

55678

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ NÜKLEER ENERJİ ENSTİTÜSÜ

**ZORLAMALI AKIŞTA MİNİMUM ENTROPİ ÜRETİMİ İÇİN
NÜKLEER YAKIT DEMETİ GEOMETRİSİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Mak.Müh. M.Gürkan ARIGA

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 27 Mayıs 1996

Tezin Savunulduğu Tarih : 11 Haziran 1996

Tez Danışmanı : Doç.Dr. A. Cihat BAYTAŞ

Diğer Jüri Üyeleri : Prof.Dr.Hasbi YAVUZ

Prof.Dr.Melih GEÇKİNLİ

04.07.1996

HAZİRAN 1996

ÖNSÖZ

Bu çalışmanın amacı termodinamiğin ikinci kanunu kullanılarak yakıt demetinin optimum termodinamik boyutlarını hesaplamaktır. Bu amaçla öncelikle üçgen dizilişteki nükleer yakıt demetleri arasında boylamasına laminar akış ve ısı transferi analitik olarak incelenmiştir. Daha sonra entropi üretim sayısı formülü çıkarılmış ve zorlamalı akışta laminar ve türbülanslı durum için bilinen korelasyonların da yardımı ile optimum Reynolds sayısı elde edilerek termodinamik optimizasyon yapılmıştır.

Boyutsuz Reynolds sayısının 500 ve 22000 arasında değişen değerleri için laminar ve türbülanslı akışta nükleer yakıt çubuklarının merkezleri arasındaki mesafenin yakıt çubuğu çapına oranına göre en uygun çalışma şartlarında Reynolds sayısı ve geometrik boyutlar tespit edilmiştir.

Tez konumla ilgili yayın sağlanmasında yardımcı olduğu için Sayın Prof.Dr.Hasbi YAVUZ'a ve bu çalışmanın gerçekleşmesinde yardımlarını esirgemeyen Sayın Doç.Dr. Cihat BAYTAŞ'a teşekkür ederim.

Haziran, 1996

M. Gürkan ARIGA

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
SEMBOL LİSTESİ	v
ÖZET	vii
SUMMARY	viii
BÖLÜM 1. GİRİŞ	1
BÖLÜM 2. YAKIT DEMETLERİ ARASINDA BOYLAMASINA LAMİNAR AKIŞ	4
2.1. Hız Dağılımının Analitik Olarak İncelenmesi	4
2.1.1. Üçgen Dizilişli Yakıt Demeti Hali İçin Hız Dağılımı	5
2.2. Yakıt Geometrisine Bağlı Olarak Kütlesel Debi Değişimi	9
2.3. Sürtünme Katsayısı	11
BÖLÜM 3. YAKIT DEMETLERİ ARASINDA BOYLAMASINA LAMİNAR AKIŞTA ISI TRANSFERİNİN İNCELENMESİ	13
3.1. Sıcaklık Dağılımının Analitik Olarak İncelenmesi	13
3.2. Akışkan-Duvar Sıcaklık Farkı ve Nusselt Sayısı	16
BÖLÜM 4. YAKIT DEMETLERİ ARASINDA TAŞINIMLA ISI TRANSFERİNDE TERMODİNAMİĞİN İKİNCİ KANUNU	20
4.1. Giriş	20
4.2. Birim Hacimde Entropi Üretimi	21
4.3. Temsili Akış Alanı İçindeki Akış İçin Entropi Üretimi	24

BÖLÜM 5.	MİNİMUM ENTROPİ ÜRETİMİ İÇİN YAKIT DEMETİ GEOMETRİSİ OPTİMİZASYONU	30
5.1.	Zorlamalı Akışta Yakıt Demeti Geometrisi Optimizasyonu	30
5.1.1.	Türbülanslı Akış	30
5.1.2.	Laminar Akış	34
BÖLÜM 6.	SONUÇLAR	36
KAYNAKLAR		37
EK BİLGİSAYAR PROGRAMLARI		39
ÖZGEÇMİŞ		51



SEMBOL LİSTESİ

A_1	: Temsili kesitte yakıt çubuğu alanı
A_2	: Temsili kesitte akış alanı
B_0	: İş parametresi
c_p	: Özgül ısı
d	: Yakıt çubuğu çapı
d_e	: Eşdeğer çap
f	: Sürtünme katsayısı
G	: Kütlesel hız
h	: Isı taşınım katsayısı
$\bar{h}$	: Ortalama ısı transfer katsayısı
k	: Isı iletim katsayısı
m	: Kütlesel debi
M	: Kütlesel akış parametresi
N_s	: Entropi üretim sayısı
Nu	: Kanal Nusselt sayısı
Nu_d	: Lokal Nusselt sayısı
P	: Basınç
p	: Islak çevre
Pr	: Prandtl sayısı
q'	: Birim boyda toplam ısı akısı
r	: Silindir merkezinden radyal koordinat
r_0	: Silindir yarıçapı
Re	: Reynolds sayısı
s/r_0	: Silindirlerde merkezler arası mesafenin yakıt çubuğu çapına oranı
St	: Stanton sayısı

S'_a	: Birim boyda entropi üretimi
S''_a	: Birim alanda entropi üretimi
S'''_a	: Birim hacimde entropi üretimi
s	: Özgül entropi
ΔT	: Sıcaklık farkı
T	: Sıcaklık
T_b	: Akışkan ortalama sıcaklığı
T_o	: Akışkanın kanala giriş sıcaklığı
T_w	: Duvar sıcaklığı
v	: Akış hızı
$\bar{v}$	: Ortalama hız
W_{lost}	: Kayıp iş
z	: Eksenel koordinat
ε	: Gözeneklilik
Φ	: Viskoz kayıp fonksiyonu
ϕ	: Tersinmezlik dağılım oranı
μ	: Mutlak viskozite
θ	: Açısal koordinat
ρ	: Yoğunluk
τ	: Kayma gerilmesi
τ_o	: Boyutsuz sıcaklık farkı
$()^*$	: Karakteristik boyut

ÖZET

Günümüzde enerji kaynaklarının sürekli azalması mevcut enerjinin daha verimli kullanılmasını kaçınılmaz hale getirmiştir. Tüm termodinamik sistemlerde olduğu gibi nükleer reaktörlerde de ısı transferi, akışkan sürtünmeleri ve kütle transferinden kaynaklanan tersinmezlikler meydana gelmekte ve bu durum sistemin verimini düşürmektedir. Bu nedenle bu çalışmada nükleer reaktörlerde fisyon sonucu açığa çıkan ısıнын çekilmesi sırasında oluşan tersinmezlikler termodinamiğin ikinci kanunundan faydalanılarak incelenmiştir.

Çalışmanın başında yakıt demeti geometrisinin hız ve sıcaklık dağılımları incelenmiştir. İlerleyen bölümlerde yakıt demetleri arasında zorlamalı akış için laminar ve türbülanslı bölgelerde ısı transferi ve akışkan sürtünmelerinden kaynaklanan tersinmezlikler boyutsuz entropi üretim sayısı ile tanımlanmış ve deneysel olarak çıkarılan Reynolds sayısına bağlı Nusselt sayısı ile sürtünme faktörü korelasyonları da kullanılarak optimum yakıt geometrisi tespit edilmiştir. Bu şekilde güç reaktörlerinde farklı akış şekilleri için optimum Reynolds sayısı ile s/r_0 (yakıt demeti geometrisi oranı) ve B_0 (iş parametresi) boyutsuz sayıları bulunarak en uygun ve en verimli çalışma şartları tespit edilmiştir.

SUMMARY

NUCLEAR FUEL BUNDLE GEOMETRY FOR MINIMUM ENTROPY GENERATION IN FORCED CONVECTION

In this study, it has been focused on the design of the rod bundles for minimum entropy generation in forced, convection heat transfer.

The need for the utilization of the second law of thermodynamics in thermal design decisions has been advocated by several investigators. A well documented justification of this viewpoint was published by Bejan (1987) in a monograph and was updated in 1994 by the same author. In the investigation of Bejan (1987), the basic principles of the second law of the thermodynamics has been presented and a series of heat transfer engineering applications have been optimized in such a manner that they operate while producing minimum entropy. It has been shown for many cases that the major contributors to entropy generation are heat transfer irreversibilities and flow friction irreversibilities. The paramount effect, which use of the second law of thermodynamics has on efficient use of available energy, is also apparent in this study.

In another investigation presented by Poulikakos (1982), a theoretical framework for the minimization of entropy generation (the waste energy, or useful energy) was established in extended surfaces (fins) and it was focused on the design of fins for minimum entropy generation in forced convection heat transfer. This design philosophy allows us to properly account for the fact that, in addition to enhancing heat transfer, extended surfaces increase fluid friction. In that investigation, the competition between enhanced thermal contact and fluid friction is settled when the heat transfer irreversibility and the fluid friction irreversibility add to yield a minimum rate of entropy generation for the fin.

Until recently, only heat transfer and fluid friction irreversibilities were considered in convection applications irreversibilities associated with mass transfer were largely ignored. This fact was recognised by San (1987 a,b) who proposed an approach in a sequence of two interesting papers for the study of internal forced convection applications in which mass transfer irreversibilities are important. More specifically, these authors first derived expressions for entropy generation in two limiting cases of combined forced convection heat and mass transfer in a two-dimensional channel. The two limiting cases were pure heat transfer and pure mass transfer. Expressions for optimum plate spacing and optimum Reynolds number were reported for both laminar and turbulent flows. The analysis was generalized later to account for the simultaneous existence of heat and mass transfer irreversibilities during forced convection in a parallel plate channel.

The investigation of Poulikakos (1988) was focused on the problem of entropy generation by heat transfer, mass transfer and flow friction irreversibilities in external laminar and turbulent forced convection. After deriving general expression for entropy generation, which accounts for the combined action of the specified irreversibilities, two fundamental applications were presented of the expression. To this end, optimum operating conditions were define for forced convection heat and mass transfer from a flat plate and from a cylinder.

In this work, before investigating the second law of thermodynamics, longitudinal laminar flow between cylinders arranged in triangular array was studied. The aim of this analysis is to determine the pressure drop, shear stress and velocity distribution characteristic of the system. The starting point of this study is the basic law of momentum conservation. The resulting differantial equation has been solved analytically and results were obtained over a wide range of porosity values for the triangular array.

In the second part of this study, consideration was given to the fully devoloped heat transfer characteristics for longitudinal laminar flow between cylinders arranged in an equilateral triangular array. The analysis was carried out for the condition of uniform heat transfer per unit length using the fundamental principle of energy conservation. Solution were obtained for the temperature distribution, and from these, Nusselt number were derived for a wide range of spacing-to-diameter ratios as below

$$Nu_d = \frac{h d_e}{k} = \left(\frac{12}{\pi} \right) \frac{q'/12k}{T_w - T_b} \quad (1)$$

where h is the heat transfer coefficient which is defined as

$$h \equiv \frac{q'}{\pi d_e (T_w - T_b)} = \frac{q'/12}{(\pi d_e/12)(T_w - T_b)} \quad (2)$$

If the derivation of wall-to-bulk temperature is made, the following functional relation is revealed,

$$\frac{T_w - T_b}{q'/12} = f(s/r_o) \quad (3)$$

This is an interesting result in that the dependence on geometry enters only as the ratio s/r_o , rather than s and r_o seperately.

It may be seen that the Nusselt number is essentially the reciprocal of the dimensionless bulk temperature parameter which has been displayed in Eq.(3). From this, it follow that the Nusselt number depends only on the spacing ratio s/r_o . If the

graph of Nusselt number as a function of s/r_o has been prepared, it can be seen from this figure that Nusselt number monotonically increases as s/r_o decreases; and with this it follows from Eq.(1) that the wall-to-bulk temperature difference is smaller at smaller spacing for a fixed heat input. This trend is in accord with physical reasoning.

The objective of this study is to outline an entirely different approach to the optimization of the rod bundles geometry. This approach consist of calculating the entropy generation rate of one typical element of the flow area and minimizing it systematically.

The first and second law of thermodynamics, taken together, state that the entropy generated by any engineering system is proportional to the work lost (destroyed) irreversibly by the system. This truth is expressed concisely as the Gouy-Stodola Theorem (Szargut (1980)).

$$W_{lost} = T \sum_{\text{all system component}} S_{\dot{a}} \quad (4)$$

where W_{lost} is the lost available work (lost availability, or lost energy), T is the absolute temperature of the enviroment and $S_{\dot{a}}$ is the entropy generated in each compartment of the system. This equation implies that the thermodynamic irreversibility (entropy generation) of each system component contributes to the aggregate loss of available work in the system (W_{lost}).

An important observation concerns the order of magnitude of the viscous term relative to the heat transfer term in the makeup of $S_{\dot{a}}$. This issue requires some care because in a large number of convective heat transfer problems the viscous dissipation term $\mu\Phi$ is routinely neglected in the first law of thermodynamics. If in an actual problem the characteristic dimension (scales) for velocity gradient and temperature gradient are v^*/L^* and $\Delta T^*/L^*$, then the size of the viscous term $\mu\Phi$ relative to the conduction term $k\nabla \cdot (\nabla T)$ in the energy equation is

$$\left(\frac{\text{fluid friction}}{\text{heat transfer}} \right)_{1st\ law} \sim \frac{\mu(v^*)^2}{k\Delta T^*} \quad (5)$$

On the other hand the size of fluid friction irreversibility relative to heat transfer irreversibility is

$$\left(\frac{\text{fluid friction}}{\text{heat transfer}} \right)_{2nd\ law} \sim \frac{T^*}{\Delta T^*} \frac{\mu(v^*)^2}{k\Delta T^*} \quad (6)$$

It is clear now that although $\mu(v^*)^2/k\Delta T^*$ may be much smaller than unity in many applications, the fluid friction irreversibility term is not necessarily negligible in the volumetric rate of entropy generaiton which is

$$\dot{S}_a = \frac{k}{T^2} (\nabla T)^2 + \frac{\mu}{T} \Phi \quad (7)$$

As is shown in Eq.(6), the size of the viscous term depends also on the ratio of the characteristic absolute temperature divided by the characteristic temperature difference, $T^*/\Delta T^*$. In many heat transfer applications this ratio is considerably greater than unity, as it will be discovered in subsequent examples and problems.

In view of this discussion we recognize two dimensionless parameters in the entropy generation analysis of convective heat transfer problems. These parameters are dimensionless temperature difference

$$\tau_o = \frac{\Delta T}{T} \quad (8)$$

and the irreversibility distribution ratio,

$$\phi = \frac{\dot{S}_a'''(\text{fluid friction})}{\dot{S}_a'''(\text{heat transfer})} \quad (9)$$

where the entropy generation expression Eq.(7) has the basic form:

$$\dot{S}_a''' = \dot{S}_a'''(\text{heat transfer}) + \dot{S}_a'''(\text{fluid friction}) \quad (10)$$

Entropy generation profiles and maps may be constructed using Eq.(7) so long as the velocity and temperature gradients are known at each point in the convective medium. The backbone of this construction can be outlined writing second law of thermodynamics for an open system.

In large number of convective heat transfer situations the velocity and temperature gradient are not known at each point in the medium. This is the case when the flow regime is turbulent or when the flow geometry is so complicated that an exact description of velocity and temperature is not available in analytical and numerical form. However, most of these heat transfer arrangements are documented in the heat transfer archives on the basis of heat transfer and fluid friction data measured along the solid boundaries surrounding the flow. Therefore the correlations, which describes the heat transfer and fluid friction rate, have been used to obtain the optimum geometrical design of the rod bundles in this study.

Consider the flow passage of arbitrary cross-section A_2 . The bulk properties of the stream $\dot{m}$ are T, ρ, q', P, h . Focusing on a slice of thickness dz as a system, the rate of entropy generation is given by the second law

$$d\dot{S}_{\dot{u}} = \dot{m} ds - \frac{q' dz}{T + \Delta T} \quad (11)$$

Using the definition of the first law of thermodynamics, average heat transfer coefficient, friction factor, Reynolds number, Stanton number and hydraulic diameter, entropy generation rate per unit length is obtained as below

$$\dot{S}'_{\dot{u}} = \frac{q'^2}{4T^2 \dot{m} c_p} \frac{d_e}{St} + \frac{2\dot{m}^3}{\rho^2 T} \frac{f}{d_e A_2^2} \quad (12)$$

Rearranging the Eq.(12) the entropy generation number N_s is defined as

$$N_s = \frac{\dot{S}'_{\dot{u}}}{q'/kT^2} = \frac{1}{\pi Nu} + \frac{\pi^3}{32} \frac{R_e^5}{B_o^2} f \quad (13)$$

where B_o is

$$B_o = \frac{\dot{m} q' \rho}{(kT)^{1/2} \mu^{5/2}} \quad (14)$$

If the pipe flow type is known the Nusselt number and friction factor are given by the well-known correlations (Kim (1988) and Kakaç (1987)). Using this correlations and setting $\partial N_s / \partial Re = 0$ Re_{opt} is obtained for the minimum entropy generation.

