmotnostním tokem jsou zobrazeny na obrázku č. 27. Výsledky jsou také velice podobné předchozím případům.



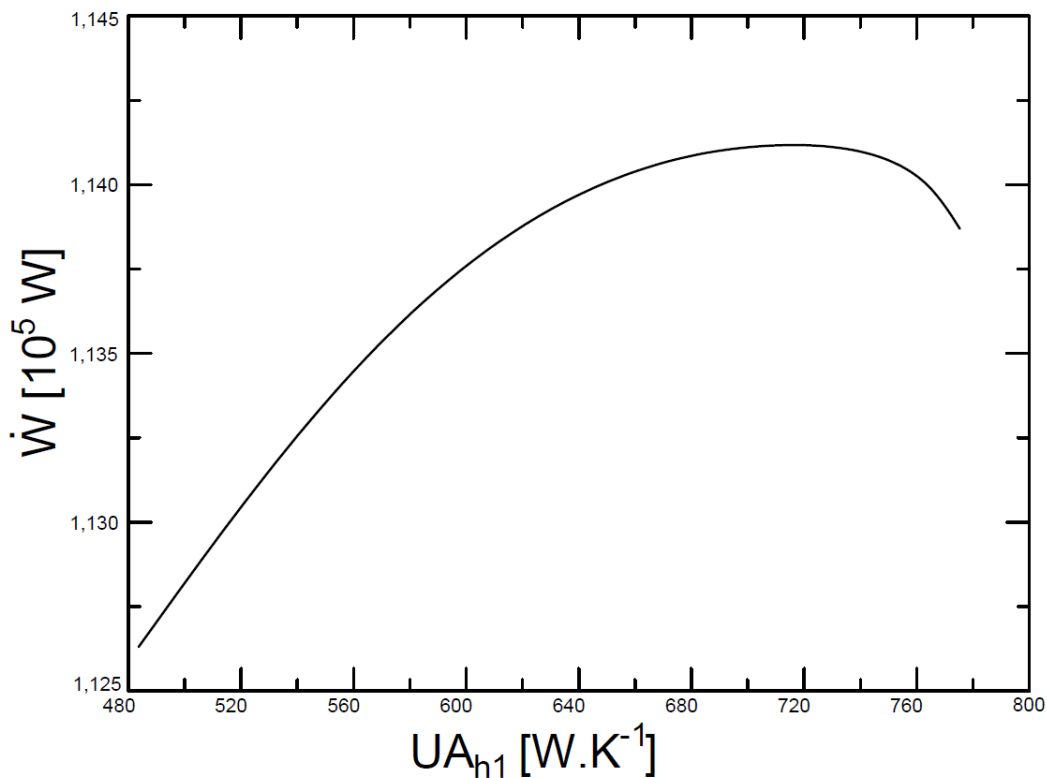
**Obrázek č. 27** – variace výpočtu pro  $UA_{h2} = 5000 [W.K^{-1}]$ ;  $UA_{h3} = 4000 [W.K^{-1}]$

Variace výstupního výkonu s tepelnou vodivostí pro návrhovou sekci výparníku je zobrazena na obrázku č. 28. Z něho je patrné, že existuje optimální hodnota tepelné vodivosti pro sekci přehříváku a to konkrétně  $UA_{h2} = 710 [W.K^{-1}]$ .

