

MÜHENDİSLİK SİSTEMLERİNİN  
TERMODİNAMİK DİZAYNI

Mehmet Ali SONDİKME

Yüksek Lisans Tezi  
Makina Mühendisliği Anabilim Dalı

1998

78504

78504

T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU  
DOKÜMANTASYON MERKEZİ

**MÜHENDİSLİK SİSTEMLERİNİN  
TERMODİNAMİK DİZAYNI**

**Mehmet Ali SONDIKME**

**Osmangazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü**

**Lisansüstü Yönetmeliği Uyarınca**

**Makina Mühendisliği Anabilim Dalı**

**Enerji Bilim Dalında**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**Olarak Hazırlanmıştır.**

**Danışman : Prof. Dr. L. Berrin ERBAY**

**Haziran 1998**

Mehmet Ali SONDIKME' nin YÜKSEK LİSANS tezi olarak hazırladığı ' Mühendislik Sistemlerinin Termodinamik Dizaynı ' konulu bu çalışma, jürimizce lisansüstü yönetmeliğinin ilgili maddeleri uyarınca değerlendirerek kabul edilmiştir.

..... / ..... / 1998

Üye : Prof. Dr. L. Berrin ERBAY

Üye : Prof. Dr. Zekeriya ALTAÇ

Üye : Y. Doç. Dr. Necati MAHİR



Fen Bilimleri Enstitüsü yönetim kurulunun 30-06-1998  
gün ve 98-11/2 sayılı kararı ile onaylanmıştır.

  
Prof. Selami KILIÇKAYA

Enstitü Müdürü

## ÖNSÖZ

Termodinamik dizaynda maksimum verime dolayısı ile minimum entropi üretimine ulaşmanın en temel yollarından birisi, dizaynı oluşturan sistem parçalarının tersinmezliklerinin azaltılmasıdır. Bu araştırmada ; gerekli dizayn parametreleri gözönüne alınarak iyi bir ısı eşanjör dizaynına ulaşılmaya ve sistem parçalarının tersinmezlikleri formülize edilmeye çalışılmıştır. Bu konuda özellikle Adrian Bejan ve konu ile ilgili araştırmalarda bulunmuş bilim adamlarının çalışmaları esas alınmıştır.

Bu araştırmada büyük desteğini gördüğüm Sn. Prof. Dr. L. Berrin ERBAY ' a teşekkürlerimi sunarım.

## ÖZET

Isı eşanjör dizaynında minimum entropi üretim oranına, sistemin her bir parçasındaki tersinmezliğin azaltılması ile ulaşılır. Tasarlanmış bir dizaynda sadece ısı transfer oranının artırılması verimli bir ısı eşanjör dizaynının elde edilmesi için yeterli değildir. Bunun yanında termodinamik performansın da geliştirilmesi gerekmektedir. Sistemdeki bir parçanın tersinmezliğinin azaltılması, bütün sistemdeki tersinmezliklerin azaltımına katkıda bulunur. Dizayn parametrelerinde optimizasyon problemlerinin çözümü, minimum entropi üretimi için optimum kanatçık boyutunun hesaplanması ile aşılabilir. Ayrıca iyi bir ısı eşanjör dizaynı elde etmek için ısı eşanjörünün alanı, hacimi, entropi üretimi ve ideal limit kısıtları da önemli rol oynar. Bütün bu çalışma koşullarında tersinmezliğin azaltılması önemlidir. Farklı ısı eşanjörleri üzerinde yapılan çalışmalarda en verimli dizayna ulaşılmaya çalışılır. Bu araştırmalarda tersinmezlik ölçüm yolları ve ısı enerji depolama gibi konular önemli rol oynar.

Bu çalışmada sistem parçaları seviyesinde entropi üretiminin azaltılması konusunda temel bilgilere değinilmiştir ve 1980' lerde bu konuda yapılan çalışmalar anlatılmıştır.

## SUMMARY

The work of irreversibility minimization at the system component level supplies to reach minimum entropy generation rate of the system. If the irreversibility of one component is minimized while leaving the other components untouched then the irreversibility reduction registered at the component level shows up also at the overall 'system' level. It is not yet to make to effective heat exchanger design by rising heat transfer rate while thermodynamic performance is not increasing. The solution of optimization problems can be calculated to optimum fin length for minimum entropy generation rate. Beside area, volume, entropy generation and ideal limits constrain of heat exchanger is important to make a good heat exchanger design.

In this research, I tried to outline the most basic steps of entropy generation minimization at the system component and explain the work in 1980' s.

## SEMBOLLER

$a_1$	alan kısıtı
$A$	alan, kesit alanı, akış kesiti
$A_b$	gaz - sıvı banyosu kontak alanı
$A_g$	gaz - atmosfere kontak alanı
$A_1$	boyutsuz grup
$A_1, A_2$	ısı eşanjör yüzüğünün iki kısmının alanları
$b$	sönümlenme katsayısı
$B_0$	boyutsuz grup
$B_1$	boyutsuz grup
$c$	sıkıştırılmaz akış ve katıdaki özgül ısı
$c_p$	sabit basınçta özgül ısı ( J/kg K )
$c_p$	sabit basınçta özgül ısı ( J/kg mole K )
$c_{v,i}$	sabit hacimdeki özgül ısı ( J/kg mole K )
$C_D$	akış katsayısı
$C_i$	konsantrasyon ( kg mole / m <sup>3</sup> )
$C^*$	sabit
$D$	boru çapı, plakalar arası mesafe
$D_h$	hidrolik çap
$D_i$	kütle difüzyonu
$e$	kum tanecik boyutu
$e_x$	özgül akış exerjisi ( J / kg )
$E_x$	akış exerjisi ( J )
$E_x$	akış exerji oranı ( W )
$f$	sürtünme faktörü
$F_D$	akış gücü
$g$	boyutsuz kütle hız
$G$	kütle hız
$h$	özgül entalpi ( J / kg )

## SEMBOLLER

$\bar{h}$	ısı transfer katsayısı ( W / m <sup>2</sup> K )
$\bar{h}_i$	kısmi molar entalpi ( J / kg mole )
$I_1 , I_2 , I_3$	integraller
$j$	kütle akı vektörü
$J$	boyutsuz grup
$k$	ısı iletkenlik
$k$	özgül ısı oranı , $c_p / c_v$
$K$	yay sabiti
$K$	Darcy - akış rejiminde gözeneklilik geçirgenliği
$I$	boyutsuz lineer boyut , $l / N_{s, 1}$
$L$	uzunluk
$m$	kütle
$m$	kanatçık iletkenlik parametresi
$m$	kütlele akış oranı
$M$	boyutsuz grup
$M_p$	piston kütlesi
$N_k$	k' daki mol sayısı
$N_m$	toplam soğutkan kütle oranı
$N_s$	entropi üretim sayısı
$N_{s, a}$	arttırımlı entropi üretim sayısı
$N_{s, dengesizlik}$	dengesizlik entropi üretim sayısı
$N_{s, 1} , N_{s, 2}$	ısı eşanjör yüzeyinde entropi üretim sayısı
$\bar{N}_{tu}$	ısı transfer sayısı
$N_{tu}$	ortalama ısı transfer sayısı
$Nu$	Nusselt sayısı
$p$	ıslaklık parametresi
$P$	basınç
$P_i$	kısmi basınç

## SEMBOLLER

$P_o$	referans basınç
$Pr$	Prandtl sayısı ( $\nu / \alpha$ )
$q$	ısı akısı vektörü ( $W / m^2$ )
$q'$	birim uzunluktaki ısı transfer oranı ( $W / m$ )
$q''$	ısı akısı ( $W / m^2$ )
$Q$	ısı transfer oranı ( $W$ )
$Q_B$	kanatçık tabanında ısı transfer oranı
$T_{büyük} , T_{küçük}$	sıcaklık oranları
$R$	boyutsuz grup
$\bar{R}$	ideal gaz sabiti ( $J / kg K$ )
$R$	evrensel gaz sabiti ( $J / kg mole K$ )
$Re$	Reynolds sayısı
$s$	özgül entropi ( $J / kg K$ )
$S$	entropi ( $J / K$ )
$S_{gen}$	entropi üretim oranı ( $W / K$ )
$S'_{gen}$	birim uzunlukta entropi üretim oranı ( $W / m K$ )
$s'''_{gen}$	hacimsel entropi üretim oranı ( $W / m^3 K$ )
$\bar{s}_i$	kısmi molar entropi ( $J / kg mole K$ )
$St$	Stanton sayısı
$t$	zaman
$t_c$	soğuma zamanı
$T$	sıcaklık
$T_B$	kanatçık taban sıcaklığı
$\bar{T}_C$	ortalama düşük sıcaklık
$\bar{T}_H$	ortalama yüksek sıcaklık
$T_i$	ilk sıcaklık
$T_L$	soğutucu gaz sıcaklığı

## SEMBOLLER

$T_0$	referans sıcaklık
$T_\infty$	serbest buhar sıcaklığı
$u$	özgül iç enerji
$U$	iç enerji
$U_\infty$	serbest buhar hızı
$v$	hız vektörü
$v$	özgül hacim
$v_x, v_y$	hız bileşenleri
$v$	parametre ( $m^3 / kg$ )
$v_1$	hacim kısıtı
$V$	hacim
$x$	miktar
$x, y, z$	kartezyen koordinatları
$y$	boyutsuz parametre
$Z$	yerdeğiştirme
$w^{III}$	hacimsel iş oranı ( $W / m^3$ )
$\alpha$	ısı difüzyon
$\Delta ( )$	fark
$\epsilon$	ısı ejanjör etkinliği
$\epsilon_R$	oransal etkinliği
$\eta_I$	birinci kanun verimliliği
$\eta_{II}$	ikinci kanun verimliliği
$\theta$	boyutsuz zaman
$\lambda$	kanatçık analizinde akışkan ısı iletkenliği
$\mu$	viskosite
$\mu_i$	kimyasal güç
$\nu$	kinematik viskosite

## SEMBOLLER

$\rho$	yoğunluk
$\tau$	boyutsuz sıcaklık farkı
$\tau$	sıcaklık oranı
$\phi$	tersinmezlik dağılım oranı
$\Phi$	viskoz dağılım fonksiyonu
$\omega$	kapasite oranı ( $(mc_p)_1 / (mc_p)_2 > 1$ )
$\omega$	$(K / M_p)^{1/2}$



## İNDİSLER

( ) <sub>a</sub>	artırımlı
( ) <sub>b</sub>	sıvı veya katı malzeme banyosu
( ) <sub>B</sub>	Brayton çevrimli güç ünitesi
( ) <sub>C</sub>	soğutucu, soğuk bölüm
( ) <sub>f</sub>	doymuş sıvı
( ) <sub>fg</sub>	( ) <sub>g</sub> - ( ) <sub>f</sub> 'in kısaltılmış şekli
( ) <sub>g</sub>	doymuş buhar
( ) <sub>H</sub>	ısıtıcı, sıcak bölüm
( ) <sub>i</sub>	iç durum, iç yüzey
( ) <sub>iç</sub>	iç
( ) <sub>max</sub>	maksimum
( ) <sub>min</sub>	minimum
( ) <sub>o</sub>	dış yüzey
( ) <sub>opt</sub>	optimum
( ) <sub>dış</sub>	dış
( ) <sub>pm</sub>	gözenekli sistemde doymuş akışkan
( ) <sub>ΔP</sub>	akışkan akışı ΔP
( ) <sub>r</sub>	çevrimden ayrılan faz
( ) <sub>R</sub>	rejeneratör
( ) <sub>ΔT</sub>	ısı transferi ΔT
( ) <sub>w</sub>	duvar
( ) <sub>*</sub>	boyutsuz değişken
( ) <sub>0</sub>	referans durum

## ŞEKİLLER DİZİNİ

	<u>Şekil Adı</u>	<u>Sayfa No</u>
Şekil 2.1	Düz bir tüp boyunca zorlanmış konveksiyon ısı transferi için entropi üretim oranı .....	6
Şekil 2.2	Zorlanmış konveksiyonlu ısı transferinde duvar ve akışkan sıcaklığı arasındaki fark ( $\tau$ ) ve ek parametre ( $A_1$ ) ' in fonksiyonu olarak entropi üretim sayısını gösterir.....	7
Şekil 2.3	Zorlanmış konveksiyonlu ısı transferinde pompa gücü ve ek parametrelerin bir fonksiyonu olarak entropi üretim sayısı.....	9
Şekil 2.4	Pürüzlü boruda entropi üretim değeri.....	12
Şekil 2.5	Düz ve pürüzlü bir boru için kritik tersinmezlik dağılım oranı: $N_{s, a, 1}$ değerinde küçük ise gerçek $\phi_0$ kritik $\phi_0'$ dan daha küçüktür.....	13
Şekil 2.6	Minimum entropi üretimi için optimum kanatçık uzunluğu ve çapı ( $M=100$ ).....	16
Şekil 2.7	Isı transferinin oluşturduğu düz duvar üzerinde laminer sınırlı tabaka akışı boyunca entropi üretim oranının dağılımı.....	18
Şekil 2.8	Yay - kütle - ideal gaz sisteminin sönümlü ve sönümsüz eğrileri.....	20
Şekil 3.1	Karşıt akış ısı eşanjörlü Brayton çevrimli ısı motoru.....	22
Şekil 3.2	$(4L / D_h)$ , $g_1$ ve $Re_1$ ' in bir fonksiyonu olarak ısı eşanjör yüzeyindeki entropi üretim sayısı.....	26
Şekil 3.3	Sabit akışkan özellikli bir ısı eşanjöründe kanal alanının değişiminin entropi üretim sayısına oranı.....	28

## ŞEKİLLER DİZİNİ

	Şekil Adı	<u>Sayfa No</u>
Şekil 3.4	Sabit akışkan özellikli bir ısı eşanjöründe kanal hacminin değişiminin entropi üretim sayısına oranı.....	29
Şekil 3.5	Sabit bütün $N_{tu}$ 'lardaki entropi üretim sayısının minimizasyonu (burada $\omega = 0.5$ olduğu sıkıştırılmış karşıt akışlı ısı eşanjörlerinde, iç sıcaklık oranı $T_1/T_2 = 0.8$ ' dir.).	32
Şekil 4.1	Dengeli karşıt akışlı ısı eşanjöründe sıfır basınç düşüsü tersinmezliğinde entropi üretim oranı.....	34
Şekil 4.2	(a) Brayton - çevrimli güç üreteçi verimi ile rejeneratif karşıt akışlı ısı eşanjörünün etkinliği arasındaki birebir bağıllığı gösterir. (grafik, $r_{büyük} = 3$ ve $r_{küçük} = 3/2$ böylelikle $T_1 / T_2 = 0.75$ ) (b) Üç ısı eşanjörü (H), (R) ve (C) arasında tersinmezlik dağılımlarını gösterir.....	36
Şekil 4.3	Basınç düşüsü tersinmezliği ihmal edilerek ve $T_1 / T_2 = 0.25$ durumunda dengeli karşıt akışlı ısı eşanjörünün tersinmezliği.....	37
Şekil 4.4	Basınç düşüsü tersinmezliği ihmal edilerek değişik ısı eşanjörlerinde maksimum tersinmezliğin elde edilmesi ( $T_1 / T_2 = 0.5$ , $\omega = 1$ ).....	38
Şekil 5.1	Paralel akıştaki akış dengesizliği tersinmezliği, sürekli olarak karşıt akıştaki akış dengesizliği tersinmezliğinden daha büyüktür. $\omega = (mc_p)_1 / (mc_p)_2 > 1$ .....	41
Şekil 6.1	Isı eşanjörünün toplam entropi üretim oranının yapısı.....	42
Şekil 7.1	Isı eşanjör kanallarında iki fazlı akışın entropi üretimi.....	44
Şekil 9.1	Bir kütle ısıtma işleminde tersinmezliğin iki kaynağı	52
Şekil 9.2	Enerji depolama fazı boyunca minimum tersinmezlik için optimum boşaltma zamanı.....	53

**ŞEKİLLER DİZİNİ**

	<u>Şekil Adı</u>	<u>Sayfa No</u>
Şekil 9.3	Şekil 9.2' deki optimum boşaltma zamanından sorumlu minimum entropi üretim sayısı.....	54
Şekil 9.4	Şekil 9.3' daki depolama işleminin gaz-sıvı ısı eşanjörleri için optimum ısı transfer birimi sayıları.....	55
Şekil 9.5	Bütün bir exerji depolama ve exerji ayrılması boyunca kütleli sistemin sıcaklık gelişimi.....	56
Şekil 9.6	Depolama ve boşalma çevriminin tersinmezlikleri üzerinde boşalma zamanının etkisi.....	58



## TABLOLAR DİZİNİ

<u>Tablo Adı</u>	<u>Sayfa No</u>
Tablo 3.1 Sabit bütün $N_{tu}$ 'lardaki ısı eşanjörlerinde basınç düşüşü tersinmezlikleri arasındaki ilişki.....	31



## İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
ÖNSÖZ .....	i
ÖZET .....	ii
SUMMARY .....	iii
SEMBOLLER.....	iv
İNDİSLER .....	viii
ŞEKİLLER DİZİNİ .....	x
TABLolar DİZİNİ .....	xiii
İÇİNDEKİLER .....	xiv
1 GİRİŞ .....	1
2 TERSİNMEZLİKLER ARASINDAKİ İLİŞKİLER .....	2
2.1 İç Akış ve Isı Transferi .....	2
2.2 Isı Transfer Artırımı .....	11
2.3 Dış Akış ve Isı Transferi .....	14
2.4 Konveksiyonla Isı Transferi .....	17
2.5 Isıl Sönümlleme .....	19
3 DENGELENMİŞ KARŞIT AKIŞLI ISI EŞANJÖRLERİ .....	22
3.1 İdeal Limit .....	23

## İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
3.2 Alan Kısıtı .....	27
3.3 Hacim Kısıtı .....	28
3.4 Birleştirilmiş Alan ve Hacim Kısıtı .....	30
3.5 $N_{tu}$ Kısıtı .....	30
4 İHMAL EDİLEBİLİR BASINÇ DÜŞÜLÜ TERSİNMEZLİKLİ ISI EŞANJÖRLERİ .....	33
5 AKIŞ DENGESİZLİKLERİ TERSİNMEZLİĞİ .....	39
6 ISI EŞANJÖR TERSİNMEZLİKLERİNİN YAPISI .....	41
7 İKİ FAZ AKIŞLI ISI EŞANJÖRÜ .....	43
8 DİĞER ISI EŞANJÖR KONFIGÜRASYONLARI VE TERSİNMEZLİK ÖLÇÜM YOLLARI .....	46
9 ISIL ENERJİ DEPOLAMA .....	49
9.1 Exerji Depolamaya Karşı Enerji Depolama .....	49
9.2 Depolama Prosesinin Optimum Süresi .....	50
9.3 Isı Eşanjörünün Optimum Boyu .....	54
9.4 Exerji Ayrılması İle Sağlanan Depolama .....	57
10 SONUÇ .....	61
REFERANSLAR.....	62

## 1. GİRİŞ

Büyük güçteki enerji üretim ve soğutma sistemlerinde ısı verimin artırılması yani tersinmezliğin azaltılması felsefesi sistemin her bir parçasının incelenmesi ile sağlanır. Buradaki temel fikir, bütün sistemdeki entropi üretim oranına sistemin her bir parçasındaki tersinmezliğin azaltılmasıyla ulaşılır. Sistemin bütün parçaları entropi üretimini etkilediği için sistemdeki bir parçanın tersinmezliğinin azaltılması bütün sistemdeki tersinmezlik azaltımına katkıda bulunur.

Bu çalışmada sistem parçaları seviyesinde entropi üretiminin azaltılması konusunda kısaca termodinamik dizaynın temel işlemleri açıklanacak ve bu konuda yapılan çalışmalardan bahsedilecektir.

Mühendislik eğitiminde dizayn, termal dizayn ve ısı transfer mühendisliği ile ilgili bir çok soruyu gündeme getirmektedir. Bu nedenle konu güncel ve önemlidir..

## 2. TERSİNMEZLİKLER ARASINDAKİ İLİŞKİLER

Mühendislik sistemlerinde dizayn problemlerine, genellikle operasyon rejiminin veya optimum boyutların hesaplanmasında karşılaşılr. Buradaki optimum ifadesi en az exerji kaybını sağlayan sistem için ifade edilir. Değişik mekanik ve dizayn görünümündeki bir çok sistemin birbirleri ile karşılaştırılması ile tersinmezlik hesaplanabilir. Bu amaçla termodinamik optimuma iki veya daha fazla tartışılan tersinmezlikler arasındaki ilişkinin araştırılmasıyla ulaşılr.

### 2.1 İç Akış ve Isı Transferi

Güç ve soğutma sistemlerindeki en temel iki unsur ısı ejanjörü boruları ve kanatçıklarıdır. İlk olarak ısı transferi borularında akış kanalı kesit alanı A ve ıslaklık parametresini p olarak düşünelim. Burada birim uzunluktaki ısı transfer oranı  $q'$  ve buhar debisinde  $m'$  dir. Isı transferi  $q'$ , duvar sıcaklığı  $(T + \Delta T)$  ise buhar sıcaklığı T arasındaki  $\Delta T$  farkının oluşturduğu ısı transfer değeridir. x yönünde akan akışın sürtünme ile basınç gradienti  $(-\Delta P / dx) > 0$  ' dir.

Bu değerler çerçevesinde termodinamik sistemlerde dx boyutundaki akış kanalı I. kanun yardımı ile ;

$$Q_{1,2} = u_2 - u_1 + w_{1,2} \quad (2.1)$$

$$Q + \sum m_i (h_i + (V_i^2 / 2) + gz_i) = \sum m_e (h_e + (V_e^2 / 2) + gz_e) + W_{c.v.} \quad (2.2)$$

giriş ve çıkış kütleleri birbirine eşit olduğu için ;  $m_i = m_e = m'$  dir.

Sistemde yapılan iş yoktur. (  $W = 0$  )

$$O \text{ halde; } \quad Q + m (h_i) = m (h_e) \quad (2.3)$$

$$Q = m (h_i - h_e) \quad (2.4)$$

$q = Q / m$  ise ve giriş ve çıkış arasında dx mesafesinde türev alındığında ;

$$q' dx = \dot{m} dh \quad (2.5)$$

elde edilir.

$\dot{S}'_{gen}$  , birim uzunluktaki entropi üretim oranıdır.  $dh = Tds + vdP$  yardımı ile  $\dot{S}'_{gen}$  aşağıdaki şekli alır.

$$\dot{S}'_{gen} = \dot{m} ds / dx - q' / (T + \Delta T) \quad (2.6)$$

$$dh = Tds + vdP \quad \Rightarrow \quad ds = (dh - vdP) / T \quad (2.7)$$

$$\dot{S}'_{gen} = \dot{m} (dh - vdP) / (T dx) - q' / (T + \Delta T) \quad (2.8)$$

$$\dot{S}'_{gen} = \dot{m} dh / (T dx) - \dot{m} v dP / (T dx) - q' / (T + \Delta T) \quad (2.9)$$

$$\dot{m} dh = q' dx \quad \Rightarrow \quad dh = (q' / \dot{m}) dx \quad \text{ve} \quad v = 1 / \rho \quad (2.10)$$

$$\dot{S}'_{gen} = \dot{m} (q' / \dot{m}) dx / (T dx) - \dot{m} v dP / (T dx) - q' / (T + \Delta T) \quad (2.11)$$

$$\dot{S}'_{gen} = \dot{m} (q' / \dot{m}) dx / (T dx) - q' / (T + \Delta T) + (\dot{m} / \rho T)(- dP / dx) \quad (2.12)$$

$$\dot{S}'_{gen} = q' / T - q' / (T + \Delta T) + (\dot{m} / \rho T)(- dP / dx) \quad (2.13)$$

$$\dot{S}'_{gen} = (q' (T + \Delta T) - q' T) / T(T + \Delta T) + (\dot{m} / \rho T)(- dP / dx) \quad (2.14)$$

$$\dot{S}'_{gen} = (q' \Delta T) / T^2 (1 + \Delta T / T) + (\dot{m} / \rho T)(- dP / dx) \quad (2.15)$$

$$\dot{S}'_{gen} \approx (q' \Delta T) / T^2 + (\dot{m} / \rho T)(- dP / dx) \geq 0 \quad (2.16)$$

Burada  $\rho$  yoğunluğu ve  $v$  özgül hacmi ifade etmektedir. Sıcaklık farkı  $\Delta T$  değeri  $T$  sıcaklık değeri ile karşılaştırıldığında  $\Delta T / T$  değeri ihmal edilebilir.

Isı eşanjör kanallarında hem akış sürtünmesi hemde  $\Delta T$  sıcaklık farkından dolayı ısı transferi oluşur.

Burada  $\dot{S}'_{gen}$  ifadesi her birinde tersinmezlik mekanizmasının bulunduğu iki terimden meydana gelir.

$$\dot{S}'_{gen} = \dot{S}'_{gen,\Delta T} + \dot{S}'_{gen,\Delta P} \quad (2.17)$$

Yukarıdaki Denklem (2.16)' nın sağ tarafındaki ilk ifadesi ısı transferinde entropi üretiminin dağılımını göstermektedir. Bu iki tersinmezlik ifadesi, tersinmezlik dağılım oranı ile tanımlanır ve aşağıdaki şekilde ifade edilir.

$$\Phi = ( \text{Akışkan akışı tersinmezliği} ) / ( \text{Isı transferi tersinmezliği} ) \quad (2.18)$$

$$\dot{S}'_{gen} = (1 + \phi) \dot{S}'_{gen,\Delta T} \quad (2.19)$$

Sistemin oluşumu  $q_1$  ve  $m$  özel fonksiyonlarından sorumlu iken exergy'nin bütün ölçümlerinin minimumu için optimum dizaynında, iki tersinmezlik dağılımı

arasında optimum ilişki vardır. Denklem (2.6), ısı transfer mühendisliği diline göre çevirirsek, ısı transferi ve akışkan akışı tersinmezliği arasındaki ilişki daha açık bir şekilde ifade edilir. Bu tanımlamalarda ;

$$\text{Sürtünme faktörü} \quad : \quad f = (\rho D_h) / (2G^2) (-dP / dx) \quad (2.20)$$

$$\text{Stanton sayısı} \quad : \quad St = (q' / (p\Delta T)) / (c_p G) \quad (2.21)$$

$$\text{Kütle hızı} \quad : \quad G = \dot{m} / A \quad (2.22)$$

$$\text{Reynolds sayısı} \quad : \quad Re = G D_h / \mu \quad (2.23)$$

$$\text{Hidrolik çap} \quad : \quad D_h = 4A / p \quad (2.24)$$

ifadeleri yer almaktadır. Denklem (2.21)' deki  $q' / (p\Delta T)$  ifadesi ortalama ısı transferi katsayısını gösterir. Denklem (2.16)' da gösterilen entropi üretim oranı yukarıdaki tanımlamalar yardımıyla ;

$$\dot{S}'_{gen} = (q' \Delta T) / T^2 (1 + \Delta T/T) + (\dot{m} / \rho T) (-dP / dx) \quad (2.16)$$

$$f = (\rho D_h) / (2G^2) (-dP / dx) \Rightarrow (-dP / dx) = 2f G^2 / (\rho D_h) \quad (2.20)$$

$$\dot{S}'_{gen} = (q' \Delta T) / T^2 (1 + \Delta T/T) + (\dot{m} / \rho T) 2f G^2 / (\rho D_h) \quad (2.25)$$

$$St = (q' / (p\Delta T)) / (c_p G) \quad (2.26)$$

$$\Delta T = q' / (St c_p G p) \quad (2.27)$$

ve  $\Delta T/T \approx 0$  alınırsa  $\Delta T$  ifadesi yerine yazıldığında ;

$$\dot{S}'_{gen} = q' q' / (T^2 St c_p G p) + 2\dot{m} f G^2 / (\rho^2 T d_h) \quad (2.28)$$

$$G = \dot{m}/A \Rightarrow \dot{S}'_{gen} = (q')^2 A / (T^2 St c_p \dot{m} p) + 2\dot{m}^3 f / (\rho^2 T D_h A^2) \quad (2.29)$$

$$A = p D_h / 4 \Rightarrow \dot{S}'_{gen} = (q')^2 p D_h / (4T^2 St c_p \dot{m} p) + 2\dot{m}^3 f / (\rho^2 T D_h A^2) \quad (2.30)$$

$$\dot{S}'_{gen} = (q')^2 D_h / (4T^2 \dot{m} c_p St) + 2\dot{m}^3 f / (\rho^2 T d_h A^2) \quad (2.31)$$

denklemini elde edilir.

