



T.C.
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

ÇARPAN HAVA JETLERİNİN
ENERJİ-EKSERJİ ANALİZİ İLE OPTİMİZASYONU

SERDAR GEÇİM

YÜKSEK LİSANS TEZİ
MAKİNE MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

BURSA - 2008



T.C.
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

ÇARPAN HAVA JETLERİNİN
ENERJİ-EKSERJİ ANALİZİ İLE OPTİMİZASYONU

SERDAR GEÇİM

Doç. Dr. AKIN B. ETEMOĞLU

(Danışman)

YÜKSEK LİSANS TEZİ
MAKİNE MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

BURSA - 2008


T.C.
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

ÇARPAN HAVA JETLERİNİN
ENERJİ-EKSERJİ ANALİZİ İLE OPTİMİZASYONU

SERDAR GEÇİM

YÜKSEK LİSANS TEZİ
MAKİNE MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

Bu Tez . 20 /08/2008 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oybirliği/oy çokluğu ile kabul edilmiştir.


Doç.Dr. Akın B. ETEMOĞLU
Danışman

 
Prof. Dr. Muhiddin CAN
Prof. Dr. Yusuf Ulcay

BURSA - 2008

ÖZET

Çarpan hava jetleri; ısı transferini arttırıcı özelliğinden dolayı ısıtma, soğutma ve kurutma gibi geniş bir uygulama alanında kullanılmaktadır. Jet akışının değişik geometrili cisimler üzerindeki soğutma ve kurutma etkisinin araştırılması, gittikçe artan sayıda çalışmaya konu olmakta ve hiçbir zaman güncelliğini yitirmemektedir.

Bu çalışmada, ısıtılan bir plakanın dikdörtgen kesitli jet ile soğutulması işlemindeki akış ve ısı transferi karakteristikleri nümerik olarak incelenmiştir. Akışın, türbülanslı, iki boyutlu ve sürekli rejimde olduğu kabul edilerek korunum denklemleri Galerkin Sonlu Elemanlar Metodu ile ANSYS-FLOTRAN kodu kullanılarak çözülmüştür.

Hesaplamalar Reynolds sayısı için $4000 \leq Re \leq 12000$ ve lüle ile çarpma yüzeyi arası mesafe için $4 \leq z/D_h \leq 12$ aralıklarında yapılmıştır. Std. $k-\epsilon$, RNG $k-\epsilon$, $k-\omega$ ve SST türbülans modelleriyle elde edilen sonuçlar deneysel sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

Analizler sonunda SST türbülans modeli ile daha iyi sonuçların elde edildiği görülmüştür. z/D_h ve Re sayısının, türbülans şiddetinin, kaldırma kuvvetiyle termofiziksel özellik değişiminin ve farklı ısı akısı değerlerinin ısı transferi üzerine etkileri SST türbülans modeli kullanılarak analiz edilmiştir.

Sonuçlar göstermiştir ki artan Reynolds sayısı ve azalan z/D_h değerleri yerel Nusselt sayısını arttırmıştır. Ayrıca durgunluk noktası civarında artan türbülans şiddeti ile beraber ısı transferinde artış meydana gelmiştir ve plakaya uygulanan ısı akısındaki artışın yerel Nu sayısı üzerinde herhangi bir etkisinin olmadığı görülmüştür. Elde edilen sonuçlar literatürdeki deneysel çalışmalar ile karşılaştırılmış ve uyumluluğun sağlandığı gözlemlenmiştir.

ANAHTAR KELİMELER: Çarpan Hava Jetleri, Zorlanmış Isı Transferi, Türbülans Modelleri, Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği (HAD), Sonlu Elemanlar Metodu.

OPTIMIZATION OF IMPINGING AIR JETS BY ENERGY-EXERGY ANALYSIS

ABSTRACT

Impinging jets have been used in a wide range of applications such as heating, cooling and drying due to its ability to enhance heat transfer. The effects of jet flow on drying or cooling of various bodies have been a popular subject for investigators in recent years.

In this study, heat transfer characteristics of a heated plate in a cooling process with an impinging slot air jet are investigated numerically. Conservation equations are solved with ANSYS-FLOTRAN Galerkin Finite Element Code by assuming steady, turbulent and 2D flow. Computations are performed in the Reynolds number range of $4000 \leq Re \leq 12000$ and the nozzle to plate distance range of $4 \leq z/D_h \leq 12$. Obtained results by using std. $k-\varepsilon$, RNG $k-\varepsilon$, $k-\omega$ and SST turbulent models are compared with experimental results and good agreement was found between experimental and SST model results.