BÖLÜM 1. GİRİŞ

2000'li yıllara yaklaştığımız şu günlerde, sürekli azalan enerji kaynakları mevcut enerjinin daha verimli kullanılmasını kaçınılmaz hale getirmiştir. Nükleer güç reaktörlerinde de ısı transferi, kütle transferi ve akışkan sürtünmelerinden kaynaklanan tersinmezliklerin oluşturduğu entropi üretimi, sistemi verimsiz çalıştırarak ekonomik kayıplara neden olmaktadır. Bu nedenle bu çalışmada nükleer reaktörlerde fisyon sonucu açığa çıkan ısıнын çekilmesi sırasında sistemde meydana gelen tersinmezlikler incelenmiştir. Bu tersinmezliklerin neden olduğu entropi üretimi, termodinamiğin ikinci kanunu kullanılarak hesaplanmış ve entropi üretiminin minimum olması için yakıt demeti geometrisinin ne olması gerektiği araştırılmıştır.

Yakıt demeti geometrisinin hız ve sıcaklık dağılımlarına olan etkisini görmek amacı ile öncelikle yakıt demetleri arasında boylamasına laminar akışta hız ve sıcaklık dağılımları incelenmiştir. Sparrow (1959) yaptığı çalışmada üçgen ve kare dizilişli yakıt çubukları arasında laminar akışta hız dağılımının analitik ifadesini, yakıt çubukları merkezleri arasındaki mesafenin yakıt çubuğu çapına oranına bağlı olarak bulmuştur. Aynı çalışmada kütleli debi, kanal içindeki basınç düşümü ve sürtünme faktörü de incelenerek, yakıt geometrisine bağlı değişimleri sunulmuştur.

Sparrow (1961) yaptığı diğer bir çalışmada üçgen dizilişli yakıt çubukları arasında boylamasına laminar akış için, sabit duvar sıcaklığında sıcaklık dağılımının yakıt çubuğu geometrisine bağlı değişimini araştırmıştır. Bu çalışmada akışkan-duvar sıcaklık farkı ve Nusselt sayısının yine yakıt geometrisine bağlı değişimleri analitik olarak incelenmiştir.

Miyatake (1989) tarafından yapılan başka bir çalışmada yine sabit duvar sıcaklığı için, üçgen ve kare dizilişli yakıt çubukları arasındaki laminar akışta,

Nusselt sayısının Graetz sayısına bağı korelasyonları farklı geometrilerde sayısal olarak elde edilmiştir. Bu çalışmanın hemen ardından Miyatake (1990), aynı koşullarda fakat bu sefer sabit ısı akısı için Graetz sayısına bağı Nusselt sayısı korelasyonlarını sayısal olarak elde etmiştir. Miyatake (1993), yaptığı diğ er bir çalışmada üçgen ve kare dizilişli düşey yakıt çubukları arasında laminar akışta çubukların tamamen birbirlerine temasta olduğı hal için ($s/r_o=1$) deneysel olarak Nusselt sayısı korelasyonları elde etmiş ve bunları sayısal sonuçlarla karşılaştırmıştır.

Termodinamiğ in ikinci kanununun mühendislik dizayn optimizasyonlarında kullanılması, daha önce pekçok araştırmacı tarafından savunulmasına rağmen ilk kez Bejan (1994) tarafından yapılan çalışmada verilmiştir. Pekçok ısı geçişi ile ilgili mühendislik uygulamalarının yer aldığı çalışmada termodinamiğ in ikinci kanunu kullanarak minumum entropi üretimini sağlayacak dizayn optimizasyonları gerçekleştirilmiştir. Poulikakos (1982) tarafından yapılan diğ er bir çalışmada genişletilmiş yüzeylerde zorlanmış taşınım ile olan ısı transferinde Reynolds sayısına bağı olarak farklı geometrilerde minumum entropi üretimini sağlayacak optimizasyonlar yapılmıştır.

Termodinamiğ in ikinci kanununa göre mühendislik dizayn çalışması yapan San (1987a,b) ısı transferi ve akışkan sürtünmelerinden kaynaklanan tersinmezliklerin yanında kütle transferinden kaynaklanan tersinmezlikleri de göz önünde bulundurduğı çalışmasında iki boyutlu kanalda zorlamalı taşınım da optimum geometri ve Reynolds sayısı için hem laminar hem de türbülanslı akışta ayrı ayrı ifadeler türetmiştir.

Bu tez çalışmasında öncelikle burada bahsedilen ve diğ er benzer çalışmalar ışığında üçgen dizilişli yakıt demeti için boylamasına laminar akışta hız ve sıcaklık dağılımı ifadeleri çıkarılarak, yakıt demeti geometrisi ile ilişkisi incelenmiştir. Daha sonra ise termodinamiğ in ikinci kanunu yardımı ile entropi üretimine neden olan ısı transferi ve akışkan sürtünmelerinden kaynaklanan tersinmezliklerin analitik ifadeleri çıkarılarak bu ifadeler mevcut akış kanalı için özelleştirilmiştir. Elde edilen

bu ifadeler kullanılarak güç reaktörlerinde zorlamalı akış için minumum entropi üretimini sağlayacak yakıt geometrisi optimizasyonu yapılmıştır. Zorlamalı taşınımında $1.1 \leq s/r_0 \leq 1.5$ şeklindeki geometri için Reynolds sayısının 500 ile 22000 arasında değişen değerlerinde hem laminar hem de türbülanslı bölgelerde entropi üretim sayısının minumum değeri için optimum Reynolds sayısı ve iş parametresi bulunmuştur. Yapılan optimizasyonların sonuçlarının değerlendirilmesine ait grafiklere 5.bölümde yer verilmiştir.



BÖLÜM 2. YAKIT DEMETLERİ ARASINDA BOYLAMASINA LAMİNAR AKIŞ

Yakıt demeti geometrisi optimizasyonu yapılmadan önce sistemin tanınması ve ilerki bölümlere temel olması açısından sistem içindeki akışın incelenmesi önemlidir. Bu nedenle bu bölümde üçgen dizilişli silindirik yakıt çubukları arasında laminar ve tam gelişmiş akışta hız dağılımı ile akışkan sürtünmelerinden kaynaklanan basınç düşümü ve sürtünme faktörü analitik olarak incelenecektir.

2.1 Hız Dağılımının Analitik Olarak İncelenmesi

Genel Navier-Stokes denkleminin vektörel olarak yazılışı

$$\rho \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = \rho \mathbf{g} - \nabla P + \mu \nabla^2 \mathbf{v} \quad (2.1)$$

şeklindedir ve z yönündeki akış için denklemini açık olarak yazarsak,

$$\rho \left(\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_z}{\partial \theta} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = - \frac{\partial P}{\partial z} + \rho g_z + \mu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v_z}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right] \quad (2.2)$$

elde edilir. z yönünde yatay ekseninde tam gelişmiş akış için $\partial v_z / \partial z = 0$, $v_r, v_\theta = 0$ ve $\rho g_z = 0$ olacaktır. Bu durumda $v = v_z$ yazılarak Dk.(2.2) yeniden düzenlenirse yatay akış kanalında silindirik koordinatlardaki momentum denklemini aşağıdaki gibi elde edilir (Sparrow vd., 1959):

$$\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v}{\partial \theta^2} = \frac{1}{\mu} \frac{dP}{dz} \quad (2.3)$$

Dk.(2.1), indirgenmiş hız olarak tanımlanan

$$v^* = v - \frac{r^2}{4} \left(\frac{1}{\mu} \frac{dP}{dz} \right) \quad (2.4)$$

ifade yardımı ile yeniden aşağıdaki gibi düzenlenirse,

$$\frac{\partial^2 v^*}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v^*}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v^*}{\partial \theta^2} = 0 \quad (2.5)$$

momentum korunum denklemi, iyi bilinen iki boyutlu Laplace denklemine dönüşür.

Bu denklemin çözümü Hildebrant (1976)'ın kitabında detaylı olarak verilmektedir.

Buna göre Dk. (2.5)'ün genel çözümü

$$v^* = A + B \ln r + \sum_{k=1}^l (C_k r^k + D_k r^{-k}) (E_k \cos k\theta + F_k \sin k\theta) \quad (2.6)$$

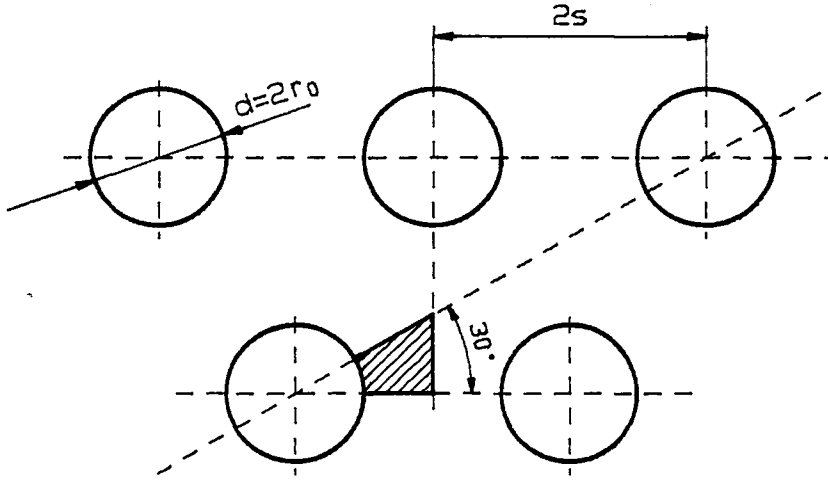
olarak elde edilir. Dk. (2.4), Dk. (2.6)'de yerine konularak,

$$v = A + B \ln r - \frac{r^2}{4} \left(-\frac{1}{\mu} \frac{dP}{dz} \right) + \sum_{k=1}^l (C_k r^k + D_k r^{-k}) (E_k \cos k\theta + F_k \sin k\theta) \quad (2.7)$$

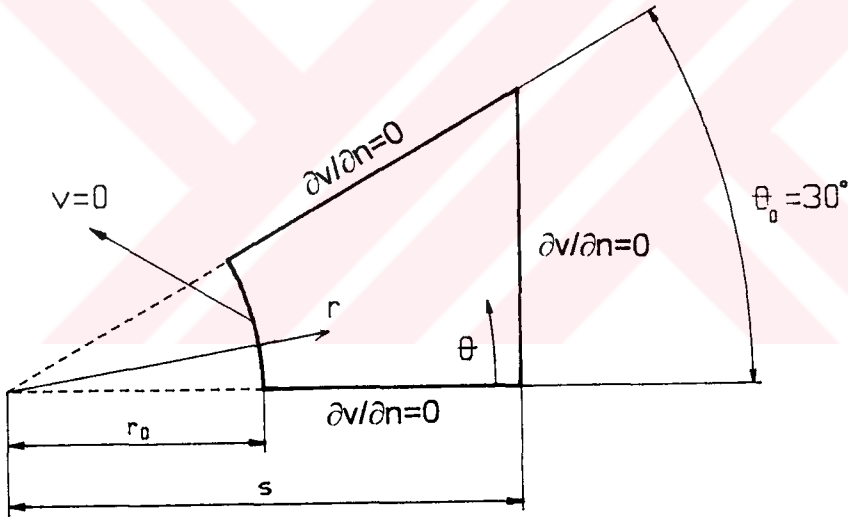
hız ifadesi Dk (2.7)'deki gibi bulunur. Burada A, B, C_k, D_k, E_k ve F_k sabitleri, akış kanalı geometrisine göre tespit edilecek sınır koşullarından bulunacak sabitlerdir.

2.1.1. Üçgen Dizilişli Yakıt Demeti Hali İçin Hız Dağılımı

Şekil 2.1'de görüldüğü gibi simetri özelliğinden dolayı Şekil 2.2'de detaylı olarak gösterilen temsili akış alanının incelenmesi yeterlidir. Simetri özelliğinin bir sonucu olarak temsili akış alanının akışkan ile temasta olan her üç yüzeyinde



Şekil 2.1. Üçgen dizilişli yakıt demeti geometrisi.



Şekil 2.2. Temsili akış alanı.

$\partial v / \partial n = 0$ 'dır. Yakıt çubuğu ile temasta olan diğer yüzeyde ise $v = 0$ olacaktır. $\theta = 0$ ve $\theta = 30^\circ$ için akışkanla temasta olan yüzeylerde $\partial v / \partial n = \partial v / \partial \theta = 0$ ve $\cos 0 \neq 0$ olacağından Dk. (2.7)'deki

$$F_k \equiv 0 \quad (2.8 a)$$

ve $\theta = 30^\circ$ için $\sin (k\pi/6) = 0$ şartından

$$k=6,12,18,... \quad (2.8 \text{ b})$$

olarak bulunur. Diğer bir sınır şartı da $r=r_o$ 'da $v=0$ 'dır. Buna göre

$$D_k = -C_k r_o^{2k} \quad (2.8 \text{ c})$$

$$A = -B \ln r_o + \frac{r_o^2}{4} \left(-\frac{1}{\mu} \frac{dP}{dz} \right) \quad (2.8 \text{ d})$$

elde edilir. Akışkan üzerinde katı yakıt çubuğu tarafından oluşturulan toplam sürüklenme kuvveti Şekil 2.2'de belirtilen temsili akış alanı üzerindeki net basınç kuvvetine eşittir. Buna göre

$$\int_0^{\pi/6} \mu \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)_{r=r_o} r_o d\theta = \int_0^{\pi/6} \int_{r_o}^{s/\cos\theta} \left(\frac{dP}{dz} \right) r dr d\theta \quad (2.9)$$

yazılır ve belirtilen sınırlarda türev ve integraller alınır,

$$B = \frac{\sqrt{3}}{\pi} s^2 \left(-\frac{1}{\mu} \frac{dP}{dz} \right) \quad (2.8 \text{ e})$$

elde edilir. Şu ana kadar bulunan sabitler yerlerine yazılır ve $G_j = C_j E_j$ yerine konulursa,

$$\begin{aligned} v = & \frac{\sqrt{3}}{\pi} s^2 \left(-\frac{1}{\mu} \frac{dP}{dz} \right) \ln \frac{r}{r_o} - \frac{1}{4} \left(-\frac{1}{\mu} \frac{dP}{dz} \right) (r^2 - r_o^2) \\ & + \sum_{j=1}^l G_j \left(r^{6j} - \frac{r_o^{12j}}{r_{6j}} \right) \cos 6j\theta \end{aligned} \quad (2.10)$$

elde edilir. Son olarak Şekil 2.2'de sağ kenarda ($r=s/\cos\theta$)

$$\frac{\partial v}{\partial n} = \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial r} \frac{\partial r}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial \theta} \frac{\partial \theta}{\partial x} = 0 \quad (2.11)$$

şeklindedir. Silindirik koordinatlarda $x=r \cos \theta$, $y=r \sin \theta$ ve $r=\sqrt{x^2+y^2}$ olmak üzere

$$\frac{\partial r}{\partial x} = \cos \theta \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial x} = -\frac{\sin \theta}{r} \quad (2.13)$$

elde edilir. Dk. (2.12) ve Dk. (2.13), Dk. (2.11)'da yerine konularak,

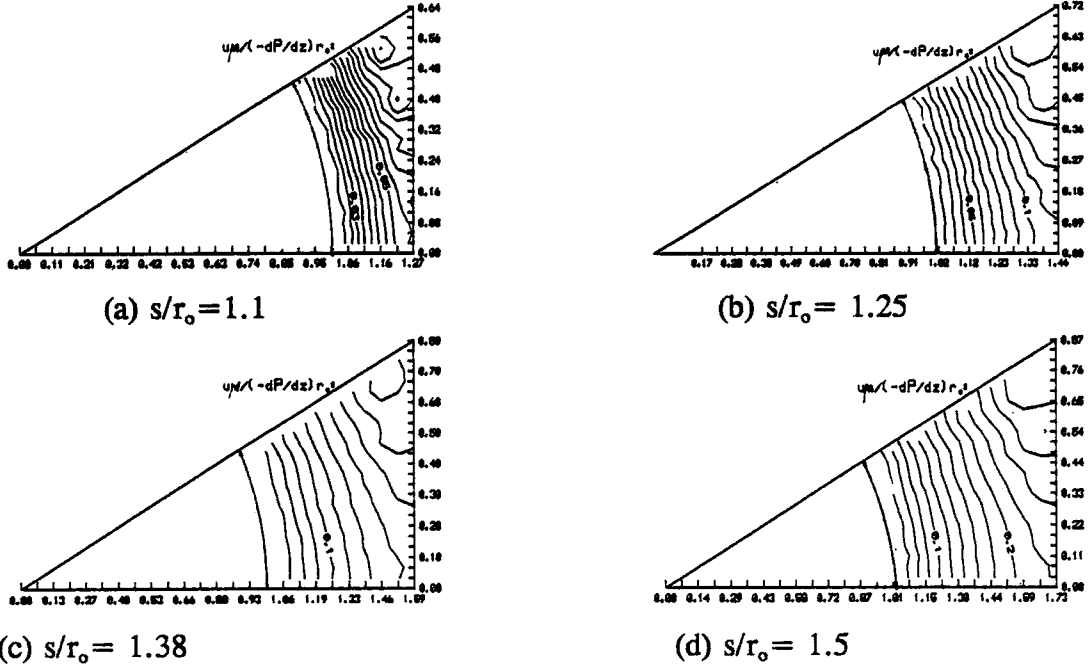
$$\frac{\partial v}{\partial n} = \frac{\partial v}{\partial r} \cos \theta - \frac{\partial v}{\partial \theta} \frac{\sin \theta}{r} = 0 \quad (2.14)$$

elde edilir. Türevler alınarak gerekli düzenleme ile

$$\sum_{j=1}^l \Delta_j (\cos \theta)^{1-6j} [\cos(6j-1)\theta + \left(\frac{r_o \cos \theta}{s} \right)^{12j} \cos(6j+1)\theta] + \frac{\sqrt{3}}{\pi} \cos^2 \theta - \frac{1}{2} = 0 \quad (2.8 f)$$

$$\Delta_j = G_j \frac{6js^{6j}}{\left(-\frac{1}{\mu} \frac{dP}{dz} \right) s^2} \quad (2.8 g)$$

bulunur. Bulunan Dk. (2.8 f)'de $\ell=6$ 'ya kadar θ açısının altı farklı ($\theta = 0^\circ, 6^\circ, 12^\circ, 18^\circ, 24^\circ, 30^\circ$) değeri için altı bilinmeyenli altı denklem elde edilir. EK'de verilen DELTA ve HIZ adlı bilgisayar programlarının yardımı ile altı farklı Δ_j değerleri ve bunlara bağlı olarak Dk. (2.10)'daki hız ifadesinde yer alan G_j değerleri bulunur. Hız dağılımının farklı s/r_o değerlerinde yakıt çubuğu merkezinden olan uzaklığa bağlı olarak değişimi Şekil 2.3'de görülmektedir.