Isı eşanjör kanalının termodinamik dizaynı, iki serbestlik derecesine sahiptir. Bunlar  $p$  ıslaklık parametresi ve  $A$  kesit alanı veya diğer bağımsız değişkenler ( $Re$ ,  $D_h$ ) veya ( $G$ ,  $D_h$ )' dir.

Isı transferi ve akışkan akışı sürtünmesi arasındaki ilişki Denklem (2.31)' in sağ tarafındaki  $St$  ve  $f$  'in durumlarında gizlidir. Türbülanslı momentum ve ısı transferinde duvar ile akışkan arasındaki termal ilişki geliştikçe,  $St$  ve  $f$  değerlerinin ani artmasını

ortaya çıkartır. Sonuç olarak ısı transferi tersinmezliğini azaltan her şey akışkan akışı tersinmezliğini içinde olumsuz etki yapar.

İki tersinmezlik arasındaki ilişki dairesel kesit alanlı düz tüplü kanal geometrisinden yararlanılarak gösterilebilir. Bu durumda  $p$  ve  $A$  boru iç çapı  $D$  ile ilişkilidir ve dizayn prosesinde sadece bir serbestlik derecesine sahiptir. Burada  $D_h = D$ ,  $A = \pi D^2 / 4$  ve  $p = \pi D$  ifadeleri Denklem (2.31)' de yerine konulduğunda entropi üretim oranı aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\dot{S}'_{gen} = (q')^2 D_h / (4T^2 \dot{m} c_p St) + 2\dot{m}^3 f / (\rho_p T d_h A^2) \quad (2.32)$$

$D_h = D$ ,  $A = \pi D^2 / 4$ ,  $p = \pi D$ ,  $G = \dot{m}/A$  ve  $St$  ifadeleri yukarıdaki denklemde yerlerine yazıldığında,

$$\dot{S}'_{gen} = (q')^2 D / (4T^2 \dot{m} c_p (q' \pi D^2 / (4p \Delta T c_p \dot{m}))) + 2\dot{m}^3 f / (\rho^2 T d_h (\pi^2 D^4 / 16)) \quad (2.33)$$

$$\dot{S}'_{gen} = (q') p \Delta T / (T^2 \pi D) + 32\dot{m}^3 f / (\rho^2 T D^5 \pi^2) \quad (2.34)$$

$$q' = hp \Delta T \Rightarrow \Delta T = q' / (h p) \quad (2.35)$$

$$\dot{S}'_{gen} = q' p q' / (T^2 \pi D h p) + 32\dot{m}^3 f / (\rho^2 T D^5 \pi^2) \quad (2.36)$$

$$\dot{S}'_{gen} = q^3 / (T^2 \pi D h) + 32\dot{m}^3 f / (\rho^2 T D^5 \pi^2) \quad (2.37)$$

$$Nu = hD / k \Rightarrow h = Nu k / D \quad (2.38)$$

$$\dot{S}'_{gen} = q^3 D / (T^2 \pi D Nu k) + 32\dot{m}^3 f / (\rho^2 T D^5 \pi^2) \quad (2.39)$$

$$\dot{S}'_{gen} = q^3 / (T^2 \pi Nu k) + 32\dot{m}^3 f / (\rho^2 T D^5 \pi^2) \quad (2.40)$$

denklemini elde edilir.  $Nu$  sayısının tanımı ve  $Re$  ( $Re = 4\dot{m} / (\pi \mu D)$ ),  $St$  ve  $Pr$  ( $Pr = \nu/\alpha$ ) sayıları ile gösterimi aşağıdaki şekilde yazılır [1].

$$Nu = \bar{h} D_h / k = St Re Pr \quad (2.41)$$

Boru içinde tamamen gelişmiş türbülanslı bir akışta  $Nu$  ve  $f$  için aşağıdaki ilişkiler kullanılabilir [4].

$$Nu \cong 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} \quad (0.7 < Pr < 160 ; Re > 10^4) \quad (2.42)$$

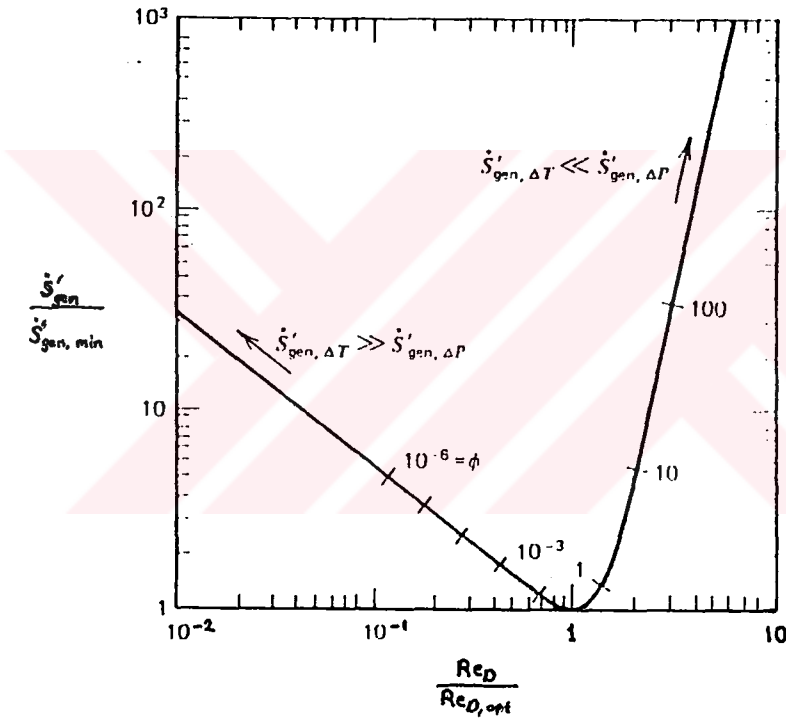
$$f \cong 0.046 Re^{-0.2} \quad (10^4 < Re < 10^6) \quad (2.43)$$

Denklem (2.33)' deki  $\dot{S}'_{gen}$  ifadesi sadece Re sayısına bağlıdır. Reynolds sayısı (veya boru çapı) optimum değere yaklaşırken entropi üretim oranı minimuma ulaşır.

$$Re_{opt} = 2.023 Pr^{-0.071} B_0^{0.358} \quad (2.44)$$

Bu sıkıştırılmış formül minimum tersinmezlik için optimum tüp boyutlarının seçilmesine yardımcı olur.  $B_0$  parametresi  $q'$  ve  $m$  değerlerine bağlı olarak çalışan akışkan için ;

$$B_0 = m q \rho / (\mu^{5/2} (kT)^{1/2}) \quad (2.45)$$



Şekil 2.1 : Düz bir tüp boyunca zorlanmış konveksiyon ısı transferi için entropi üretim oranı [2].

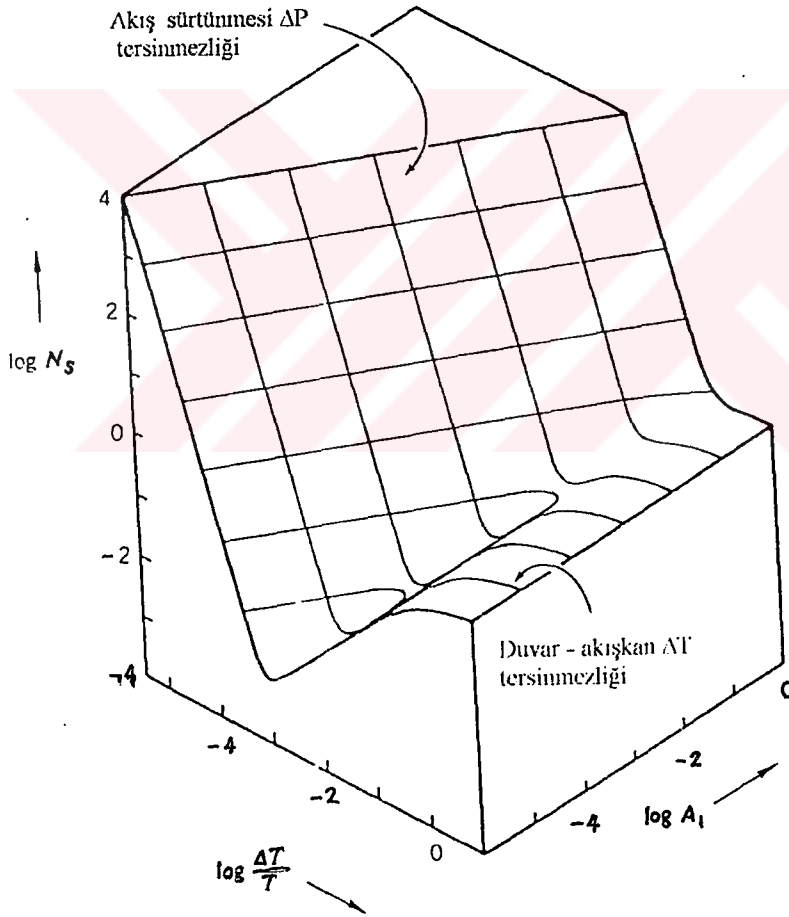
$\dot{S}'_{gen}$  üzerinde Re sayısının etkisi aşağıdaki şekilde gösterilmektedir.

$$\dot{S}'_{gen} / \dot{S}'_{gen, min} = 0.856 (Re / Re_{opt})^{-0.8} + 0.144 (Re / Re_{opt})^{4.8} \quad (2.46)$$

Burada  $\dot{S}'_{gen, min} = \dot{S}'_{gen} (Re_{opt})$  'dır. Şekil 2.1, bir tüpteki entropi dağılım oranının optimum değer her iki tarafına doğru hızla arttığını gösterir. Tersinmezlik

dağılım oranı V şeklinde bir eğridir ve küçük  $D_s$  yönüne doğru artar ( burada m sabit olduğundan Re değeri büyür). Böylece bütün entropi üretim oranlarına akışkan sürtünmesinin etkisi hakimdir. Optimumda tersinmezlik dağılım oranının değeri  $\phi_{opt} = 0.168$  olarak alınır. Bunun anlamı  $\phi = 1$ , bölgesel optimumun oldukça iyi bir değeri olmasına rağmen dizaynda iki tersinmezlik mekanizması arasındaki en iyi dengenin kurulması  $\dot{S}'_{gen,\Delta T}$  ve  $\dot{S}'_{gen,\Delta p}$  arasındaki optimum ilişkiye uymaz.

Şekil 2.1' den elde edilen en önemli sonuç tersinmezlik ve dizayn parametreleri arasındaki bağıllığın birebir benzer olmamasıdır. Bu yüzden değişik dizaynlardaki bütün tersinmezliklerin şekilden tahmin edilmesi zordur.



Şekil 2.2 : Zorlanmış konveksiyonlu ısı transferinde duvar ve akışkan sıcaklığı arasındaki fark ( $\tau$ ) ve ek parametre ( $A_1$ ) ' in fonksiyonu olarak entropi üretim sayısını gösterir [1].

Şekil 2.2' de gösterildiği gibi gerçek termodinamik dizaynda kullanılan parmak kuralı yanıtıcı olabilir . Şekil 2.2' de yatay düzlem için boyutsuz sıcaklık farkı alınır.

$$\tau = \Delta T / T \quad (2.47)$$

Zorlanmış konveksiyondaki ısı eşanjörleri hesaplamalarında Denklem (2.16) kullanılarak aşağıdaki boyutsuz form yazılabilir.

$$\dot{S}'_{gen} = (q' \Delta T) / T^2 (1 + \Delta T/T) + (\dot{m}' / \rho T)(- dP/ dx) \quad (2.16)$$

$$N_s = \dot{S}'_{gen} / (q' / T) \Rightarrow \dot{S}'_{gen} = N_s q' / T \quad (2.48)$$

$$N_s q' / T = (q' \Delta T) / T^2 (1 + \Delta T/T) + (\dot{m}' / \rho T)(- dP/ dx) \quad (2.49)$$

$$N_s = (T/q') (q' \Delta T) / T^2 (1 + \Delta T/T) + (\dot{m}' / \rho T)(- dP/ dx) \quad (2.50)$$

$$N_s = \Delta T / T (1 + \Delta T/T) + (\dot{m}' / q' \rho)(- dP/ dx) \quad (2.51)$$

$$\tau = \Delta T/T \Rightarrow N_s = \tau / (1 + \tau) + (\dot{m}' / q' \rho)(- dP/ dx) \quad (2.52)$$

$$f = (\rho D_h) / (2G^2) (-dP / dx) \Rightarrow (-dP / dx) = 2f G^2 / (\rho D_h) \quad (2.20)$$

$$N_s = \tau / (1 + \tau) + (\dot{m}' / q' \rho) (2f G^2 / (\rho D_h)) \quad (2.53)$$

$$N_s = \tau / (1 + \tau) + 2f \dot{m}' G^2 / (q' \rho^2 D_h) \quad (2.54)$$

$$Re = G D_h / \mu \Rightarrow G = Re \mu / D_h \quad (2.23)$$

$$N_s = \tau / (1 + \tau) + 2f \dot{m}' (Re \mu / D_h)^2 / (q' \rho^2 D_h) \quad (2.55)$$

$$N_s = \tau / (1 + \tau) + 2f \dot{m}' Re^2 \mu^2 / (q' \rho^2 D_h^3) \quad (2.56)$$

$$D_h = 4A/p \Rightarrow N_s = \tau / (1 + \tau) + 2f \dot{m}' Re^2 \mu^2 / (q' \rho^2 (4A/p)^3) \quad (2.57)$$

$$N_s = \tau / (1 + \tau) + f \dot{m}' Re^2 \mu^2 p^3 / (32 q' \rho^2 A^3) \quad (2.58)$$

$$St = q' / (p \Delta T c_p G) \Rightarrow p = q' / (St \Delta T c_p G) \quad (2.21)$$

$$N_s = \tau / (1 + \tau) + f \dot{m}' Re^2 \mu^2 (q' / (St \Delta T c_p G))^3 / (32 q' \rho^2 A^3) \quad (2.59)$$

$$N_s = \tau / (1 + \tau) + f \dot{m}' Re^2 \mu^2 (q')^3 / (St^3 \Delta T^3 c_p^3 G^3 32 q' \rho^2 A^3) \quad (2.60)$$

$$G = \dot{m}' / A \Rightarrow N_s = \tau / (1 + \tau) + f \dot{m}' Re^2 \mu^2 q'^3 / (St^3 \Delta T^3 c_p^3 (\dot{m}' / A)^3 32 q' \rho^2 A^3) \quad (2.61)$$

$$N_s = \tau / (1 + \tau) + f Re^2 \mu^2 q'^3 / (32 St^3 \Delta T^3 c_p^3 \dot{m}'^2 q' \rho^2) \quad (2.62)$$

eşitliğin sol tarafındaki ikinci ifadenin pay ve paydasını  $T^3$  ile çarptığımızda :

$$N_s = \tau / (1 + \tau) + f Re^2 \mu^2 (q')^3 / (32 St^3 (\Delta T^3 / T^3) c_p^3 \dot{m}^2 q' \rho^2 T^3) \quad (2.63)$$

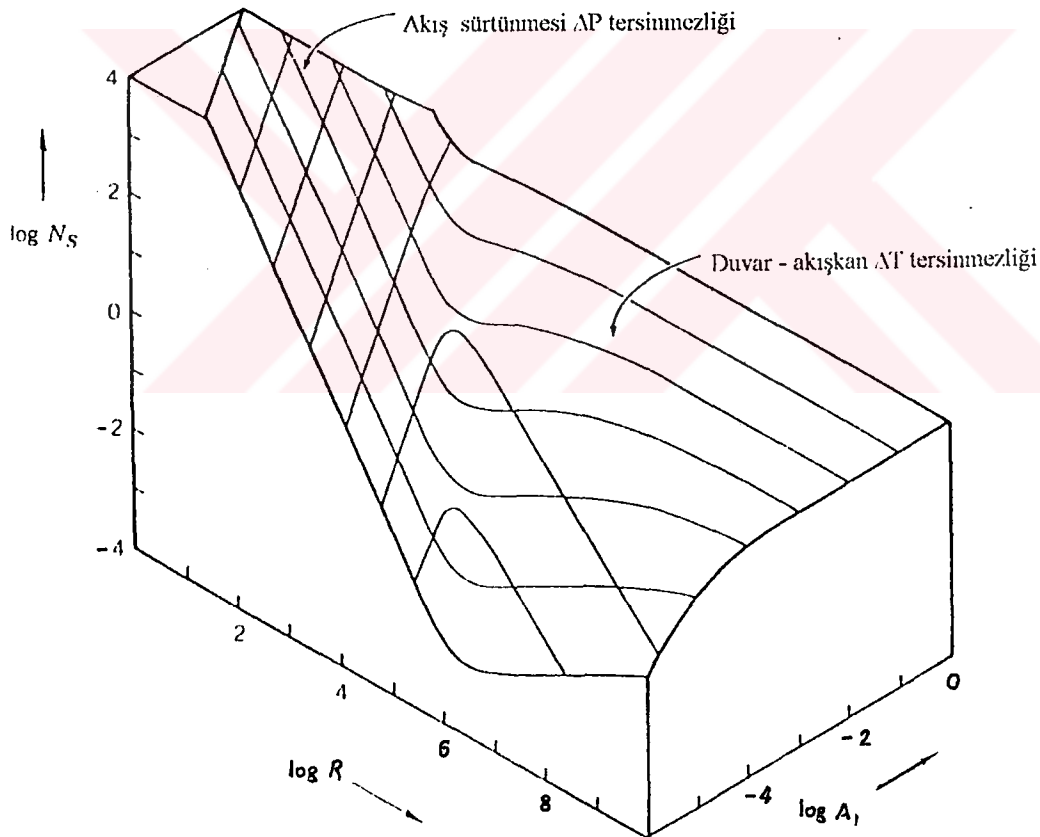
$$N_s = \tau / (1 + \tau) + f Re^2 \mu^2 (q')^2 / (32 St^3 \tau^3 c_p^3 \dot{m}^2 \rho^2 T^3) \quad (2.64)$$

burada J parametresi yaratıp  $N_s$  ' i daha sade bir şekilde yazabiliriz.

$$J = \mu q' / (\rho \dot{m} (c_p T)^{3/2}) \quad (2.65)$$

$J^2 = \mu^2 q'^2 / (\rho^2 \dot{m}^2 c_p^3 T^3)$  ifadesini  $N_s$  denkleminde yerine yerleştirdiğimizde aşağıdaki form elde edilir.

$$N_s = \tau / (1 + \tau) + J^2 f Re^2 / (32 St^3 T^3) \quad (2.66)$$



Şekil 2.3 : Bir kanaldaki zorlanmış konveksiyonlu ısı transferinde pompa gücü ve ek parametrelerin bir fonksiyonu olarak entropi üretim sayısı [2].

$N_s$  değerinin azaltılması, optimum  $\tau$  seçimi ile sağlanır ve şekil 2.3' de gösterildiği gibi  $A_1$  parametresinin küçük değerlerinde optimum  $\tau$  değeri en iyi şekilde tanımlanır.

$$A_1 = J (3f / (32 St))^{1/2} Re / St \quad (2.67)$$

Limit olarak  $A_1 \rightarrow 0$ , küçük  $\Delta T_s$  limitinde optimum değer aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$\tau_{opt} = A_1^{1/2} \quad (2.68)$$

$$N_{s, min} = 4/3 A_1^{1/2} \quad (2.69)$$

$\tau < \tau_{opt}$  olduğunda  $\Delta T$  sıcaklık farkından meydana gelen tersinmezliği, akış sürtünmesi tersinmezliğinden daha küçük olur. Ters olarak  $\tau > \tau_{opt}$  olduğu zaman entropi üretim oranı yetersiz ısı temasın etkisi ile daha da baskın olacaktır.

Şekil 2.3' de tersinmezlik azaltılmasının termodinamik mekanizmalara etkisi gösterilir. Genellikle dizaynırlar pompa güç oranı ile maksimum ısı transfer katsayısına ulaşmaya çalışırlar.

Boyutsuz gruptaki kısmi oran

$$R = \bar{h} \rho p T / (\dot{m} (-dP/dx)) \quad (2.70)$$

olarak alınır ve entropi üretim sayısı  $N_s$ ,  $A_1$  parametresinde katılmasıyla aşağıdaki şekli alır.

$$N_s = A_1 (R/3)^{1/2} / (1 + A_1 (R/3)^{1/2}) + 3^{1/2} / R^{2/3} \quad (2.71)$$

Şekil 2.3' de gösterilen  $N_s (R, A)$  yüzeyinin görüntüsü Şekil 2.2' deki  $N_s (\tau, A)$  yüzeyinin görüntüsüne çok benzemektedir.  $A_1$  parametresi sabit alınarak tersinmezliği minimuma yaklaştırdığı optimum  $R$  oranı bulunur [1].

$$R_{opt} = 3 / A_1 \quad (2.72)$$

Sonuç olarak termodinamik performans gelişmediği sürece ısı transfer oranının pompa gücüne bölünerek artırılması yeterli değildir. İstenilen dizayn değişikliğinin etkisi, tahminsel ilk değişimleri sağlayan  $R$  ve  $A_1$  hatta  $N_s$  değerleri ile hesaplanabilir.

Isı eşanjörlerindeki termodinamik tersinmezliğin bu en temel prensibi Kotas ve Shakir tarafından izlenmiştir. Akışkan hareketinin özelliklerinin sıcaklığa bağlılığını incelemişler ve ısı eşanjör kanallarının çalışma sıcaklığının termodinamik tersinmezliğe

etkisini bulmuşlardır. Örnek olarak mutlak sıcaklık düşerken, optimum Re sayısı artar. T sıcaklığı azalırken, optimum dizaynı sağlayan minimum tersinmezlik artar [1].

Bu yöndeki araştırmalar akışkan kaynama sıcaklığı logaritmik olarak düşerken sonlu bir boru kesitindeki entropi üretim oranını minimuma getirme çalışmaları Nag ve Mukherjee tarafından yapılmıştır. Isı transferi ve akışkan sürtünmesi arasındaki ilişkinin sonucu akışkan giriş sıcaklığı ve sabit duvar sıcaklığı arasındaki fark için optimum değerini göstermişlerdir. Bu sonuç duvar - akışkan  $\Delta T$  sıcaklık farkının optimum dağılımının bulunmasını sağlar.

## 2.2 Isı Transfer Arttırımı

Farklı tersinmezlik mekanizmaları arasındaki diğer bir karşılaştırma ise ısı transfer arttırımının genel problemleri ile ilişkisinde meydana gelir. Böylece tasarlanan tekniklerde temel amaç arttırım yüzeğindeki ısı transfer katsayısına göre duvar ve akışkan arasındaki ısı transfer katsayısının artışı sağlayan teknik gelişmelerdir. Buna rağmen pompa gücü artışı ile sağlanan zorlanmış konveksiyonlu bir sistemde, gelişmenin sisteme zarar vermemesi gerekir. Bu ifadeler herhangi bir arttırım tekniğinin uygulanmasındaki zorlukları gösterir.

Termodinamik performansta herhangi bir arttırım tekniğinin etkisi arttırım tekniğinin uygulanmasından önce ve sonra ısı eşanjörünün tersinmezliklerinin karşılaştırılması ile hesaplanır. Bir sistemdeki arttırımlı ısı transferi için entropi üretimi  $\dot{S}'_{gen,a}$  olarak alınırsa arttırımlı entropi üretim sayısı hesaplanabilir [1].

$$N_{s,a} = \dot{S}'_{gen,a} / \dot{S}'_{gen,0} \quad (2.73)$$

Arttırım tekniğinde  $N_{s,a}$  değerinin 1 değerinden küçük olması termodinamik olarak bir avantajdır. Isı eşanjör kanallarının fonksiyonları birleştirilirse yani  $m$  ve  $q^1$  ' nun değerleri verilirse arttırımlı entropi üretim sayısı aşağıdaki şekli alır [1].

$$N_{s,a} = 1 / (1 + \phi_0) N_{s,\Delta T} + 1 / (1 + \phi_0) N_{s,\Delta P} \quad (2.74)$$

Yukarıdaki denklemde  $\phi_0$  referans dizaynın tersinmezlik dağılım oranını,  $N_{s, \Delta T}$  ve  $N_{s, \Delta P}$  ısı transfer tersinmezliğini ve akışkan akışı tersinmezliğini gösterir.