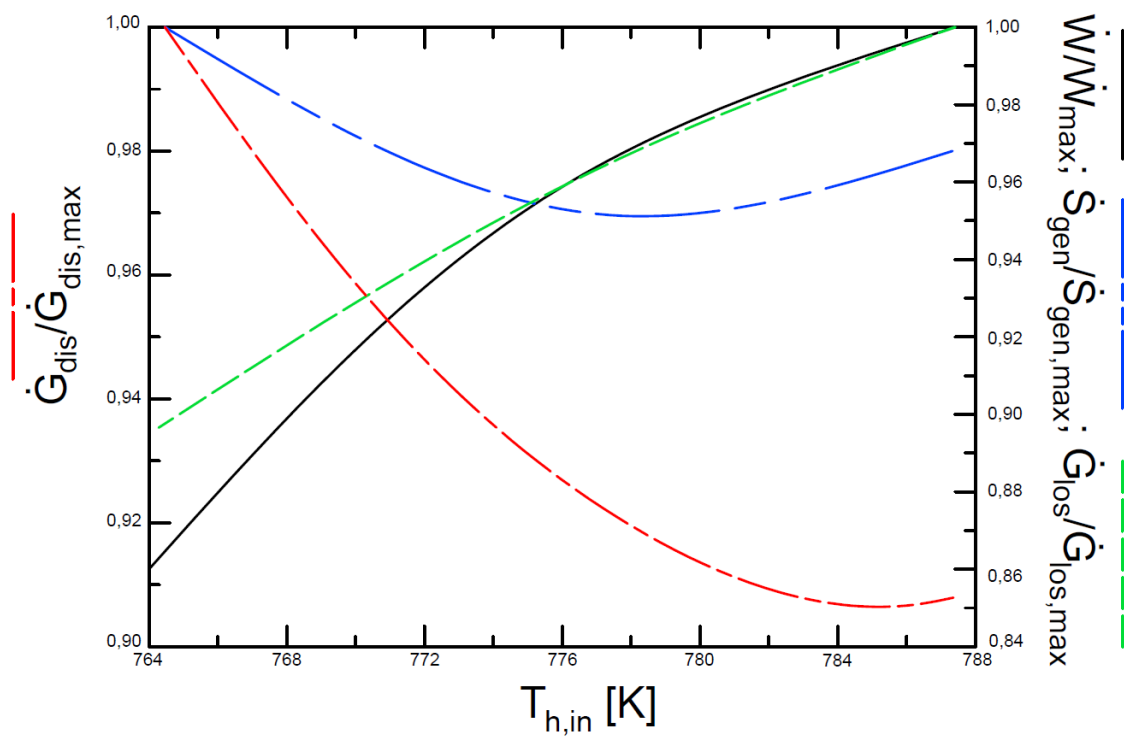
Pro uvedené příklady výše jsou toky tepelné kapacity a vstupní teploty proudů předepsány, princip minimální generace entropie i princip maximální ztráty toku entropie jsou použitelné pro optimalizaci Rankinova cyklu. Princip disipace entropie naopak není vhodný k optimalizaci.

Dále zkusíme vyčíslit případ, kdy tok tepelné kapacity či teplota vstupních proudů nejsou předepsány. V prvním případě vypočteme závislost výstupního výkonu, toku generace entropie, toku ztrát entropie a toku disipace entropie na vstupní teplotě horkého proudu  $T_{h,in}$  při předepsaném hmotnostním toku  $\dot{m} = 0,1114 [kg \cdot s^{-1}]$ . Výsledky jsou zobrazeny na obrázku č. 29. Výstupní výkon i tok ztráty entropie se monotónně zvyšují se zvyšující se vstupní teplotou horkého proudu, zatímco se tok generace entropie a tok disipace entropie nejprve snižuje a pak zvyšuje.

Extrémy toku generace entropie a toku disipace entropie neodpovídají maximálnímu výstupnímu výkonu.