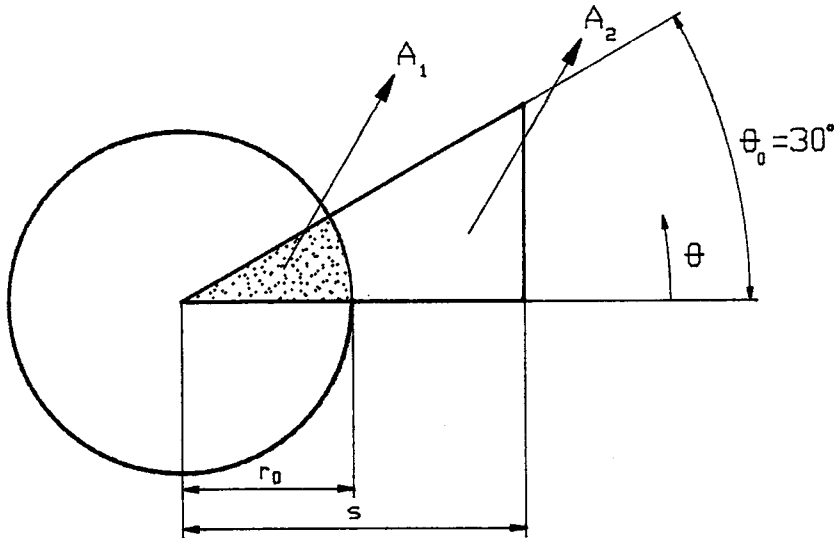


Şekil 2.3. Farklı s/r_0 değerleri için akış hızının r 'ye bağlı değişimi.

Şekil 2.3'de görüldüğü gibi yakıt çubukları arasındaki mesafe arttıkça, basınç düşümü azalmakta ve buna bağlı olarak temsili akış alanı içindeki akış hızı artmaktadır.

2.2. Yakıt Geometrisine Bağlı Olarak Kütlesel Debi Değişimi

Kütlesel debi hız ifadesinin akış alanı üzerinde integre edilmesi ile elde edilebilir. Buna göre Şekil 2.4'deki $\theta = 30^\circ$ 'lik temsili akış alanı için kütlesel debi



Şekil 2.4. Temsili Akış alanı.

$$\dot{m} = 12\rho \int_{A_2} \int v r dr d\theta = 12\rho \int_0^{\theta_o} \int_{r_o}^{s/\cos\theta} v r dr d\theta \quad (2.15)$$

şeklinde yazılabilir. Kütleli debi integrali belirtilen sınırlar içinde alınır (Sparrow (1959))

$$\begin{aligned} \frac{\dot{m}\mu}{12\rho(-dP/dz)r_o^4} &= \left(\frac{s}{r_o}\right)^4 \left[\frac{1}{2\pi} \left(\ln \frac{s}{r_o} - \ln \cos 30^\circ - \frac{3}{2} \right) + \frac{13\sqrt{3}}{216} \right] \\ &+ \left(\frac{s}{r_o}\right)^4 \sum_{j=1}^l \frac{\Delta_j}{6j} \left[\frac{\Omega_j}{6j+2} + \left(\frac{r_o}{s}\right)^{12j} \frac{\chi_j}{6j-2} \right] + \frac{\sqrt{3}}{12} \left(\frac{s}{r_o}\right)^2 - \frac{\pi}{96} \end{aligned} \quad (2.16)$$

elde edilir. Dk.(2.16)'deki Ω_j ve χ_j integralleri aşağıdaki gibi olup belirlenen sınırlar içinde 'Mathematika' adlı program ile sayısal olarak hesaplanabilmektedir.

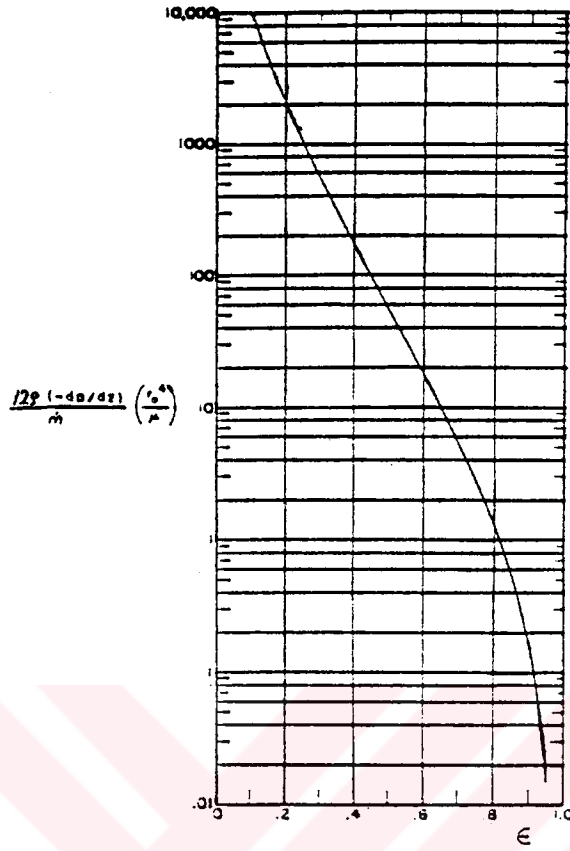
$$\Omega_j = \int_0^{\pi/6} \frac{\cos 6j\theta}{(\cos \theta)^{6j+2}} d\theta \quad (2.17)$$

$$\chi_j = \int_0^{\pi/6} \frac{\cos 6j\theta}{(\cos \theta)^{2-6j}} d\theta \quad (2.18)$$

Dk.(2.16)'da verilen kütleli debi ifadesinin poroziteye bağlı değişimi Şekil 2.5'de görülmektedir. Burada porozite (ϵ)

$$\epsilon = \frac{A_2}{A_1 + A_2} = 1 - \frac{\sqrt{3}\pi}{6(s/r_o)^2} \quad (2.19)$$

şeklinde ifade edilmektedir.



Şekil 2.5. Poroziteye bağlı kütleli debi-basınç düşümü parametresi değişimi.

Şekil 2.5’de açıkça görüldüğü gibi Şekil 2.4’deki A_2 alanının toplam üçgen alanına oranı azaldıkça, yani akış kesit alanı küçüldükçe, basınç düşümünde çok hızlı bir artış ve buna bağlı olarak kütleli debide azalma görülmektedir.

2.3. Sürtünme Katsayısı

Entropi üretiminin nedenlerinden biri de akışkan sürtünmelerinden kaynaklanan tersinmezliklerdir. Bu tersinmezliklerin analitik incelenmesinde kullanılmak üzere sürtünme katsayısının temel ifadesi bu bölümde çıkarılacaktır. Sürtünme katsayısının temel tanımı,

$$f \equiv \frac{\bar{\tau}}{\frac{\rho \bar{v}^2}{2}} \quad (2.20)$$

şeklindedir. Yakıt çubuğunun akışkan ile temasta olan silindirik yüzeyindeki kayma gerilmesi, kesit alanındaki basınç kuvvetine eşittir. Şekil 2.4'deki temsili akış alanı üzerinde dz boyunca oluşan kayma gerilmesi ile basınç dengesi aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\bar{\tau} r_o \theta_o dz = -dP A_2 \quad (2.21)$$

Dk.(2.19)'da ortalama kayma gerilmesi çekilerek Dk. (2.18)'de yerine yazılırsa,

$$f = -\frac{2(dP/dz)A_2}{r_o \theta_o \rho \bar{v}^2} \quad (2.22)$$

elde edilir.

BÖLÜM 3. YAKIT DEMETLERİ ARASINDA BOYLAMASINA LAMİNAR AKIŞTA ISI TRANSFERİNİN İNCELENMESİ

3.1 Sıcaklık Dağılımının Analitik Olarak İncelenmesi

Entropi üretiminin diğer bir nedeni de akışkan ile yakıt çubuğu arasındaki ısı transferinden kaynaklanan tersinmezliklerdir. Sistemdeki ısı transferinin incelenmesi bu tersinmezliklerin nedenlerinin anlaşılması açısından son derece önemlidir. Bu nedenle bu bölümde üçgen dizilişli silindirik yakıt çubukları arasında tam gelişmiş laminar akışta sıcaklık dağılımının analitik ifadelerine yer verilmiştir.

Tam gelişmiş akış için silindirik koordinatlarda enerji korunumu ifadesi,

$$\rho c_p v \frac{\partial T}{\partial z} = k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (3.1)$$

şeklindedir, Sparrow vd., (1961). Bu ifadede v , ikinci bölümde Dk.(2.8)'de bulunan aksenal hız; r , θ ve z ise silindirik koordinatlardır. Tam gelişmiş akış için,

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \text{sabit} = \frac{q'}{\dot{m} c_p} = \frac{(q'/12)}{(\dot{m}/12)c_p} \quad (3.2)$$

şeklindedir. D.(3.2)'deki $q'/12$ ve $\dot{m}/12$ tek bir 30°'lik temsili akış alanı için sırasıyla birim uzunluktaki ısı akısı ve kütesel debidir. Öte yandan kütesel debi ve basınç düşümü arasında ilişki kurularak boyutsuz kütle akış parametresi,

$$M = \frac{\dot{m}/12 \rho}{s^4 \left(-\frac{1}{\mu} \frac{dp}{dz} \right)} \quad (3.3)$$

şeklinde tanımlanabilir. Dk.(3.2) ve Dk.(3.3), ikinci bölümde bulunan Dk.(2.8) ile birlikte Dk.(3.1)'deki enerji korunumu denkleminde yerine konularak

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} = \frac{q'/12k}{Ms^2} \left\{ \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln \frac{r}{r_o} - \frac{1}{4} \left[\left(\frac{r}{s} \right)^2 - \left(\frac{r_o}{s} \right)^2 \right] \right. \\ \left. + \sum_{n=1}^l \frac{\Delta_n}{6n} \left(\frac{r}{s} \right)^{6n} \left[1 - \left(\frac{r_o}{r} \right)^{12n} \right] \cos 6n\theta \right\} \end{aligned} \quad (3.4)$$

elde edilir. Dk.(3.4)'ün özel ve homojen çözümlerine ait izlenecek yol Hildebrant (1976)'ın kitabında detaylı olarak verilmiştir. Denklemin çözümünde kullanılan sınır şartları ($\theta=0^\circ$, $\theta=30^\circ$ ve $r=s/\cos \theta$ da $\partial T/\partial n=0$, $r=r_o$ 'da $T=T_w$) ve bunlara bağlı olarak homojen çözüme ait sabitlerin bulunuşu Sparrow (1961)'un çalışmasında detayları ile görülebilir. Sınır şartları denklem çözümüne uygulanarak sabitlerin bulunmasıyla,

$$\begin{aligned} T - T_w = \frac{q'/12k}{Ms^2} \left\{ \left[\frac{\sqrt{3}}{4\pi} (r^2 + r_o^2) - \frac{1}{16} \frac{r_o^4}{s^2} - \frac{16Ms^2}{\pi} \ln \frac{r}{r_o} \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{1}{64} \frac{r^4 - r_o^4}{s^2} + \left[-\frac{\sqrt{3}}{4\pi} + \frac{1}{16} \left(\frac{r_o}{s} \right)^2 \right] (r^2 - r_o^2) \right] \right. \\ \left. + \sum_{j=1} C_j r^{6j} \left[1 - \left(\frac{r_o}{r} \right)^{12j} \right] \cos 6j\theta \right. \\ \left. + \frac{(q'/12k)r^2}{Ms^2} \sum_{n=1} \Delta_n \cos 6n\theta \left\{ \frac{(r/s)^{6n}}{24n} \left[\frac{1}{6n+1} + \frac{(r_o/r)^{12n}}{6n-1} \right] \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{(r_o/r)^2}{2(36n^2-1)} \frac{r_o^{12n}}{r^{6n}s^{6n}} \right\} \right\} \end{aligned} \quad (3.5)$$

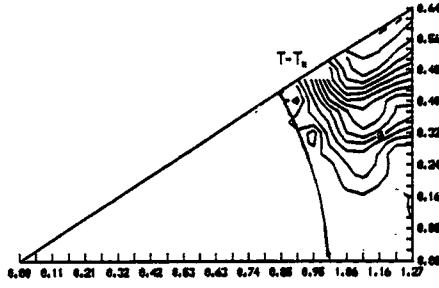
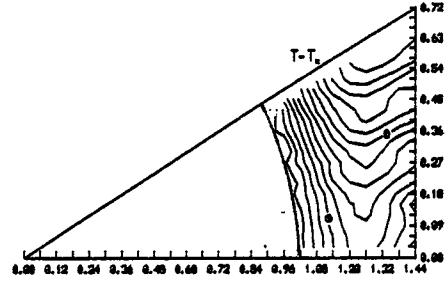
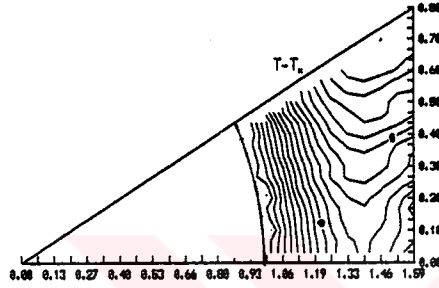
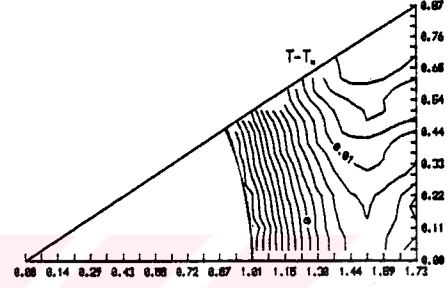
elde edilir. Burada M ve Δ_n ikinci bölümde hesaplanan yakıt demeti geometrisine (s/r_o) bağlı büyüklüklerdir. C_j ise son sınır şartından ($r=s/\cos \theta$ da $\partial T/\partial n=0$) aşağıdaki gibi bulunabilir.

$$\begin{aligned}
& \sum_{j=1} w_j (\cos\theta)^{1-6j} \left[\cos(6j-1)\theta + \left(\frac{r_o \cos\theta}{s} \right)^{12j} \cos(6j+1)\theta \right] \\
& = - \sum_{n=1} \Delta_n \left\{ \frac{3n}{36n^2-1} \left(\frac{r_o}{s} \right)^{12n+2} (\cos\theta)^{(6n+1)} \cos(6n+1)\theta \right. \\
& \quad + \frac{\cos 6n-1\theta + (1/3n) \cos\theta \cos 6n\theta}{4(6n+1) (\cos\theta)^{6n+1}} \\
& \quad + \frac{(r_o/s)^{12n} (\cos\theta)^{6n-1}}{4(1-6n)} [\cos(6n+1)\theta - (1/3n) \cos\theta \cos 6n\theta] \Big\} \\
& \quad - \left[-\frac{6M}{\pi} + \frac{\sqrt{3}}{4\pi} \left(\frac{r_o}{s} \right)^2 - \frac{1}{16} \left(\frac{r_o}{s} \right)^4 \right] \cos^2\theta \\
& \quad - \frac{1}{8} \left(\frac{r_o}{s} \right)^2 - \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \ln \left(\frac{s}{r_o \cos\theta} \right) + \frac{1}{16 \cos^2\theta} + \frac{\sqrt{3}}{4\pi}
\end{aligned} \tag{3.6}$$

Dk.(3.6)'daki w_j değeri aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır.

$$w_j = C_j \frac{6js^{6j}M}{(q'/12k)} \tag{3.7}$$

C_j sabitinin bulunması için gerekli olan w_j değerleri θ açısının 0° ile 30° arasında değişen her bir değere için j lineer denklem ve j adet w bulunur. Farklı s/r_o değerleri için Dk.(3.6)'daki Δ_n değerleri Dk.(2.6 f) ve Dk.(2.6 g)'den, M değerleri ise Dk.(3.3) ve Dk.(2.14)'den bulunabilir. Böylece j bilinmeyenli j denklemin Ek'te verilen OMEGA isimli bilgisayar programı ile çözülmesiyle w_j değerleri ve Dk.(3.7)'den bunlara bağlı C_j değerleri bulunur. Dk. (3.5), Ek'deki SICAKLIK isimli bilgisayar programı yardımı ile çözülmüştür ve Dk.(3.5)'deki sıcaklık dağılımı ifadesinin farklı s/r_o değerleri için grafiği Şekil 3.1'de görülmektedir.