The effects of nozzle to plate distance and Re number, turbulence intensity, thermophysical property variation with buoyancy, and different heat flux values on the heat transfer are analyzed by using SST model. Results showed that the local Nusselt number increases with increasing Reynolds number and decreasing z/D_h values. Also, stagnation region heat transfer is increased with increasing turbulence intensity and the Nusselt number distribution is not influenced by the increase in heat flux. In addition obtained results are compared with the experimental studies in literature and it is shown that they are consistent with previous findings.

KEY WORDS: Impinging Air Jets, Convective Heat Transfer, Turbulence Models, Computational Fluid Dynamics (CFD), Finite Element Methods.

İÇİNDEKİLER**SAYFA NO**

ÖZET	i
ABSTRACT	ii
İÇİNDEKİLER	iii
KISALTMALAR DİZİNİ	v
ÇİZELGELER DİZİNİ	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ	vii
SİMGELER DİZİNİ	ix
1.GİRİŞ	1
2. KAYNAK ARAŞTIRMASI VE KURAMSAL BİLGİLER	2
2.1.KURAMSAL BİLGİLER	2
2.1.1. Isı Geçişi Tanımı	2
2.1.1.1. İletim Yolu ile Isı Geçişi	2
2.1.1.2. Taşınım Yolu ile Isı Geçişi	3
2.1.1.3. Işınım Yolu ile Isı Geçişi	6
2.1.2. Çarpan Hava Jetleri	8
2.1.3. Diferansiyel Denklemlerin Sayısal Çözümü	11
2.1.3.1 Başlangıç değer problemi	12
2.1.3.2 Sınır değer problemi	12
2.1.4. Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği	13
2.1.4.1. Sonlu Farklar Yöntemi	13
2.1.4.2. Sınır Elemanlar Yöntemi	14
2.1.4.3. Sonlu Elemanlar Yöntemi	14
2.1.4.4. Sonlu Hacimler Yöntemi	17
2.2.KAYNAK ARAŞTIRMASI	19
3. MATERYAL VE YÖNTEM	22
3.1. Akış ve Isı Transferi için Korunum Denklemleri	22
3.2. Türbülans Modelleri	24
3.2.1. Standart k-ε Modeli	24
3.2.2. RNG k-ε Türbülans Modeli	26
3.2.3. k-ω ve SST Türbülans Modelleri	26
3.3. Termofiziksel Özellikler	28
3.4. Modelleme ve Çözüm Metodu	29
3.4.1. Tanımlanan Boyutlar ve Boyutsuz Sayılar	29
3.4.2. Çözüm Metodu ve Yakınsama Kriterleri	30
3.4.3. Geometri	30

3.4.4. Sınır Şartları	31
3.4.5. Ağ yapılarının kontrolü	32
3.4.6. Türbülans modelinin seçimi	35
4. ARAŞTIRMA SONUÇLARI VE TARTIŞMA	44
4.1. Sonuçlar ve Tartışma	44
4.1.1. z/D_h ve Re Değerinin Isı Transferine Etkisi	50
4.1.2. Türbülans Şiddetinin Isı Transferine Etkisi	53
4.1.3. Uygulanan Isı Akısı Değişiminin Isı Transferine Etkisi	55
4.1.4. Sıcaklık İle Özellik Değişiminin Isı Transferine Etkisi	57
4.2. Sonuç ve Öneriler	58
4.2.1. Sonuçlar	58
4.2.2. Öneriler	59
KAYNAKLAR	61
TEŞEKKÜR	64
ÖZGEÇMİŞ	65

KISALTMALAR DİZİNİ

- SST - Shear Stress Transport
CFD - Computational Fluid Dynamics
HAD - Hesaplamaalı Akışkanlar Dinamiği
RNG - Re-Normalized Group
DNS - Direct Numerical Simulation
LES - Large Eddy Simulation

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1	Bazı akışkanlar için ortalama ısı taşınım katsayısı değerleri	4
-------------	---	---