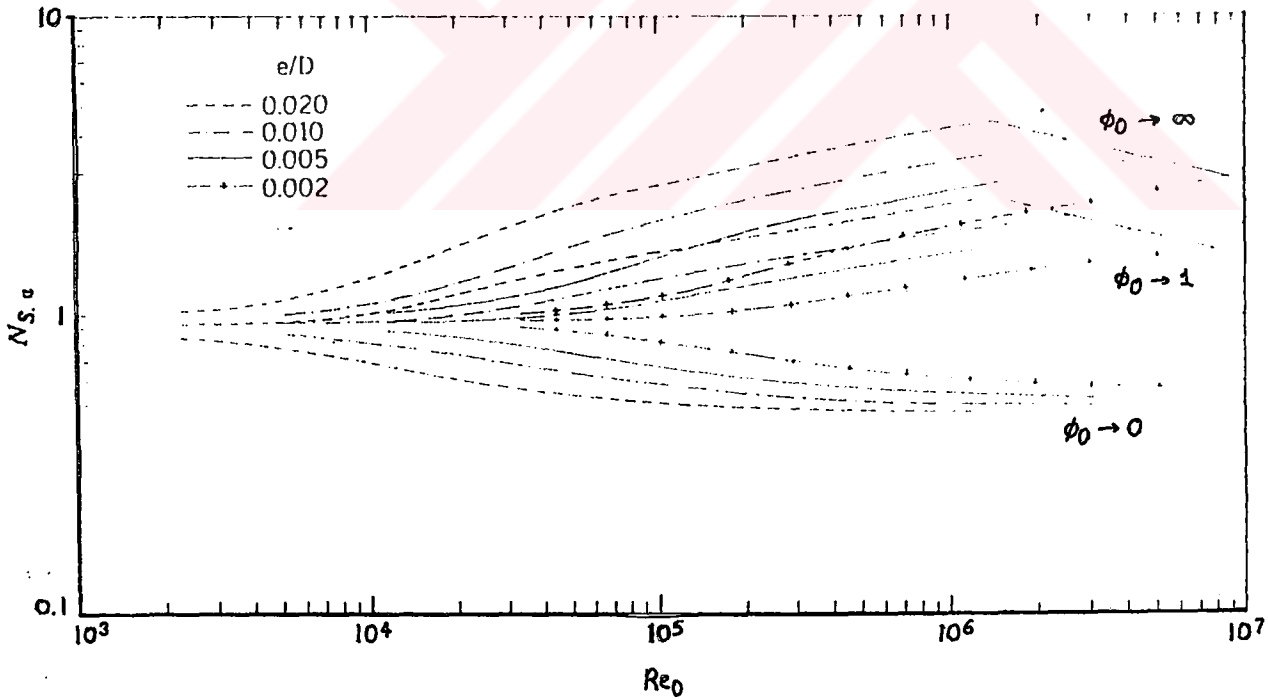
$$N_{s, \Delta T} = St_0 D_{h, a} / (St_a D_{h, 0}) \quad (2.75)$$

$$N_{s, \Delta P} = f_a D_{h, 0} A_0 / (f_0 D_{h, a} A_a) \quad (2.76)$$

Arttırmadan önceki ve sonraki geometrik parametreler ( $A$ ,  $D_h$ ),  $m$  sabitine bağlanırsa aşağıdaki ifade elde edilir [1].

$$Re_a A_a / D_{h, a} = Re_0 A_0 / D_{h, 0} \quad (2.77)$$

Yukarıdaki denklemlerde gösterilen  $N_{s, a}$  hem ısı transfer katsayısı oranı  $St_a / St_0$  hemde sürtünme katsayısı oranı  $f_a / f_0$ ' in bir fonksiyonudur.  $\phi_0$ , ısı eşanjör kanallarının termodinamik rejimini ( $\Delta T$  kayıpları,  $\Delta P$  kayıpları)  $Re_0$ , akış rejimini (laminer veya türbülanslı) tanımlar.



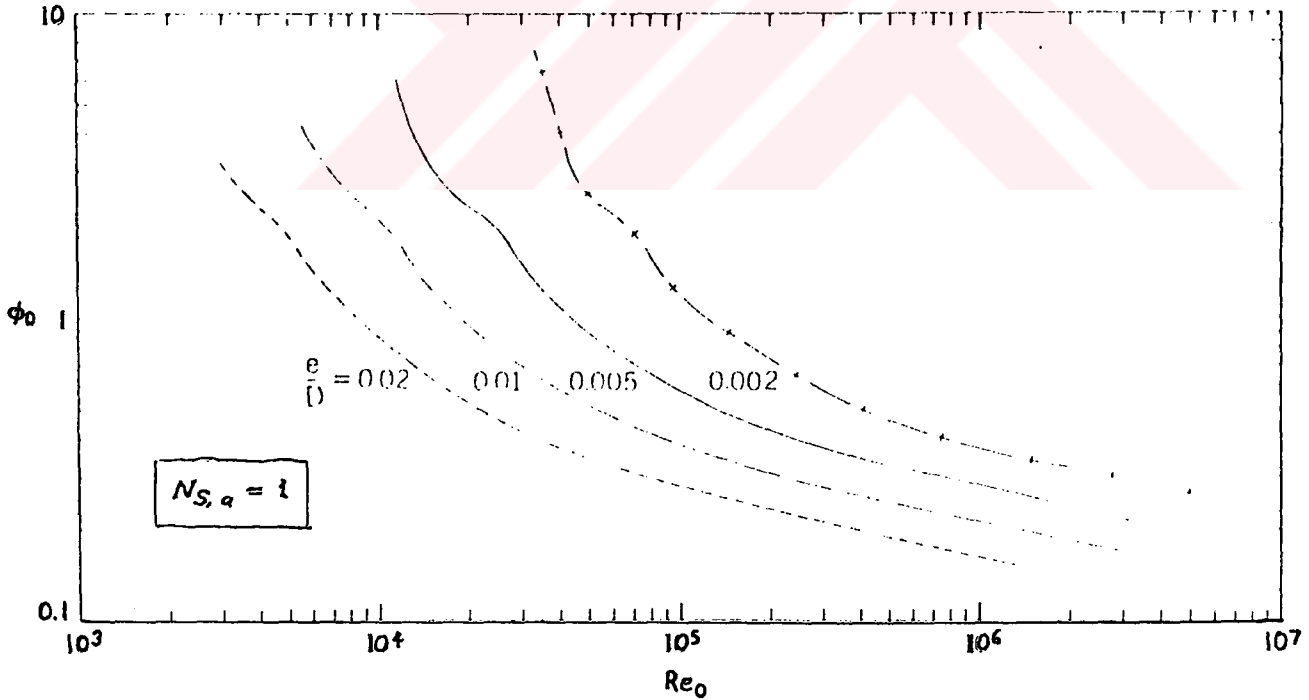
Şekil 2.4 : Pürüzlü boruda entropi üretim değeri [2].

Yukarıdaki  $N_{s,a}$  'nın formülü ısı transfer arttırım tekniğinin hesaplanmasında da kullanılır. Düz bir boru boyunca zorlanmış konveksiyonda ısı transfer tersinmezliğine pürüzlü yüzeyin etkisini düşünelim. Hidrolik çap ve boru kesit alanı değişmeksizin ( $D_{h,a} \approx D_{h,0}$ ,  $A_a \approx A_0$ ) arttırımlı entropi üretim sayısı aşağıdaki gibi yazılır.

$$N_{s,a} = 1 / (1 + \phi_0) (St_0 / St_a) + \phi / (1 + \phi_0) (f_a / f_0) \quad (2.78)$$

Bu ilişki Şekil 2.4' de  $\phi_0$ ' in üç ayrı değeri ve  $e / D$  mutlak pürüzlülük yüksekliğinin (tanecik boyutunun) dört ayrı değeri için çizilmiştir.

$Re$  sayısı ve tanecik boyutu  $e / D$  için kritik tersinmezlik dağılım oranı  $N_{s,a} = 1$  'dir. Burada arttırım tekniğinin tersinmezlik üzerine mutlak bir etkisi yoktur. Şekil 2.5' de  $\phi_0$  kritik değeri  $Re_0$  ve  $e/D$  'nin bir fonksiyonu olarak verilmiştir. Bir dizaynda gerçek  $\phi_0$  değeri Şekil 2.5' deki  $\phi_0$  değerini aşar ise pürüzlülük tüpteki entropi üretim oranını azaltmaz. Buna rağmen her zaman pürüzlülük ısı transfer katsayısını arttırır.



Şekil 2.5 : Düz ve pürüzlü bir boru için kritik tersinmezlik dağılım oranı :  $N_{s,a} = 1$  değerinden küçük ise gerçek  $\phi_0$  kritik  $\phi_0$ ' dan daha küçüktür [2].

Tersinmezlik dağılım oranı kritik dizayn bölgelerinde şekilden bulunan değerden daha küçük olabilir. Burada akışkan sürtünmesi tersinmezliği ısı eşanjörü kanallarının bütün tersinmezliklerinin etkisine sahiptir.

Entropi üretiminde ısı transfer arttırımı için dx uzunluğundaki bir kanal parçasını, sonlu L uzunluğunda tek akışlı ısı eşanjör kanalı gibi bir sistem olarak ele alalım. Basit olarak, kanalın duvar sıcaklığı sabit farzedildiğinde dizayn değişikliklerinde sonlu boyutlu sistemin bütün entropi üretim oranlarının analitik olarak hesaplanması yapılabilir.

### 2.3 Dış Akış ve Isı Transferi

Akış ve ısı transferi tersinmezlikleri arasındaki ilişkide dış yüzeyde oluşan konveksiyonla ısı transferide hesaplamalarda kullanılmalıdır. Dış konveksiyonun dağılımıyla entropi üretim oranının hesaplanması için dış akış tersinmezliklerinde ısı transfer üretimine etkisi göz önünde bulundurulmalıdır. Tamamen akışkanla dolu kapalı bir sistem seçelim. Akışkanın sistemin hızına göre relatif hızı  $U_\infty$  ve dış bir kuvvet ile sağlanan toplam sürtünme kuvveti  $F_D$  ' dir. Gövde ile akış arasındaki ani ısı transfer oranı  $\dot{Q}_B$  ve  $\dot{Q}_B$  ' i oluşturan sistem sınırlarındaki duvar sıcaklığı  $T_B$  ' dir.

Kapalı sistemlerde I. ve II. kanun aşağıdaki gibi tanımlanır [4].

$$\dot{Q}_B + F_D U_\infty = dU / dt \quad (2.79)$$

$$\dot{S}_{gen} = dS / dt - \dot{Q}_B / T_B \geq 0 \quad (2.80)$$

Burada U ve S akışkanın iç enerjisi ve entropisidir.  $T_\infty$  akışkanın sıcaklığı ise birim hacimde ;

$$dU = T_\infty dS \quad (2.81)$$

elde edilir. Denklem (2.74)'den hareketle Denklem (2.79) ve (2.80) yardımı ile entropi üretim sayısı aşağıdaki gibi elde edilir. Denklem (2.74)' in, dt' ye göre türevi alınır.

$$dU / dt = T_\infty dS / dt \quad (2.82)$$

$$\dot{Q}_B + F_D U_\infty = dU / dt \Rightarrow T_\infty dS / dt = \dot{Q}_B + F_D U_\infty \quad (2.83)$$

$$dS / dt = \dot{Q}_B / T_\infty + F_D U_\infty / T_\infty \quad (2.84)$$

$$\dot{S}_{gen} = dS / dt - \dot{Q}_B / T_B \quad (2.80)$$

$$\dot{S}_{gen} = \dot{Q}_B / T_\infty + F_D U_\infty / T_\infty - \dot{Q}_B / T_B \quad (2.85)$$

$$\dot{S}_{gen} = \dot{Q}_B (T_B - T_\infty) / T_B T_\infty + F_D U_\infty / T_\infty \quad (2.86)$$

Dikkate değer bu sonuç yetersiz termal ilişki ve akış sürtünmesi dağılımının dış konveksiyonun termodinamik performansa etkisini kanıtlar. Yukarıda gösterilen çıkartım zorlanmış konveksiyon ısı transferinde kanatçıklardan entropi üretimini gösteren ilk ifadedir. Denklem (2.86)' nin sağdaki ilk ifadesi Moody tarafından düşünülmüştür [1].

Geometrik iki boyutlu L uzunluğunda ve D çapında silindirik iğneli kanatçığın termodinamik optimizasyonunu düşünelim.  $\dot{Q}_B$  ; kanatçık temeli ile akışkan sıcaklığı,  $T_B - T_\infty$  , arasındaki ilişki kondüksiyonla ısı transferi oranıdır [1].

$$\dot{Q}_B / (T_B - T_\infty) = (\pi / 4) k D^2 m \tanh (mL) \quad (2.87)$$

$$m = 4\bar{h} / (kD) \quad (2.88)$$

burada k kanatçık malzemesinin ısı iletkenliği ve h kanatçık ile akışkan arasındaki ısı transfer katsayısını göstermektedir. Entropi üretim sayısı boyutsuz olarak aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$N_s = 2(k/\lambda Nu)^{1/2} / (\pi Re_D \tanh (2(\lambda Nu/k)^{1/2} Re_L / Re_D) + (1/2) B_1 C_D Re_L Re_D) \quad (2.89)$$

$$\text{Entropi üretim sayısı} : N_s = \dot{S}_{gen} k v T_\infty^2 / (Q_B^2 U_\infty) \quad (2.90)$$

$$\text{Boyutsuz kanatçık boyutu} : Re_L = L U_\infty / v \quad (2.91)$$

$$\text{Boyutsuz kanatçık çapı} : Re_D = D U_\infty / v \quad (2.92)$$

$$\text{Islaklık parametresi} : B_1 = \rho v^3 k T_\infty / Q_B^2 \quad (2.93)$$

$$\text{Ortalama Nusselt sayısı} : Nu = \bar{h} D / \lambda \quad (2.94)$$

$$\text{Sürtünme katsayısı} : C_D = (F_D / L D) / ((1/2) \rho U_\infty^2) \quad (2.95)$$

Optimizasyon problemi, minimum entropi üretimi için optimum kanatçık boyutunu bulmayı amaçlar.

$$\partial N_s / \partial Re_L = 0 \quad (2.96)$$

$$\partial N_s / \partial Re_D = 0 \quad (2.97)$$

Kanatçık yeteri kadar ince ise karşıt akışlı bir sistemde tek silindir için aşağıdaki bağıntılar kullanılabilir [4].

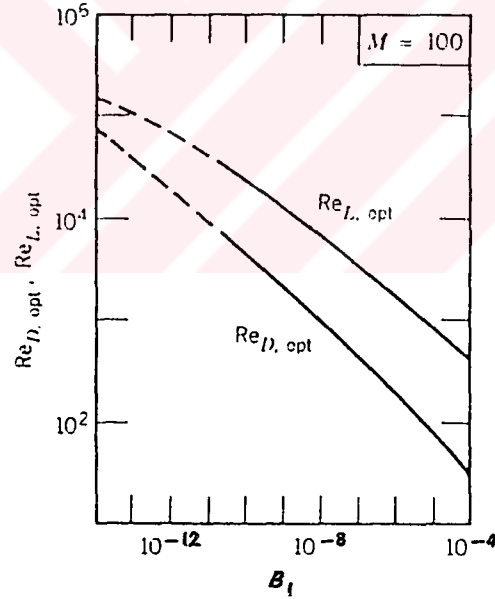
$$40 < Re_D < 10^3 \quad \text{için :} \quad Nu \cong 0.68 Re_D^{0.466} Pr^{0.33} \quad (2.98)$$

$$C_D \cong 5.48 Re_D^{-0.246} \quad (2.99)$$

Entropi üretim sayısı beş boyutsuz grubun fonksiyonu olarak ;

$$N_s = N_s ( Re_L , Re_D , Pr , k / \lambda , B_1 )$$

yazılır. İlk iki boyutsuz sayı kanatçık geometrisini ve son üç boyutsuz sayı ise sırasıyla kanatçık malzemesinin seçimini, çalışan akışkanı ve çalışma şartlarını göstermektedir.



Şekil 2.6 : Minimum entropi üretimi için optimum kanatçık uzunluğu ve çapı (M=100) [2].

Kanatçık çapı biliniirse optimum kanatçık uzunluğu Denklem (2.96)' nin çözülmesi ile elde edilir.

$$N_s = 2(k/\lambda Nu)^{1/2} / (\pi Re_D \tanh(2(\lambda Nu/k)^{1/2} Re_L / Re_D) + (1/2) B_1 C_D Re_L Re_D) \quad (2.89)$$

$$\partial N_s / \partial Re_L = 0 \quad (2.96)$$

$$-(2(k/\lambda Nu)^{1/2} 2(k/\lambda Nu)^{1/2}/Re_D) / (\pi Re_D \sinh^2(2(\lambda Nu/k)^{1/2} Re_L / Re_D) + (1/2) B_1 C_D Re_D) = 0 \quad (2.100)$$

$$4 / (\pi Re_D^2 \sinh^2(2(\lambda Nu/k)^{1/2} Re_L / Re_D)) = (1/2) B_1 C_D Re_D \quad (2.101)$$

$$(\sinh^2(2(\lambda Nu/k)^{1/2} Re_L / Re_D))^{1/2} = (8 / (\pi Re_D^3 B_1 C_D))^{1/2} \quad (2.102)$$

$$\sinh(2(\lambda Nu/k)^{1/2} Re_L / Re_D) = (8 / (\pi Re_D^3 B_1 C_D))^{1/2} \quad (2.103)$$

$$2(\lambda Nu/k)^{1/2} Re_L / Re_D = \sinh^{-1}(8 / (\pi Re_D^3 B_1 C_D))^{1/2} \quad (2.104)$$

$$Re_L = (1/2) Re_D / (\lambda Nu/k)^{1/2} \sinh^{-1}(8 / (\pi Re_D^3 B_1 C_D))^{1/2} \quad (2.105)$$

Şekil 2.6' da gösterilen  $(Re_L, Re_D)_{opt}$  'un  $M = 100$  değerindeki sonuçları gösterilmiştir. Burada  $M, (k/\lambda)^{1/2} Pr^{1/6}$  denkleminin kısaltılmış şeklidir. Optimum kanatçık uzunluğu artarken ısı transferide  $Q_B$  artar. Optimum  $L/D$  oranı Şekil 2.6' da  $B_1$ ' in 10' lu katları şeklinde gösterilmiştir.

#### 2.4 Konveksiyonla Isı Transferi

Entropi üretim oranı, iki kısımlı ifadeden oluşur veya termodinamik tersinmezliğin iki ayrı mekanizması vardır ( ısı transferi, akış sürtünmesi ). Bu iki mekanizma konveksiyon alanının her hangi bir noktasında çalışır ve I. kanunun kütle korunumu prensibinin kontrol hacmi formülasyonundan elde edilmiştir.

$$\partial \rho / \partial t = - \rho \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (2.106)$$

$$\rho \partial \rho / \partial t = - \nabla \cdot \mathbf{q} - P \nabla \cdot \mathbf{v} - w''' \quad (2.107)$$

$$s'''_{gen} = \rho \partial s / \partial t + \nabla \cdot (\mathbf{q} / T) \geq 0 \quad (2.108)$$

$\mathbf{q}$  ve  $\mathbf{v}$  vektörleri, küçük bir kontrol hacmindeki ısı akısını ve hızı gösterir.  $w'''$  ifadesi birim zamanda birim kütlede yapılan işi ifade eder [1].

$$du = T ds - P dv \quad (2.109)$$

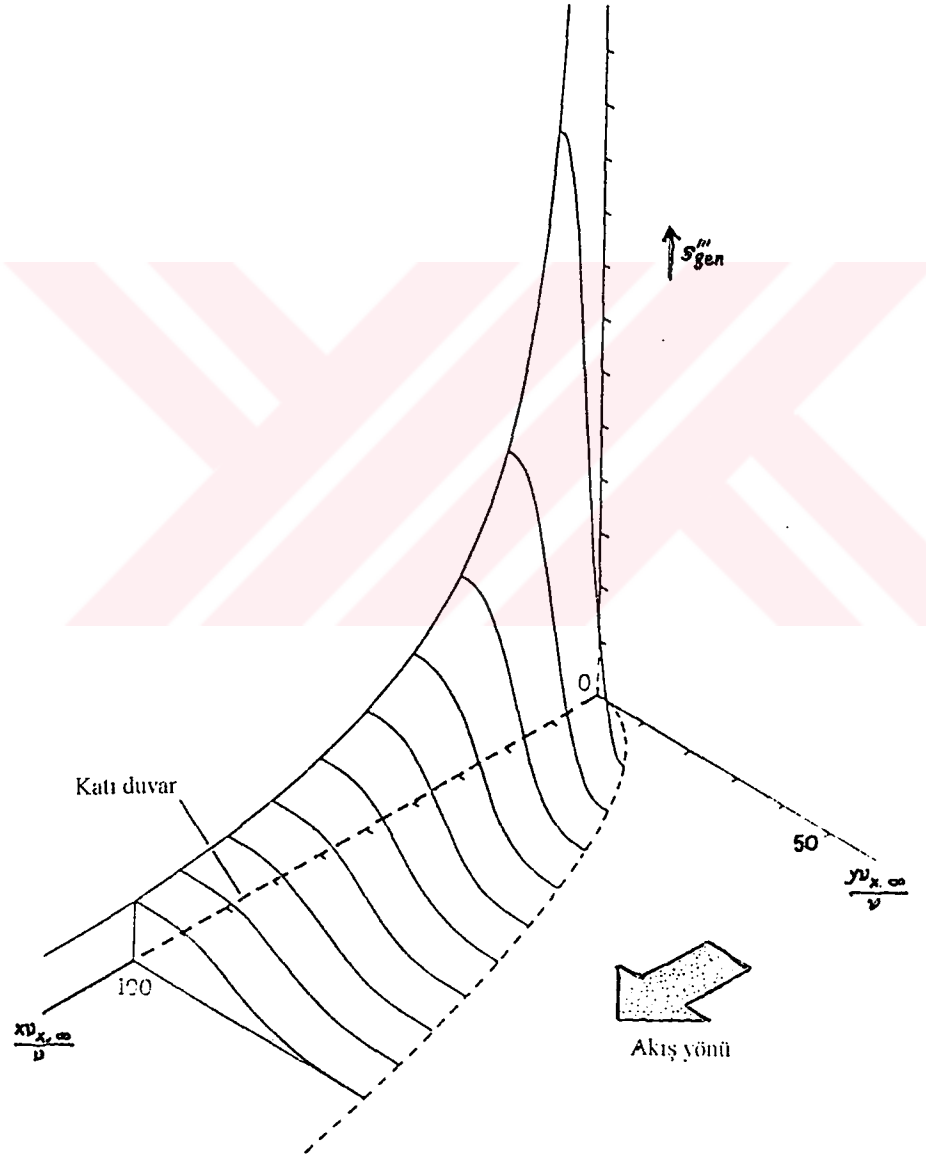
$$\partial u / \partial t = T \partial s / \partial t + P / \rho^2 (\partial s / \partial t) \quad (2.110)$$

entropi üretiminin hacimsel oranı için aşağıdaki iki terimli ifade yazılabilir.

$$s''''_{gen} = - (1 / T^2) \mathbf{q} \cdot \nabla T - w'''' / T \geq 0 \quad (2.111)$$

Sıkıştırılmayan akış durumunda I. kanunda  $(-w'''' )$  yerine  $\mu \phi$  konulur. Burada  $\phi$  vizkosite dağılım fonksiyonudur. Buna göre ısı akısı vektörü ve bölgesel sıcaklık gradyanı termal difüzyon Fourier kanunları ile ilişkilidir.

$$\mathbf{q} = -k \cdot \nabla T \quad (2.112)$$



Şekil 2.7 : Isı transferinin oluşturduğu düz duvar üzerinde laminer sınırlı tabaka akışı boyunca entropi üretim oranının dağılımı [2].

Denklem (2.111) 'deki  $(-w''')$  yerine  $\mu \phi$  konularak ;

$$s'''_{gen} = k / T^2 (\nabla T)^2 + \mu \phi / T \geq 0 \quad (2.113)$$

elde edilir [2].

Denklem (2.113)' da, akış alanı  $(x, y)$  için bölgesel hız bileşenleri  $(v_x, v_y)$ ' ye göre iki boyutlu formu yazıldığında :

$$s'''_{gen} = k/T^2 ((\partial T/\partial x)^2 + (\partial T/\partial y)^2 + \mu / T(2 ((\partial v_x/\partial x)^2 + v_y/\partial y)^2) + (\partial v_x/\partial x + v_y/\partial y)^2) \quad (2.114)$$

$s'''_{gen}$  'nın sağdaki ilk ifadesi sonlu sıcaklık gradyaninde sonlu ısı transferi dağılımını ikinci ifade ise sürtünmeden kaynaklanan tersinmezliği gösterir. Sonlu boyutlu kontrol hacminde entropi üretim oranı, hacimsel entropi üretim oranı olan  $s'''_{gen}$  'nın integralinin alınması ile elde edilir [1].

Akışın herhangi bir noktasındaki akış alanının ürettiği entropi Şekil 2.7' de gösterilmiştir.

## 2.5 Isıl ' Sönümleme '

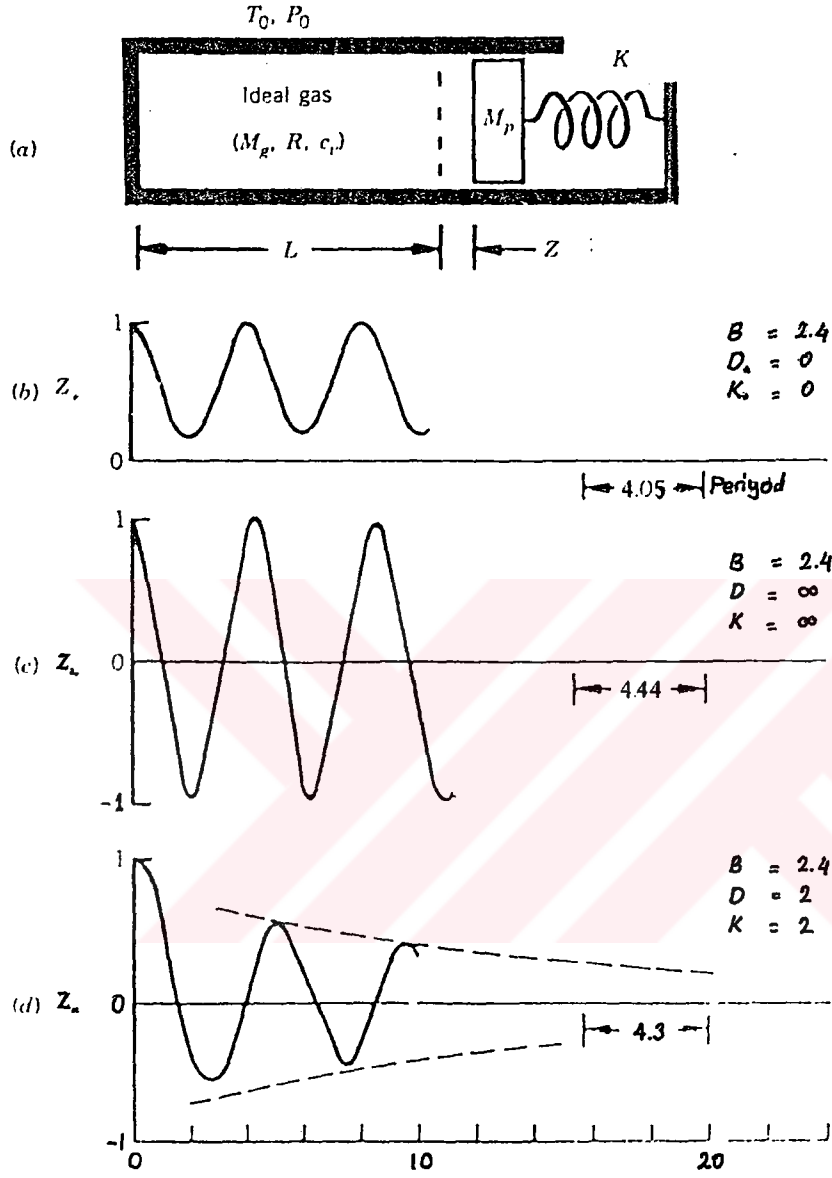
Şekil 2.8a' da bir yay ve kütle sistemi gösterilmektedir  $(K, M_p)$ . Buradaki kütle piston tarafından sıkıştırılan ideal gazdır  $(M_g, R, c_v)$ . Bir an için gazı tartışmanın dışında tutarsak piston silindir içerisinde sürtünme ile kayar böylelikle sürtünme kuvveti piston hızıyla orantılıdır. Piston hareket denklemi ;

$$d^2 Z / dt^2 + b (dZ / dt) + w^2 Z = 0 \quad (2.115)$$

burada  $b$  sönümleme katsayısı ve  $w^2 = K / M_p$  ' dir.  $b = 0$  durumunda hareket sinüsel bir salınımdır. Genelde,  $b > 0$  durumunda eğri sönümlüdür ve genlik zaman içerisinde azalır [1].

$$Z = c_1 \exp(-1/2 bt) \sin (w (1 - (b / 2w)^2)^{1/2} (t + c_2)) \quad (2.116)$$

Piston ve silindir arasındaki segmanları sürtünmesiz olarak kabul edersek ideal gaz  $Z(t)$  hareketiyle sıkışır ve genişler. Cihaz tümüyle atmosferik basınç ve sıcaklık ile çevrilidir  $(T_0, P_0)$ . İdeal gazın sıcaklığı  $(T)$  değiştirildiğinde cihaz ve atmosfer arasında ani bir sıcaklık farkı oluşur.