(a) $s/r_0 = 1.10$ (b) $s/r_0 = 1.25$ (c) $s/r_0 = 1.38$ (d) $s/r_0 = 1.50$

Şekil 3.1. Farklı s/r_0 değerleri için sıcaklığın r 'ye bağlı değişimi.

3.2. Akışkan-Duvar Sıcaklık Farkı ve Nusselt Sayısı

Bir önceki bölümde sunulan çözümde kanal içindeki sıcaklık dağılımının duvar sıcaklığına (T_w) bağlı olduğu görülmüştü. Bu durumda çözümün tamamlanması için T_w 'nin bulunması gerekmektedir. Bunun ötesinde pratikte duvar sıcaklığının büyük ölçüde malzeme limitlerine ve ısıl gerilmelerine bağlı olan bir büyüklük olduğu da unutulmamalıdır.

Birim boydaki akış kanalı için ısı akısı tanımından, akışkan ortalama sıcaklığı (T_b) aşağıdaki eşitlikten bulunabilir.

$$T_b = T_o + \frac{q'}{\dot{m} c_p} z \quad (3.8)$$

Bu eşitlikten T_o akışkanın kanala giriş sıcaklığıdır. Dk.(3.8)'deki eşitliğin her iki tarafına T_w eklenir ve denklem yeniden düzenlenirse

$$T_w = T_o + \frac{q'}{\dot{m} c_p} z + (T_w - T_b) \quad (3.9)$$

şeklinde elde edilir. Burada akışkan-duvar sıcaklık farkının bulunması hem duvar sıcaklığının hem de kanal Nusselt sayısının bulunmasını sağlayacaktır. Akışkan-duvar sıcaklık farkı, akışkan ortalama sıcaklığının tanımından yola çıkılarak, daha sonra bu tanımın temsili akış alanına uygulanması ile,

$$T_b = \frac{\int \int_{\text{Akış alanı}} T \rho v r dr d\theta}{\int \int_{\text{Akış alanı}} \rho v r dr d\theta} \quad (3.10)$$

$$T_w - T_b = \frac{\rho \int_0^{30^\circ} \int_{r_o}^{s/\cos\theta} (T_w - T) v r dr d\theta}{\dot{m}/12} \quad (3.11)$$

şeklinde elde edilir. D.(3.11)'de, Dk.(3.5) ve Dk.(2.10)'daki sıcaklık ve hız dağılımları yerlerine konularak belirlenen sınırlarda integraller alınırsa $\alpha = r_o/s$

ve $\beta = \sqrt{2\sqrt{3}/\pi}$ olmak üzere,

$$\begin{aligned} \frac{T_w - T_b}{q'/12k} = & \frac{3}{24\pi M^2} \left[\frac{\beta^4}{4} \left(\ln \frac{\beta}{\alpha} \right)^2 - \frac{1}{8} \beta^4 \left(\ln \frac{\beta}{\alpha} \right) + \frac{1}{32} \beta^4 - \frac{1}{32} \alpha^4 \right] \\ & + \frac{\sqrt{3}}{6M^2} \left[\frac{6M}{\pi} - \frac{\sqrt{3}}{4\pi} \alpha^2 - \frac{1}{16} \alpha^4 \right] \left[\frac{\beta^2}{2} \left(\ln \frac{\beta}{\alpha} \right)^2 - \frac{\beta^2}{2} \left(\ln \frac{\beta}{\alpha} \right) + \frac{1}{4} (\beta^2 - \alpha^2) \right] \\ & + \frac{5\sqrt{3}}{384M^2} \left[\frac{\beta^6}{6} \left(\ln \frac{\beta}{\alpha} \right) - \frac{\beta^6}{36} + \frac{\alpha^6}{36} \right] - \frac{\pi}{12288 M^2} (\beta^8 - \alpha^8) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{\pi}{6M^2} \left\{ \left[-\frac{3}{4\pi^2} + \frac{\sqrt{3}}{16\pi} \alpha^2 + \frac{3M}{2\pi} + \frac{\alpha^4}{64} \right] \right. \\
& + \left[\frac{3}{4\pi^2} \alpha^2 + \frac{\sqrt{3}}{64\pi} \alpha^4 - \frac{3M}{2\pi} \alpha^2 - \frac{1}{64} \alpha^6 \right] \left[\frac{\beta^2}{2} \left(\ln \frac{\beta}{\alpha} \right) - \frac{1}{4} (\beta^2 - \alpha^2) \right] \\
& + \left[\frac{\sqrt{3}}{16\pi} - \frac{5}{256} \alpha^2 \right] \frac{\beta^6 - \alpha^6}{6} + \left(\frac{-\sqrt{3}}{8\pi} \alpha^2 + \frac{7}{256} \alpha^4 \right) \frac{\beta^4 - \alpha^4}{4} \\
& \left. + \left[\frac{\sqrt{3}}{16\pi} \alpha^4 - \frac{3}{256} \alpha^6 \right] \frac{\beta^2 - \alpha^2}{2} \right\}
\end{aligned} \tag{3.12}$$

şeklinde tamamen yakıt demeti geometrisine (s/r_o) bağlı olarak bulunur (Sporrow (1961)). Bu noktada akışkan-duvar sıcaklık farkının hesabıyla kanal Nusselt sayısı tayin edilebilecektir. Fakat daha önce ısı transfer katsayısı tanımlanmalıdır.

$$h = \frac{q'}{\pi d_e (T_w - T_b)} = \frac{q'/12}{(\pi d_e/12)(T_w - T_b)} \tag{3.13}$$

Kanal için eşdeğer çap karakteristik uzunluk olarak alınırsa kanalın Nusselt sayısı,

$$Nu_d = \frac{h d_e}{k} = \frac{12}{\pi} \frac{q'/12k}{T_w - T_b} \tag{3.14}$$

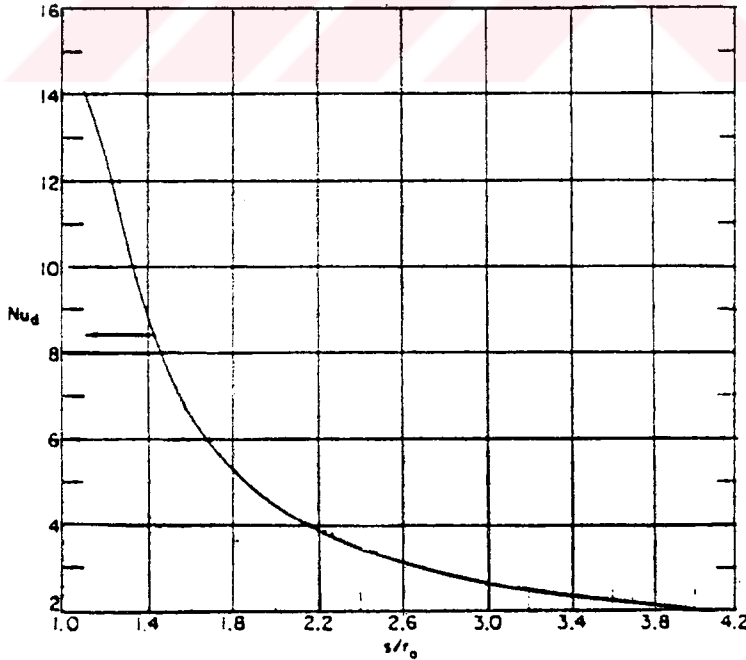
elde edilir. Görülüyor ki Nu_d sayısı tamamen s/r_o 'a yani yakıt demeti geometrisine bağlı çıkıyor Nu_d sayısının s/r_o 'a bağlı değişimi Şekil 3.2'de görülmektedir. Şekilden de görüldüğü gibi s/r_o oranı azaldıkça yani yakıt çubukları birbirine yaklaştıkça Nu_d artış göstermektedir. Şekil 3.2 ile birlikte Dk.(3.14)'e bakıldığında ise aynı ısı akısında, s/r_o küçüldükçe Nu_d artmakta ve buna bağlı olarak akışkan-duvar sıcaklık farkının azaldığı görülmektedir.

Şimdi tekrar Dk.(3.9)'daki duvar sıcaklığı eşitliğine dönülürse bu eşitlikte her iki taraftan T_o çıkarılıp, q'/k ile bölünür ve Dk.(3.14)'teki Nu_d ifadesi de kullanılarak,

$$\frac{T_w - T_o}{q'/k} = \frac{kz}{\dot{m}c_p} + \frac{1}{\pi Nu_d} \quad (3.15)$$

$$\frac{T_w - T_o}{q'/k} = \frac{z}{(\dot{m}/\mu)Pr} + \frac{1}{\pi Nu_d} \quad (3.16)$$

elde edilir. Dk.(3.16)'nın sağ tarafındaki ikinci terime göre tam gelişmiş akışta belli bir z değerinde yakıt çubukları arasındaki boşluğun azalması ile $(T_w - T_o)/(q'/k)$ değeri azalacaktır. Fakat bunun yanında sağ taraftaki diğer terime göre boşluğun azalması ile kütleli debi ($\dot{m}$) azalacak ve hem kütleli debinin azalması hem de z 'nin artması ile bu terimde artma olacaktır. Başka bir söyleyişle Dk.(3.16) eşitliğinin sağ tarafındaki iki terim s/r_o 'a bağlı olarak farklı yönlerde artış göstereceklerdir. Bölüm 2'deki Şekil 2.5'de görüldüğü gibi kütleli debinin gözenekliliğe bağlı değişimi, Nusselt sayısına oranla daha hızlı olmaktadır. Bu durumda sabit basınç düşümünde z değeri tam gelişmiş akışı sağlayacak şekilde yeterince uzun olmalıdır ki boşluk oranı azalırken $(T_w - T_o)/(q'/k)$ 'da artış olabilsin.



Şekil 3.2. Nu_d sayısının s/r_o 'a göre değişimi.

BÖLÜM 4. YAKIT DEMETLERİ ARASINDA TAŞINIMLA ISI TRANSFERİNDE TERMODİNAMİĞİN İKİNCİ KANUNU

4.1 Giriş

Isıl tasarım hesaplamalarında termodinamiğin ikinci kanununa olan ihtiyaç bugüne kadar pekçok araştırmacı tarafından savunulmuştur. Bu görüşün doğruluğu yapılan çalışmalarla kanıtlanmış ve Bejan (1994) tarafından güncelleştirilmiştir. Bejan (1994), kitabında termodinamiğin ikinci kanununun temel prensiplerini sunarak bir seri ısı geçişi ile ilgili mühendislik uygulamaları için minimum entropi üretimini sağlayacak dizayn optimizasyonlarını gerçekleştirmiştir. Pekçok farklı durum için entropi üretimine neden olan ısı transferi ve akışkan sürtünmelerinden kaynaklanan tersinmezliklerden bahsetmiştir. Termodinamiğin ikinci kanununun en önemli etkisi olan mevcut enerjinin daha verimli kullanılması durumu da yapılan çalışmalarda incelenmiştir.

Yakın geçmişe kadar ısı taşınım uygulamalarında sadece ısı transferi ve akışkan sürtünmelerinden kaynaklanan tersinmezlikler gözönünde bulunduruluyor ve kütle transferinden kaynaklanan tersinmezlikler büyük çoğunlukla görmezlikten geliniyordu. San (1987a) tarafından yayınlanan çalışmada kanal içinde zorlamalı akıştaki ısı transferinde, kütle transferinden kaynaklanan tersinmezliğin önemi üzerinde durulmuştur. Çalışmada iki boyutlu kanalda zorlamalı taşınımında ısı ve kütle transferinin iki ayrı limit değerinde (tamamen ısı transferi ve tamamen kütle transferi) optimum geometri ve Reynolds sayısı için, hem laminar hem de türbülanslı akışta ayrı ayrı ifadeler türetilmiştir. Daha sonra bu ifadeler yine San (1987b) tarafından iki paralel levha arasındaki akışta, zorlamalı taşınımında ısı ve kütle transferinden kaynaklanan tersinmezlikler için genelleştirilmiştir.

Bundan önceki iki bölümde yakıt demetleri arasında tam gelişmiş laminar akışta hız, kütsel debi, sürtünme katsayısı ve sıcaklık dağılımlarının tamamen yakıt çubuklarının geometrisine bağlı olarak değiştiği korunum denklemlerinin çözümü sonucunda gösterilmişti. Çalışmanın bu bölümünde yakıt demetleri arasında zorlamalı akış için laminar ve türbülanslı bölgelerde ısı transferi ve akışkan sürtünmelerinden kaynaklanan tersinmezlikler incelenecek ve daha sonra deneysel olarak Kim (1988) ve Weisman (1959) tarafından çıkarılan Reynolds sayısına bağlı Nusselt sayısı ve Kakaç (1987) tarafından çıkarılan sürtünme faktörü korelasyonları kullanılarak yakıt demeti geometrisinin optimizasyonu yapılacaktır. Bu şekilde nükleer güç reaktörlerindeki farklı akış şekilleri için optimum Reynolds sayısı ile s/r_0 ve B_0 (duty parameter, $Dk(4.38)$) sayıları bulunarak en uygun ve en verimli çalışma şartları tespit edilmiş olacaktır.

4.2 Birim Hacimde Entropi Üretimi

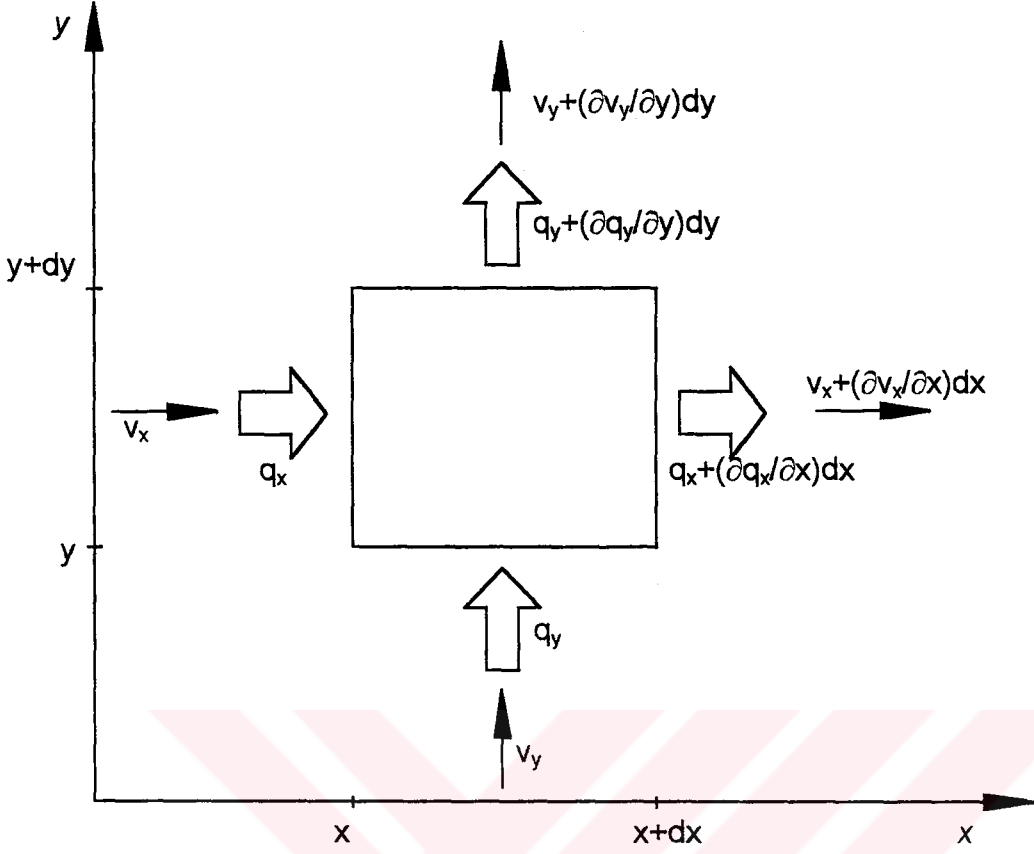
Bu bölümde entropi üretim formülü termodinamiğin ikinci kanunu yardımı ile Şekil (4.1)'de gösterilen kontrol hacmi için çıkarılacaktır.