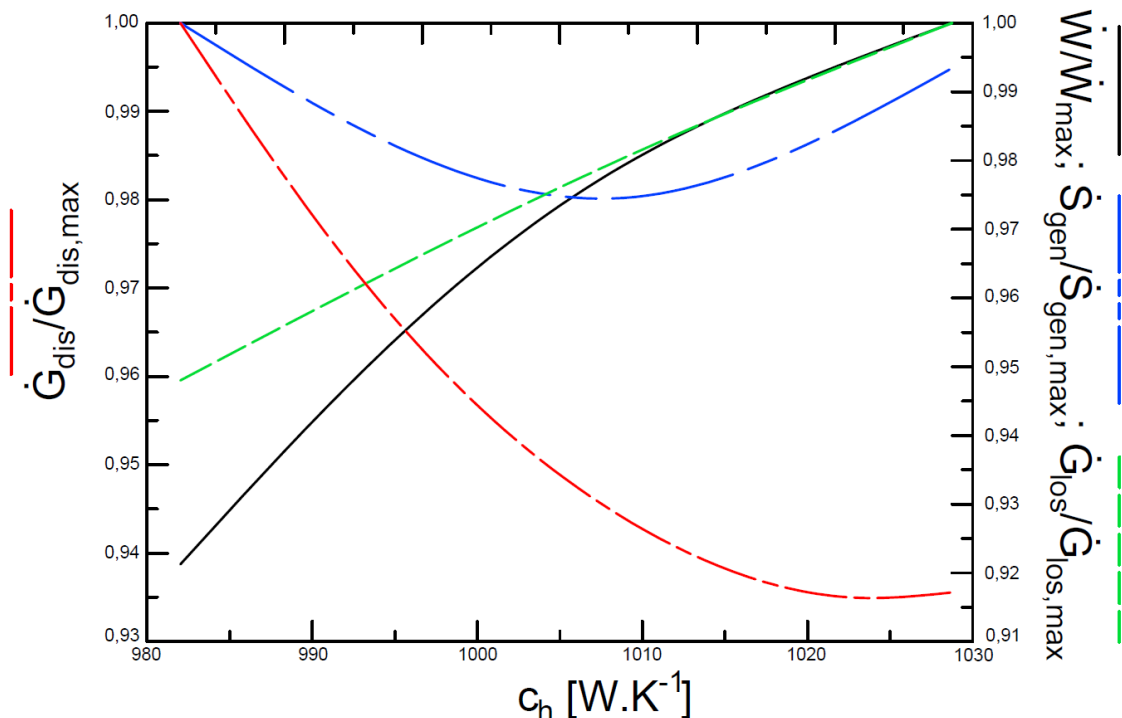


Obrázek č. 28 – variace výstupního výkonu s tepelnou vodivostí pro sekci přehříváku



Obrázek č. 29 – variace hodnot při změně vstupní teploty horkého proudu

Variace výstupního výkonu, toku generace entropie, toku ztráty entransie a toku disipace entransie s tokem tepelné kapacity horkého proudu  $c_h$  s předepsaným hmotnostním tokem  $\dot{m} = 0,1114 [kg \cdot s^{-1}]$  jsou zobrazeny na obrázku č. 30. Tyto výsledky jsou opět velmi podobné s výsledky na obrázku č. 29.



**Obrázek č. 30** - variace hodnot při změně toku tepelné kapacity horkého proudu

Mimo tok generace entropie, hodnota generace entropie je také použita jako důležité kritérium pro optimalizaci procesů pro konverzi tepla a práce. Hodnota generace entropie je bezrozměrný parametr [37], který je definován jako

$$N_s = \frac{\dot{S}_{gen}}{c_{min}} \quad (97)$$

kde  $c_{min}$  je minimální tok tepelné kapacity všech tekutin. Při změně  $T_{h,in}$  se tok tepelné kapacity tekutin nemění, tedy  $c_{min}$  zůstává konstantní. Při změně  $c_h$  dle předepsaných parametrů dostáváme

$$c_{min} = \dot{m} \cdot c_g = 289,64 [W \cdot K^{-1}] \quad (98)$$

Jestliže je  $c_{min}$  konstantní při těchto dvou podmínkách, variační tendence hodnoty generace entropie a toku generace entropie jsou konzistentní. Pro jinou definici hodnoty generace entropie dle Bejana [7] můžeme psát

$$N_s = \frac{\dot{S}_{gen}}{\dot{S}_{gen,min}} \quad (99)$$

$\dot{S}_{gen,min}$  je fixní a je nezávislé na  $T_{h,in}$  a  $c_h$ . Hodnota generace entropie má stejnou variační tendenci jako tok generace entropie.