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1.	İletimle bir boyutlu ısı geçişi	2
Şekil 2.2.	Taşınım yolu ile ısı geçişi	3
Şekil 2.3.	Düz bir levha üzerinde hız (hidrodinamik) sınır tabakasının gelişimi	5
Şekil 2.4.	Sabit sıcaklıktaki düz bir levha üzerinde ısıl sınır tabakasının gelişimi	5
Şekil 2.5.	Hız (hidrodinamik) sınır tabakasının gelişimi	6
Şekil 2.6.	Düz bir levha üzerinde ışınım	7
Şekil 2.7.	Hız sınır tabaka kalınlığı ile ısı taşınım katsayısı değişimi	8
Şekil 2.8.	Jetin yüzeye çarpması sonucu oluşan bölgeler	9
Şekil 2.9.	Serbest jetin akış bölgeleri	9
Şekil 2.10.	Serbest Hava Jeti	10
Şekil 2.11.	Sınırlandırılmış Hava Jeti	10
Şekil 2.12.	Serbest ve daldırılmış sıvı jeti	11
Şekil 2.13.	Ağ yapılarında kullanılan bazı eleman tipleri	15
Şekil 2.14	Sonlu Elemanlar Metodunda uygulanan prosedür	16
Şekil 3.1.	Modellenen geometri ve boyutları	30
Şekil 3.2.	Serbest Jet için sınır şartları	31
Şekil 3.3.	Çözüm alanının elemanlara ayrılması	32
Şekil 3.4.	$z/D_h=4$ - $Re=4000$ için 3 farklı ağ yapısında k 'nın değişimi	33
Şekil 3.5.	$z/D_h=4$ - $Re=7900$ için 3 farklı ağ yapısında k 'nın değişimi	33
Şekil 3.6.	$z/D_h=8$ - $Re=12000$ için 3 farklı ağ yapısında k 'nın değişimi	34
Şekil 3.7.	$z/D_h=12$ - $Re=7900$ için 3 farklı ağ yapısında k 'nın değişimi	34
Şekil 3.8.	$z/D_h=4$ - $Re=4000$ için plaka üzerinde yerel Nu sayısı değişimi	35
Şekil 3.9.	$z/D_h=8$ - $Re=4000$ için plaka üzerinde yerel Nu sayısı değişimi	35
Şekil 3.10.	$z/D_h=12$ - $Re=4000$ için plaka üzerinde yerel Nu sayısı değişimi	36
Şekil 3.11.	$z/D_h=4$ - $Re=7900$ için plaka üzerinde yerel Nu sayısı değişimi	36
Şekil 3.12.	$z/D_h=8$ - $Re=7900$ için plaka üzerinde yerel Nu sayısı değişimi	37
Şekil 3.13.	$z/D_h=12$ - $Re=7900$ için plaka üzerinde yerel Nu sayısı değişimi	37
Şekil 3.14.	$z/D_h=4$ - $Re=12000$ için plaka üzerinde yerel Nu sayısı değişimi	38
Şekil 3.15.	$z/D_h=8$ - $Re=12000$ için plaka üzerinde yerel Nu sayısı değişimi	38
Şekil 3.16.	$z/D_h=12$ - $Re=12000$ için plaka üzerinde yerel Nu sayısı değişimi	39
Şekil 3.17.	$z/D_h=8$ değerinde a) $Re=4000$, b) $Re=7900$, c) $Re=12000$ için Std. k - ϵ türbülans modeli ile duvar fonksiyonlarının incelenmesi	41
Şekil 3.18.	$z/D_h=8$ değerinde a) $Re=4000$, b) $Re=7900$, c) $Re=12000$ için k - ω türbülans modeli ile duvar fonksiyonlarının incelenmesi	42
Şekil 3.19.	$z/D_h=8$ değerinde a) $Re=4000$, b) $Re=7900$, c) $Re=12000$ için SST türbülans modeli ile duvar fonksiyonlarının incelenmesi	43
Şekil 4.1.	$Re=4000$ - $z/D_h=4$ için vektörel hız dağılımı	45
Şekil 4.2.	$Re=4000$ - $z/D_h=8$ için vektörel hız dağılımı	45
Şekil 4.3.	$Re=4000$ - $z/D_h=12$ için vektörel hız dağılımı	45
Şekil 4.4.	$Re=7900$ - $z/D_h=4$ için vektörel hız dağılımı	46
Şekil 4.5.	$Re=7900$ - $z/D_h=8$ için vektörel hız dağılımı	46
Şekil 4.6.	$Re=7900$ - $z/D_h=12$ için vektörel hız dağılımı	46
Şekil 4.7.	$Re=12000$ - $z/D_h=4$ için vektörel hız dağılımı	47
Şekil 4.8.	$Re=12000$ - $z/D_h=8$ için vektörel hız dağılımı	47