Şekil 4.1'deki gibi taşınımla ısı transferinin hakim olduğu bir (x,y) noktası ele alalım. bu noktayı çevreleyen $dx dy$ akış elemanını kütle akışı, enerji ve entropi transferine maruz bir açık sistem olarak kabul edebiliriz.

Termodinamik bir sistemin tersinmezlik derecesinin hesabı için gerekli termodinamiğin ikinci kanununun genel formu aşağıdaki gibidir (Bejan, 1994).

$$\dot{S}_u = \frac{\partial S}{\partial t} - \frac{q'}{T} + \sum_{\text{çıkan}} \dot{m} s - \sum_{\text{giren}} \dot{m} s \geq 0 \quad (4.1)$$

Yukarıda tanımlanan model için termodinamiğin ikinci kanunu uygulanırsa birim hacimde entropi üretimi.



Şekil 4.1. Taşınım ile ısı transferinin hakim olduğu akışta birim hacimde termodinamiğin ikinci kanununun analizi (Bejan, 1994).

$$\begin{aligned}
 \dot{S}_u''' dx dy = & \frac{q_x + \frac{\partial q_x}{\partial x} dx}{T + \frac{\partial T}{\partial x} dx} dy + \frac{q_y + \frac{\partial q_y}{\partial y} dy}{T + \frac{\partial T}{\partial y} dy} dx - \frac{q_x}{T} dy - \frac{q_y}{T} dx \\
 & + \left(s + \frac{\partial s}{\partial x} dx \right) \left(v_x + \frac{\partial v_x}{\partial x} dx \right) \left(\rho + \frac{\partial \rho}{\partial x} dx \right) dy \\
 & + \left(s + \frac{\partial s}{\partial y} dy \right) \left(v_y + \frac{\partial v_y}{\partial y} dy \right) \left(\rho + \frac{\partial \rho}{\partial y} dy \right) dx \\
 & - s v_x \rho dy - s v_y \rho dx + \frac{\partial(\rho s)}{\partial t} dx dy
 \end{aligned} \tag{4.2}$$

şeklinde elde edilir. Bu ifadede yer alan ilk dört terim ısı transferi ile bağlantılı entropi transferini, daha sonra gelen dört terim sisteme giren ve çıkan entropi

miktarını ve son terim ise kontrol hacmi içinde zamana bağlı olarak biriken entropi miktarını göstermektedir. Dk.(4.2)'de tüm terimler $dx dy$ 'ye bölünürse,

$$\begin{aligned} \dot{S}_u''' = & \frac{1}{T} \left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} \right) - \frac{1}{T^2} \left(q_x \frac{\partial T}{\partial x} + q_y \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \rho \left(\frac{\partial s}{\partial t} + v_x \frac{\partial s}{\partial x} + v_y \frac{\partial s}{\partial y} \right) \\ & + s \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + v_x \frac{\partial \rho}{\partial x} + v_y \frac{\partial \rho}{\partial y} + \rho \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} \right) \right] \end{aligned} \quad (4.3)$$

elde edilir. Bu ifadenin sağ tarafındaki köşeli parantez içindeki son terim kütle korunum denklemi ele alınarak düzenlenebilir. Genel kütle korunum denklemi

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (4.4)$$

şeklinde yazılabilir. Burada D/Dt maddesel türev olup, açık yazılışı

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v_x \frac{\partial}{\partial x} + v_y \frac{\partial}{\partial y} \quad (4.5)$$

şeklinde dir. Dk.(4.3)'de vektörel notasyonlar kullanılarak hacimsel entropi üretimi aşağıdaki gibi bulunur.

$$\dot{S}_u''' = \frac{1}{T} \nabla \cdot \mathbf{q} - \frac{1}{T^2} \mathbf{q} \cdot \nabla T + \rho \frac{Ds}{Dt} \quad (4.6)$$

Taşıyma ile ısı geçişi olan bir nokta için termodinamiğin birinci kanunu (Bejan (1994));

$$\rho \frac{Du}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{q} - P(\nabla \cdot \mathbf{v}) + \mu \Phi \quad (4.7)$$

şeklinde yazılır. Bu ifadeye göre birim hacimdeki iç enerji değişimi sırasıyla taşıyma ile olan ısı transferi, sıkıştırma ile ortaya çıkan iş ve viskos kayıpların toplamına eşittir.

Bilinen $du = Tds - Pd(1/\rho)$ eşitliği ile Dk.(4.5) deki notasyon yardımı ile

$$\rho \frac{Ds}{Dt} = \frac{\rho}{T} \frac{Du}{Dt} - \frac{P}{\rho T} \frac{D\rho}{Dt} \quad (4.8)$$

elde edilir. Dk. (4.8)'deki eşitlik, Dk. (4.6)'da verilen $\rho Ds/Dt$ ve Dk. (4.7)'de verilen $\rho Du/Dt$ kullanılarak yeniden düzenlenirse

$$\dot{S}_a''' = -\frac{1}{T^2} q \cdot \nabla T + \frac{\mu}{T} \Phi \quad (4.9)$$

bulunur ve son olarak Fourier ısı iletim kanunu ($q = -k\nabla T$) yerine konulursa,

$$\dot{S}_a''' = \frac{k}{T^2} (\nabla T)^2 + \frac{\mu}{T} \Phi \quad (4.10)$$

elde edilir. Bulunan bu ifadede denklemin sağ tarafındaki ilk terim ısı transferinden kaynaklanan, ikincisi ise akışkan sürtünmelerinden kaynaklanan entropi üretimini göstermektedir. Bu durumda birim hacimde entropi üretimi daha açık olarak,

$$\dot{S}_a''' = \dot{S}_a''' (\text{ısı transferi}) + \dot{S}_a''' (\text{akışkan sürtünmeleri}) \quad (4.11)$$

şeklinde gösterilebilir. Burada entropi üretiminin karakterini görebilmek için tersinmezlik dağılım oranı

$$\phi = \frac{\dot{S}_a''' (\text{akışkan sürtünmeleri})}{\dot{S}_a''' (\text{ısı transferi})} \quad (4.12)$$

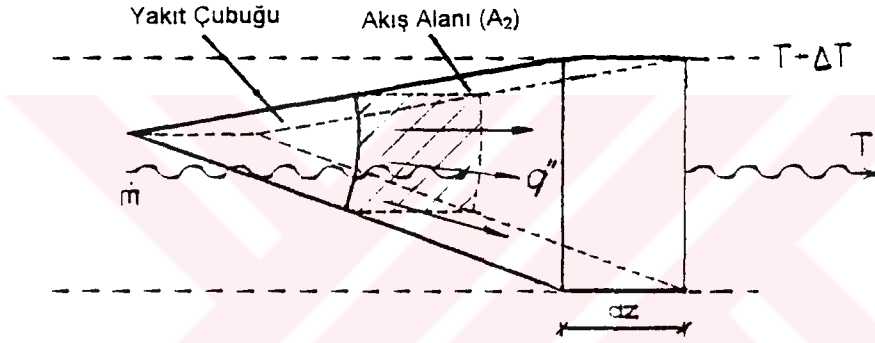
şeklinde tanımlanır.

4.3 Temsili Akış Alanı İçindeki Akış İçin Entropi Üretimi

Taşıyım ile ısı transferinin hakim olduğu bir sistem her noktada hız ve sıcaklık dağılımları kullanılarak Dk.(4.10) yardımı ile entropi üretimi tespit edilebilir. Fakat

pekçok taşınım ile ısı transferinin olduğu sistemlerde hız ve sıcaklık dağılımları sistemin her noktasında bilinemez. Akış şekli türbülanslı ya da akış geometrisi çok karmaşık olduğunda hız ve sıcaklığın analitik ya da sayısal yol ile kesin bir şekilde tanımlanması kolay değildir. Bu nedenle bugüne kadar yapılan pekçok uygulamada kanal içinde tam gelişmiş türbülanslı akışta entropi üretimi, çok sayıda yapılan deneysel araştırmalar sonucu elde edilen Stanton sayısı ve sürtünme faktörü korelasyonları ile tanımlanmıştır (Kays (1964)).

Bu kısımda Şekil (4.2)'de görülen kanal içindeki akış için entropi üretim ifadesi termodinamiğin ikinci kanunu yardımı ile türetilen olacaktır.



Şekil 4.2. Entropi üretimi ifadesinin türetimi için akış kesit alanı.

Şekil 4.2'de görülen A_2 yüzeyli akış kanalı için termodinamiğin ikinci kanunu aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$d\dot{S}_a = \dot{m}ds - \frac{q'dx}{T+\Delta T} \quad (4.13)$$

Dk.(4.13)'de her iki taraf dx 'e bölünüp ds/dx çekilirse,

$$\frac{ds}{dx} = \left(\dot{S}'_a + \frac{q'}{T+\Delta T} \right) \frac{1}{\dot{m}} \quad (4.14)$$

elde edilir. Aynı sistem için termodinamiğin birinci kanunu aşağıdaki gibidir.

$$\dot{m}dh = q'dz \quad (4.15)$$

$$\frac{dh}{dz} = \frac{q'}{\dot{m}} \quad (4.16)$$

Öte yandan dh/dz eşitliği standart olarak

$$\frac{dh}{dz} = T \frac{ds}{dx} + \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dz} \quad (4.17)$$

şekline dönüştürülebilir. Dk.(4.14) ve Dk.(4.16) eşitlikleri Dk.(4.17)'da yerlerine konularak,

$$\frac{q'}{\dot{m}} = \frac{T}{\dot{m}} \left(\dot{S}'_{\bar{u}} + \frac{q'}{T + \Delta T} \right) + \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dz} \quad (4.18)$$

bulunur. Dk.(4.18)'de $\dot{S}'_{\bar{u}}$ çekilerek eşitlik yeniden düzenlenirse,

$$\dot{S}'_{\bar{u}} = \frac{q' \Delta T}{T(T + \Delta T)} + \frac{\dot{m}}{T\rho} \left(-\frac{dP}{dz} \right) \quad (4.19)$$

$$\dot{S}'_{\bar{u}} = \frac{q' \Delta T}{T^2} \left(1 + \frac{\Delta T}{T} \right)^{-1} + \frac{\dot{m}}{T\rho} \left(-\frac{dP}{dz} \right) \quad (4.20)$$

bulunur. Dk.(4.20)'deki boyutsuz $(\Delta T/T)$ terimi birden çok küçük olduğundan $(1 + \Delta T/T)^{-1}$ terimi yaklaşık olarak 1'e eşit olacaktır. Bu durumda,

$$\dot{S}'_{\bar{u}} = \frac{q' \Delta T}{T^2} + \frac{\dot{m}}{T\rho} \left(-\frac{dP}{dz} \right) \quad (4.21)$$

şeklinde yazılır. Dk.(4.21)'de eşitliğin sağ tarafındaki ikinci terimde yer alan $(-dP/dz)$ basınç düşümü sürtünmelerden kaynaklanmaktadır. (2.3) nolu bölümde türetilen Dk. (2.20)'den $(-dP/dz)$ terimi çekilirse,

$$-\frac{dP}{dz} = \frac{r_o \theta_o \rho \bar{v}^2}{2A_2} f \quad (4.22)$$

elde edilir. Dk. (4.22), kütleli debi ($\dot{m}=\rho \bar{v}^2 A_2$) tanımı kullanılarak yeniden düzenlenirse,

$$-\frac{dP}{dz}=\frac{r_o \theta_o \dot{m}^2}{2A_2^3 \rho} f \quad (4.23)$$

elde edilir.

Dk.(4.21)'de bulunan entropi üretimi ifadesi ile diğer akış parametreleri arasındaki ilişkinin kurulabilmesi için sırasıyla ortalama ısı transfer katsayısı ($\bar{h}$) , Reynolds sayısı (Re), Stanton sayısı (St), eşdeğer çap (d_e), kütleli hız (G) ve akış alanı (A_2) aşağıdaki gibidir.

$$\bar{h}=\frac{q'}{\Delta T p} \quad (4.24)$$

$$Re=\frac{\rho \bar{v} d_e}{\mu}=\frac{4\dot{m}}{\pi d_e \mu} \quad (4.25)$$

$$St=\frac{\bar{h}}{c_p G}=\frac{q'/\Delta T p}{c_p G} \quad (4.26)$$

$$d_e=\frac{4A_2}{\theta_o r_o} \quad (4.27)$$

$$G=\frac{\dot{m}}{A_2} \quad (4.28)$$

$$A_2 = \frac{\pi d_e^2}{4} \quad (4.29)$$

Dk.(4.26)'dan ΔT çekilirse,

$$\Delta T = \frac{q'}{St c_p Gp} \quad (4.30)$$

bulunur. Dk.(4.24)-Dk.(4.30) eşitlikleri Dk.(4.21)'de türetilen entropi üretimi ifadesinde yerine konularak, birim boyda entropi üretim ifadesi

$$\dot{S}' = \frac{q'^2}{T^2 St c_p Gp} + \frac{2\dot{m}^3}{\rho^2 T d_e A_2^2} f \quad (4.31)$$

elde edilir. Dk.(4.31)'de , Dk.(4.28) ve Dk.(4.29)'daki tanımlar kullanılarak düzenleme yapılırsa

$$\dot{S}' = \frac{q'^2 d_e}{4T^2 St c_p \dot{m}} + \frac{32\dot{m}^3}{\pi^2 \rho^2 T d_e^5} f \quad (4.32)$$

bulunur ve bu ifadede Dk.(4.26)'da verilen Stanton sayısı da yerine yazılarak,

$$\dot{S}' = \frac{q'^2 d_e}{\pi T^2 h d_e} + \frac{32\dot{m}^3}{\pi^2 \rho^2 T d_e^5} f \quad (4.33)$$

elde edilir. Karakteristik uzunluk olarak eşdeğer çap alınırsa Nusselt sayısı,

$$Nu = \frac{\bar{h} d_e}{k} \quad (4.34)$$

şeklinde daha önce tanımlanmıştı. Bu tanımın Dk.(4.33)'de yerine yazılması ile,

$$\dot{S}' = \frac{q'^2}{\pi k T^2 Nu} = \frac{32 \dot{m}^3}{\pi^2 \rho^2 T d_e^5} f \quad (4.35)$$

elde edilir. Dk.(4.35)'de eşitliğin her iki tarafı q'^2/kT^2 'ye bölünürse, aşağıdaki gibi boyutsuz entropi üretim sayısı elde edilir.

$$N_s = \frac{\dot{S}'}{q'^2/kT^2} = \frac{1}{\pi Nu} + \frac{kT^2}{q'^2} \frac{32 \dot{m}^3}{\pi^2 \rho^2 T d_e^5} f \quad (4.36)$$

Dk.(4.25)'de verilen Reynolds sayısı Dk.(4.36)'da yerine konularak son bir düzenleme daha yapılırsa,

$$N_s = \frac{1}{\pi Nu} + \frac{\pi^3}{32} Re^5 \left(\frac{(kT)^{1/2} \mu^{5/2}}{\dot{m} q' \rho} \right)^2 f \quad (4.37)$$

elde edilir. Dk.(4.37) eşitliğinin sağ tarafındaki ikinci kısımda yer alan parantez içindeki karesi alınan ifade, ısı akışı, kütleli debi ve akışkan belli olduğundan hesaplanabilir boyutsuz bir büyüklüktür. Bu ifade literatürde "duty parameter" olarak geçmektedir. Bu çalışmada ise 'iş parametresi' olarak aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır.

$$B_o = \frac{\dot{m} q' \rho}{(kT)^{1/2} \mu^{5/2}} \quad (4.38)$$

Bu tanımlamadan sonra entropi üretim sayısı,

$$N_s = \frac{1}{\pi Nu} + \frac{\pi^3}{32} \frac{Re^5}{B_o^2} f \quad (4.39)$$

olarak elde edilir ve bundan sonra yapılacak çalışmalarda Dk.(4.39) kullanılacaktır.