Şekil 2.8 : Yay - kütle - ideal gaz sisteminin sönümlü ve sönümsüz eğrileri

Bu durumda ısı transferi ;

$$\dot{Q}_0 = \bar{h} A_g (T - T_0) \quad (2.117)$$

$A_g$  , gaz ile atmosfer arasındaki temas alanıdır ve  $h$  ısı transfer katsayısıdır. Piston hareketine bağlı olarak aşağıdaki denklemler yazılabilir [1].

$$d^3 Z_* / dt_*^3 + D_* d^2 Z_* / dt_*^2 + B_* dZ_* / dt_* + K_* Z_* = 0 \quad (2.118)$$

burada boyutsuz değişken olarak

$$t_* = t (AP_0 / M_p L)^{1/2} \quad (2.119)$$

$$B_* = k + KL / (AP_0) \quad (2.120)$$

$$K_* = D_* (1 + KL / (AP_0)) \quad (2.121)$$

$$D_* = (1 - k) (\bar{h}A_g T_0) / (LAP_0) (M_p L / (AP_0))^{1/2} \quad (2.122)$$

$$Z_* = Z / Z_0 \quad (2.123)$$

kullanılır. Bu formülasyonda kullanılan diğer parametreler : L silindir iğerisindeki gazlı kısmın uzunluğu, A silindir kesit alanı ve k gazın  $c_p / c_v$  oranıdır. Bunlar ısıl iletkenlik ile karıştırmamalıdır. Üç rejim üzerine odaklanırsak :

i)  $h = 0$  olduğu tersinmez ve adyabatik limitte,  $D_* = K_* = 0$

$$d^2 Z_* / dt_*^2 + B_* Z_* = \text{Sabit} \quad (2.124)$$

Bu durumda hareket Şekil 2.8b' de gösterilen sinüsel eğridir. İdeal gaz adyabatik ve tersinir olarak genişler ve daralır. Sönümlenmenin olmadığı komple bir sistemde ideal gazın tersinmezliğide yoktur .

ii) Tersinir ve izotermal limit,  $h \rightarrow \infty$  giderken gerçekleşir. Böylece  $(D_* , K_*) \rightarrow \infty$  gider. Bu limitte hareket denklemi tekrar sönümsüz salınım gibidir.

$$d^2 Z_* / dt_*^2 + (1 + KL / (AP_0)) Z_* = 0 \quad (2.125)$$

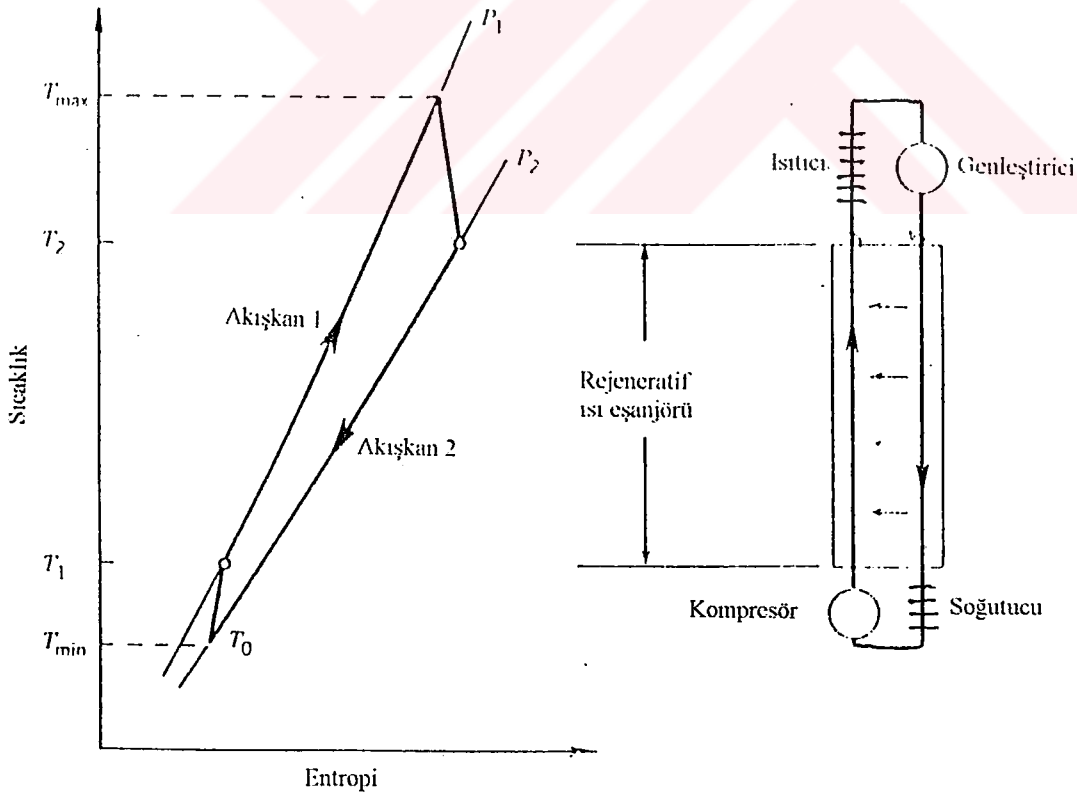
Bu harekete bir örnek Şekil 2.8c' de gösterilmiştir. Sistemde tersinmezliğin olmaması yüzünden salınım tekrar sönümlüdür.

iii)  $h$ ' ın sonlu olduğu sistemler ' termal sönüm' olarak adlandırılır. Çünkü salınım Denklem (2.118) sönümlü mekanik salınımların bütün görüntülerine sahiptir. Şekil 2.8d' de Denklem (2.125)' in sayısal çözümü gösterilmiştir. Bu durumda sönümleme etkisi yukarıdaki i ve ii şıklarında gösterilen limitlerin tam kalkması ile ortaya çıkar. Sürtünme etkisinin yok olması ile iii rejimindeki tek tersinmezlik mekanizmasında sonlu  $(T - T_0)$  sıcaklığına karşı  $Q_0$  ısı transferi oluşur.

Sistemi bir bütün olarak kabul edilirse ısı transferi tersinmezliğinin etkisi, sürtünmeye dayalı tersinmezliklerin etkisi ile nicel olarak aynıdır. Bu örnekte bu etki sönümlenme olarak tanımlanır. Buna rağmen termodinamik dizaynda bu mesaj önemlidir ve bütün tersinmezliklerin etkisi kayıp exerjiye sebep olduğu için her zaman aynıdır [1].

### 3. DENGELENMİŞ KARŞIT AKIŞLI ISI EŞANJÖRLERİ

Bu bölümde, ısı eşanjörlerinin tersinmezlik azaltım problemleri ve sistem parçalarının karmaşıklık dereceleri konusu araştırılacaktır. Isı eşanjörler, farklı sıcaklıklardaki iki veya daha fazla akışkanlar arasında belirlenmiş ısı miktarının transferini yapan aparat ve cihazlara denir. Bu tanım tam anlamı ile doğru değildir. Örnek olarak güç ve soğutma çevrimlerinde ısı eşanjör parçaları, mümkün olan enaz tersinmezlik için çevrimdeki parçaların birbirleri ile ilişkisine imkan sağlanır.



Şekil 3.1 : Karşıt akış ısı eşanjörlü Brayton çevrimli ısı motoru [5].

Yukarıdaki gözlemler ışığında, Şekil 3.1' de gösterilen karşıt akış ısı eşanjörlü Brayton çevrimli ısı motorunu düşünelim.

Çevrimdeki yüksek sıcaklıklı bölüm ( ısıtıcı + genleştirici ) ile düşük sıcaklıklı bölüm ( soğutucu + kompresör ) birbirleri ile ilişkilendirilerek düşük basınçlı akışkan yüksek basınçlı akışkana dönüştürülür [1]. Burada en etkili iletişimi kurabilmek için ;

- i ) Karşıt akışlı ısı eşanjöründe basınç düşüşü olmamalıdır,
- ii ) Buhar ısıtıcıdan mümkün oldukça sıcak çıkmalı ve genleştirici çıkışında da mümkün oldukça sıcak olmalıdır.
- iii ) Soğutucu içindeki akışkan kompresör çıkışındaki kadar soğuk olmalıdır.

### 3.1 İdeal Limit

Küçük  $\Delta P_s$  ve  $\Delta T'$  nin ideal limitlerinde dengelenmiş karşıt akışlı ısı eşanjörlerini düşündüğümüzde ısı transferi ve akışkan akışı tersinmezliği arasındaki ilişki daha fazla görülür hale gelir. Dengenin anlamı akış oranı kapasitesinin ısı transfer yüzeyinin her iki tarafında da aynı olmasıdır.

$$(\dot{m}c_p)_1 = (\dot{m}c_p)_2 = \dot{m}c_p \quad (3.1)$$

Şekil 3.1' de gösterilen karşıt akışlı ısı eşanjörünü referans olarak kabul edersek, iki akışkan giriş sıcaklıkları  $T_1$  ve  $T_2$  , giriş basınçlarında  $P_1$  ve  $P_2$  olarak yazarsak tüm ısı eşanjöründe entropi üretim oranı :

$$S = S(T, P) \quad (3.2)$$

$$dS = (\partial S / \partial T)_P dT + (\partial S / \partial P)_T dP \quad (3.3)$$

$$dS = c_p (dT / T)_{1, dış} + R (dP / P)_{1, dış} \quad (3.4)$$

$$\dot{S}_{gen} = \dot{m} (s_2 - s_1) \quad (3.5)$$

$$\dot{S}_{gen,1} = (\dot{m}c_p)_1 \ln (T_{1,dış} / T_1) - (\dot{m}R)_1 \ln (P_{1,dış} / P_1) \quad (3.6)$$

$$\dot{S}_{gen,2} = (\dot{m}c_p)_2 \ln (T_{2,dış} / T_2) - (\dot{m}R)_2 \ln (P_{2,dış} / P_2) \quad (3.7)$$

$$\dot{S}_{gen} = \dot{S}_{gen,1} + \dot{S}_{gen,2} \quad (3.8)$$

$$\dot{S}_{gen} = (\dot{m}c_p)_1 \ln(T_{1,dış}/T_1) - (\dot{m}R)_1 \ln(P_{1,dış}/P_1) + (\dot{m}c_p)_2 \ln(T_{2,dış}/T_2) - (\dot{m}R)_2 \ln(P_{2,dış}/P_2) \quad (3.9)$$

Burada çalışan akışkan sabit özgül ısı ideal gaz olarak alınmıştır. Çıkış sıcaklıkları  $T_{1,dış}$  ve  $T_{2,dış}$ , ısı eşanjörü etkinliği kavramından hareketle hesaplanır. Bu örnekte  $(\dot{m}c_p)_1 = (\dot{m}c_p)_2$ , böylece etkinlik basit olarak ;

$$\varepsilon = (T_1 - T_{1,dış}) / (T_1 - T_2) = (T_{2,dış} - T_2) / (T_1 - T_2) \quad (3.10)$$

$(1 - \varepsilon) \ll 1$  alınırsa ve her akıştaki basınç düşüşü mutlak basınça göre yeterli derecede küçük ise, entropi üretim oranı boyutsuz olarak ;

$$N_s = (1 - \varepsilon) (T_2 - T_1)^2 / T_1 T_2 + R / c_p ((\Delta P / P)_1 + (\Delta P / P)_2) \quad (3.11)$$

burada  $N_s$  entropi üretim sayısıdır [1].

$$N_s = \dot{S}_{gen} / (\dot{m}c_p) \quad (3.12)$$

Yukarıdaki denklemler açıkça göstermektedir ki bütün entropi üretim oranı  $N_s$  tersinmezliğin iç kaynağı olan akışkan - akışkan ısı transferi ( $T_2 - T_1$ ), birinci akışkanda basınç düşüşü  $\Delta P_1$  ve ikinci akışkanda basınç düşüşü  $\Delta P_2$ ' nundağılımlarının bir sonucudur. Katı bir duvar arasından akan iki akışkanın konveksiyonla ısı transferi için aşağıdaki ifadeyi yazabiliriz. Burada duvarın ısı direnci ihmal edilebilir [4].

$$1 / \bar{h}A_1 = 1 / \bar{h}_1 A_1 + 1 / \bar{h}_2 A_2 \quad (3.13)$$

$A_1$  ve  $A_2$ , her iki akışkanın ısı transfer yüzey alanı ve  $h_1$  ve  $h_2$  ısı transfer katsayısıdır. Denklem (3.13) sol tarafındaki  $h$ ,  $A_1$  alanındaki bütün ısı transfer katsayısıdır.

Termal resistans ;

$$1 / N_{tu} = 1 / N_{tu,1} + 1 / N_{tu,2} \quad (3.14)$$

burada  $N_{tu}$  ısı transfer birimlerinin sayısıdır.

$$N_{tu} = \bar{h}A_1 / (\dot{m}c_p) \quad (3.15)$$

$$N_{tu,1} = \bar{h}_1 A_1 / (\dot{m}c_p) \quad (3.16)$$

$$N_{tu,2} = \bar{h}_2 A_2 / (\dot{m}c_p) \quad (3.17)$$

Dengelenmiş karşıt akışlı ısı eşanjöründe,  $\varepsilon$  ( $N_{tu}$ ) ilişkisi basit olarak,

$$\varepsilon = N_{tu} / (1 + N_{tu}) \quad (3.18)$$

küçük  $\Delta T$  akışkan - akışkan sıcaklık farkı limitlerinde ( $\varepsilon \rightarrow 0$ ),

$$(1 - \varepsilon) = 1 / N_{tu} \quad (3.19)$$

'dır. İdeal ısı eşanjör limitlerinde, entropi üretim sayısı  $N_s$  aşağıdaki gibi dört terime ayrılır [1].

$$N_s = N_{s,1} + N_{s,2} \quad (3.20)$$

$$N_s = \tau^2 / N_{tu,1} + (R / c_p)(\Delta P / P)_1 + \tau^2 / N_{tu,2} + (R / c_p)(\Delta P / P)_2 \quad (3.21)$$

İdeal limit analizinde, entropi üretim sayısı sistem parçalarının herbirinin tersinmezlik dağılımlarından elde edilir. Yukarıdaki Denklem (3.21)' in sağdaki ilk terimi ısı transfer yüzeyi  $N_{s,1}$ ' in 1 nolu bölgesindeki tersinmezlik dağılımını gösterir.  $\tau^2$ ,  $T_1$  ve  $T_2$  sıcaklık parametrelerinin kısaltılmış şeklidir [1].

$$\tau^2 = (T_2 - T_1)^2 / T_1 T_2 \quad (3.22)$$

$N_{s,1}$  ve  $N_{s,2}$  entropi üretim sayıları aynı analitik forma sahiptir. Böylece bunlardan birisinin minimizasyonu sağlanabilirse aynı yöntem ile diğerinde minimizasyonu sağlanır.  $N_{s,1}$ ' in formu ısı transferi ve akışkan sürtünmesi dağılımı ile ısı eşanjör kanallarının geometrik şekillerine bağlıdır. Bu bağlantı  $N_{s,1}$ ' in incelik oranı ( $4L / D_h$ ) şeklinde yeniden yazılması ile daha açık hale gelir [1].

$$N_{s,1} = \tau^2 / N_{tu,1} + (R / c_p)(\Delta P / P)_1 \quad (3.23)$$

$$N_{tu,1} = (4L/D_h)_1 St \quad (3.24)$$

$$N_{s,1} = \tau^2 / (4L / D_h)_1 St + (R / c_p)(\Delta P / P)_1 \quad (3.25)$$

Sürtünme faktörü ( $f$ ) ve kütle hız ( $G$ ) denklemleri yardımı ile  $N_{tu,1}$  denklemindeki  $(\Delta P / P)_1$  oranı yerine konularak :

$$g_1 = G_1 / (2\rho P_1)^{1/2} \quad \Rightarrow \quad G_1 = g_1 (2\rho P_1)^{1/2} \quad (3.26)$$

$$f = (\rho D_h) / (2G^2) (dP / L) \quad \Rightarrow \quad f = (\rho D_h) / (4g_1^2 \rho P_1) (dP / L) \quad (3.27)$$

$$(dP / P_1) = f g_1^2 (4L / D_h) \quad (3.28)$$

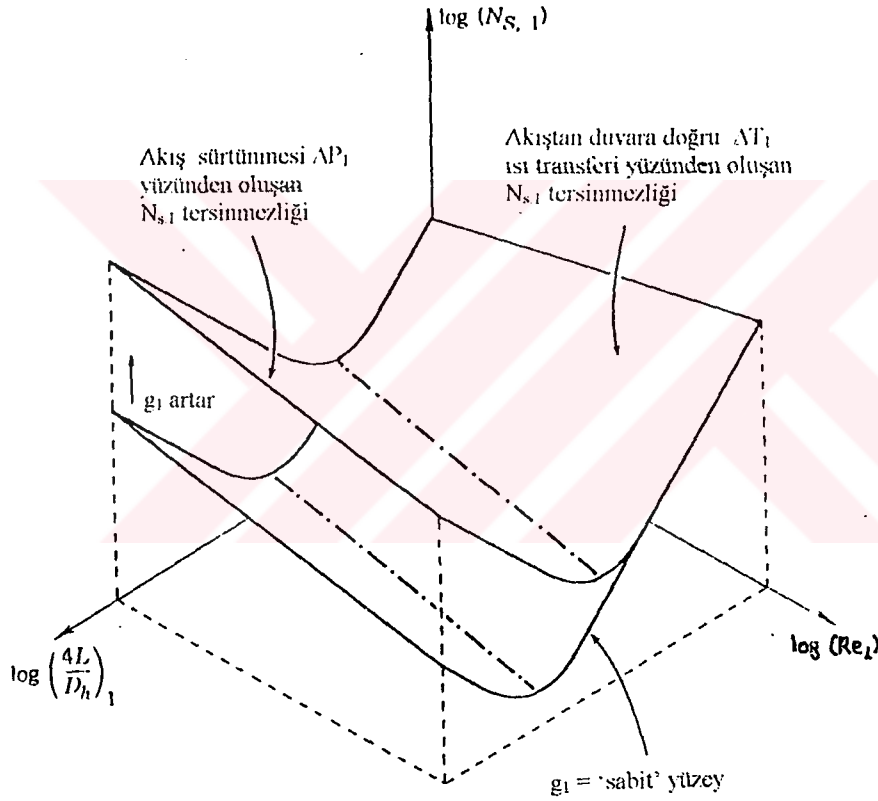
Yukarıdaki  $N_{s,1}$  denkleminde  $(-dP / dx)$  teriminin yerine açık ifadesini yazarsak ;

$$N_{s,1} = \tau^2 / St_1 (D_h / 4L)_1 + (R / c_p) f g_1^2 / (4L / D_h)_1 \quad (3.29)$$

burada  $f_1$  ve  $St_1$  , Denklem (2.20) ve Denklem (2.21) aşağıdaki gibi tanımlanır [1].

$$f_1 (Re)_1 = (\rho D_{h,1}) / (2G_1^2) (dP_1 / L_1) \quad (3.30)$$

$$St_1 (Re_1 , Pr) = h_1 / (c_p G_1) \quad (3.31)$$



Şekil 3.2 :  $(4L / D_h)$  ,  $g_1$  ve  $Re_1$  ' in bir fonksiyonu olarak ısı eşanjör yüzüğindeki entropi üretim sayısı [1].

$N_{tu,1}$  - St ilişkisi

$$N_{tu,1} = (4L / D_h)_1 St_1 \quad (3.32)$$

$g_1$  boyutsuz kütle hız olarak tanımlanır ve

$$g_1 = G_1 / (2\rho P_1)^{1/2} \quad (3.33)$$

Denklem (3.33)' de ifade edilen  $(4L / D_h)_1 St_1$ , incelik oranıdır. İncelik oranı  $N_{s,1}$  denkleminin her iki ifadesinde zıt etkiler yapar. Kütle hızı ve Reynolds sayısı sabit alındığında, minimum entropi üretim oranı için optimum incelik oranı ;

$$(4L / D_h)_{1,opt} = \tau / (g_1 (R f_1 St_1 / c_p)^{1/2}) \quad (3.34)$$

$$N_{s,1,min} = 2 \tau (R / c_p)^{1/2} g_1 (f_1 / St_1)^{1/2} \quad (3.35)$$

Isı eşanjör yüzeyindeki entropi üretim sayısı aşağıdaki Şekil 3.2' de gösterilmiştir. Minimum entropi üretim oranı  $g_1$  ile orantılıdır.

### 3.2 Alan Kısıtı

Isı eşanjör yüzeyindeki tersinmezlik parametreleri iki tipe dayanır.

$\tau$	$R / c_p$	$Pr$
$(4L / D_h)$	$Re_1$	$g_1$

Yukarıdaki birinci sıra, çalışan akışkanın ve kanal içi durumunun seçiminde kullanılan parametreleri içerir. İkinci sıra, ısı eşanjör kanallarının boyutları ve geometrik özelliklerini içeren parametrelerden oluşur. Önemli bir kısıt, ısı eşanjör yüzeyi alanı  $A_1$  ' dir. Sabit alanda tersinmezliğin azaltılması önemlidir çünkü ısı eşanjör yüzeyinin yapım maliyeti, ısı eşanjörün fiyatının en önemli parçasıdır.

Boyutsuz formda sabit alan aşağıdaki şekilde yazılabilir [1].

$$a_1 = A_1 / m (2\rho P_1)^{1/2} \quad (3.36)$$

Burada  $a_1$ , 1 nolu ısı eşanjör yüzeydeki boyutsuz alandır. Bu daha basit şekilde ;

$$a_1 g_1 = (4L / D_h)_1 \quad (3.37)$$

yazılır.  $N_{s,1}$  ' in minimizasyonu için iki serbestlik derecesi  $g_1$  ve  $Re_1$  ' e göre ;

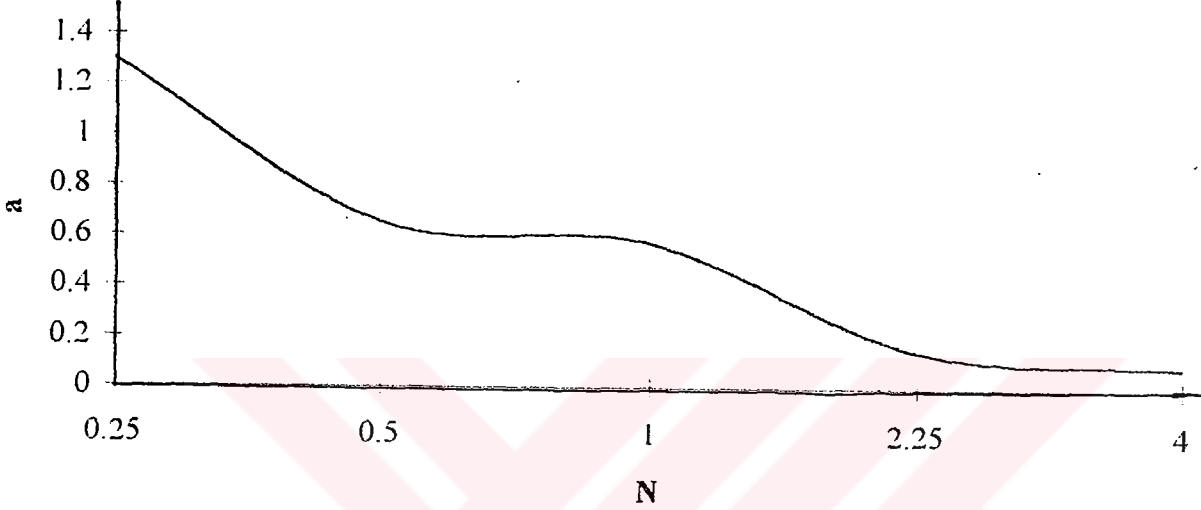
$$N_{s,1}(g_1, Re_1) = \tau^2 / (a_1 g_1 St_1) + (R / c_p) a_1 f_1 g_1^3 \quad (3.38)$$

Minimum entropi üretim sayısı Reynolds sayısındaki optimum kütle hızına bağlı olarak;

$$g_{1, \text{opt}} = (\tau^2 / ((3R / c_p) a_1^2 f_1 St_1))^{1/4} \quad (3.39)$$

$$N_{s, 1} = (256 \tau^6 (R / c_p) f_1 / (27 a_1^2 St_1^3))^{1/4} \quad (3.40)$$

yazılır [1]. Minimum entropi üretim sayısı,  $a_1^{-1/2}$  gibi değişir. Böylece ısı eşanjörünün termodinamik iyiliği, her bölümün dizaynında daha fazla alan incelenerek elde edilir.



Şekil 3.3 : Sabit akışkan özellikli bir ısı eşanjöründe kanal alanının değişiminin entropi üretim sayısına oranı

Yukarıdaki problem istenen tersinmezlik derecesinde daha az pahalı bir dizayn yapabilmek için ters yönden incelenir. Denklem (3.39) nolu denklemde  $a_1$  yerine  $a_{1, \text{min}}$  ve  $N_{s, 1}$  yerine  $N_{s, 1, \text{min}}$  konularak aşağıdaki denklem bulunur.

$$N_{s, 1, \text{min}} = (256 \tau^6 (R / c_p) f_1 / (27 a_{1, \text{min}}^2 St_1^3))^{1/4} \quad (3.41)$$

$$a_{1, \text{min}}^2 = 1 / N_{s, 1, \text{min}}^2 (256 \tau^6 (R / c_p) f_1 / (27 St_1^3))^{1/2} \quad (3.42)$$

Sonuçta minimum alan  $(1 / N_{s, 1, \text{min}}^2)$  şeklinde değişir.