Absorbované teplo z horkého proudu přichází z předehřevu, výparníku a přehříváku. Se zvýšením vstupní teploty  $T_{h,in}$  či toku tepelné kapacity horkého proudu  $c_h$ , výparník

teplota pracovního média  $T_6$  se zvyšuje, zatímco kondenzační teplota  $T_2$  se snižuje. Díky limitaci saturační křivkou se latentní výparné teplo  $r_h$  snižuje, což způsobuje snížení absorbovaného tepla  $Q_{h2}$  v sekci výparníku. Pokud jsou tepelné vodivosti výparníku a přehříváku fixní, střední teplotní spád mezi pracovním médiem a horkým proudem se snižuje při zvýšení  $T_{h,in}$ , což má za následek snížení absorbovaného tepla  $Q_{h1}$  z přehříváku. Absorbované teplo z přehříváku  $Q_{h3}$  se zvýší díky zvýšení teploty  $T_6$  a snížení teploty  $T_2$ . Pro zde uvedený specifický případ, absorbované teplo ve výparníku a přehříváku zabírá větší podíl z celkového absorbovaného tepla, a tím dochází ke snižování celkového absorbovaného tepla  $Q_h$  při zvyšování  $T_{h,in}$ . Na druhou stranu se snížením kondenzační teploty  $T_2$  se snižuje odváděné teplo. Nicméně, jak se  $T_2$  přibližuje teplotě studeného proudu, klesá rozdíl sníženého odvodu tepla a křivka této závislosti tíhne k nulové diferenci (vodorovná křivka). To je důvod proč se výstupní výkon, což je rozdíl mezi absorbovaným teplem a odvedeným teplem, nejprve rapidně zvyšuje a pak dojde k rapidnímu útlumu růstu, což má za následek, že variace výstupního výkonu na obrázcích č. 29 a 30 vypadají podobně.

Když se zvýší vstupní teplota nebo tok tepelné kapacity horkého proudu, zvýší se i monotónně tok ztráty entransie a také výstupní výkon. Z obrázku č. 29 a 30 je zjevné, že výstupní výkon se ze začátku rapidně zvyšuje se zvyšujícím se přiváděným teplem z horkého proudu a jeho difference růstu je vyšší než u toku ztráty entransie. Se zvyšujícím se přivedeným teplem se postupně tento růst tlumí až je následně růst toku ztráty entransie vyšší. Minimum generace entropie neodpovídá maximálnímu výstupnímu výkonu. Další zvyšování vstupní teploty a toku tepelné kapacity horkého proudu postrádá smysl po překročení specifické hodnoty, neboť jsme omezeni tepelnými vlastnostmi vody a páry omezující výparnou teplotu.

Tok ztráty entransie se zvyšuje s narůstající vstupní teplotou či tepelnou kapacitou horkého proudu. Tendence změny toku ztráty entransie je konzistentní se změnou výstupního výkonu.

## 5. Závěr

V první části této práce byl uveden základní popis Rankinova cyklu a jeho základní modifikace v běžné technické praxi. Byl vysvětlen jak přínos těchto modifikací, tak jejich některá omezení či přímo nevýhody. Byla zde také uvedena základní definice termodynamické účinnosti, jako základní kritérium pro porovnávání jednotlivých cyklů mezi sebou.

V druhé části byly představeny vybraná kritéria pro analýzu či optimalizaci Rankinova cyklu. Konkrétně energie, entropie, exergie a entransie. Byl popsán jejich fundamentální význam a definice jako taková.