BÖLÜM 5. MINIMUM ENTROPİ ÜRETİMİ İÇİN YAKIT DEMETİ GEOMETRİSİ OPTİMİZASYONU

Bundan önceki bölümlerde de vurgulandığı gibi mevcut enerjinin daha verimli kullanılması, entropi üretiminin azaltılması ile mümkündür. Termodinamiğin ikinci kanununun analizi ile yapılan bu optimizasyonla enerjinin üretildiği sistemden ısı değiştiricileri ile taşındığı diğer sistemlere kadar her noktada mühendislik tasarımı yapılabilir. Böylece uzun süreli çalışmada uygun ve kapsamlı bir enerji politikası geliştirilebilir ve bu politikayla ile bilinen tüm enerji kaynakları ile enerji yatırımlarının daha verimli olarak yönetimi sağlanabilir.

Çalışılan bu bölümünde, dördüncü bölümde analitik olarak incelenen termodinamiğin ikinci kanunu kullanılarak farklı akış koşullarında ısı transferi ve akışkan sürtünmelerinden kaynaklanan tersinmezliklerin minimum olduğu geometriler belirlenecektir. Yapılan bu optimizasyonlarda Nusselt sayısı için Weisman (1959) ve Kim (1988) tarafından, sürtünme katsayısı için ise Kakaç (1988) tarafından yapılan deneysel çalışmalar sonucunda, güç reaktörlerindeki zorlamalı akış için elde edilen korelasyonlardan faydalanılacaktır.

5.1. Zorlamalı Akışta Yakıt Demeti Geometrisi Optimizasyonu

5.1.1. Türbülanslı Akış

Yakıt çubukları arasında türbülanslı akış için geçerli olan Nusselt sayısı korelasyonu Weisman (1959) tarafından deneysel olarak aşağıdaki gibi bulunmuştur.

$$Nu = C Re^{0.8} Pr^{1/3} \quad (5.1)$$

$$C = 0.026 (s/r_o)^{-0.006} \quad 1.1 \leq s/r_o \leq 1.5 \quad (5.2)$$

Aynı şartlar için sürtünme faktörü (Kakaç (1988)),

$$f = \frac{A_1}{4} Re^{-0.25} \quad 10^4 \leq Re \leq 5.10^4 \quad (5.3)$$

$$f = \frac{A_1}{4} Re^{-0.2} \quad 5.10^4 \leq Re \leq 2.10^5 \quad (5.4)$$

$$A_1 = 0.171 + 0.012 \frac{s}{r_o} - 0.07 e^{-50 \left(\frac{s}{r_o} - 1 \right)} \quad (5.5)$$

şeklindedir. Yukarıda verilen korelasyonlar 4. bölümde elde edilen Dk.(4.39) eşitliğinde verilen entropi üretim sayısı ifadesinde yerine konulursa, bulunabilir.

$$N_s = \frac{1}{\pi C Re^{0.8} Pr^{1/3}} + \frac{\pi^3}{32} \frac{Re^5}{B_o^2} \frac{A_1}{4} Re^{-0.2} \quad (5.6)$$

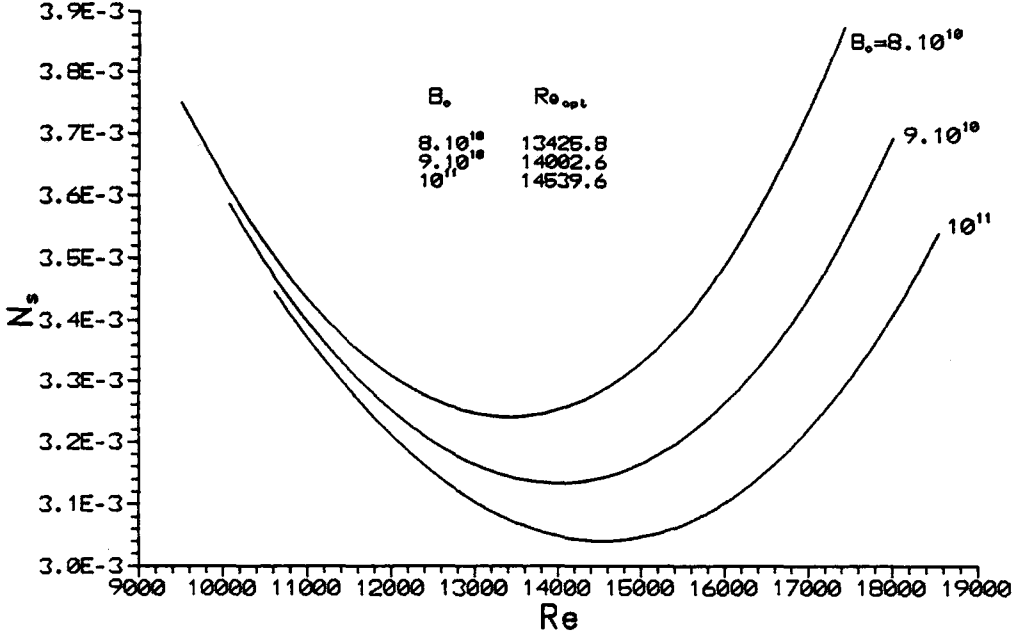
elde edilir Dk.(5.6)'nın Reynolds sayısına göre türevi alınıp sıfıra eşitlenirse minimum N_s değerine karşılık gelen en uygun Reynolds sayısı (Re_{opt}) bulunabilir. Bu durumda

$$\frac{\partial N_s}{\partial Re} = \frac{-0.8}{\pi C Pr^{1/3}} Re_{opt}^{-1.8} + \frac{\pi^3}{32} \frac{4.8 Re_{opt}^{3.8}}{B_o^2} \frac{A_1}{4} = 0 \quad (5.7)$$

yazılır ve Dk.(5.7)'den Re_{opt} çekilerek

$$Re_{opt} = 0.7624 \left(\frac{B_o^2}{CA_1 Pr^{1/3}} \right)^{1/5.6} \quad (5.8)$$

şeklinde bulunur. Isı akısı, kütesel debi ve akışkan cinsi belli olduğunda hesaplanabilir boyutsuz bir büyüklük olan iş parametresinin (B_o) farklı değerlerinde entropi üretim sayısının Re_{opt} 'a göre değişimi Şekil 5.1'de verilmiştir. Şekil 5.1'de



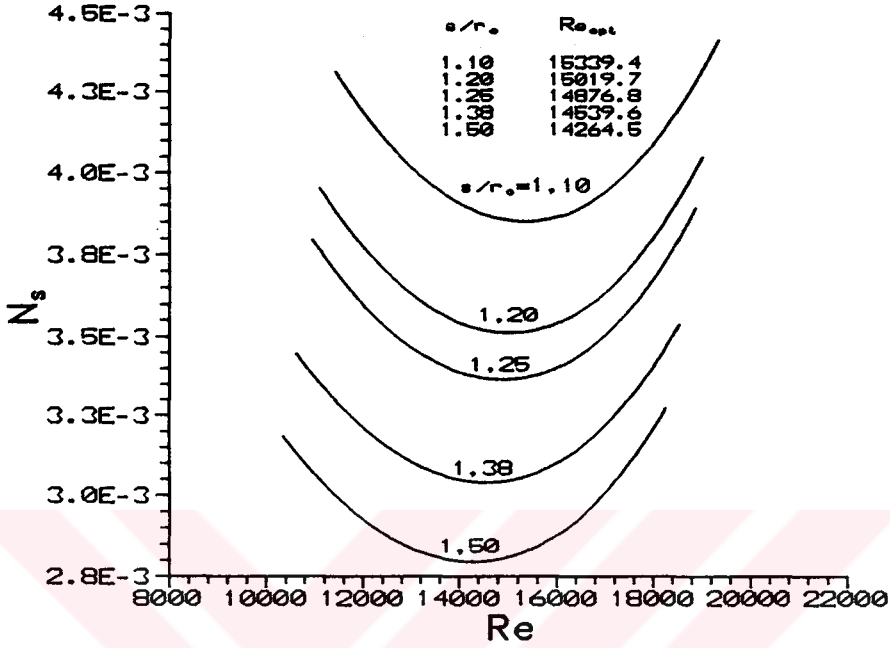
Şekil 5.1. Türbülanslı akışta entropi üretim sayısının farklı B_0 değerleri için Re_{opt} 'a göre değişimi ($s/r_o = 1.38$).

görüldüğü gibi aynı geometride iş parametresinin artan değerlerinde Re_{opt} artarken entropi üretiminde azalma görülmektedir.

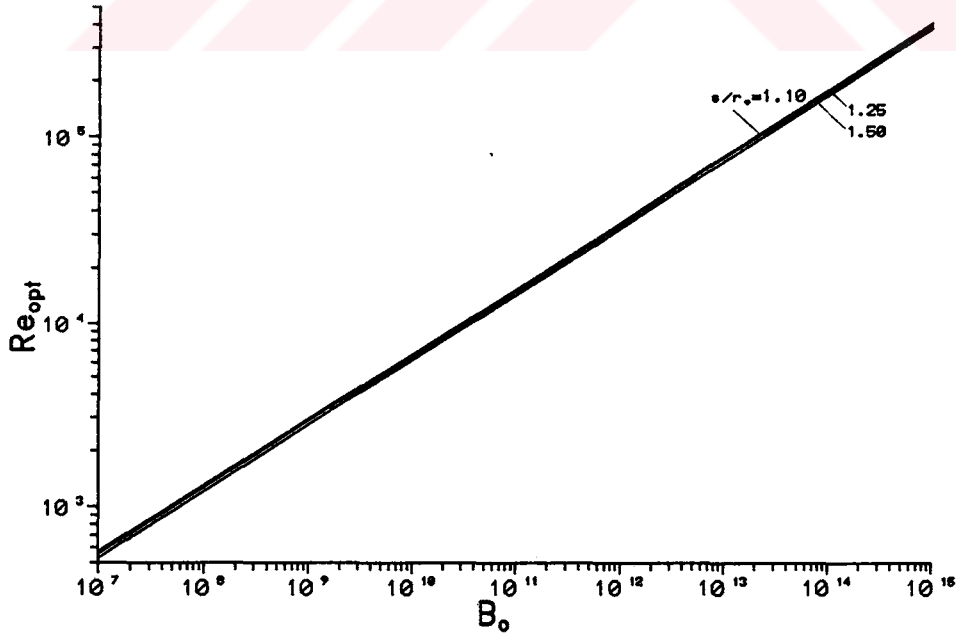
Şekil 5.2'de ise belli bir iş parametresi değerinde farklı yakıt çubuğu geometrilerinde entropi üretim sayısının Reynolds sayısına bağlı değişimi görülmektedir. Yakıt çubukları arasındaki mesafe arttıkça, Re_{opt} ile birlikte entropi üretiminin de azaldığı Şekil 5.2'de açıkça görülmektedir. Son olarak farklı yakıt çubuğu geometrileri için iş parametresinin 10^7 ile 10^{15} arasında değişen değerlerinde Re_{opt} 'un değişim aralığı Şekil 5.3'de verilmiştir. Burada da belli bir iş parametresi değeri için yakıt çubuklarının belli bir iş parametresi değeri için yakıt çubuklarının birbirinden uzaklaşması ile optimum Reynolds değerinin azaldığı görülmektedir. Üçgen dizilişli yakıt çubukları için eşdeğer cap ifadesi açık olarak

$$\frac{d_e}{d} = \frac{6(s/r_o)^2}{\sqrt{3}\pi} - 1 \quad (5.9)$$

şeklinde yazılır. Dk(5.9)'a göre Şekil 5.3'ü yeniden yorumlarsak belli bir iş parametresi değerinde eşdeğer çapın artması ile optimum Reynolds sayısında azalma olduğu görülür.



Şekil 5.2. Türbülanslı akışta entropi üretim sayısının farklı s/r_o değerleri için Reynolds sayısına bağlı değişimi ($Pr=7$, $B_o=10^{11}$ $Re \geq 5500$).



Şekil 5.3. Türbülanslı akışta Re_{opt} sayısının farklı s/r_o değerlerinde iş parametresine göre değişimi.

5.1.2 Laminar Akış

Laminar akışta $Re < Re_{turb}$ ve Richardson sayısı 1'den küçük olduğundan Nusselt sayısı Richardson sayısından bağımsızdır. Bu durum için Nusselt sayısı korelasyonu Kim (1988) tarafından aşağıdaki gibi verilmektedir.

$$Nu = A Re^B Pr^{1/3} \quad (5.10)$$

$$A = 1.061, 0.511, 0.346 \text{ (sırasıyla } s/r_o = 1.25, 1.38, 1.50 \text{ için)} \quad (5.11)$$

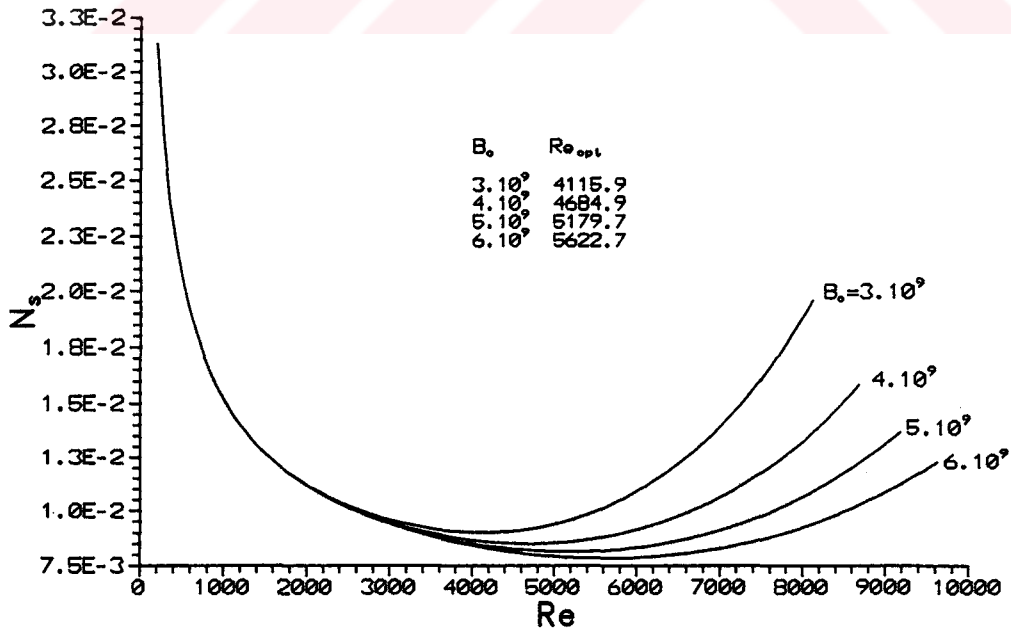
$$B = 0.797 (s/r_o) - 0.656 \quad (5.12)$$

Aynı şartlar için sürtünme faktörü (Kakaç (1988))

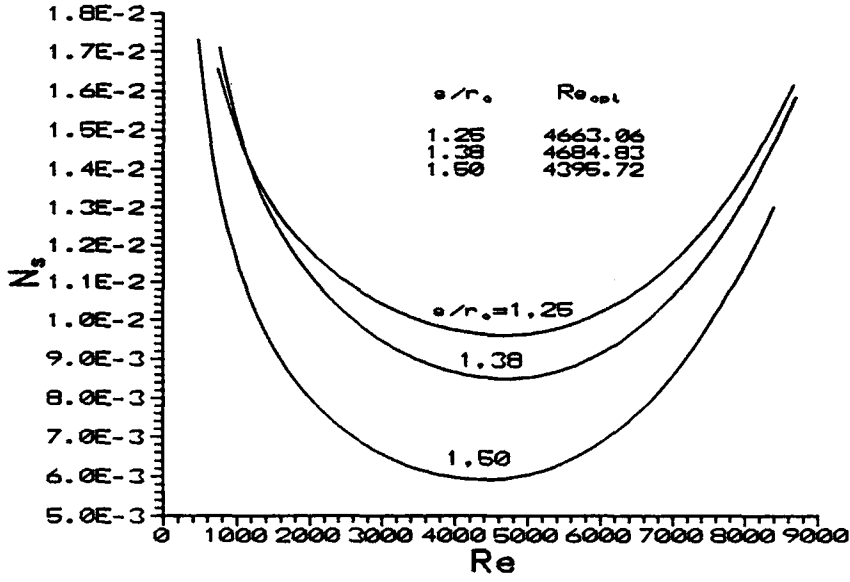
$$fRe = \begin{cases} 51.777(s/r_o - 1)^{0.404} & 1.02 \leq s/r_o < 1.12 \\ 36.713(s/r_o - 1)^{0.24} & 1.12 \leq s/r_o < 1.6 \\ 38.947(s/r_o - 1)^{0.372} & 1.6 \leq s/r_o < 2.0 \end{cases}$$

şeklinde verilmektedir.