### 3.3 Hacim Kısıtı

Sabit hacim kısıtı, ısı eşanjörünün konulacağı yerin ticari olarak pahalı olduğu uygulamaları için çok önemlidir. Örnek olarak havacılık ve denizcilik sektöründe

kullanılan güç üreteçlerinde hacim kısıtlıdır. Boyutsuz sabit hacim kısıtı aşağıdaki şekilde yazılabilir [1].

$$v_1 = V_1 8P_1 / (v m) \quad (\text{sabit}) \quad (3.43)$$

burada  $V_1$ , 1 yönündeki boru akış kanallarının hacmini gösterir.  $V_1$ , kanal uzunluğu  $L_1$  ile karşıt akış alanı  $A_1$  'in çarpımından oluşur.

$$v_1 g_1^2 = (4L / D_h)_1 Re_1 \quad (3.44)$$

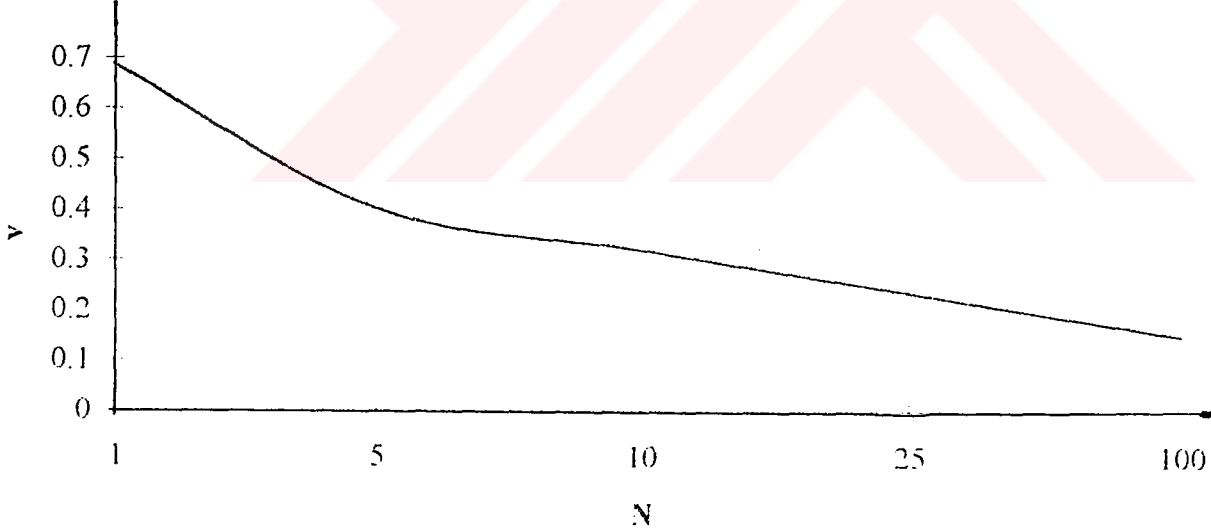
$N_{s,1}$  ifadesi  $g_1$  ve  $Re_1$  şeklinde ifade edilirse ;

$$N_{s,1} = \tau^2 Re_1 / (v_1 g_1 St_1) + (R / c_p) (v_1 f_1 g_1^4 / Re_1) \quad (3.45)$$

Reynolds sayısı gözönüne alınarak optimum kütle akış oranı ve bununla sorumlu minimum tersinmezlik :

$$g_{1,opt} = (\tau^2 Re_1^2 / (2 (R / c_p) (v_1^2 g_1 St_1)))^{1/6} \quad (3.46)$$

$$N_{s,1,min} = (27 \tau^4 (R / c_p) Re_1 f_1 / (4 v_1 St_1^2))^{1/3} \quad (3.47)$$



Şekil 3.4 : Sabit akışkan özellikli bir ısı eşanjöründe kanal hacminin değişiminin entropi üretim sayısına oranı

Minimum tersinmezlik,  $v_1^{-1/3}$  'e orantılı olarak düşer. Akış kanalının boyu uzadıkça akışın, kanalı geçme süreside artar. Sabit bir entropi üretim oranında

minimum hacmi bulabilmek için Denklem (3.46)' da,  $v_1$  yerine  $v_{1, \min}$  ve  $N_{s, 1}$  yerine  $N_{s, 1, \min}$  konularak elde edilir.

$$v_{1, \min} = (1 / N_{s, 1, \min}^3) (27 \tau^4 (R / c_p) Re_1 f_1 / (4 St_1^2)) \quad (3.48)$$

Diğer bir değişle minimum hacim  $(1 / N_{s, 1})^3$  kuvvetine göre değişir. Bu iki sonuç kısım kısım incelendiğinde,

$$\text{minimum alan} \approx l^2$$

$$\text{minimum hacim} \approx l^3$$

orantılıdır. Burada  $l$ ,  $N_{s, 1}$  için farklı bir notasyondur. Bu iki sonuç ifade eder ki;  $l$  bu formülasyonda, ısı eşanjör yüzeyinin 1 nolu kenarında boyutsuz lineer boyut rolü oynar. Böylece ısı eşanjörlerini daha verimli kılabilmek için yeterli boyutta tasarımlar yapılmalıdır.

### 3.4 Birleştirilmiş Alan ve Hacim Kısıtı

Isı eşanjör kanallarının  $A_1$  alanı ve  $V_1$  hacmi sabitlendiği zaman, termodinamik optimizasyon prosedürleri için sadece bir selbestlik derecesi vardır.

$$N_{s, 1} = \tau^2 v_1 / (a_1^2 St_1 Re_1) + (R / c_p) (a_1^4 f_1 Re_1^3) / v_1^3 \quad (3.49)$$

burada tek değişken olan  $Re_1$ ,  $N_{s, 1}$ ' in değerini hem direkt hemde  $St_1$  ve  $f_1$  yoluyla etkiler. Bazı dizaynlarda  $St_1$  ve  $f_1$ ,  $Re_1$ ' in değişimlerine pek hashas değildir ( örnek olarak pürüzlü çepherli borularda, yeteri derecede yüksek reynolds sayılarında )

Bu durumda

$$Re_{1, \text{opt}} = v_1 / a_1^{3/2} (\tau^2 / (3 (R / c_p) St_1 f_1))^{1/4} \quad (3.50)$$

elde edilir [1].

### 3.5 $N_{tu}$ Kısıtı

Çalışma noktası kavramı ısı eşanjörünün, ısı transfer ünitelerindeki bütün entropi üretim sayıları ( $N_{tu}$ ), kapasite akış oranları ( $\omega = (mcp)_1 / (mcp)_2$ ) ve akış

şekli ( karşıt akış, çapraz akış ) gibi çalışma şartlarını belirler. Etkinlik ;  $N_{tu}$  ,  $\omega$  ve akış şeklinin bir fonksiyonudur.

İki akışlı bir ısı eşanjöründe ( sonlu  $\Delta T$  ,  $\Delta P_s$  ve belirsiz akış şeklinde ), entropi üretim oranı Denklem (3.9)' da verilmiştir ve burada sağdaki ilk iki terim ısı transfer tersinmezliği için geçerlidir [1].

$$N_s = \dot{S}_{gen} / ( \dot{m}c_p )_2 \quad (3.51)$$

$$N_{s, \Delta T} = \dot{S}_{gen, \Delta T} / ( \dot{m}c_p )_2 \quad (3.52)$$

Denklem (3.9)' ı boyutsuz olarak aşağıdaki şekilde yazabiliriz.

$$N_s = N_{s, \Delta T} + N_{s, \Delta P1} + N_{s, \Delta P2} \quad (3.53)$$

$$N_s = N_{s, \Delta T} + ( -\omega(R / c_p )_1 \ln ( 1 - \Delta P_1 / P_1 ) ) + ( -(R / c_p )_2 \ln ( 1 - \Delta P_2 / P_2 ) ) \quad (3.54)$$

burada  $N_{s, \Delta P1}$  ve  $N_{s, \Delta P2}$  , ısı eşanjör yüzeğinin iki tarafında oluşan basınç düşüsü tersinmezlik dağılımıdır. Isı transfer entropi üretim sayısı  $N_{s, \Delta T}$  bu durumda birleştirilir. Çünkü bu,  $\varepsilon$ ,  $\omega$  ve akış şeklinin bir fonksiyonudur. İdeal limitlerde ( küçük  $\Delta T$  ve  $\Delta P_s$  ) dengeli karşıt akışlı ısı eşanjör durumunda  $N_{s, \Delta T}$  ' nin oluşturduğu bu özel form Denklem (3.11)' nin sağ tarafındaki ilk ifadesi veya Denklem (3.21)' in birinci ve üçüncü terimlerinin özeti gibidir [1].

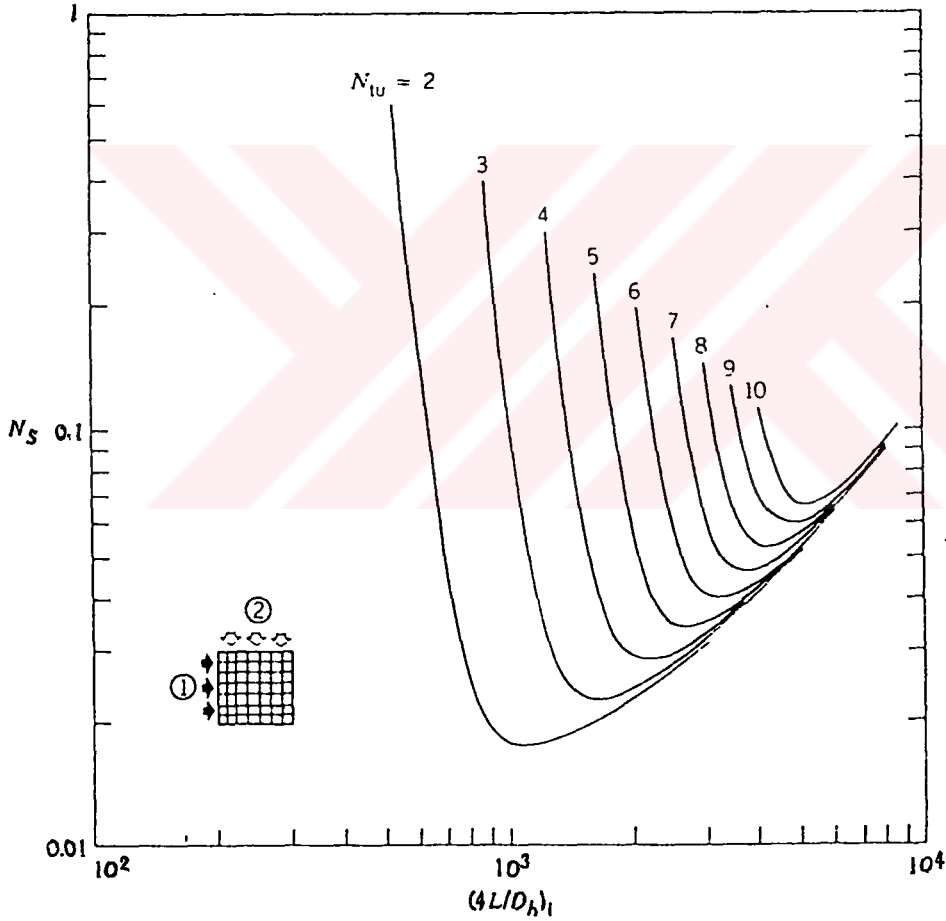
Tablo 3.1 : Sabit bütün  $N_{tu}$  ' lardaki ısı eşanjörlerinde basınç düşüsü tersinmezlikleri arasındaki ilişki [1].

$\Delta(4L/D_h)_1 \rightarrow$	$\Delta(N_{tu, 1}) \rightarrow$	$\Delta(N_{tu, 2}) \rightarrow$	$\Delta(4L/D_h)_2$	$\Delta(N_{s, \Delta T1}) \rightarrow$	$\Delta(N_{s, \Delta P2})$
(+)	(+)	(-)	(-)	(+)	(-)
(-)	(-)	(+)	(+)	(-)	(+)

Sonuçta, ısı eşanjörlerinin bütün tersinmezlikleri  $N_s$  , iki akışkan akışlı tersinmezliklerin  $N_{s, \Delta P1} + N_{s, \Delta P2}$  sayısını değiştirir. Bu iki akış durumu,  $N_{tu}$  kısıtına

doğru birleşir ve bu durumda  $N_s$ ' in minimumu için akış kanalı incelik oranının optimum paylaşımı oluşur. Bu optimumun varlığı Tablo 3.1' de miktarsal olarak gösterilmektedir. Burada  $\Delta( )$  gösterilen miktarın değişim işaretini gösterir. Bu tablonun okunması soldan sağa doğrudur.

Termodinamik optimum için bu araştırma çapraz akışta, belirli ısı eşanjör yüzeyi için sayısal olarak yapılmıştır. Bu çalışmanın örneği Şekil 3.3' de tekrar yapılmıştır. Bütün  $N_{tu}$  kısıtı V - şekilli eğrilerilerin herbirinde listelenmiştir.  $N_{tu}$  artarken, yüzeyin bir kenarındaki optimum incelik oranında artar.



Şekil 3.5 : Sabit bütün  $N_{tu}$  'lardaki entropi üretim sayısının minimizasyonu ( burada  $\omega = 0.5$  olduğu sıkıştırılmış çapraz akışlı ısı eşanjörlerinde, iç sıcaklık oranı  $T_1 / T_2 = 0.8$  ' dir. ) [1]

#### 4. İHMAL EDİLEBİLİR BASINÇ DÜŞÜLÜ TERSİNMEZLİKLİ ISI EŞANJÖRLERİ

Bu konuda Denklem (3.54)' ün genel ifadesinde  $N_{s, \Delta P}$  ifadesinin ihmal edilebileceği limitlere yakın değerleri alacağız.

$$N_s \cong N_{s, \Delta T} \quad (4.1)$$

Literatürlerde bu limitlere bağlı olan değerler paradoks bir sonuç çevresinde toplanır bu sonuç mevcut ısı eşanjörlerinin tersinmezlikleri hem  $\varepsilon \rightarrow 1$  hemde  $\varepsilon \rightarrow 0$  giderken azalır. Bu paradoks ilk kez 1980 yılında Profesör Tribus ' un MIT' te verdiği Termoeconomics dersinde yayınlanmış bir araştırmadır.

Maksimum entropi paradoksunu tekrar düşündüğümüzde mühendislik parçalarının optimizasyonunda termodinamik yalıtım prensiplerinin önemi tekrar ortaya çıkar. Dengeli karşıt akışlı ısı eşanjörünü düşünelim, ihmal edilebilir basınç düşüşü limitlerinde, entropi üretim oranı ( Denklem 3.9 ), Denklem (3.10)' daki ilk terim entropi üretim sayısı ile birleştirildiğinde ;

$$N_s = \ln (( 1 - \varepsilon (1-T_2 / T_1)) ( 1 + \varepsilon (T_2 / T_1 -1))) \quad (4.2)$$

veya Denklem 3.18' nin kullanılmasıyla  $N_s$  , iç sıcaklık oranı ve bütün  $N_{tu}$  ' ların bir fonksiyonu olarak ifade edilebilir [1].

$$N_s = (1+(T_1 / T_2 ) N_{tu} ) (1+(T_2 / T_1 ) N_{tu} ) / ( 1 + N_{tu}^2 ) \quad (4.3)$$

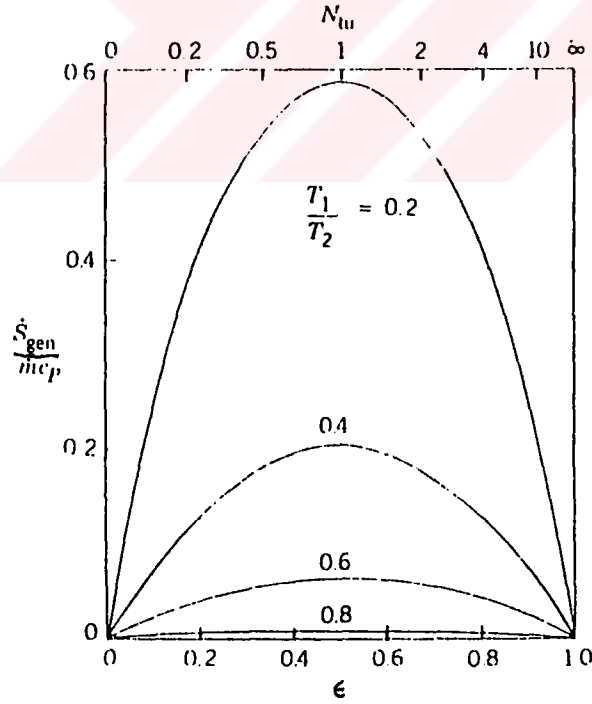
Sabit  $T_1 / T_2$  ' de  $N_s$  ' in davranışı Şekil 4.1' de gösterilmiştir. Entropi üretim sayısı,  $\varepsilon = 0$  ve  $\varepsilon = 1$  değerlerinin her ikisinde de sıfırdır. Entropi üretim sayısının maksimumu  $\varepsilon = 1/2$  veya  $N_{tu} = 1$  değerlerinde elde edilir. Maksimum entropi üretim sayısı,

$$N_{s, \max} = \ln ( 1/2 + 1/4 (T_1 / T_2 + T_2 / T_1 ) ) \quad (4.4)$$

Eşanjör limitlerinde  $\varepsilon \rightarrow 1$  giderken,  $N_s$  ' in davranışı tahmin edilebilir. Buna rağmen  $\varepsilon \rightarrow 0$  giderken bu davranış tahmin edilemez. Çünkü ısı eşanjör alanı azalırken herhangi bir ısı transfer tersinmezliğinin monotonik olarak artmasını beklenir. Şekil

4.1' de gösterilen anormal davranışlar için bir fiziksel açıklama  $\varepsilon \rightarrow 0$  giderken, akışkan - akışkan sıcaklık farkı  $\Delta T$  pratik olarak sabit ve  $|T_1 - T_2|$  'ye eşittir. Diğer bir değişle  $\Delta T$ ,  $N_{tu}$  'yu etkilemez. Sonuçta  $N_{tu}$  'yu azaltan şey ve sifira yaklaşan ısı transfer alanı, iki akışkan arasındaki toplam ısı transfer oranı ve bununla birlikte ısı transfer tersinmezliğidir [1].

Genelde ısı eşanjörleri, kendi tesisatlarını oluşturan bütün parçaların tersinmezliklerinden etkilenir. Bu Şekil 4.1' de sol taraftaki düşük köşede teknik olarak doğrulanır.  $\varepsilon = 0$  ' da ısı eşanjörünün yok olma limitlerinde sıfır tersinmezlik oluşur. Buna rağmen son 200 yıl içerisinde ısı eşanjör kullanan soğutma sistemlerinde ve güç ünitelerini düşündüğümüzde,  $N_s$  ' in trendinin  $\varepsilon \rightarrow 0$  doğru yaklaştığının gözlenmesindeki hatayı görmeye başlarız. Eğer bu sistemlerde ısı eşanjörü mevcutsa ve görevini yapıyorsa kesinlikle iyidir. Buna rağmen görülmeyen bir ısı eşanjörü, ana sistemin bütün tersinmezliklerinde olumsuz bir etkiye sahip olacaktır.



Şekil 4.1 : Dendeli karşıt akışlı ısı eşanjöründe sıfır basınç düşüsü tersinmezliğinde entropi üretim oranı [2].

Çalışan ısı eşanjörlerinde eşanjöre direkt bağlanan sistem parçalarının tersinmezliklerinin etkisi gözlenerek ısı eşanjöründe dizayn değişikliği yapılır. Maksimum entropi analizinin, sistem yalıtım prensibine etkisinin nasıl olduğunu görmek için Şekil 3.1' de gösterilen güç ünitesinin minimum tersinmezlikli Brayton - çevrimini düşünelim. Burada güç ünitesi beş parçadan meydana gelir. Bunlar saat yönüne doğru aşağıdaki gibi sıralanır.

- Isıtıcı ( H )
- Genleştirici
- Rejeneratör ( R )
- Soğutucu ( C )
- Kompresör

Rejeneratör (R), dengeli karşıt akışlı ısı eşanjörüdür. Basit olarak genleştirici ve kompresör fonksiyonlarını tersinir ve adyabatik olarak düşünürsek tüm Brayton - çevrimli güç üreteçlerinde (B) entropi üretimi sadece üç parçada meydana gelir.

$$\dot{S}_{gen, B} = \dot{S}_{gen, H} + \dot{S}_{gen, R} + \dot{S}_{gen, C} \quad (4.5)$$

Bu entropi üretim oranları kapasite akış oranlarına (  $m c_p$  ) bölüldüğünde ;

$$N_{s, B} = N_{s, H} + N_{s, R} + N_{s, C} \quad (4.6)$$

entropi üretim sayılarını oluşturur [2]. Burada  $N_{s, R}$  dağılımı, Denklem (4.2) ve Denklem (4.3)' de gösterilen  $N_s$ ' dir. Kompresör ve genleştiricinin izentropik fonksiyonları, Şekil 3.1' deki T - s diyagramında dikey kısmında gösterilmiştir.

Sabit özgül ısı ideal gaz gibi modellenen çalışan akışkanla, güç ünitesinin ısı motoru verimi (  $\eta$  ) boyutsuz üç parametreye bağlıdır. Bu parametreler regeneratör etkinliği (  $\epsilon$  ), sistemdeki bütün sıcaklık oranları (  $T_{max} / T_{min}$  ) ve genleştirici veya kompresördeki mutlak sıcaklık oranıdır. Bu son oran basınç oranı ile ilişkilendirildiğinde,

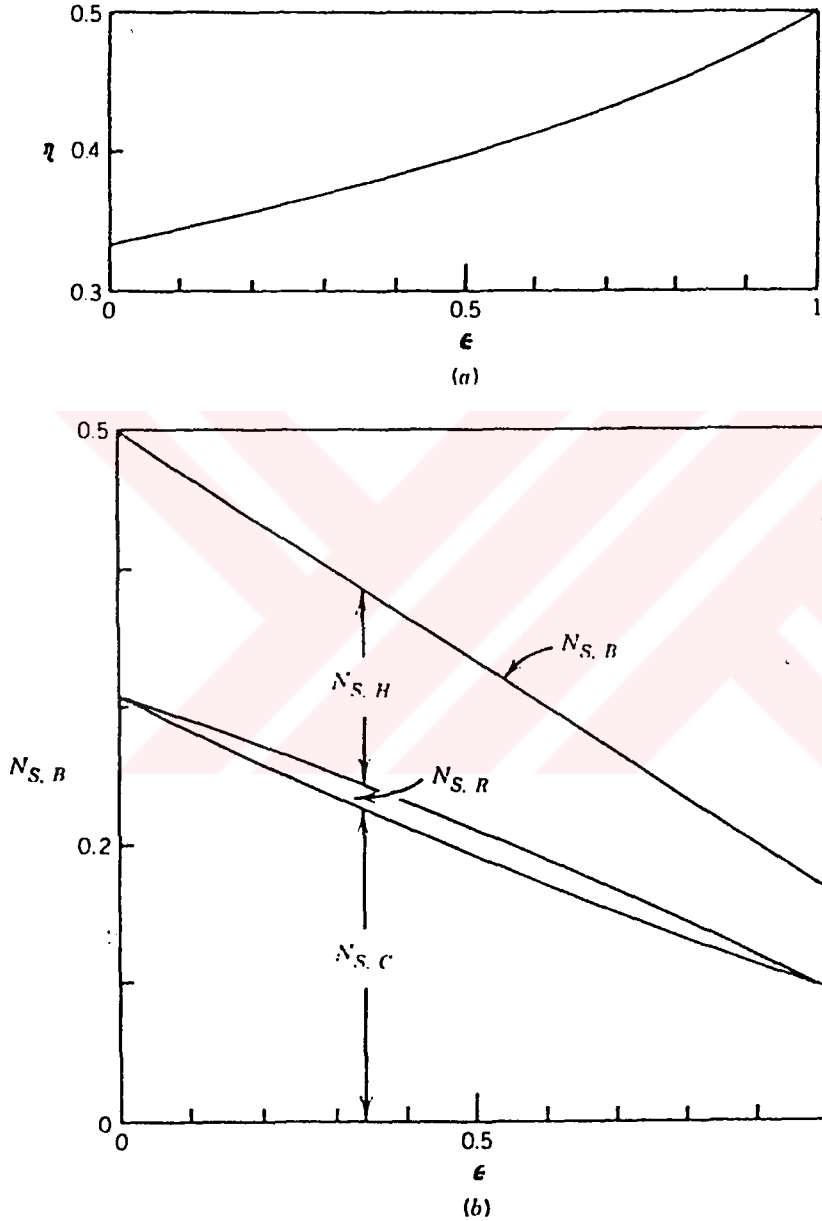
$$T_{max} / T_2 = T_1 / T_{min} = (P_1 / P_2)^{R/C_P} \quad (4.7)$$

elde edilir [2].

I. kanun verimlilik formülü aşağıdaki şekilde ifade edilir.

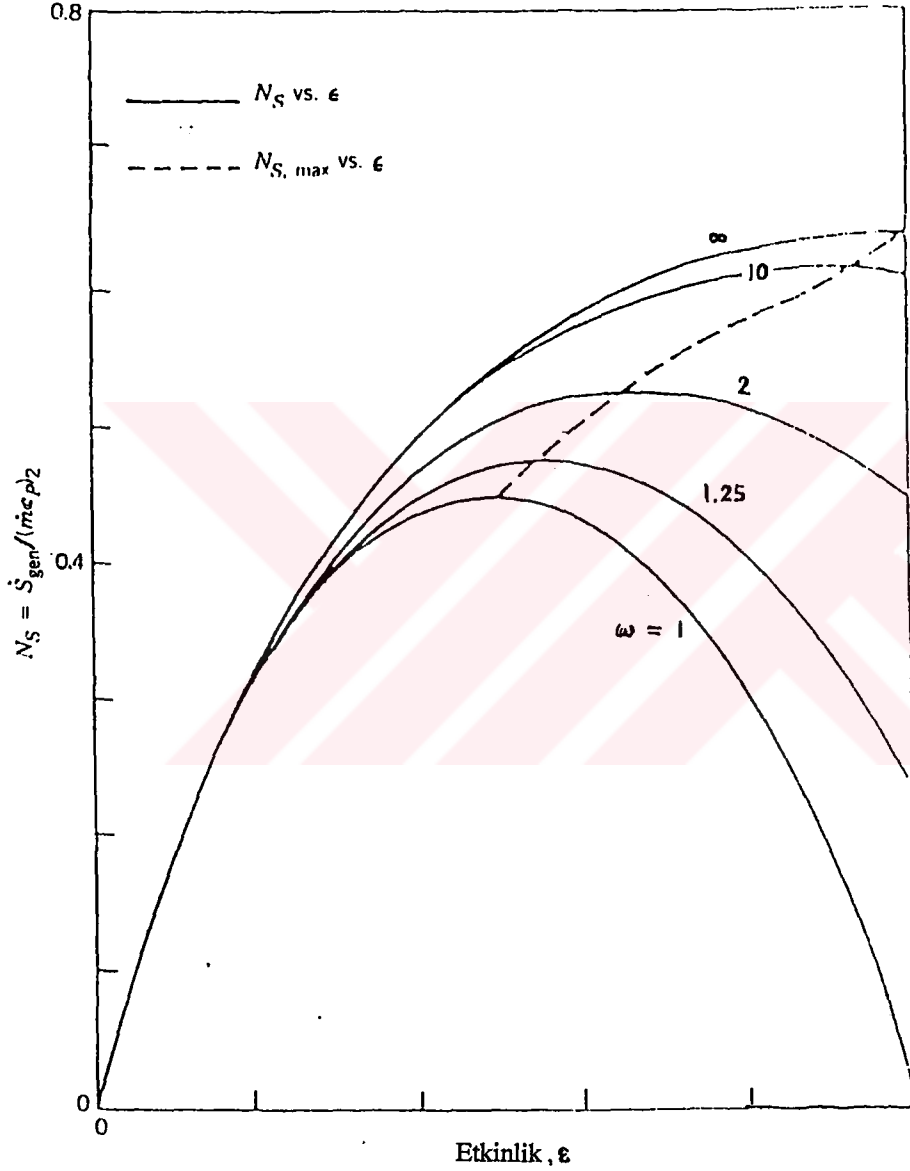
$$\eta = (r_{\text{büyük}} (1 - r_{\text{küçük}}^{-1}) - r_{\text{küçük}} + 1) / (r_{\text{büyük}} (1 - \epsilon r_{\text{küçük}}^{-1}) - (1 - \epsilon) r_{\text{küçük}}) \quad (4.8)$$

burada  $r_{\text{büyük}} = T_{\text{max}} / T_{\text{min}}$  ve  $r_{\text{küçük}} = T_{\text{max}} / T_2$  ' dir.