Şekil 4.9.	Re12000 – $z/D_h=12$ için vektörel hız dağılımı	47
Şekil 4.10	$z/D_h=8$ için farklı Re sayılarında sıcaklık dağılımı	48
Şekil 4.11	$z/D_h=8$ için çarpma yüzeyi boyunca farklı Re sayılarında sıcaklık değişimi	49
Şekil 4.12	$z/D_h=4$ için çarpma yüzeyi boyunca farklı Re sayılarında sıcaklık değişimi	49
Şekil 4.13	Re4000 için farklı z/D_h değerlerinde yerel Nu sayısı değişimi	50
Şekil 4.14	Re7900 için farklı z/D_h değerlerinde yerel Nu sayısı değişimi	50
Şekil 4.15	Re12000 için farklı z/D_h değerlerinde yerel Nu sayısı değişimi	51
Şekil 4.16	$z/D_h = 4$ için farklı Re değerlerinde yerel Nu sayısı değişimi	51
Şekil 4.17	$z/D_h = 8$ için farklı Re değerlerinde yerel Nu sayısı değişimi	52
Şekil 4.18	$z/D_h = 12$ için farklı Re değerlerinde yerel Nu sayısı değişimi	52
Şekil 4.19	Re4000 - $z/D_h=8$ için türbülans şiddeti ile Nu_x sayısının değişimi	53
Şekil 4.20	Re7900 - $z/D_h=4$ için türbülans şiddeti ile Nu_x sayısının değişimi	53
Şekil 4.21	Re4000 - $z/D_h=8$ ve Re7900 - $z/D_h=8$ için durgunluk noktasındaki Nu_x sayısı değişimi	54
Şekil 4.22	Re7900 - $z/D_h=8$ için farklı q değerlerinde Nu_x sayısının değişimi	55
Şekil 4.23	Re7900 - $z/D_h=8$ için farklı q değerlerinde çarpma yüzeyindeki sıcaklık değişimi	55
Şekil 4.24	Re12000- $z/D_h=4$ için farklı q değerlerinde Nu_x sayısının değişimi	56
Şekil 4.25	Re12000 - $z/D_h=4$ için farklı q değerlerinde çarpma yüzeyindeki sıcaklık değişimi	56
Şekil 4.26	$z/D_h=8$ için farklı Re değerlerinde sıcaklık etkisi ile Nu_x sayısının değişimi	57
Şekil 4.27	$z/D_h=12$ için farklı Re değerlerinde sıcaklık etkisi ile Nu_x sayısının değişimi	57

SİMGELER DİZİNİ

a	Lüle ağzı uzunluğu, m
b	Lüle ağzı genişliği, m
A	Isı transfer yüzey alanı, m ²
C _r ,	Türbülans modele göre değişen sabit katsayı
D _h	Lüle çıkışındaki hidrolik çap(=4ab/(2a+2b)), m
g	Yer çekimi ivmesi, m/s ²
k _i	Isı iletim katsayısı, W/mK
k _x	x önündeki ısı iletim katsayısı, W/mK
k	Türbülans kinetik enerjisi, m ² /s ²
P	Basınç, Pa
q	Isı akısı, W/m ²
T	Sıcaklık, K
T _∞	Düzgün (üniform) akışkan giriş sıcaklığı , K
T _{s,y}	Yüzey sıcaklığı , K
ΔT	Sıcaklık farkı
T _u	Giriş türbülans şiddeti
u	Akışkanın x yönündeki hız, m/s
\bar{u}	x yönündeki hızın ortalama değeri, m/s
u'	x yönündeki hızın salınım değeri, m/s
u _∞	Serbest akışkanın hızı, m/s
v	Akışkanın y yönündeki hız, m/s
\bar{v}	y yönündeki hızın ortalama değeri, m/s
v'	y yönündeki hızın salınım değeri, m/s
x	Çarpma yüzeyi üzerinde çarpma noktasına uzaklık, m
z	Lülenin yüzeye olan uzaklığı, m
v	Kinematik viskozite, m ² /s
ε	Türbülans kinetik enerji yayılma hızı, m ² /s ³
ε _{mij}	Alternatör tensör operatörü
μ	Dinamik viskozite, Pa.s
μ _t	Türbülanslı eddy viskozitesi, Ns/m ²
k _t	Türbülanslı eddy iletkenliği, W/mK
G	Türbülans kinetik enerjisi üretimi
ρ	Akışkanın yoğunluğu, kg/m ³
Nu _x	Yerel Nusselt sayısı (=h.Dh/k _i)
h	Isı taşınım katsayısı, W/m ² K
h _{ort}	Ortalama ısı taşınım katsayısı
Re	Reynolds sayısı (=vDh/v)
Ω _m	Koordinat sistemindeki çevresel hız
δ	Hız sınır tabaka kalınlık değeri
δ _t	Isıl sınır tabaka kalınlık değeri
σ	Stefan-Boltzman sabiti (=5.67x10 ⁻⁸), W/m ² K ⁴