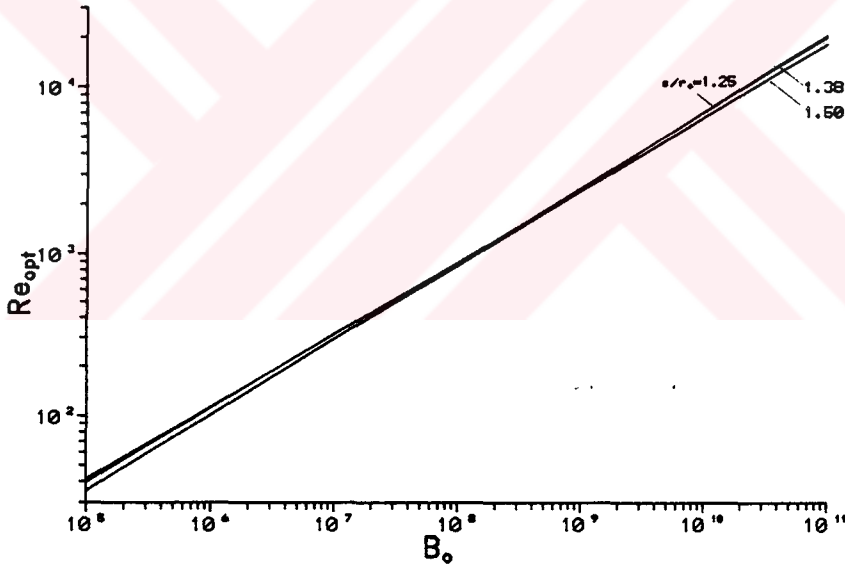
Türbülanslı akışta izlenen yol aynen uygulanarak minimum entropi üretimi için optimum Reynolds ve iş parametresi şekil (5.4), Şekil (5.5) ve Şekil (5.6)'da görüldüğü gibi elde edilir.



Şekil 5.4. Laminar akışta entropi üretim sayısının farklı B_0 değerleri için Re_{opt} 'a göre değişimi ($s/r_o = 1.38$).



Şekil 5.5. Laminar akışta entropi üretim sayısının farklı s/r_o değerleri için Reynolds sayısına bağlı değişimi ($Pr=7$, $B_o=4 \cdot 10^9$ $Re < 5500$).



Şekil 5.6. Laminar akışta Re_{opt} sayısının farklı s/r_o değerlerinde B_o parametresine göre değişimi.

Laminar akışta da aynı türbülanslı akışta olduğu gibi B_o parametresi değerinin artması ile Re_{opt} 'da artış görülürken entropi üretimi azalmaktadır (Şekil 5.4). Yakıt çubukları arasındaki mesafenin yani eşdeğer çapın artmasıyla Re_{opt} ile birlikte entropi üretim sayısında oluşan azalma Şekil 5.5'de görülmektedir.

BÖLÜM 6. SONUÇLAR

Bu tez çalışmasında, üçgen dizilişli yakıt demeti için boylamasına laminar akışta hız ve sıcaklık dağılımı ifadeleri çıkarılarak, yakıt demeti geometrisi ile ilişkisi incelenmiştir. Daha sonra ise termodinamiğin ikinci kanunu yardımı ile entropi üretimine neden olan ısı transferi ve akışkan sürtünmelerinden kaynaklanan tersinmezliklerin analitik ifadeleri çıkarılarak bu ifadeler mevcut akış kanalı için özelleştirilmiştir. Elde edilen bu ifadeler kullanılarak güç reaktörlerinde zorlamalı akış için minimum entropi üretimini sağlayacak yakıt demeti geometrisi optimizasyonu yapılmıştır. Zorlamalı taşınımında $1.1 \leq s/r_0 \leq 1.5$ şeklindeki geometri için Reynolds sayısının 500 ile 22000 arasında değişen değerlerinde hem laminar hem de türbülanslı bölgelerde entropi üretim sayısının minimum değeri için optimum Reynolds sayısı ve iş parametresi bulunmuştur.

KAYNAKLAR

BEJAN, A., (1994), Entropy Generation Through Heat and Fluid Flow, Wiley, New York.

HILDEBRAND, F.B., (1976), Advanced Calculus for Applications, 2nd Edition, Prentice-Hall, Inc.

KAKAÇ, S., SHAH, R.K. and AUNG, W., (1987), Handbook of Single-Phase Convective Heat Transfer, John Wiley and Sons.

KAYS, W.M. and LONDON, A.L., (1964), Compact Heat Exchanges, McGraw-Hill, New York.

KIM, S.H. and EL-GENK, M.S., (1988), Heat Transfer Experiments for Low Flow of Water in Rod Bundles, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.32.

MIYATAKE, O. and IWASHITA, H., (1989), Laminar-flow Heat Transfer to a Fluid Flowing Axially Between Cylinders with a Uniform Surface Temperature, Int. J. Heat Transfer, Vol.33, No.3, pp.417-425.

MIYATAKE, O., and IWASHITA, H., (1990), Laminar-flow Heat Transfer to a Fluid Flowing Axially Between Cylinders with a Uniform Wall Heat Flux, Int. J. Heat Transfer, Vol.34, No.1, pp.322-327.

MIYATAKE, O., and OMORI, H., (1993), Laminar Mixed Convection Heat Transfer in Axial Fluid Flow-Through Cylinders, Heat-Transfer Japanese Research, 22(2).

POULIKAKOS, D. and JOHNSON, J.M., (1988), Second Law Analysis of Combined Heat and Mass Transfer Phenomena in External Flow, Energy, Vol.14, No.2, pp.67-73.

SAN, J.Y., WOREK, W.M. and LAVAN, Z., (1987a), J. Heat Transfer 109, 647.

SAN, J.Y., WOREK, W.M. and LAVAN, Z., (1987b), Int. J. Heat Mass Transfer 30, 1359.

SPARROW, E.M. and LOEFFLER, A.L., (1959), Longitudinal Laminar Flow Between Cylinders Arranged in Regular Array, A.I.Ch.E Journal, Vol5, No.3, pp.325-330.

SPARROW, E.M. LOEFFLER, A.L. and HUBBARD, H.A., (1961), Heat Transfer to Longitudina Laminar Flow Between Cylinders, Journal of Heat Transfer, Vol.83, pp.415-422.

SZARGUT, J., (1980), Int. Progress in Second Law Analysis, Energy, Vol.5, pp.709-718.

WEISMAN, J., (1959), Heat Transfer to Water Flowing Parallel to Tube Bundles, Nucl. Sci. Engng 6, 78-79.

EK BİLGİSAYAR PROGRAMLARI

```
PROGRAM DELTA
C *****
C BU PROGRAM BOYLAMASINA SILINDIRIK BORULAR ARASINDAKI AKISTA
C HIZ İFADESİNDE YER ALAN DELTA DEĞİSKENLERİNİN (Dk.2.8f)
C BULUNMASI İCİNDİR.
C *****
PARAMETER (N=6,PI=3.141592654)
DIMENSION A(N,N+1),B(N),TETA(N),X(N)
OPEN(UNIT=10,FILE='K.DAT')
OPEN(UNIT=11,FILE='D.DAT')
M=N+1
WRITE(*,*) 'S/Ro'
READ(*,*) SR
C.....SR=S/Ro
DO 51 I=1,N
TETA(I)=(I-1)*6.0*PI/180.0
51 CONTINUE
C
C SOL TARAF KATSAYILAR MATRİSİNİN GİRİLMESİ
C
DO 18 I=1,N
DO 18 J=1,N
A(I,J)=(COS(TETA(I))**(1.0-6.0*J))*(COS((6.0*J-1.0)*TETA(I) -
*((COS(TETA(I))/SR)**(12.0*J))*COS((6.0*J+1.0)*TETA(I)))
18 CONTINUE
C
C SAG TARAF SABİTLERİNİN GİRİLMESİ
C
DO 20 I=1,N
B(I)=0.5-(SQRT(3.0)/PI)*COS(TETA(I))**2
20 CONTINUE
DO 25 J=M,M
DO 25 I=1,N
A(I,J)=A(I,J)+B(I)
25 CONTINUE
WRITE(10,52) SR
52 FORMAT(3X,'S/Ro=',F4.2,/)
DO 30 I=1,N
WRITE(10,50) (A(I,J),J=1,M)
30 CONTINUE
50 FORMAT(7F10.4,/)
N1=N-1
DO 6 K=1,N
K1=K+1
K2=K
C
C SATIRDAKİ EN BÜYÜK PİVOT ELEMANIN BULUNMASI
C
BO=ABS(A(K,K))
DO 1 I=K,N
B1=ABS(A(I,K))
IF((BO-B1).LT.0.0)THEN
BO=B1
K2=I
END IF
```

```

      1 CONTINUE
C
C MAX PIVOT ELEMAN ICIN SATIR DEGISIKLIGINE KARAR VERILMESI
C
      IF((K2-K).NE.0) THEN
C
C ELDE EDILEN MAX PIVOT ELEMAN ICIN SATIR DEGISIKLIGI
C
      DO 2 J=K,M
      C=A(K2,J)
      A(K2,J)=A(K,J)
      2 A(K,J)=C
      END IF
C
C GAUSS JORDAN ELIMINASYONU
C
      DO 4 J=K1,M
      A(K,J)=A(K,J)/A(K,K)
      4 CONTINUE
      A(K,K)=1.0
      DO 6 I=1,N
      IF(I.NE.K) THEN
      DO 5 J=K1,M
      5 A(I,J)=A(I,J)-A(I,K)*A(K,J)
      A(I,K)=0.0
      END IF
      6 CONTINUE
C
C BILINMEYENLERIN BULUNMASI
C
      DO 7 I=1,N
      7 X(I)=A(I,M)
      WRITE(*,8)
      8 FORMAT(2X,'SONUCLAR D.DAT DOSYASINA KAYDEDILDI',/)
      DO 9 I=1,N
      9 WRITE(11,10) X(I)
      10 FORMAT(2X,F12.7)
      STOP
      END

```

```

PROGRAM HIZ
C *****
C * BU PROGRAM D.FOR PROGRAMININ OLUSTURDUGU D.DAT DOSYASINDAKI *
C * VERILERI DE KULLANARAK 0 ILE 30 ARASINDA FARKLI 6 ACI DEGERI *
C * ICIN SILINDIRIK BORUDAN BELLİ UZAKLIKTAKI NOKTALARDA HIZ *
C * DEGERLERINI (Dk.2.10) HESAPLAR *
C *****
PARAMETER (M=11,N=6,PI=3.141592654)
DIMENSION U(N,M),X(N),TETA(N),RRO(M),Y(N,M),T(N,M)
OPEN(UNIT=6,FILE='HIZLI.DAT')
OPEN(UNIT=7,FILE='D.DAT')
WRITE(*,*) 'S/Ro='
READ(*,*) SR
C.....SR=S/Ro
DO 10 I=1,N
  READ(7,*) X(I)
  WRITE(*,*) X(I)
10 CONTINUE
DO 24 K=1,N
  TETA(K)=(K-1)*6.0*PI/180.0
C.....RRO=R/Ro
DO 14 I=1,M
  RR=(SR/COS(PI/6.0)-1.0)/(M-1.0)
  RRO(I)=RR*(I-1.0)+1.0
  HIZ1=(SQRT(3.0)/PI)*SR*LOG(RRO(I))-0.25*(RRO(I)-1.0)
  HIZ2=0.0
  DO 16 J=1,N
    HIZ2=HIZ2+(X(J)/(6.0*J))*(SR**2.0)*(((RRO(I)/SR)**6.0*J)-
    *((RRO(I)*SR)**(-6.0*J)))*COS(6.0*J*TETA(K))
16 CONTINUE
  U(K,I)=HIZ1+HIZ2
  T(K,I)=RRO(I)*COS(TETA(K))
  Y(K,I)=RRO(I)*SIN(TETA(K))
14 CONTINUE
24 CONTINUE
DO K=1,N
  DO I=1,M
    WRITE(6,26) T(K,I),Y(K,I),U(K,I)
  ENDDO
ENDDO
20 FORMAT(4X,'R/Ro=',F5.2,3X,'U=',F13.10)
26 FORMAT(1X,2F5.2,F13.10)
STOP
END

```

```

PROGRAM OMEGA
*****
C      BU PROGRAM DUSEY SILINDIRIKBORULAR ARASINDAKI AKISTA
C      SICAKLIK DAGILIM IFADESINDE YER ALAN OMEGA DEGISKENLERININ
C      (Dk.3.6) BULUNMASI ICINDIR.
C      *****
PARAMETER (N=6,PI=3.141592654)
DIMENSION A(N,N+1),B(N),TETA(N),Y(N),X(N)
DIMENSION OMEG(N),APA(N)
OPEN(UNIT=10,FILE='KT.DAT')
OPEN(UNIT=11,FILE='O.DAT')
OPEN(UNIT=12,FILE='D.DAT')
OPEN(UNIT=5,FILE='OMEGA.DAT')
OPEN(UNIT=6,FILE='KAPA.DAT')
M=N+1
WRITE(*,*) 'S/Ro=?'
READ(*,*) SR
C.....SR=S/Ro
DO J=1,N
  READ(12,*) X(J)
ENDDO
DO I=1,N
  READ(5,*) OMEG(I)
ENDDO
DO I=1,N
  READ(6,*) APA(I)
ENDDO
C
C KUTLESEL DEBININ BULUNMASI
C
  DEBI11=(1.0/(2.0*PI))*(LOG(SR)-LOG(COS(PI/6.0))-1.5)
  DEBI12=13.0*SQRT(3.0)/216.0
  DEBI13=(SQRT(3.0)/12.0)*((1/SR)**2.0)
  DEBI14=((1/SR)**4.0)*PI/96.0
  DEBI1=DEBI11+DEBI12+DEBI13-DEBI14
C
  DEBI2=0.0
  DO 16 I=1,N
    DEBI2=DEBI2+(X(I)/(6.0*I))*((OMEG(I)/(6.0*I+2.0))+
      *((1/SR)**(12.0*I))*APA(I)/(6.0*I-2.0))
  16 CONTINUE
  DEBI=DEBI1+DEBI2
C
  DO I=1,N
    TETA(I)=(I-1)*6.0*PI/180.0
  ENDDO
C
C SOL TARAF KATSAYILAR MATRISININ GIRILMESI
C
  DO 18 I=1,N
    DO 18 J=1,N
      A(I,J)=((COS(TETA(I)))** (1.0-6.0*J))*(COS((6.0*J-1.0)*TETA(I))+
        *((COS(TETA(I))/SR)**(12.0*J))*COS((6.0*J+1.0)*TETA(I)))
    18 CONTINUE
C
C SAG TARAF SABITLERININ GIRILMESI
C
  DO 20 I=1,N
    B0=0.0
    DO J=1,N
      ANA1=6.0*J+1.0
      ANE1=6.0*J-1.0
      B11=(3.0*J/(ANA1*ANE1))*((1/SR)**(ANA1*2.0))
      B12=(COS(TETA(I)))**ANA1*COS(TETA(I)*ANA1)

```

```

      B1=B11*B12
C
      B21=COS (TETA (I) *ANE1)
      B22=(1.0/(3.0*J))*COS (TETA (I)) *COS (TETA (I) *6.0*J)
      B23=4.0*ANA1*((COS (TETA (I)))**ANA1)
      B2=(B21+B22)/B23
C
      B31=((1/SR)**(12.0*J))*((COS (TETA (I)))**ANE1)
      B32=COS (TETA (I) *ANA1)
      B33=(1.0/(3.0*J))*COS (TETA (I)) *COS (TETA (I) *6.0*J)
      B34=4.0*(1.0-6.0*J)
      B3=B31*(B32-B33)/B34
C
      B0=B0-X(J)*(B1+B2+B3)
      ENDDO
      B41=-6.0*DEBI/PI
      B42=(SQRT(3.0)/(4.0*PI))*((1/SR)**2.0)
      B43=((1/SR)**4.0)/16.0
      B44=COS (TETA (I)) **2.0
      B4=(B41+B42-B43)*B44
C
      B5=((1/SR)**2.0)/8.0
C
      B6=SQRT(3.0)*LOG (SR/COS (TETA (I)))/(2.0*PI)
C
      B7=1.0/(16.0*(COS (TETA (I))**2.0))
C
      B8=SQRT(3.0)/(4.0*PI)
C
      B(I)=B0-B4-B5-B6+B7+B8
20 CONTINUE
      DO 25 J=M,M
      DO 25 I=1,N
      A(I,J)=A(I,J)+B(I)
25 CONTINUE
      WRITE (10,52) SR
52 FORMAT(3X,'S/Ro=',F4.2,/)
      DO 30 I=1,N
      WRITE (10,50) (A(I,J),J=1,M)
30 CONTINUE
50 FORMAT(7F10.4,/)
      N1=N-1
      DO 6 K=1,N
      K1=K+1
      K2=K
C
C SATIRDAKI EN BUYUK PIVOT ELEMANIN BULUNMASI
C
      BO=ABS (A(K,K))
      DO 1 I=K,N
      B1=ABS (A(I,K))
      IF ((BO-B1).LT.0.0) THEN
      BO=B1
      K2=I
      END IF
      1 CONTINUE
C
C MAX PIVOT ELEMAN ICIN SATIR DEGISIKLIGINE KARAR VERILMESI
C
      IF ((K2-K).NE.0) THEN
C
C ELDE EDILEN MAX PIVOT ELEMAN ICIN SATIR DEGISIKLIGI
C
      DO 2 J=K,M