V poslední části této práce byla využita dříve představená kritéria pro vlastní analýzu a optimalizaci uvedených cyklů. Numerické výpočty byly provedeny pro na existujících případech z odborné literatury za účelem ověření postupů a dosažených výsledků. [19] [18]

Byl představen koncept energetické a exergetické analýzy, dále pak efekt variace referenční teploty okolí na exergetickou analýzu. V uvažovaném cyklu byla nalezena největší energetická ztráta v kondenzátoru, konkrétně 66 % energie cyklu bylo mařeno odvodem do okolí. Vedle toho energetická ztráta v kotli činila kolem 6 % a ostatní komponenty cyklu měly energetické ztráty 2 a méně %. Kalkulovaná tepelná (energetická) účinnost cyklu byla 26 %. Na druhou stranu exergetická analýza tohoto cyklu ukázala, že ztracená energie v kondenzátoru je termodynamicky nedůležitá díky své nízké kvalitě. V definici exergetické destrukce byly hlavní ztráty nalezeny v kotli, kde bylo zmařeno 77 % vložené exergie v palivu do cyklu. Dále pak 20,4 MW exergie bylo zmařeno v turbíně, což reprezentuje 13 % vložené exergie v palivu do cyklu. Turbína je tedy poměrně efektivní komponent a další vylepšování turbíny je obecně náročné (hodně úsilí pro malý zisk). Exergetická destrukce v kondenzátoru zabírala pouze 9 % a všechny ohříváky a čerpadla zmařily méně než 2 %. Kalkulovaná exergetická účinnost cyklu byla 25 %. Hlavní zdroj destrukce exergie byl v systému kotle, kde chemická reakce je největším participantem exergetické destrukce ve spalovací komoře. Exergetická destrukce ve spalovací komoře je hlavně ovlivněna koeficientem přebytku vzduchu a teplotou vzduchu na vstupu. Tyto neefektivnosti spalování lze redukovat pomocí předehřevu spalovacího vzduchu a redukováním poměru vzduchu k palivu. Přestože se podíly exergetické destrukce a exergetické účinnosti každé komponenty cyklu měnily se změnou referenční okolní teploty, hlavní závěr zůstal stejný. Kotel je hlavní zdroj nevratných dějů v systému.

Dále byl představen koncept ztráty entransie, generace entropie a disipace entransie pro analýzu a optimalizaci Rankinova cyklu. Jak minimální tok generace entropie, tak maximální tok ztráty entransie korespondují s maximálním výstupním výkonem cyklu pro fixní tok tepelné kapacity a fixní vstupní teploty proudů, ale maximum toku disipace entransie ne. Pro hmotnostní tok pracovního média a tepelné vodivosti byly nalezeny optimální hodnoty pro maximální výstupní výkon cyklu. Výstupní výkon se zvyšuje se zvyšující se vstupní teplotou proudů či tokem tepelné kapacity horkého proudu, pokud tyto veličiny nebyly předepsány. Větší tok ztráty entransie se pojí k většímu výstupnímu výkonu, kdežto menší generace entropie nikoliv. Koncept ztráty entransie byl shledán jako vhodný pro všechny optimalizace výstupního výkonu Rankinova cyklu pro všechny případy uvedené v této práci.