Şekil 4.2 : (a) Brayton - çevrimli güç üreteçi verimi ile rejeneratif karşıt akışlı ısı eşanjörünün etkinliği arasındaki birebir bağılılığı gösterir. (grafik  $r_{\text{büyük}} = 3$ ,  $r_{\text{küçük}} = 3/2$  ve  $T_1 / T_2 = 0.75$  değerlerine göre çizilmiştir.) (b) Üç ısı eşanjörü (H), (R) ve (C) arasında tersinmezlik dağılımlarını gösterir [1].

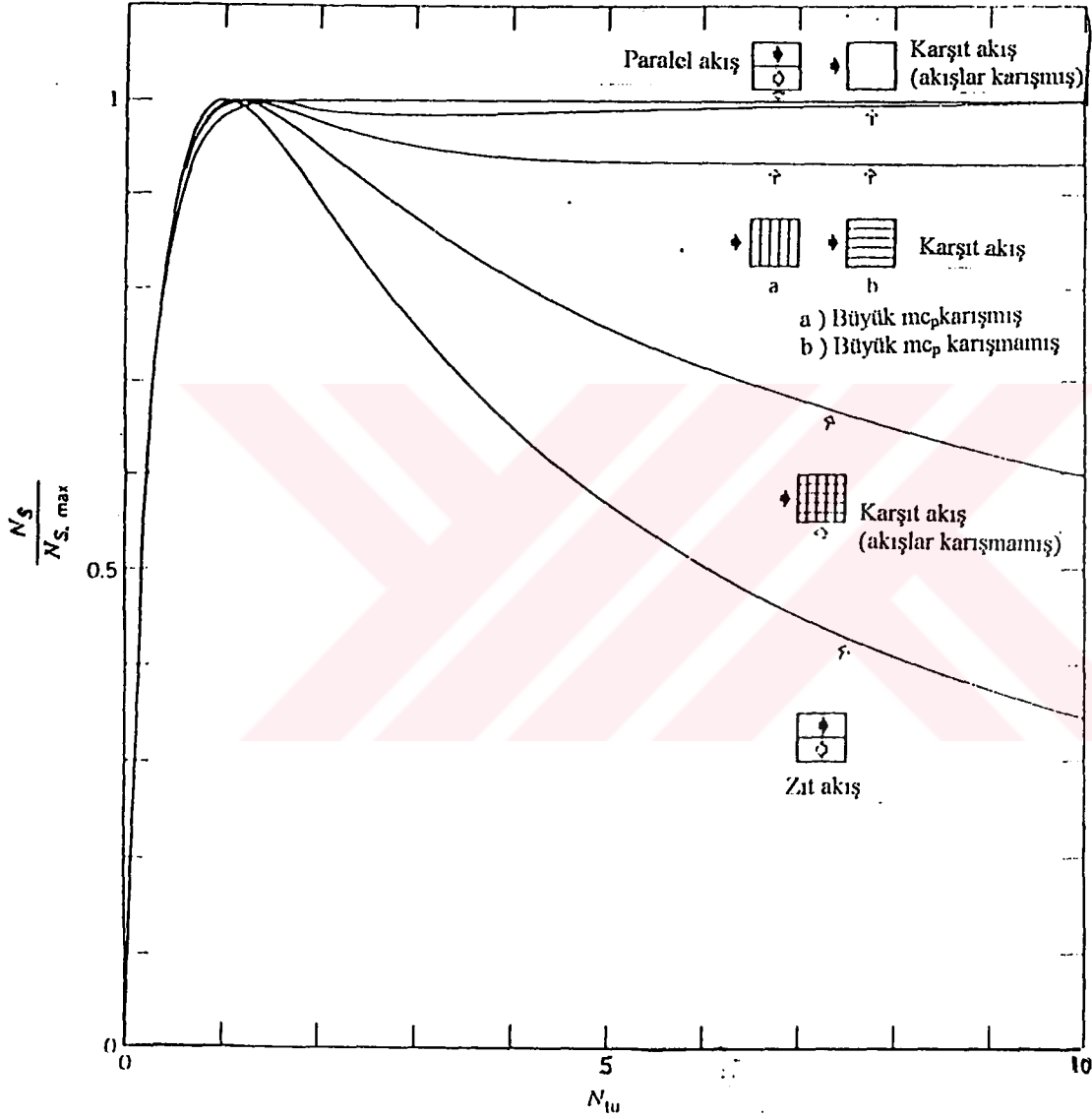
Şekil 4.2a, rejeneratörün başlangıçta umulan verim noktası ( büyük  $\epsilon$  ) her zaman güç sisteminin ulaştığı verim noktasından daha iyi olduğunu gösterir. Şekil 4.2b de ise tüm sistem tersinmezliğinin (  $N_{s, B}$  ),  $\epsilon$  artarken monotonik olarak azaldığı görülür.



Şekil 4.3 : Basınç düşüsü tersinmezliği ihmal edilerek ve  $T_1 / T_2 = 0.25$  durumunda dengeli karşıt akışlı ısı eşanjörünün tersinmezliği [1].

Şekil 4.2b, üç ısı eşanjörü (H), (R) ve (C) arasındaki  $N_{s, B}$  dağılımını gösterir. Isıtıcı entropi üretim oranı,  $T_{max}$ ' dan giriş ısısını ve ısıtılmış akışkanın çıkış sıcaklığına

eşit  $T_{max}$ ' a göre hesaplanır. Diğer bir deyişle ısıtıcı, ısı transfer ünitelerinin sonsuz sayısına sahip olduğu varsayılır. Soğutucu içinde bu model kullanılabilir. Burada soğutulmuş akışkanın çıkış sıcaklığı, soğutucunun soğuk bölümündeki  $T_{min}$  sıcaklığına eşittir.



Şekil 4.4 : Basınç düşüsü tersinmezliği ihmal edilerek değişik ısı eşanjörlerin konfigürasyonlarının tersinmezliklerinin gözlenmesi ( $T_1 / T_2 = 0.5$ ,  $\omega = 1$ ) [1].

$N_{s,H}$  ve  $N_{s,C}$  arasındaki birleşim rejeneratörün oluşturduğu tersinmezlik dağılımıdır. Bu grafik parçası  $T_1 / T_2 = 0.75$  eğrisi ile aynı temel görüntüye sahiptir.  $T_1 /$

$T_2 = 0.75$  eğrisi,  $\varepsilon = 0$  ve  $\varepsilon = 1$  de sıfır yükseklik ve  $\varepsilon = 1/2$  de maksimumu oluşturduğu Şekil 4.1' deki çizim temel alınarak çizilmiştir.  $\varepsilon$ , 1/2 değerinin altına inerken rejeneratörün yok olması, çalışan ısı eşanjörlerinde arttırımlı ısı transfer tersinmezlikleri dağılımının etkisine sahiptir. Böylece güç üreteçinin tersinmezliği birebir artar.

Isı transfer tersinmezliklerinin maksimumu, diğer ısı eşanjör konfügirasyonlarının analizlerinde, dengeli karşıt akışlı ısı eşanjörleri için gösterilecektir. Örnek olarak, Sarangi ve Chowdhury  $(mc_p)_1 \neq (mc_p)_2$  olduğu zaman dengesiz karşıt akışlı ısı eşanjörlerini bulmuşlardır. Bu sonuç Şekil 4.3' de gösterilmiştir. Buradaki  $N_s$  iki kapasite oranından küçüğü  $(mc_p)_2$  temel olarak alınmıştır. Sekulic ve Baclic karşıt akışlı ve çapraz akışlı ısı eşanjörleri için maksimum ısı transfer tersinmezliğini bulmuşlar ve hatta paralel akışlı ısı eşanjörlerinde  $\varepsilon = 1$  değerinde içinde maksimum ısı transfer tersinmezliğini hesaplamışlardır. Basınç düşüştü tersinmezliği ihmal edilebilen çapraz akışlı ısı eşanjörlerinin tersinmezliklerinde, maksimum tersinmezlik Şekil 4.4' de gösterilmiştir. Burada her konfügirasyondaki  $N_s$  değeri maksimum  $N_s$  değerine bölünerek ifade edilmiştir.

## 5. AKIŞ DENGESİZLİKLERİ TERSİNMEZLİĞİ

Bu bölümde dengelenmiş karşıt akışlı ısı eşanjörler üzerine yapılan çalışmalara ve mükemmel dizayna ulaşmak için yapılan çalışmalara değinilecektir.

$$N_{tu} = \infty \quad \Delta P_1 = \Delta P_2 = 0 \quad (5.1)$$

İlk olarak dengesiz karşıt akışlı ısı eşanjörünü düşünelim,

$$\omega = (mc_p)_1 / (mc_p)_2 > 1 \quad (5.2)$$

burada mükemmel dizaynın anlamı  $P_{1, dış} = P_1$ ,  $P_{2, dış} = P_2$  ve  $\varepsilon = 1$ ' dir. Dengesiz karşıt akışlı ısı eşanjörleri için Denklem (3.10), (3.15) ve (3.18) ' deki etkinlik -  $N_{tu}$  ilişkisi genel haliyle aşağıdaki şekli alır.

$$N_{tu} = \bar{h}A_1 / (\dot{m}c_p)_2 \quad (5.3)$$

$$\varepsilon = \omega (T_1 - T_{1, dış}) / (T_1 - T_2) = (T_{2, dış} - T_2) / (T_1 - T_2) \quad (5.4)$$

$$\varepsilon = (1 - \exp(-N_{tu} (1 - \omega^{-1}))) / (1 - \omega^{-1} \exp(-N_{tu} (1 - \omega^{-1}))) \quad (5.5)$$

buradaki  $(mc_p)_2$ , iki kapasiteli akış oranının küçüğüdür. Bu durumda bütün entropi üretim oranları sonlu bir değere sahiptir [1].

$$N_{s, dengesiz} = \dot{S}_{gen} / (mc_p)_2 = \ln((1 - (1/\omega)(1 - T_2/T_1))^\omega T_1/T_2) \quad (5.6)$$

Bu dengesiz tersinmezlik, dengeli karşıt akışlı tersinmezlik limitlerinde sıfıra doğru azalır. ( $\omega \rightarrow 1$ )

$$N_{s, dengesiz} \rightarrow (\omega - 1) (T_1/T_2 - 1 - \ln(T_1/T_2)) \quad (5.7)$$

Bir bölümünde faz değişimi olan iki akışlı ısı eşanjörünün dengesizlik tersinmezliği Denklem (5.6)' da gösterdiği gibi özel bir durumdur. Limit  $\omega \rightarrow \infty$  giderken 1 nolu bölgeden geçiş yapan akışta, giriş ve çıkış arasında herhangi bir sıcaklık farkı oluşmaz ( $T_{1, dış} = T_1$ ) [1].

$$N_{s, dengesiz} = T_2/T_1 - 1 - \ln(T_2/T_1) \quad (\omega = \infty) \quad (5.8)$$

$T_1/T_2$  veya  $T_2/T_1$  oranı 1 değerinden uzaklaşırsa Şekil 4.1' de gösterilen miktarlarda artar. Bu şekil analitik olarak özdeş bir ifadeye dayanılarak çizilmiştir.

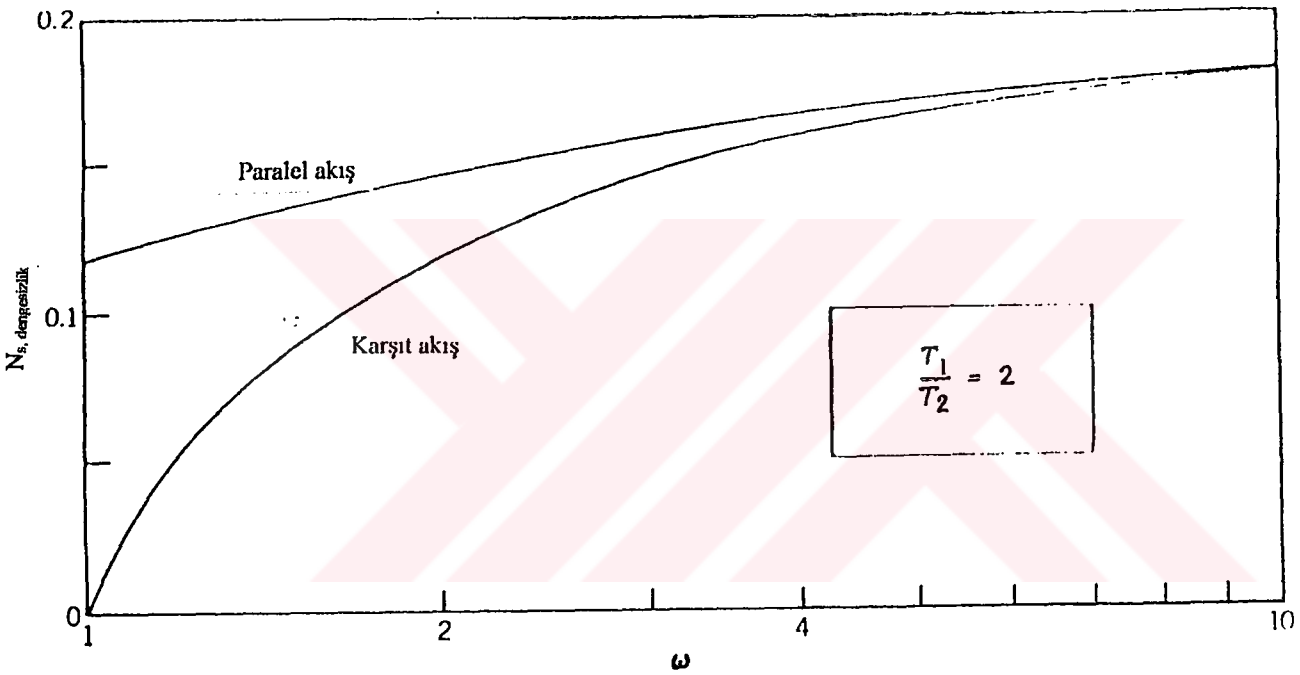
İki akışlı paralel akış ısı eşanjörlerinin dengesizlik tersinmezliği Denklem (3.9)'a benzer olarak, mükemmel dizayn durumunda Denklem (5.1) ve  $\varepsilon(\omega, N_{tu})$  ifadesi kullanılarak yazılabilir.

$$\varepsilon = (1 - \exp(-N_{tu}(1 + \omega^{-1}))) / (1 + \omega^{-1}) \quad (5.9)$$

$$N_{s, dengesiz} = S_{gen} / (mc_p)_2 = \ln((T_2/T_1)^\omega (1 + (T_1/T_2 - 1)\omega / (1 + \omega))^{1+\omega}) \quad (5.10)$$

İlk gözlem şudur; aşırı dengesizlik sınırında ( $\omega \rightarrow \infty$ ) bu ifade Denklem (5.8) eşitliği ile aynıdır. Bu sınırda 1 nolu bölgedeki akış o kadar büyüktür ki sıcaklığı girişten çıkışa  $T_1$  'e eşit kalır. Dışarıdan bakıldığında, eşbasıncılı (isobarically) olarak buharlaşan veya yoğunlaşan bir akış gibi davranır.

İkinci gözlem ise, iki akış ve bunların giriş koşulları verildiğinde paralel akış dengesizlik tersinmezliği, sürekli olarak karşıt akışın dengesizlik tersinmezliğinden daha büyük olur. Şekil 5.1' de akış dengesizlik oranı  $\omega$  artarken, entropi üretim sayılarının davranışı ve her iki akışında Denklem (5.8)' deki eşitliğinde belirtilen değere nasıl yaklaştığı gösterilmektedir. Denklem (5.10) eşitliğinin sınırı  $\omega = 1$  alınarak, paralel akışlı akış dengesizliği tersinmezliğinin dengeli akış durumunda bile sonlu olduğunu görmek daha kolaydır [1].



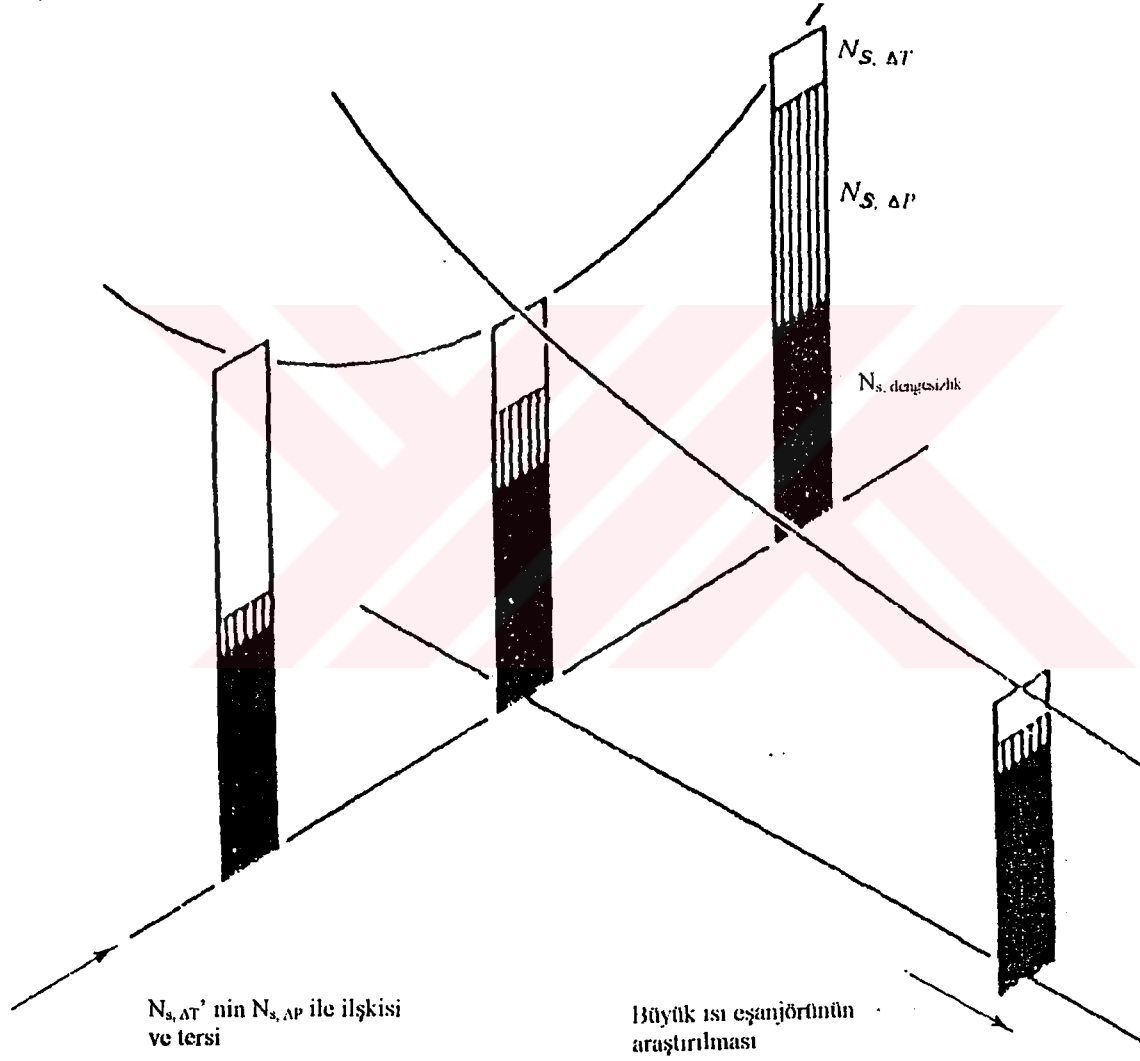
Şekil 5.1 : Paralel akıştaki akış dengesizliği tersinmezliği, sürekli olarak karşıt akıştaki akış dengesizliği tersinmezliğinden daha büyüktür.  $\omega = (\dot{m}c_p)_1 / (\dot{m}c_p)_2 > 1$

## 6. ISI EŞANJÖR TERSİNMEZLİKLERİNİN YAPISI

Isı eşanjörü tersinmezliklerinde dikkate alınacak üç önemli unsur vardır. Birincisi, ısı transferi ile sıvı akışı ( basınç düşüsü ) tersinmezlikleri arasında bir çekişme vardır. Bunların çeşitli birleşmeleri analitik olarak ideallik sınırında, dengeli karşıt akışlı ısı eşanjörleri düşünülerek gösterilmiştir. İkincisi, sıfır basınç düşüsü tersinmezliğine sahip ısı eşanjörlerin maksimum entropili paradoksu yeniden

incelemekle tek 'izolasyon' kuralının bozuluşunu görülür. Son olarak, akış dengesizliği tersinmezliğinin kabulü vardır. Bu tersinmezlikler mükemmel ısı eşanjörlerin limitlerinde bile devam eder.

Şekil 6.1' de ısı eşanjörlerindeki toplam entropi üretim oranları gösterilmiştir. Akış dengesizliği tersinmezliği ilk olarak herhangi bir ısı eşanjörünün termodinamik optimizasyonunda hesaplanır.



Şekil 6.1 : Isı eşanjöründe toplam entropi üretim oranının yapısı [1].

Sadece çok özel durumlarda ısı eşanjörünün entropi üretim oranı üç terimin toplamına ayrılır ki bu üç terim herbiri yukarıda gözden geçirilen tersinmezliklerin birisini gösterir [1].

$$N_s = N_{s, \text{dengesizlik}} + N_{s, \Delta T} + N_{s, \Delta P} \quad (6.1)$$

Böyle bir durum, yaklaşık olarak dengeli ve ideal sınırlardaki ( $\omega \rightarrow 0$ ,  $\Delta T \rightarrow 0$ ,  $\Delta P \rightarrow 0$ ) bir dengeli karşıt akışlı ısı eşanjörüdür. Genel olarak bu üç tersinmezlik  $N_s$  'in değerine daha karmaşık yollarla katkıda bulunur.

## 7. İKİ FAZ AKIŞLI ISI EŞANJÖRLERİ

Isı eşanjörlerin diğer sınıfların analizi, şekil 4.4' de gösterilen basit yapıyı açığa çıkartmıştır. İki fazlı olan ısı eşanjörleri önemli bir sınıftır. Bu sınıfın tersinmezlik karakteristikleri ilk olarak London ve Shah tarafından araştırılmıştır. Buna rağmen termodinamik ve termoeconomik optimizasyon için ayrıntılı kurallar Zubair ve Lau tarafından geliştirilmiştir [2].

Şekil 7.1' de ısı eşanjör kanallarında iki fazlı akışın entropi üretimi gösterilmektedir. Bu ısı eşanjörünü daha iyi anlamak için Rankine çevrimli bir elektrik santrali kondanserini düşünelim. Burada  $T_0$  mutlak atmosfer sıcaklığıdır. Aşağıdaki analizin sonucu oldukça geneldir. Şekil 7.1' in sol tarafında kesik çizgiler ile gösterilen kontrol hacmi için toplam entropi üretim oranı,

$$\dot{S}_{gen} = \dot{m} (s_{dış} - s_{iç}) + \dot{m} (h_{iç} - h_{dış}) / T_0 \geq 0 \quad (7.1)$$

burada  $m (h_{iç} - h_{dış})$  ifadesi  $Q$ ' nun ısı çıkış oranıdır. Giriş ve çıkış durumlarında akışkanların iki fazlı olduğunu düşünürsek, Şekil 7.1' in sağ tarafındaki grafikten yararlanılarak aşağıdaki ifadeyi yazılabilir [1].

$$s_{dış} - s_{iç} = (s_a - s_{iç}) + (s_{dış} - s_a) \quad (7.2)$$

burada yardımcı durum 'a' iki özellik ile tanımlanır.

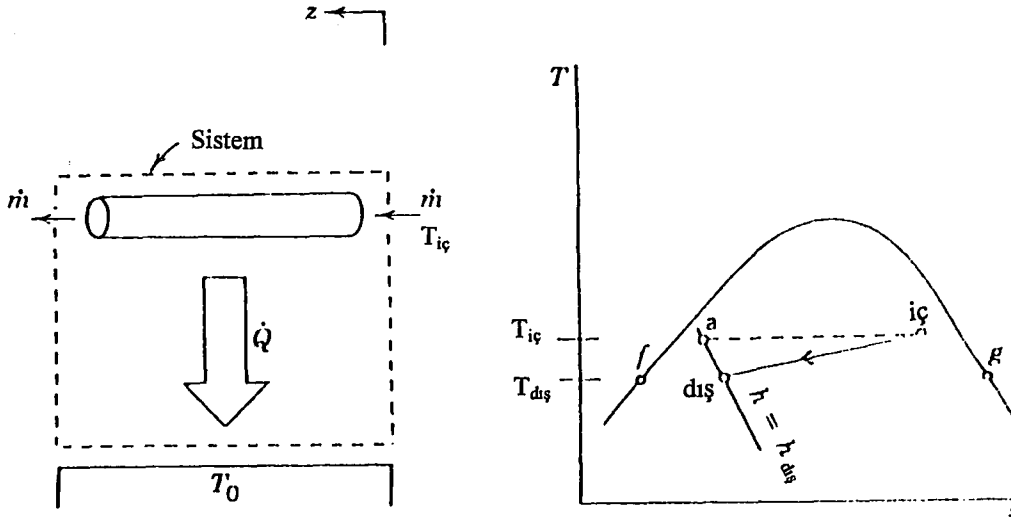
$$T_a = T_{iç} \quad (7.3)$$

$$h_a = h_{dış} \quad (7.4)$$

Diğer bir deyişle 'a' durumu, sıfır basınç düşüşünün teorik sınırındaki çıkış durumunu temsil eder.

$$T_{iç} (s_a - s_{iç}) = h_a - h_{iç} \quad (7.5)$$

$$T_{iç} (s_a - s_{iç}) = h_{dış} - h_{iç} \quad (7.6)$$



Şekil 7.1 : Isı eşanjör kanallarında iki fazlı akışın entropi üretimi [2].