```

```

      C=A(K2,J)
      A(K2,J)=A(K,J)
2     A(K,J)=C
      END IF
C
C GAUSS JORDAN ELIMINASYONU
C
      DO 4 J=K1,M
      A(K,J)=A(K,J)/A(K,K)
4     CONTINUE
      A(K,K)=1.0
      DO 6 I=1,N
      IF(I.NE.K) THEN
      DO 5 J=K1,M
5     A(I,J)=A(I,J)-A(I,K)*A(K,J)
      A(I,K)=0.0
      END IF
      6 CONTINUE
C
C BILINMEYENLERIN BULUNMASI
C
      DO 7 I=1,N
7     X(I)=A(I,M)
      WRITE(*,8)
8     FORMAT(2X,'SONUCLAR O.DAT DOSYASINA KAYDEDILDI',/)
      DO 9 I=1,N
      WRITE(11,10) X(I)
9     WRITE(*,10) X(I)
10    FORMAT(2X,E20.8)
      STOP
      END

```

```

PROGRAM SICAKLIK
C *****
C * BU PROGRAM O.FOR PROGRAMININ OLUSTURDUGU O.DAT DOSYASINDAKI *
C * VERILERI DE KULLANARAK 0 ILE 30 ARASINDA FARKLI 6 ACI DEGERI *
C * ICIN SILINDIRIK BORUDAN BELLİ UZAKLIKTAKI NOKTALARDA *
C * SICAKLIK DEGERLERINI (Dk.3.5) HESAPLAR. *
C *****
PARAMETER (M=11,N=6,PI=3.141592654)
DIMENSION T(N,M),X(N),TETA(N),RRO(M),O(N),Z(N,M),Y(N,M)
DIMENSION OMEG(N),APA(N)
OPEN(UNIT=5,FILE='T1.DAT')
OPEN(UNIT=6,FILE='T2.DAT')
OPEN(UNIT=7,FILE='D.DAT')
OPEN(UNIT=8,FILE='O.DAT')
OPEN(UNIT=9,FILE='OMEGA.DAT')
OPEN(UNIT=10,FILE='KAPA.DAT')
WRITE(*,*) 'S/Ro=?'
READ(*,*) SR
DO I=1,N
READ(7,*) X(I)
ENDDO
DO I=1,N
READ(8,*) O(I)
ENDDO
DO I=1,N
READ(9,*) OMEG(I)
ENDDO
DO I=1,N
READ(10,*) APA(I)
ENDDO
C
C KUTLESEL DEBININ BULUNMASI
C
DEBI11=(1.0/(2.0*PI))*(LOG(SR)-LOG(COS(PI/6.0))-1.5)
DEBI12=13.0*SQRT(3.0)/216.0
DEBI13=(SQRT(3.0)/12.0)*((1/SR)**2.0)
DEBI14=((1/SR)**4.0)*PI/96.0
DEBI1=DEBI11+DEBI12+DEBI13-DEBI14
C
DEBI2=0.0
DO I=1,N
DEBI2=DEBI2+(X(I)/(6.0*I))*((OMEG(I)/(6.0*I+2.0))+
*(1/SR)**(12.0*I))*APA(I)/(6.0*I-2.0))
ENDDO
DEBI=DEBI1+DEBI2
C
C TETA VE RRO'A BAGLI SICAKLIK DAGILIMININ BULUNMASI
C
DO 24 K=1,N
TETA(K)=(K-1)*6.0*PI/180.0
C.....RRO=R/Ro
DO 14 I=1,M
RR=(SR/COS(PI/6.0)-1.0)/(M-1.0)
RRO(I)=RR*(I-1.0)+1.0
T11=SQRT(3.0)/(4.0*PI)
T12=(RRO(I)/SR)**2.0+(1.0/SR)**2.0
T13=((1.0/SR)**4.0)/16.0
T14=6.0*DEBI/PI
T15=LOG(RRO(I))
T1=(T11*T12-T13-T14)*T15
C
T2=((RRO(I)/SR)**4.0-(1.0/SR)**4.0)/64.0
C
T31=SQRT(3.0)/(4.0*PI)

```

```

T32=((1.0/SR)**2.0)/16.0
T33=(RRO(I)/SR)**2.0-(1.0/SR)**2.0
T3=(-T31+T32)*T33
C
TEMP1=T1-T2+T3
C
TEMP2=0.0
DO 16 J=1,N
T41=O(J)*((RRO(I)/SR)**(6.0*J))/(6.0*J)
T42=1.0-(1.0/RRO(I))**(12.0*J)
T43=COS(6.0*J*TETA(K))
T4=T41*T42*T43
TEMP2=TEMP2+T4
16 CONTINUE
C
TEMP3=0.0
DO J=1,N
T51=(RRO(I)/SR)**2.0
T52=X(J)*COS(6.0*J*TETA(K))
T53=((RRO(I)/SR)**(6.0*J))/(24.0*J)
T54=1.0/(6.0*J+1.0)
T55=((1.0/RRO(I))**(12.0*J))/(6.0*J-1.0)
T56=((1.0/RRO(I))**2.0)/(2.0*(36.0*(J**2.0)-1.0))
T57=(1.0/RRO(I))**(6.0*J)
T58=(1.0/SR)**(6.0*J)
T5=T51*T52*(T53*(T54+T55)-T56*T57*T58)
TEMP3=TEMP3+T5
ENDDO
T(K,I)=TEMP1+TEMP2+TEMP3
Z(K,I)=RRO(I)*(COS(TETA(K)))
Y(K,I)=RRO(I)*(SIN(TETA(K)))
14 CONTINUE
24 CONTINUE
DO K=1,N
DO I=1,11
WRITE(6,26) Z(K,I),Y(K,I),T(K,I)
ENDDO
ENDDO
20 FORMAT(4X,'R/Ro=',F5.2,3X,'T=',F13.10)
26 FORMAT(1X,2F5.2,F13.10)
WRITE(*,*)'SONUCLAR T2.DAT DOSYASINA KAYDEDILDI'
STOP
END

```

```

PROGRAM KUTLESELDEBI
C *****
C *   BU PROGRAM SILINDIRIK BORULAR ARASINDAKI TAM GELISMIS   *
C *   LAMINAR AKISTA GOZENEKLIĞİNE BAĞLI KUTLESEL DEBINİN     *
C *   HESAPLANMASI (Dk.2.16) İCİNDİR.                         *
C *****
C PARAMETER (N=6,PI=3.141592654)
C DIMENSION A(N,N+1),B(N),TETA(N),X(N)
C DIMENSION OMEGA(N),APA(N)
C OPEN(UNIT=5,FILE='OMEGA.DAT')
C OPEN(UNIT=6,FILE='KAPA.DAT')
C OPEN(UNIT=10,FILE='K.DAT')
C M=N+1
C WRITE(*,*) 'POROZITY'
C READ(*,*) PR
C.....SR=S/Ro
C SR=SQRT(PI*SQRT(3.0)/((1.0-PR)*6.0))
C DO 51 I=1,N
C   TETA(I)=(I-1)*6.0*PI/180.0
C 51 CONTINUE
C
C SOL TARAF KATSAYILAR MATRİSİNİN GİRİLMESİ
C
C DO 18 I=1,N
C DO 18 J=1,N
C   A(I,J)=(COS(TETA(I))**((1.0-6.0*J)))*(COS((6.0*J-1.0)*TETA(I))+
C   *((COS(TETA(I))/SR)**(12.0*J))*COS((6.0*J+1.0)*TETA(I)))
C 18 CONTINUE
C
C SAG TARAF SABİTLERİNİN GİRİLMESİ
C
C DO 20 I=1,N
C   B(I)=0.5-(SQRT(3.0)/PI)*COS(TETA(I))**2
C 20 CONTINUE
C DO 25 J=M,M
C DO 25 I=1,N
C   A(I,J)=A(I,J)+B(I)
C 25 CONTINUE
C WRITE(10,52) SR
C 52 FORMAT(3X,'S/Ro=',F4.2,/)
C DO 30 I=1,N
C   WRITE(10,50) (A(I,J),J=1,M)
C 30 CONTINUE
C 50 FORMAT(7F10.4,/)
C N1=N-1
C DO 6 K=1,N
C   K1=K+1
C   K2=K
C
C SATIRDAKİ EN BÜYÜK PİVOT ELEMANIN BULUNMASI
C
C   BO=ABS(A(K,K))
C   DO 1 I=K,N
C     B1=ABS(A(I,K))
C     IF((BO-B1).LT.0.0) THEN
C       BO=B1
C       K2=I
C     END IF
C 1 CONTINUE
C
C MAX PİVOT ELEMAN İÇİN SATIR DEĞİŞİKLİĞİNE KARAR VERİLMESİ
C
C   IF((K2-K).NE.0) THEN
C

```

C ELDE EDILEN MAX PIVOT ELEMAN ICIN SATIR DEGISIKLIGI
C

```

      DO 2 J=K,M
      C=A(K2,J)
      A(K2,J)=A(K,J)
2    A(K,J)=C
      END IF

```

C
C GAUSS JORDAN ELIMINASYONU
C

```

      DO 4 J=K1,M
      A(K,J)=A(K,J)/A(K,K)
4    CONTINUE
      A(K,K)=1.0
      DO 6 I=1,N
      IF(I.NE.K) THEN
      DO 5 J=K1,M
5    A(I,J)=A(I,J)-A(I,K)*A(K,J)
      A(I,K)=0.0
      END IF
      6 CONTINUE

```

C
C BILINMEYENLERIN BULUNMASI
C

```

      DO 7 I=1,N
7    X(I)=A(I,M)
      DO I=1,N
      READ(5,*) OMEGA(I)
C    WRITE(*,*) OMEGA(I)
      ENDDO
      DO I=1,N
      READ(6,*) APA(I)
C    WRITE(*,*) APA(I)
      ENDDO
      DEBI11=(1.0/(2.0*PI))*(LOG(SR)-LOG(COS(PI/6.0))-1.5)
      DEBI12=13.0*SQRT(3.0)/216.0
      DEBI13=(SQRT(3.0)/12.0)*((1/SR)**2.0)
      DEBI14=((1/SR)**4.0)*PI/96.0
      DEBI1=DEBI11+DEBI12+DEBI13-DEBI14

```

C
 DEBI2=0.0
 DO 16 I=1,N
 DEBI2=DEBI2+(X(I)/(6.0*I))*((OMEGA(I)/(6.0*I+2.0))+
 *((1/SR)**(12.0*I))*APA(I)/(6.0*I-2.0))
16 CONTINUE

C
 DEBI=1.0/((DEBI1+DEBI2)*(SR**4.0))
 WRITE(*,*) DEBI
 STOP
 END

```

C      PROGRAM NUSSELT
C      *****
C      *      BU PROGRAM S/Ro 'A BAGLI OLARAK NUSSELT SAYISINI      *
C      *      HESAPLAR      *
C      *****
C      PARAMETER (N=6,PI=3.141592654)
C      DIMENSION X(N), OMEG(N), APA(N)
C      OPEN(UNIT=7, FILE='D.DAT')
C      OPEN(UNIT=9, FILE='OMEGA.DAT')
C      OPEN(UNIT=10, FILE='KAPA.DAT')
C      WRITE(*,*) 'S/Ro=?'
C      READ(*,*) SR
C      DO I=1,N
C      READ(7,*) X(I)
C      ENDDO
C      DO I=1,N
C      READ(9,*) OMEG(I)
C      ENDDO
C      DO I=1,N
C      READ(10,*) APA(I)
C      ENDDO
C
C      KUTLESEL DEBININ BULUNMASI
C
C      DEBI11=(1.0/(2.0*PI))*(LOG(SR)-LOG(COS(PI/6.0)))-1.5)
C      DEBI12=13.0*SQRT(3.0)/216.0
C      DEBI13=(SQRT(3.0)/12.0)*((1/SR)**2.0)
C      DEBI14=((1/SR)**4.0)*PI/96.0
C      DEBI1=DEBI11+DEBI12+DEBI13-DEBI14
C
C      DEBI2=0.0
C      DO I=1,N
C      DEBI2=DEBI2+(X(I)/(6.0*I))*((OMEG(I)/(6.0*I+2.0))+
C      *((1/SR)**(12.0*I))*APA(I)/(6.0*I-2.0))
C      ENDDO
C      DEBI=DEBI1+DEBI2
C
C      NUSSELT SAYISININ HESABI
C
C      A=1.0/SR
C      B=SQRT(2.0*SQRT(3.0)/PI)
C      A11=3.0/(4.0*(PI**2.0))
C      A12=(B**4.0)/4.0
C      A13=LOG(B/A)**2.0
C      A14=(B**4.0)/8.0
C      A15=LOG(B/A)
C      A16=(B**4.0)/32.0
C      A17=(A**4.0)/32.0
C      A1=A11*(A12*A13-A14*A15+A16-A17)
C
C      A21=SQRT(3.0)/PI
C      A22=6.0*DEBI/PI
C      A23=SQRT(3.0)*(A**2.0)/(4.0*PI)
C      A24=(A**4.0)/16.0
C      A2=A21*(-A22+A23-A24)
C
C      A31=(B**2.0)/2.0
C      A32=A13
C      A33=A31*A15
C      A34=(B**2.0)/4.0
C      A35=(A**2.0)/4.0
C      A3=A31*A32-A33+A34-A35
C
C      A41=5.0*SQRT(3.0)/(64.0*PI)

```

```

A42=(B**6.0)/6.0
A43=A15
A44=(B**6.0)/36.0
A45=(A**6.0)/36.0
A4=A41*(A42*A43-A44+A45)
C
A5=(B**8.0-A**8.0)/2048.0
C
A61=3.0/(4.0*(PI**2.0))
A62=SQRT(3.0)*(A**2.0)/(16.0*PI)
A63=3.0*DEBI/(2.0*PI)
A64=(A**4.0)/64.0
A6=-A61+A62+A63+A64
C
A71=A12
A72=A15
A73=A12/4.0
A74=A24
A7=A71*A72-A73+A74
C
A81=3.0*(A**2.0)/(4.0*(PI**2.0))
A82=SQRT(3.0)*(A**4.0)/(64.0*PI)
A83=A63*(A**2.0)
A84=(A**5.0)/64.0
A85=(B**2.0)/2.0
A86=A15
A87=A85/2.0
A88=A35
A8=(A81+A82-A83-A84)*(A85*A86-A87+A88)
C
A91=SQRT(3.0)/(16.0*PI)
A92=5.0*(A**2.0)/256.0
A93=(B**6.0-A**6.0)/6.0
A94=SQRT(3.0)*(A**2.0)/(8.0*PI)
A95=7*(A**4.0)/256.0
A96=(B**4.0-A**4.0)/4.0
A97=SQRT(3.0)*(A**4.0)/(16.0*PI)
A98=3.0*(A**6.0)/256.0
A99=(B**2.0-A**2.0)/2.0
A9=(A91-A92)*A93+(-A94+A95)*A96+(A97-A98)*A99
C
A0=A1+A2*A3-A4+A5+A6*A7+A8+A9
C
ANu=-72.0*(DEBI**2.0)/(A0*(PI**2.0))
WRITE(*,*) 'Nu=',ANu,'Debi=',DEBI
STOP
END

```

ÖZGEÇMİŞ

M.Gürkan ARIGA 20.07.1971'de Konya'da doğdu. 1982 yılında İstanbul'da Siyavuşpaşa İlkokulunda ilkokulu, 1985 yılında Bahçelievler Lisesinde ortaokulu, 1988 yılında Ataköy Lisesinde liseyi bitirdi. Aynı yıl İ.T.Ü. Makina Fakültesi Makina Mühendisliği Bölümüne girdi. Bu okulu 1992'de bitirdikten hemen sonra İ.T.Ü. Nükleer Enerji Enstitüsüne kaydoldu. Halen özel bir şirkette üretim sorumlusu olarak çalışmaktadır.