## Seznam použité literatury

- [1] Dipak K. Sarkar, *Thermal Power Plant: Design and Operation*, Elsevier, 2015, ISBN: 9780128017555
- [2] Roy, P., *ANALYSIS OF RANKINE CYCLE AND ITS UTILITY IN THERMAL POWER PLANT - A THEORETICAL APPROACH*. Proceedings of 37th IRF International Conference, 20th-22nd September 2015, Pune, India, ISBN 978-93-82702-09-2.
- [3] Kučera, J., *Parní turbíny a kondenzátory*. Plzeň : KKE, [online] [vid. 2019-3-15]. Dostupné z: <http://home.zcu.cz/~kuceraj/PTK/>
- [4] <https://chem.libretexts.org/> [online]. [vid. 2018-12-28]. Dostupné z: [https://chem.libretexts.org/Bookshelves/General\\_Chemistry/Book%3A\\_ChemPRIME\\_\(Moore\\_et\\_al.\)/16%3A\\_Entropy\\_and\\_Spontaneous\\_Reactions/16.04%3A\\_Thermodynamic\\_Probability\\_W\\_and\\_Entropy](https://chem.libretexts.org/Bookshelves/General_Chemistry/Book%3A_ChemPRIME_(Moore_et_al.)/16%3A_Entropy_and_Spontaneous_Reactions/16.04%3A_Thermodynamic_Probability_W_and_Entropy)
- [5] <https://www.bipm.org> [online]. [vid. 2019-1-20]. Dostupné z: <https://www.bipm.org/en/CGPM/db/26/1/>
- [6] CENGEL, Y. A., *Introduction to Thermodynamics and Heat Transfer*. McGraw-Hill Higher Education; 2nd edition, February 1, 2009, ISBN-13: 978-0071287739.
- [7] BEJAN, A. *Entropy generation minimization: The new thermodynamics of finitesize devices and finitetime processes*. Department of Mechanical Engineering and Materials Science, Duke University, Durham, North Carolina, 1995, doi: 10.1063/1.362674.
- [8] B.Y. Cao, Z.Y. Guo, *Equation of motion of a phonon gas and non-Fourier heat conduction*. J. Appl. Phys. 102, 2007.
- [9] M. Biot, *Variational principles in irreversible thermodynamics with application to viscoelasticity*. Phys. Rev. 97, 1955.
- [10] E.R.G. Eckert, R.M. Drake Jr., *Analysis of Heat and Mass Transfer*. Hemisphere Publishing, New York, 1987.
- [11] M. Kanoglu, I. Dincer, M. Rosen, *Understanding energy and exergy efficiencies for improved energy management in power plants*. Energy Policy 35, 2007.
- [12] T. Kotas, *The Exergy Method of Thermal Plant Analysis*. London Boston Butterworths, London, 1985.
- [13] M. Rosen, I. Dincer, *Effect of varying dead-state properties on energy and exergy analyses of thermal systems*. International Journal of Thermal Sciences 43, 2004.
- [14] Guo ZY, Zhu HY, Liang XG., *Entransy—a physical quantity describing heat transfer ability*. Tsinghua University, Beijing, China, 2007.
- [15] Chen Q, Wu J, Wang MR, et al., *A comparison of optimization theories for energy conservation in heat exchanger groups*. Chin Sci Bull 2011;56:449–54.
- [16] Cheng XT, Liang XG. *Entransy loss in thermodynamic processes and its application*. Energy 2012;44:964–72.



- [17] Cengel YA., *Heat transfer – a practical approach*. New York: WCB/McGraw-Hill Inc.; 1998.
- [18] Wang, W., Cheng, X., Liang, X., *Entropy and entransy analyses and optimizations of the Rankine cycle*, Energy Conversion and Management 68, 2013.
- [19] Aljundi, I., *Energy and exergy analysis of a stream power plant in Jordan*, Applied Thermal Engineering 29, 2009.
- [20] Wang, T., Zhang, Y., Peng, Z., & Shu, G., *A review of researches on thermal exhaust heat recovery with Rankine cycle*. Renewable and Sustainable Energy Reviews, 15(6), 2011, doi:10.1016/j.rser.2011.03.0153.
- [21] Hofmann, M., & Tsatsaronis, G., *Comparative exergoeconomic assessment of coal-fired power plants – Binary Rankine cycle versus conventional steam cycle*. Energy, 142, 2018, doi:10.1016/j.energy.2017.09.117.