Denklem (7.1) ve (7.6) eşitlikleri yardımıyla entropi üretim oranı aşağıdaki formülasyonu alır [2].

$$\dot{S}_{gen} = \dot{Q} (1/T_0 - 1/T_{iç}) + \dot{m} (s_{dış} - s_a) \quad (7.7)$$

buradaki ilk ifade mükemmel olmayan akış ile çevre termal ilişkisini, ikinci ifade ise basınç düşüsü tersinmezliğini gösterir. İki fazlı akışta sıcaklık ile basınç arasındaki birebir ilişkiyi akılda tutarsak Şekil 7.1' in sağ tarafındaki 'a' durumunun geometrik yapısı şunu açıkça gösterir :  $(s_{dış} - s_a)$ , basınç düşüsü giriş ve çıkış arasında (içeriden dışarıya akış) pozitif ve sonludur. Yeteri derecede küçük  $\Delta P$  limitinde,  $(s_{dış} - s_a)$  ile  $\Delta P$  arasındaki ilişki analitik olarak şöyle ifade edilebilir [1].

$$s_{dış} - s_a = (h'_f - T_{iç} s'_f + x_{dış} (h'_{fg} - T_{iç} s'_{fg})) \Delta P / T_{iç} \quad (7.8)$$

Burada  $(...)'$ ,  $d(...)/dP$  yerine kullanılmıştır.  $x_{dış}$ , dışarıya akan karışımın kalitesidir. Doyma noktasında  $h'_f$ ,  $s'_f$ ,  $h'_{fg}$  ve  $s'_{fg}$  basınçın veya sıcaklığın fonksiyonlarıdır. Bu nedenle mutlak basınç ve çıkış kalitesi bilindiğinde Denklem (7.7) eşitliğindeki parantez içindeki ifade sayısal olarak hesaplanabilir. Bu yolla hesaplanan

miktar, özgül hacim birimine sahiptir, bu nedenle aşağıdaki notasyon yerine kullanılabilir [4].

$$\tilde{v}(P_{iç}, P_{dış}) = h'_f - T_{iç} s'_f + x_{dış} (h'_{fg} - T_{iç} s'_{fg}) \quad (7.9)$$

$$\tilde{v}(P_{iç}, P_{dış}) = h'_f - T_{iç} s'_f + x_{dış} v_{fg} \quad (7.10)$$

Bu yeni notasyon kullanılarak entropi üretim oranı daha bilinen formuna ulaşır [4].

$$\dot{S}_{gen} = \dot{Q} \Delta T / (T_{iç} T_0) + (\dot{m} \tilde{v} / T_{iç}) \Delta P \quad (7.11)$$

Yukarıdaki denklemin sağ tarafındaki ilk terim ısı transfer tersinmezliğini, ikinci terim ise akışkan akışı tersinmezliğini gösterir. dz uzunluğundaki bir kanal için, akış yönünü z koordinatlarında ve akış oranında m olarak alırsak birim uzunluktaki entropi üretimini hesaplayabiliriz.

$$d\dot{S}_{gen} / dz = (\Delta T / T_{iç}^2) (d\dot{Q} / dz) + (\dot{m} \tilde{v} / T_{iç}) (-dP / dz) \quad (7.12)$$

Bu sonuç  $(T_{iç} - T_0) \ll T_{iç}$  ilave varsayımında içerir. Denklem (7.11)'in yapısı daha önce karşılaşılan entropi üretim formülleri ile aynıdır. Bu nedenle iki fazlı akışta basınç düşüşü ve ısı transfer katsayısı için Denklem (7.11) uygun bir bağlantı ile birleştirilirse  $d\dot{S}_{gen} / dz$  minimum olacak şekilde bir tasarım seçmek mümkündür. Şekil 7.1' deki kanal durgun hava ile çevrili ve  $T_w$  duvar sıcaklığı olursa ;

$$T_{iç} - T_0 = (T_{iç} - T_w) + (T_w - T_0) \quad (7.13)$$

ve entropi üretiminin bölgesel oranı,

$$d\dot{S}_{gen} / dz = ((d\dot{S}_{gen} / dz) / T_{iç})^2 (1 / (p\bar{h})_i + 1 / (p\bar{h})_0) + (\dot{m} \tilde{v} / T_{iç}) (-dP / dz) \quad (7.14)$$

gösterir. Bu ifadede 'i' ve 'o' kanal duvarının iç ve dış yanları temsil ederken, p ve h kanal kesit alanındaki ıslaklık parametresini ve ısı transfer katsayısını gösterir. Entropi üretim oranı ; iki faz karışımı ile duvar arasındaki mükemmel olmayan ısı teması, çevre ile duvar arasındaki mükemmel olmayan ısı teması ve kanal boyunca sürtünmeli akışa bağlıdır [1]. İki akışlı ısı eşanjöründe entropi üretim oranı ,

$$\begin{aligned} d\dot{S}_{gen} / dz = & (1/ (T^2 \bar{p}h)) (dQ/dz)^2 + \dot{m}\bar{v}/T (- dP/dz)_H + ((1/ (T^2 \bar{p}h)) (d\dot{Q}/dz)^2 \\ & + \dot{m}\bar{v}/T (- dP/dz)_C \end{aligned} \quad (7.15)$$

buradaki 'H' ve 'C' ısı transfer yüzeğinin yoğunlaşan ve buharlaşan taraflarını gösterir. Denklem (7.14) eşitliği Denklem (7.11) eşitliğini takip eder. (  $T_0$  yerine  $T_w$  geçer. ) Daha sonra yanyana bu iki ifade toplanır. Isı transferi ile akışkan akışı arasındaki rekabet veya kanal geometrisinin uygun seçimine dayanan termodinamik optimuma ulaşma şansı Denklem (7.14)' ün her iki teriminde de görülmektedir. Termodinamiğin I. kanununda  $(d\dot{Q}/dz)_H = (d\dot{Q}/dz)_C$  ' dir [1].

Son olarak Denklem (7.9) eşitliğindeki  $v'$  e ilişkin olarak,  $v$  ifadesinin dayandığı Şekil 7.1' in (T - s) diyagramının geometrik düzeni önemlidir. Şekil 7.1' deki kanal yoğunlaştırıcı olarak çalıştırılırsa, çıkış durumu alanın soldaki sınırında bulunacaktır. diğer bir değişle  $(dış) \equiv (f)$  olacaktır. Bu durumda (a), aşırı soğutulmuş akışkanı ifade ederken  $(a) \rightarrow (dış)$  prosesi tek fazlı akış tarafından yürütülür.  $dh=Tds+v dP$  ve (a)' dan (dış)' a entalpi değişmezliğinden yararlanılarak (dış) doymuş sıvı haline geldiğinde Denklem (7.9) eşitliğindeki  $v$  yerine  $v_f$  konulur.

Benzer şekilde, çıkış durumu tek fazlı doymuş buhar durumu olacak şekilde akış kaynarsa, (dış) yerine iki fazlı alanın sağ tarafındaki (g) durumu konur. Sabit entalpi hattının (g) boyunca yönelimi (a) alanının dışında olursa Denklem (7.9) eşitliğindeki  $\tilde{v}$  yerine  $v_g$  konulur. Sabit entalpi hattının oryantasyonu alanın içine düşerse,  $\tilde{v}$  ifadesi Denklem (7.10)' daki gibi kalır. Böylece  $x_{dış} = 1$  olur [1].

## 8. DİĞER ISI EŞANJÖR KONFİGÜRASYONLARI VE TERSİNMEZLİK ÖLÇÜM YOLLARI

1970' lerden bu yana özellikle son yıllarda, ısı eşanjörlerin tasarımında tersinmezliklerin hesaplanması ve minimizasyonu başlı başına bir konu haline almıştır. Örnek olarak bu konu, ısı değiştirgeçi tasaramında I. kanunun modernize edilmesi ve yaygınlaştırılmasında önemli şeyler yapan profesör London' un ilgisini çekmiştir. 1982' de ısı değiştirgeçlerin II. kanun analizinde ilk analizini çıkartmıştır. II. kanun analizi ise Max Jacob Award' ın konferanslarında konuşulmuştur. Bu bölümde alternatif

yaklaşımlar üzerinde özel olarak durarak, ısı değiştirgeci II. kanun analizindeki gelişmeleri gözden geçireceğiz.

Karşıt. akışlı ısı eşanjörlerinde entropi üretimi üzerine çalışmalar Sarangi, Chowdhury ve Huang tarafından yayınlanmıştır. Yoğunlaştırılmış çapraz akışlı ısı eşanjörler üzerine çalışma, benzer hatlarla Baclic ve Sekulic tarafından ele alınmıştır. Bu çalışmalar, akışkan akış tersinmezlikleri ile ısı transferi arasındaki çapraz akış düzenlemeleri ile ilgili akış dengesizliği tersinmezliği aşığı çıkarmıştır. Zorlanmış akış ısı transferinin termodinamiği üzerine temel çalışmalar ayrıca Dr Soumerai tarafından da ele alınmıştır. Wepfer tarafından, buhar borusu yalıtımın optimum uzunluğuna karar verme problemlerinde maliyet minimizasyonu ile tersinmezlik minimizasyonu arasındaki ilişkiyi gösterilmiştir [1].

Profesör Zilberberg' in çalışmalarında yeni ve umut vereici bir yol izlenmiştir. Zilberberg, elektrik santralleri ve soğutma tesislerindeki düzgün olmayan (çoğunlukla periyodik) karakterlerin tersinmezliğine dikkat çeker. Zilberberg bu etkiye 'dinamik tersinmezlik' adını vermektedir. Tesisi / Santrali açma ve kapatma problemleri Zilberberg tarafından tanımlanan alana (dominant) düşmektedir. Termal enerji depolama problemi içinde aynı şey geçerlidir [1].

Sistem parçaları ve alt parçaları seviyesinde işleyen bu tasarım temeli, aynı zamanda tüm sistem seviyesinde de işlemektedir. Isı eşanjörünün tasarımında, II. kanun kavramlarının ısı eşanjörü çalışma ağının optimizasyonuna uygulanmasını da belirtmekte yarar vardır. Bu konudaki çalışmalara Chato, Domianides ve Hesselmann katkıda bulunmuşlardır.

Son olarak, hesaplanan tersinmezlik şekillerinin boyutsuz olarak belirtme şekillerine dikkatimizi çevirelim. Şimdiye kadar söz edilen örneklerin çoğunda entropi üretim hızı, akış hızı kapasitesine ( $mc_p$ ) bölünerek Denklem (5.6)' daki dengesiz iki akışlı ısı eşanjörlerinde olduğu gibi boyutsuz olarak gösterilmiştir. Entropi üretim sayıları ( $N_s$ ,  $N_s, \Delta T$ ,  $N_s, \Delta P_1$ , vb), ısı eşanjörlerinin klasik I. yasa analizlerinde kullanılan ısı transfer birimi sayılarının ( $N_{tu}$ ) daha eski kavramları II. yasanın relatifidir.  $N_{tu}$  da olduğu gibi  $N_s$  değerleri de sıfırdan sonsuza değişir.

Bazı problemlerde  $S_{gen}$  ' i bilinen bir entropi üretim hızına bölerek boyutsuz hale getirmek mümkündür. Denklem (2.38)' deki artan entropi üretim sayısı  $N_{s, a}$  buna benzer bir örnektir. Bu  $N_{s, a} = 1$  değerinin özel bir anlam kazanması tanımı yüzündendir (Şekil 2.5). Bununla birlikte  $N_{s, a}$  değeri, ısı transferinin artmasının termodinamik açıdan avantaj olup olmadığına bağlı olarak 1 değerinden hem küçük hem büyük olabilir [1].

Isı eşanjör tersinmezliklerinin diğer boyutsuz bir ölçüsü, Bruges ve Reistad tarafından tanımlanan oransal verimliliktir.

$\epsilon_R = (\text{Soğuk akıştan kazanılan kullanılabilirlik}) / (\text{Sıcak akıştan kazanılan kullanılabilirlik})$

$$\epsilon_R = \dot{m}_C (e_{x, dış} - e_{x, iç})_C / \dot{m}_H (e_{x, iç} - e_{x, dış})_H \quad (8.1)$$

Bu miktar birebir olarak entropi üretim sayısı  $N_s$  ile değişir.

$$\epsilon_R = 1 - T_0 \dot{S}_{gen} / \dot{m}_H (e_{x, iç} - e_{x, dış})_H \quad (8.2)$$

$$\epsilon_R = 1 - T_0 c_{p, H} N_s / (e_{x, iç} - e_{x, dış})_H \quad (8.3)$$

Burada  $N_s = S_{gen} / (mc_p)_H$  ve  $T_0$  çevrenin mutlak sıcaklığıdır. Tersinir ısı değiştirgeçi operasyonunun sınırlarında (sıfır  $\Delta T$  ve  $\Delta P_s$ ),  $\epsilon_R = 1$  ' dir.  $\epsilon_R$  için en küçük olası değer sıfırdır. Bu ısı eşanjörünün fiziksel olarak yok olduğu sınırlarda meydana gelir. Basınç düşüsü tersinmezliğinin katkısının ihmal edilebilir olduğunu varsayarak Golem ve Brzustowski  $\epsilon_R$  ' i aşağıdaki şekilde göstermişlerdir [1].

$$\epsilon_R = (mc_p)_C (T_{dış} - T_{iç} - T_0 \ln (T_{dış} / T_{iç}))_C / (mc_p)_H (T_{dış} - T_{iç} - T_0 \ln (T_{dış} / T_{iç}))_H \quad (8.4)$$

Eşitlikte karşıt akış için ( + ), paralel akış için ( - ) işareti kullanılır. Bu eşitlik basınç düşüsü ihmal edilebilen sıkıştırılmaz akışkanlar ve ideal gazlar içindir. Isı eşanjör tersinmezliğinin boyutsuz gösterilmesinde en yeni iddia Houston üniversitesinden Prof. Witte ve Shamsundar' ındır. II. kanun ısı eşanjörü etkinliği şu şekilde tanımlanır ;

$$\eta_{w-s} = 1 - T_0 \dot{S}_{gen} / \dot{Q} \quad (8.5)$$

burada  $\dot{Q}$  akıştan akışa ısı transferi oranı olarak tanımlanır.

$$\dot{Q} = \dot{m}_H (h_{iç} - h_{dış})_H = \dot{m}_C (h_{iç} - h_{dış})_C \quad (8.6)$$

Denklem (8.5)' de verimlilik ifadesinin seçilmesinin nedeni tersinir çalışan ideal bir ısı eşanjörünün termodinamik eksikliğini tahmin ederken, Witte ve Shamsundar' ın  $Q$ ' yu sabit almalarıdır.  $\eta_{w-s}$  verimliliği aşağıdaki yollarla  $\epsilon_R$  ve  $N_s$  ile ilişkilendirilebilir [1].

$$\eta_{w-s} = 1 - T_0 c_{p,H} N_s / (h_{iç} - h_{dış})_H \quad (8.7)$$

$$(1 - \eta_{w-s}) / (1 - \epsilon_R) = ((e_{x,iç} - e_{x,dış}) / (h_{iç} - h_{dış}))_H \quad (8.8)$$

Burada  $N_s = S_{gen} / (mc_p)_H$  olarak tanımlanmıştır. Basınç düşüştü ihmal edilirse  $\eta_{w-s}$  yerine daha uygun bir alternatif :

$$\eta_{w-s} = 1 + T_0 / T_H - T_0 / T_C \quad (8.9)$$

$T_H$  ve  $T_C$  aşağıdaki gibi tanımlanan iki ortalama sıcaklıktır [1].

$$\bar{T}_{H,C} = (\int_{in}^{out} dh / \int_{in}^{out} ds)_{H,C} \quad (8.10)$$

Witte ve Shamsundar' ın verimliliğinin en yüksek değeri  $\eta_{w-s} = 1$ ' dir ve tersinir operasyon sınırlarında meydana gelir. Denklem (8.8)' de  $\epsilon_R \leq 1$  konularak aynı sonuca ulaşılabilir. Bununla birlikte şimdiye kadar bahsetmediğimiz  $\eta_{w-s}$  ' in ( - ) değerler alabilmesi ve  $-\infty < \eta_{w-s} \leq 1$  aralığında değişebilmesidir. Negatif  $\eta_{w-s}$  değerleri için krojenik sıcaklıklarda (  $T_0 = 300$  K,  $T_H = 30$  K,  $T_C = 26$ K dolayısıyla  $\eta_{w-s} = - 0.54$  ) çalışan karışık akışlı ısı eşanjörlerini karakterize etmektedir [1].

## 9. ISIL ENERJİ DEPOLAMA

### 9.1 Exerji Depolamaya Karşı Enerji Depolama

Enerji korunmasına gösterilen ve gittikçe artan önem 'ısıl enerji depolama' sistemlerine olan ilgiyi tekrar gündeme getirmiştir. Bu sistemler, bir ısı transfer etkileşimi sırasında enerjiyi geçiçi olarak depolayan sistemlerdir. Böyle bir sistem daha

sonra kendisinin bir ısı transfer etkileşimini sağlayabilir. Bu tasarım alanına klasik bakış şöyledir; bir depolama birimi, depolama fazı sırasında enerji artışı, maksimum enerji artışına yaklaştığında etkindir. Örneğin kütlesi  $m$  olan sıkıştırılamaz akışkan için, sabit özgül ısı  $c$  ve başlangıç sıcaklığı  $T_0$ , kütleyi ısıtan ısı kaynağının sıcaklığı  $T_\infty$  olduğunda  $mc (T_\infty - T_0)$ ' a eşit olan maksimum enerji artışına ulaşır. Klasik bakışta, bu birimin yararı I. kanun verimlilik oranı terimleriyle sayısallaştırılabilir [1].

$$\eta_I = (\text{Gerçek enerji artışı}) / (\text{Maksimum enerji artışı})$$

$$\eta_I = mc (T - T_0) / mc (T_\infty - T_0) \quad (9.1)$$

Burada  $T$ , depolama işlemi sonunda akışkan kütlesinin sıcaklığıdır.

I. kanun verimlilik oranı  $\eta_I$ , sıfırdan büyük ve 1' den küçük değerler alır. Arzu edilen limit  $\eta_I \rightarrow 1$  ' e bir dizi tasarım kararı sırasında yaklaşılr. Örneğin, ısı kaynağı ile akışkan kütlesi arasındaki ısı değiştirgeçinin boyunun artırılması,ısı kaynağı ile depolama materyali arasındaki ısıl iletişim süresinin artması gibi.

Tersinmezlikleri elimine etmek yada en azından azaltmak için güç sistemi performansının geliştirilmesi tasarımcının yeteneğine bağlı ise güç sistemi alanında depolama sistemlerinin kullanımının gerçek amacı aynı zamanda tersinmezliklerin azaltılması olmalıdır. Eğer tersinmezliklerin azaltılması, güç tesisinde 'korunan' enerji akışı anlamına geliyorsa, depolama cihazının görevi aynı zamanda enerjiyi değil kullanılabilir enerjiyi depolamak olmalıdır. Bu yeni bakış açısı, enerji depolama sistemlerinin ısıl tasarımında farklı bir alt alanı geliştirir [1].

## 9.2 Depolama Prosesinin Optimum Süresi

Bir depolama sisteminde exergy' nin parçalanması ve bu parçalanmayı minimize etme fırsatı, şekil 6.1' daki sistemin çalışmasındaki ilk faz (depolama fazı) incelenirse görülür. Depolama sistemi (şeklin sol tarafında) daha önce sözedilen sıkıştırılamaz akışkan kütlesini ( $mc$ ) içermektedir. Akışkan izole edilmiş kaptadır. Sıcak gaz akımı  $m$ , sisteme bir istim yolu ile girmektedir ve akışkan kütleye içine batırılan ısı eşanjörü boyunca ilerledikçe yavaş yavaş soğumaktadır.

Tüketilen gaz doğrudan atmosfere boşaltılmaktadır. Süre geçtikçe, akışkan kütlelerinin sıcaklığı  $T$  ve gaz çıkış sıcaklığı  $T_{dış}$ , sıcak gaz giriş sıcaklığı  $T_{\infty}$ ' a yaklaşır.

Eğer bu sıcak gazı ( buhar, yanma ürünleri ), sabit özgül ısı  $c_p$  ' ye sahip ideal gaz olarak modellersek, depolama sisteminin sıcaklığı daha kapalı formda aşağıdaki şekilde ifade edilir ;

$$(T(t) - T_0) / (T_{\infty} - T_0) = 1 - \exp(-y\theta) \quad (9.2)$$

$$(T_{out}(t) - T_0) / (T_{\infty} - T_0) = 1 - \exp(-y\theta) \quad (9.3)$$

burada  $y$  ve boyutsuz zaman  $\theta$  aşağıdaki şekilde tanımlanır [1].

$$y = 1 - \exp(-N_{tu}) \quad (9.4)$$

$$N_{tu} = \bar{h}_b A_b / (\dot{m}c_p) \quad (9.5)$$

$$\theta = \dot{m}c_p t / (\dot{m}c) \quad (9.6)$$

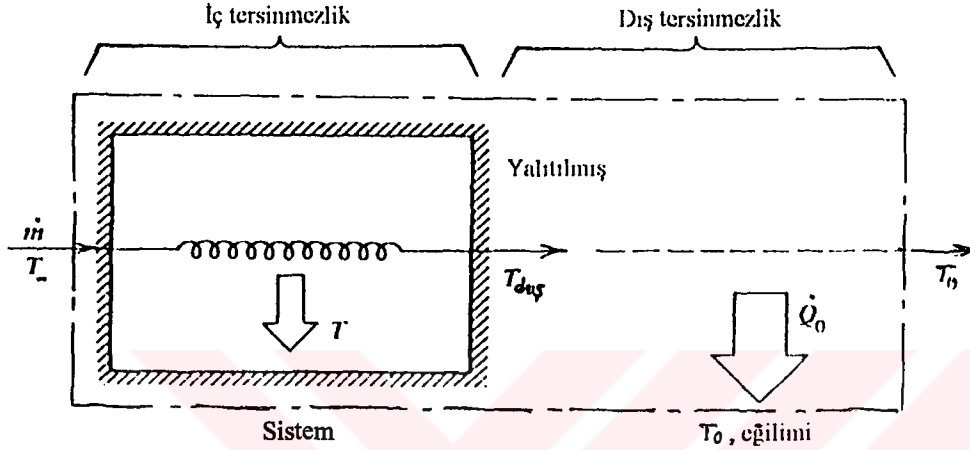
Bu eşitliklerde  $A_b$ , gaz akımını sıvı külesinden ayıran toplam ısı değiştirgeçi yüzegidir.  $\bar{h}_b$ ,  $A_b$ ' ye dayanan tüm ısı transfer katsayısıdır. Yukarıdaki modelde, akışkan kütlelerinin iyi karıştırılmış olduğu, yani akışkan sıcaklığı  $T$ ' nin sadece zamanın  $(t)$  fonksiyonu olduğu kabulü yapılmıştır. Tahmin edildiği gibi, hem  $T$  hemde  $T_{dış}$  asimtotik olarak  $T_{\infty}$ ' a yaklaşmaktadır.  $N_{tu}$  değeri ne kadar yüksek olursa bu yaklaşım o kadar hızlı olur. I. kanun verimliliği  $\eta_I$ , Denklem (9.2)' de hesaplanan oranla aynıdır. Enerji depolama kabiliyetinin artan yükleme zamanı ( $\theta$ ) ile ve ısı eşanjörünün büyüklüğü ( $N_{tu}$ ) ile arttığını gösterir [1].

Dikkatimizi enerji depolama işleminin tersinmezliğine çevirdiğimizde Şekil 9.1' de tersinmezliğin cihazın iki ayrı bölümü arasında bölündüğünü görülür. İlk olarak, soğuk sıvı kütle ve sıcak gaz akışı arasındaki ısı transferi ile ilişkili olarak sonlu  $\Delta T$  tersinmezliği vardır. İkinci olarak, atmosfere boşaltılan akım sonuçta  $T_0$ ' a kadar soğur. Bu modelde ihmal edilen,  $m$  akımı tarafından dolaşılan ısı eşanjörüne bağlı olarak tersinmezliktir.

Şekil 9.1' deki tersinmezliklerin birleştirilmiş etkisi, bütün hashas ısı eşanjörlü depolama sistemlerinin bir karakteristiğidir. Bundan dolayı, sadece sıcak akışın exergy

içeriğindeki bir sürtünme sıvı kütlesinde depolanabilir. Bunu görmek için Şekil 9.1' de tüm sistemdeki ani entropi üretim hızını düşünelim :

$$\dot{S}_{gen} = \dot{m}c_p \ln (T_0 / T_\infty) + \dot{Q}_0 / T_0 + d (\dot{m}c \ln T) / dt \quad (9.7)$$



Şekil 9.1 : Bir kütle ısıtma işleminde tersinmezliğin iki kaynağı [1]

Burada  $\dot{Q}_0 = \dot{m}c_p (T_{out} - T_0)$ ' dir.  $\dot{S}_{gen}$  ' den dahada önemlisi, 0 - t aralığındaki tüm 'boşalma' süresi boyunca üretilen entropidir. Denklem (9.2) ve (9.7)' nin kullanılmasıyla boyutsuz formda ;

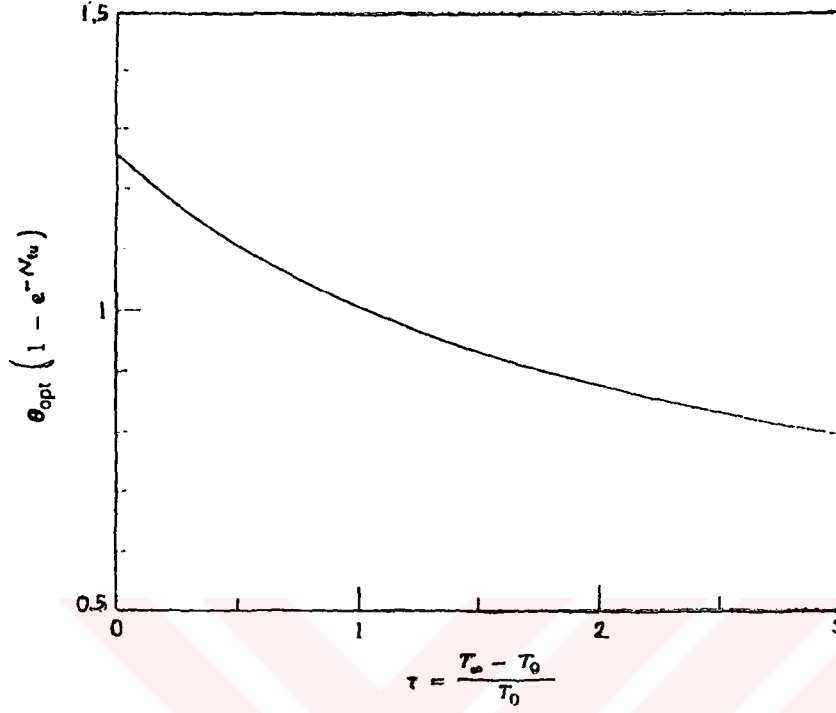
$$1/(\dot{m}c) \int_0^t \dot{S}_{gen} dt = \theta (\ln (T_0 / T_\infty) + \tau) + \ln (1 + \tau \eta_I) - \tau \eta_I \quad (9.8)$$

burada  $\eta_I$  , Denklem (9.2)' nin sağ tarafının kısaltılmış halidir [1].

$$\tau = (T_\infty - T_0) / T_0 \quad (9.9)$$

Yukarıda hesaplanan entropi üretim integrali  $\int_0^t S_{gen}$  ,  $T_0$  ile çarpılarak sıcak akımla sisteme getirilen toplam kullanılabilir enerji temini dışındaki tersinmezliklerle alınan parçayı temsil eder.

$$E_x = t \dot{E}_x = t \dot{m}c_p \ln (T_\infty - T_0 - \ln (T_\infty / T_0)) \quad (9.10)$$



Şekil 9.2 : Enerji depolama fazı boyunca minimum tersinmezlik için optimum boşaltma zamanı (1).

Bu temel üzerinde, entropi üretim sayısı  $N_s$ ' i kaybedilen enerjinin (0 - t) zaman aralığında kazanılan toplam kullanılabilir enerjiye bölüm oranı olarak tanımlarsak ;

$$N_s(\theta, \tau, N_{tu}) = (T_0 / E_x) \int_0^t \dot{S}_{gen} dt \quad (9.11)$$

$$N_s(\theta, \tau, N_{tu}) = 1 - (\tau \eta_1 - \ln(1 + \tau \eta_1)) / (\theta (\tau - \ln(1 + \tau))) \quad (9.12)$$

Belirli bir entropi üretim sayısı (0 - 1) arasında değerler alır.  $N_s = 0$  limiti tersinir işlemlerin zor durumlarını temsil eder.  $N_s = 1 - \eta_{11}$  ilişkisi vardır ve  $\eta_{11}$  boşalma işlemi sırasındaki yerleşimin II. yasa etkinliğidir [1].

$N_s(\theta, \tau, N_{tu})$  yüzeğinin grafiği, ısı eşanjörü boyu ( $N_{tu}$ ) artarken  $N_s$ ' in düzgün olarak azaldığı gözlenmektedir. Bu etki tahmin edilebilir. Gerçekte I. kanun tartışmalarına dayanan  $N_{tu}$  ilişkili sonuçla uyumludur. Daha az tahmin edilen bir gerçek

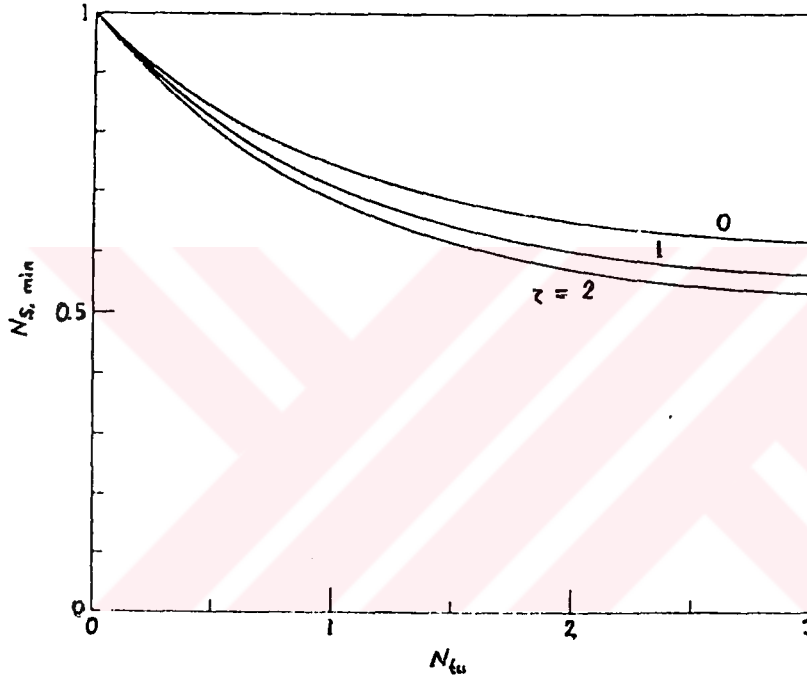
ise boyutsuz zaman artıkça  $N_s$ ' in minimuma gittiğidir. Örneğin, minimum  $N_s$  için optimum süre analitik olarak  $\tau \ll 1$  sınırında hesaplanabilir.

$$N_s = 1 - (1/\theta) (1 - \exp(-y\theta))^2 \quad (9.13)$$

$\partial N_s / \partial \theta = 0$  eşitliğinin çözümü yapıldığında ;

$$\theta_{opt} = 1.256 (1 - \exp(-N_{tu}))^{-1} \quad (9.14)$$

diğer bir değişle  $N_{tu}$  değerlerinin geniş bir aralığı (1 - 10) için optimum boyutsuz boşaltma süresi 1' dir. Bu sonuçta  $\tau$ , 1' den küçük değerler alır ( Şekil 9.2 ) [1].



Şekil 9.3 : Şekil 9.2' deki optimum boşaltma zamanından sorumlu minimum entropi üretim sayısı

### 9.3 Isı Eşanjörünün Optimum Boyu

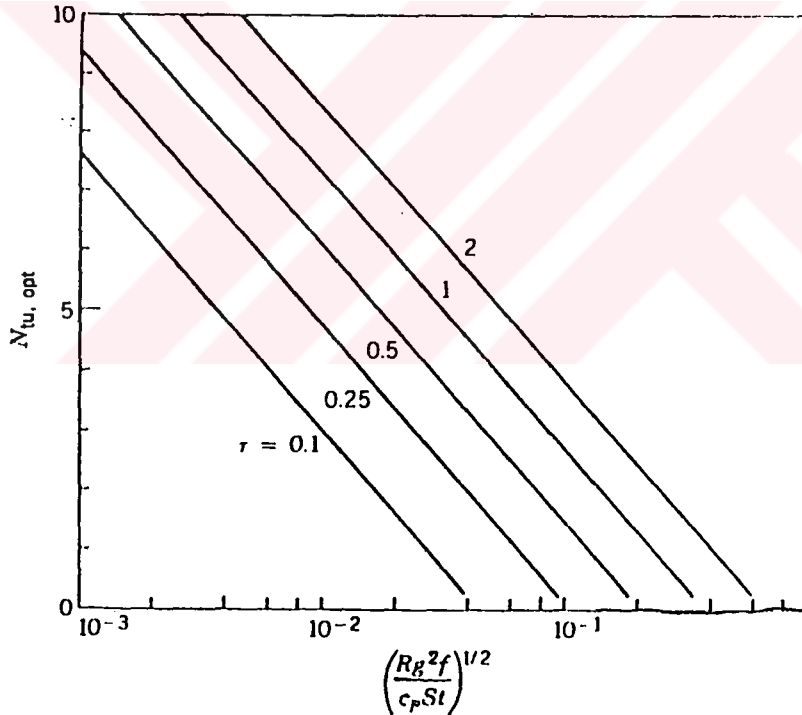
Şekil 9.1' deki örneğe devam edilirse, enerji depolama fazının tüm tersinmezliği üzerinde ısı değiştirgeçi  $N_{tu}$ ' nun etkisini sorgulayalım. Şekil 9.3' de  $N_{tu}$  artarken Şekil 9.2' deki optimum boşaltma süresi ile ilişkili olarak minimum entropi üretim sayısının düzgün olarak azaldığı gözlenir. Bu eğilim şu gerçeğe bağlıdır.  $N_s$  oluşumunda açıklanan tüm tersinmezlikler  $\Delta T$  tipi tersinmezliklerdir.

Isı eşanjörü tersinmezlikleri çalışmalarında ısı transferi ile akışkan akış tersinmezlikleri arasında  $N_{tu}$  ile ilgili bir denge ortaya çıkmaktadır. Akış girişi ile çıkışı arasındaki basınç düşüşünü hesaba kattığımız anda aynı denge şekil 9.1' daki ısı eşanjörü tasaramında da ortaya çıkar. Basınç düşülü entropi üretimi ihmal edilmediğinde,  $N_s$  ifadesinin  $N_{s, \Delta P}$  ile gösterilen ilave bir terim içerdiği görülür [1].

$$N_s = N_{s, \Delta P} + N_{s, \Delta T} \quad (9.15)$$

$$N_s = (R/c_p) f g^2 N_{tu} / ((\tau - \ln(1+\tau)) St) + 1 - (\tau \eta_1 - \ln(1+\tau \eta_1)) / (\theta (\tau - \ln(1+\tau))) \quad (9.16)$$

Bu ilave terim  $f$  sürtünme faktörünü içerir.  $St$ , ise ısı eşanjörünün gaz tarafındaki Stanton sayısıdır. Denklem (9.4)' de tanımlanan tüm  $N_{tu}$ ' un ayrıca pratik olarak ısı eşanjörünün gaz tarafı için ısı transfer birimleri sayısına eşit olduğu varsayılmaktadır. Sonuç olarak boyutsuz kütle hızı  $g$ , Denklem (3.33)' e göre tanımlanır [1].



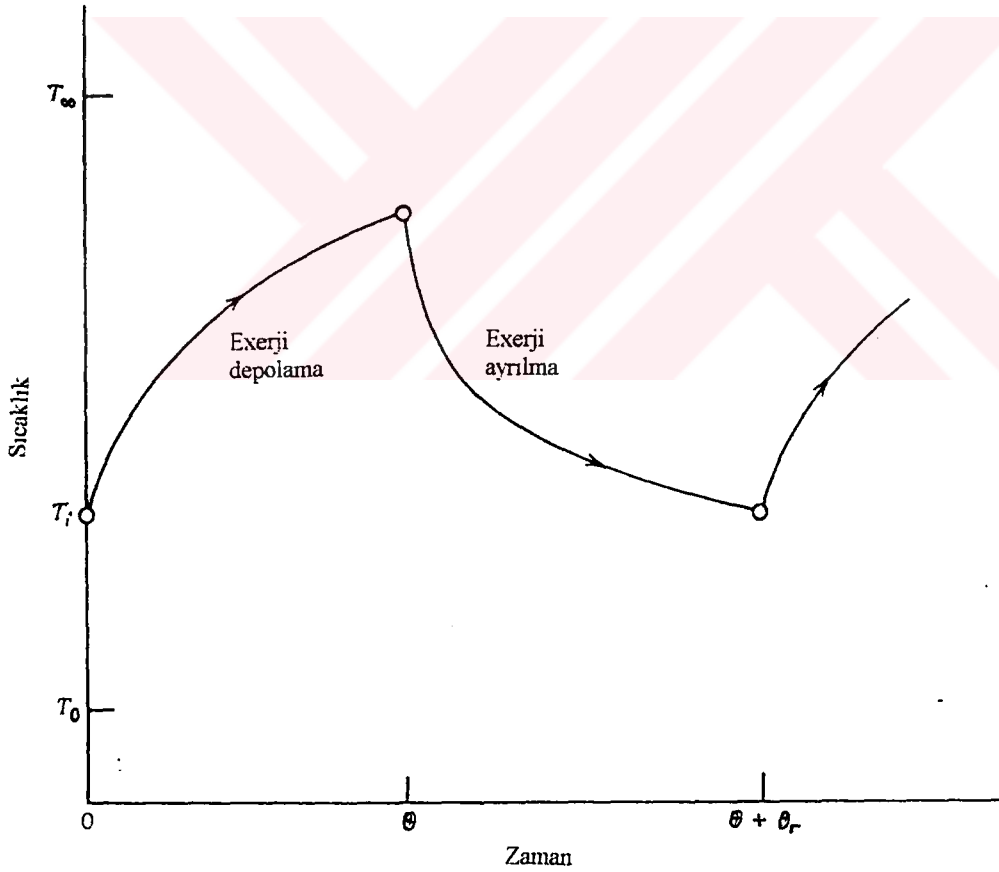
Şekil 9.4 : Şekil 9.3' daki depolama işleminin gaz-sıvı ısı eşanjörleri için optimum ısı transfer birimi sayıları [1].

$Q'$  ya bağlı olarak  $N_{s, \Delta T}$  kısmının minimizasyonunun sonucunda Şekil 9.3' deki konum oluşur.  $N_{tu2}$  nun enerji depolama işleminin ısı transfer tersinmezlikleri ile

akışkan akışı üzerindeki etkileri açıkça görülür.  $N_s, \Delta T$  kısmının  $Q'$  ya bağlı olarak minimize edilmesi durumunda, tüm  $N_s$  ifadesini minimize eden optimum  $N_{tu}$  aşağıdaki gibi yazılır [1].

$$N_{tu, opt} = \ln \left( \frac{\tau^2 \eta_1 (1 - \eta_1)}{(1 + \tau \eta_1)} \right) - \ln \left( \frac{Rg^2 f}{c_p St} \right) \quad (9.17)$$

Şekil 9.2' deki optimum boşaltma zamanı rejiminde, sağ tarafındaki ilk terim  $\tau'$  ya bağlıdır. Bu nedenle, Şekil 9.4' de de gösterildiği gibi optimum ısı transfer sayıları sadece  $\tau$  ve  $(Rg^2 f / (c_p St))$  grubuna bağlıdır. Isı eşanjörü yüzey hesabında  $f / St$  oranı sadece Reynolds sayısının zayıf bir fonksiyonu olduğundan, optimum  $N_{tu}$  temel olarak  $\tau$  ve  $g'$  ye bağlıdır.



Şekil 9.5 : Exerji depolama ve boşalma fazı boyunca kütleli sistemin sıcaklık gelişimi [1].

#### 9.4 Exerji İle Sağlanan Depolama

Enerji depolama sistemleri ile daha karmaşık sistemlerin tasarımı gerçekleştirilebilir. Bu tip sistemlerin termodinamik uygulamalarını Tennessee Üniversitesinden Prof. Kerane çevrimsel operasyon üzerinde düşünmüştür. Şekil 9.5' de depolama fazı ve hemen bunu takip eden exergy ayrılması fazı boyunca akışkan kütlelerinin sıcaklığının şematik gelişimini göstermektedir. Akışkan sıcaklığı, sınır sıcaklıkları  $T_0$  ve  $T_\infty$ ' a hiç ulaşmadan periyodik olarak değişmektedir.

Şekil 9.5' de depolama ve boşalma çevriminin tersinmezlik kompozisyonu hakkında bir fikir sağlamaktadır. Bu örnekte değişen tek parametre, çevrimin depolama kısmının süresidir. Bu depolama kısmı daha önce tartışılan tersinmezliklere eşlik eder. Şöyle ki ısı eşanjöründeki sıcaklık farkı  $\Delta T$ , basınç farkı  $\Delta P$  ve kullanılan akışkanın atmosfere atılmasına bağlı olan katılımlar. Çevrimin exerji ayrılması kısmı, sadece ısı eşanjörü  $\Delta T$  ve  $\Delta P$ ' sine bağlı olan tersinmezliklerle zorlaşmaktadır. Şekil 9.6' de iki basınç düşüşünün etkisi de aynı şekil altına ilave eğri ile gösterilmiştir [1].

Şekil 9.6' ı, sıcak akışın ( $m$ ,  $T_\infty$ ) exerji içeriğinin azalmasını minimize etmek için, depolama ve boşalma fazlarının zamanlamasını iyi ayarlamamanın önemini gösterir. Tüm çevrimin ve gaz-sıvı ısı eşanjörünün optimizasyonu sayısal olarak ısı eşanjör boyu ( $N_{tu}$ ) ve boşaltma aralığına ( $Q$ ) bağlı olarak toplam  $N_s$ ' i minimize ederek gösterilebilir. Şekil 9.6' da gösterilen tasarımda, aşağıdaki değerler elde etmiştir [1].

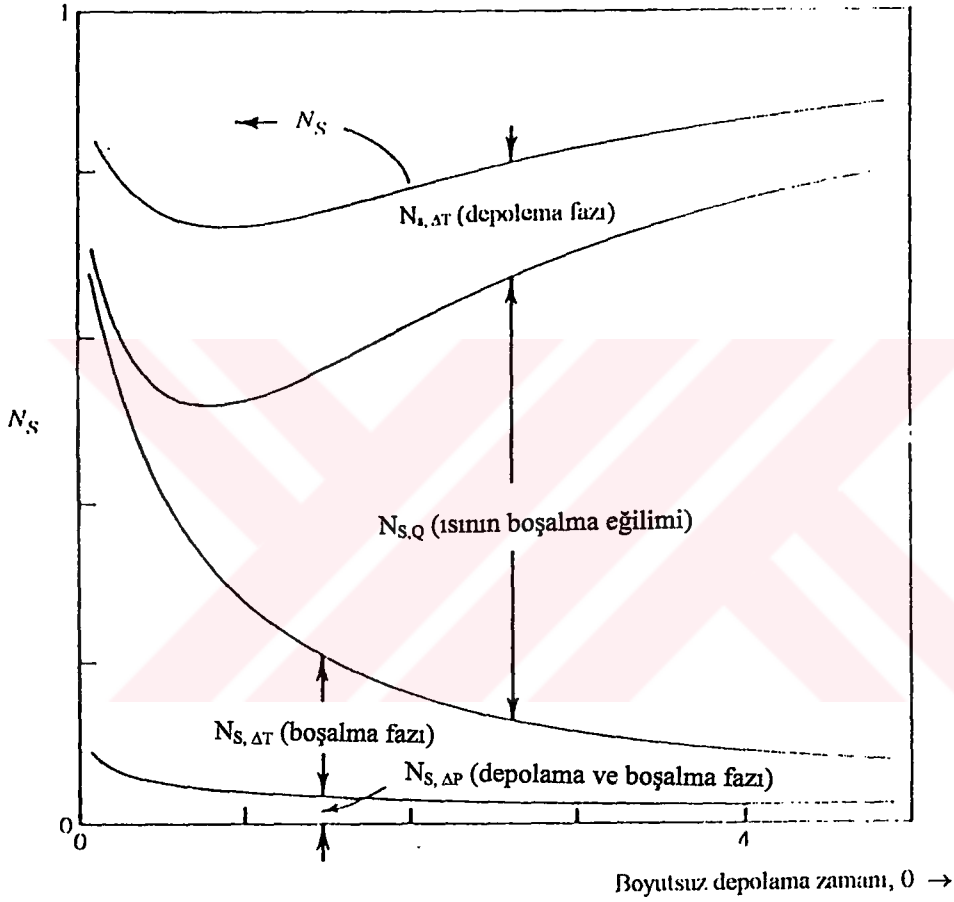
$Q_{opt} = 0.863$	optimum boşalma aralığı
$N_{tu, opt} = 5.53$	optimum ısı transfer sayısı
$N_{s, min} = 0.734$	minimum entropi üretim sayısı ( $\eta_1 = 0.577$ )

Soğuk gaz akımı  $m_r$ ' ın giriş sıcaklığı,  $T_0$  ile aynı alınmıştır. Çevrimin exerji boşalması fazında boyutsuz zaman aralığı  $Q_r = 1.83$ ' dir. Bu optimizasyon sırasında sabit tutulan diğer parametreler ise şunlardır:

$$\dot{m}_r / \dot{m} = 1 \quad g = 0.0354 \quad T_i / T_0 = 1.1 \quad Pr = 0.71 \quad R / c_p = 0.286$$

Depolama ve boşalma fazları boyunca boyutsuz basınç düşüşü oranları ( $\Delta P / P$ ), 0.021 ve 0.01' dir.

Sadece depolama fazı üzerine çalışmalardan elde edilen sonuçlar bütün bir depolama ve boşalma çevrimi üzerindeki çalışmalar ile sağlamlaşmıştır. Ortaya çıkan minimum  $N_s$  değerleri genel olarak, Şekil 9.3' de gördüğümüz değerlerden daha büyüktür. Bu etki, çevrimin exerji' nin boşalma fazının katkıda bulunduğu tersinmezliklerden dolayıdır.



Şekil 9.6 : Depolama ve boşalma çevriminin tersinmezlikleri üzerinde boşalma zamanının etkisi [1]

Şekil 9.6' da şu nokta ortaya konmaktadır. Bir depolama sisteminin termodinamik performansının iyileştirilmesi, üç sıcaklık durumunda ısı transferini minimize etme yeteneğine bağlıdır. Bunlar depolama ve ayrılma süresince gaz ile sıvı arasındaki sıcaklık farkı,  $\Delta T$  ve depolama fazının sonunda dışarı verilen akışlar arasındaki sıcaklık farkı,  $\Delta T'$  dir. Bu  $\Delta T'$  ler akışın giriş sıcaklığını sıvı kütlesinin sıcaklığına yakın hale getirerek ve çıkış sıcaklığı  $T_{dış}$ ' u mümkün olduğunca  $T_0$ ' a yakın

tutarak azaltılabilir. Diziler halinde çok sayıda depolama birimi kullanarak bu öneri, basit bir şekilde gerçekleştirilebilir. Depolama fazı sırasında, 'i' birim tarafından dışarı verilen akım (i+1), birimin exerji kaynaklı akımıdır. Diğer bir deyişle, 'i' birim tarafından dışarıya verilen akış  $T_0$ ' dan daha yüksek bir sıcaklığa sahiptir.

Yukarıda belirtilen serilerin ayarlanmasında, depolama birimlerinin sıcaklığı akış yönünde birebir azalır. Exerji' nin geri kazanılması fazında, soğuk akış artan sıcaklık yönünde veya depolama fazında kullanılan akıma zıt yönde uzanır. Akış depolama materyali, boşaltılan akış ve çevresindeki  $\Delta T$ ' ler bu düzenlemede çok daha küçüktür. Bu modelde depolama materyalinin sıcaklığı akış boyunca devamlı değişir. Taylor ayrıca şunu göstermiştir: ısı eşanjörünün periyodik operasyonu sırasında depolama materyali boyunca ısı iletimi, tesisatın tüm tersinmezliği üzerinde büyük bir etkiye sahip olabilir. Tüm tersinmezlik şekli  $N_s$  , yine çevrimin depolama kısmının gerektirdiği zaman aralığının güçlü bir fonksiyonudur. Optimum depolama zaman aralığını tesbit etmek önemlidir.  $N_s$  ayrıca depolama materyalinin geometrik görüş oranını da etkiler. Taylor' un çalışmasında ki sayısal örnekler,  $N_s$  değerlerinin 0.2 - 0.8 aralığında olduğunu ortaya çıkarmıştır. Depolama ve boşalma çevrimleri sırasında tek bir ısıya hasas element için elde edilen  $N_s$  sonuçlarının aralığı 0.7 - 0.9 ile bu bulunan aralık uygun olarak karşılaştırılır.

Periyodik karşıt akış sirkülasyonu olan sürekli bir boyutlu depolama planı ile yakından ilgili olan bir sınıf, rejeneratörler olarak adlandırılan periyodik ısı eşanjörleri sınıfıdır. Bu tip ısı eşanjörlerin tasarımına entropi üretim minimizasyonu temelinde yaklaşmıştır. Bunların modeli, enerji depolayan materyalin dilimleri arasına yerleşmiş iki boyutlu paralel levhalı kanalları içermektedir. Depolama materyali boyunca ısı iletimi ihmal edilmiştir. Bu rejeneratör modeli ile Taylor' un incelediği sürekli depolama sistemi arasındaki önemli bir fark şudur : Rejeneratör modelinde depolama fazı sırasında boşaltılan akış atmosfere verilmemektedir. Akış ve bunun içinde kalan exerji, kullanılabilir olarak düşünülür. Bu nedenle rejeneratör işleminde tüm bir çevrimin toplam entropi üretim şekli dört unsurun katkısına bağlıdır. Bunlar ; çevrimin ayrılma kısmı ile depolama kısmının  $\Delta T$  ve  $\Delta P$  tersinmezlikleridir [1].

Geçici exerji depolama için basit bir cihaz termodinamik açıdan incelenirse, burada depolama fazı ısıtma, elektrikli bir direnç tarafından sağlanır. Bu cihazın

operasyonda tesbit edilen tersinmezlik kaynakları üç tanedir. Kendisinin elektriksel dirençli ısıtması, depolama meteryali ve exerji boşalma fazı boyunca kullanılan akışkan arasındaki sonlu  $\Delta T$  sıcaklık farkı ve ısı eşanjörü boyunca akış ve depolama meteryali arasındaki  $\Delta P$  basınç düşüştü. Bu çalışmada bulunan entropi üretim sayıları 0.6 - 0.8 aralığına düşmektedir.



## 10 SONUÇ

Enerji üretim ve soğutma sistemlerinde ısı verimin artırılması sistemin her bir parçasının incelenmesi ve bu parçalarda oluşan entropi üretim oranlarının azaltılması ile sağlanır. Ayrıca termodinamik performansın geliştirilmesi de gereklidir. Bunun için mevcut ısı eşanjörlerin iyileştirme çalışmaları ile ısı verimin artışı sağlanır. Bu artırım teknikleri mevcut formülasyonlar ile ispatlanır. Bu çalışmada entropi üretiminin azaltılması konusunda termodinamik dizaynın temel işlevleri incelenmiş ve formülasyon destekleri ile sağlanmaya çalışılmıştır.

Isı eşanjörünün geometrik yapısı dışında optimum kanatçık boyu ve çapıda incelenir. İstenilen ısı iletimini sağlayacak optimum alana, kullanılacağı yer itibari ile en uygun hacme ve yapısal olarak ısı iletiminde önemli rol oynayan en uygun kanatçık çapı ve boyutu hesaplamaları ile optimum ısı eşanjörü dizaynı yapılır.

## REFERANSLAR

1. Bejan, Andrian. Advanced Engineering Thermodynamics, John Wiley and Sons pub. Chapter 11, Canada, 1988.
2. Bejan, Andrian. Second Law Analysis in Heat Transfer, Pergamon Press, England, 1980.
3. Grazzini, Giuseppe and Gori, Fabio. Entropy parameters for heat exchanger design, Italy, 25 March 1988.
4. Incropera, Frank and Dewitt, David ,Fundamentals of Heat and Mass Transfer, John Wiley and Sons pub. New York, 1990.
5. Van Wylen, Gordon and Sonntag, Richard , Fundamentals of classical thermodynamics, John Wiley and Sons pub. Canada, 1985.

Y.C. YÜKSEK ÖĞRETİM KURULU  
DOKÜMANTASYON MERKEZİ