## Seznam obrázků

<b>Obrázek č. 1</b> – T-S diagram Carnotova cyklu .....	10
<b>Obrázek č. 2</b> – Topologie Rankinova cyklu .....	12
<b>Obrázek č. 3</b> – T-S diagram Rankinova cyklu .....	13
<b>Obrázek č. 4</b> – T-S diagram Rankinova cyklu s plošným vyobrazením tepel... 14	
<b>Obrázek č. 5</b> – efekt snížení tlaku v kondenzátoru .....	15
<b>Obrázek č. 6</b> – efekt přehřívání páry .....	16
<b>Obrázek č. 7</b> – efekt zvyšování tlaku v kotli.....	17
<b>Obrázek č. 8</b> – topologie Rankinova cyklu s přehříváním .....	18
<b>Obrázek č. 9</b> – T-S diagram Rankinova cyklu s přehříváním.....	19
<b>Obrázek č. 10</b> – princip regenerace.....	20
<b>Obrázek č. 11</b> – topologie Rankinova cyklu s regenerací .....	21
<b>Obrázek č. 12</b> – Interakce mezi doménami energie, entropie, exergie a entransie .....	22
<b>Obrázek č. 13</b> – rozložení počtu mikrostavů(entropie) pro všechny makrostavy .....	28
<b>Obrázek č. 14</b> – bilance energie a entropie .....	28
<b>Obrázek č. 15</b> – mechanismus přenosu entropie pro obecný systém .....	31
<b>Obrázek č. 16</b> – bilance kontrolního objemu .....	32
<b>Obrázek č. 17</b> – náčrt variace potenciální energie tepelné hmoty s dalším elementem tepelné hmoty .....	40
<b>Obrázek č. 18</b> – topologie 66 MW bloku elektrárny.....	42
<b>Obrázek č. 19</b> – vliv okolní teploty na exergetickou destrukci.....	47
<b>Obrázek č. 20</b> – vliv okolní teploty na exergetickou účinnost.....	48
<b>Obrázek č. 21</b> – topologie cyklu .....	51
<b>Obrázek č. 22</b> – T-S diagram cyklu.....	51
<b>Obrázek č. 23</b> – variace výpočtu pro $UAh_1 = 5000 \text{ W.K} - 1$ ; $UAh_2 = 5000 \text{ [W.K} - 1]$ .....	55
<b>Obrázek č. 24</b> – variace výstupního výkonu s tepelnou vodivostí pro sekci předeřevu.....	55
<b>Obrázek č. 25</b> – variace výpočtu pro $UAh_1 = 5000 \text{ W.K} - 1$ ; $UAh_3 = 3000 \text{ [W.K} - 1]$ .....	56
<b>Obrázek č. 26</b> – variace výstupního výkonu s tepelnou vodivostí pro sekci výparníku.....	56

<b>Obrázek č. 27</b> – variace výpočtu pro $UAh_2 = 5000 \text{ W.K} - 1$ ; $UAh_3 = 4000 \text{ [W.K} - 1]$ .....	57
<b>Obrázek č. 28</b> – variace výstupního výkonu s tepelnou vodivostí pro sekci přehříváku .....	58
<b>Obrázek č. 29</b> – variace hodnot při změně vstupní teploty horkého proudu .....	58
<b>Obrázek č. 30</b> - variace hodnot při změně toku tepelné kapacity horkého proudu .....	59

## Seznam tabulek

<b>Tabulka č. 1</b> – vliv změny parametrů Rankinova cyklu.....	22
<b>Tabulka č. 2</b> – srovnání energie a exergie .....	36
<b>Tabulka č. 3</b> – analogie mezi elektrickou vodivostí, prouděním tekutin a vedením tepla .....	38
<b>Tabulka č. 4</b> – vlastnosti těžkého topného oleje.....	41
<b>Tabulka č. 5</b> – provozní hodnoty 66 MW bloku.....	42
<b>Tabulka č. 6</b> – bilance exergetické destrukce a exergetické účinnosti komponent cyklu .....	43
<b>Tabulka č. 7</b> – termodynamické hodnoty jednotlivých míst v cyklu .....	44
<b>Tabulka č. 8</b> – energetická bilance komponent cyklu .....	45
<b>Tabulka č. 9</b> – exergetická bilance komponent cyklu .....	46
<b>Tabulka č. 10</b> – celkový exergetický tok $X$ [MW] komponent při variaci teploty okolí.....	47