1. GİRİŞ

Çarpan hava jetleri akışkanın dairesel veya dikdörtgen kesitli bir lüleden yüzeye dik veya belirli bir açı ile gönderilmesi sonucu elde edilmektedir. Çarpan hava jetleri bilhassa çarpma bölgesinde meydana getirdikleri yüksek ısı ve kütle transferi nedeni ile endüstride yaygın olarak kullanılmaktadır. Isıtma, soğutma, kurutma bu uygulama alanlarının başında gelmektedir. Uygulama alanları olarak türbin kanatçıklarının soğutulma işlemi, elektronik ekipmanların soğutulma işlemi, metal, cam ve plastiklerin sertleştirilmesi işlemi, kâğıt, gıda ve tekstil sektöründe kurutma işlemi sayılabilir.

Çarpan hava jetleri modellenenilme açısından sahip oldukları basit geometrileri nedeni ile çok sayıda teorik ve sayısal çalışmada kullanılmakta ve güncelliğini yitirmemektedir. Bu çalışmada da çarpan hava jeti ile soğutma işlemi sonlu elemanlar metodu ile ANSYS-FLOTTRAN paket programı kullanılarak iki boyutlu olarak incelenmiştir. Çarpan jet akışları jet içerisinde oluşan karmaşık akış özellikleri nedeni ile farklı türbülans modellerinin incelenmesi açısından da uygun bir akıştır. Bu sebeple bu çalışmada durgunluk bölgesi anormalliği göz önüne alınarak, türbülans modellerinin uygunluğu karşılaştırılmış ve göreceli olarak en uygun türbülans modeli belirlenmiştir.

Çarpan hava jetlerinde akış ve ısı transferi özellikleri jet çıkış geometrisi, jet çıkış hızı, çarpma yüzeyi geometrisi vb. birçok parametreden etkilenmektedir. Çalışma kapsamında lüle ile çarpma yüzeyi arası mesafenin, Re sayısının, türbülans giriş şiddetinin, kaldırma kuvvetiyle termofiziksel özellik değişiminin ve farklı ısı akısı değerlerinin ısı transferini nasıl etkilediği incelenmiş ve yapılan hesaplamalar sonucu elde edilen sonuçlar grafikler halinde sunulmuştur. Yapılan sayısal çözüm sonrası elde edilen sonuçlar ile literatürdeki benzer çalışmalarda elde edilen veriler karşılaştırılarak, meydana gelen benzerlik ve farklılıklar belirtilmiştir.

2.KAYNAK ARAŞTIRMASI VE KURAMSAL BİLGİLER

2.1 KURAMSAL BİLGİLER

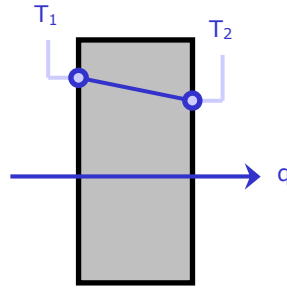
2.1.1 Isı Geçişi Tanımı

Isı geçişi hayatın ve teknolojinin her safhasına karşımıza çıkan önemli bir bilim dalıdır. Isıtma, soğutma, otomotiv, tekstil, metalurji, uzay, havacılık vb. her alanda ısı transferi ile karşılaşmaktadır. Isı geçişinin enerji üretimi ve dönüşümü gibi pek çok endüstri ve çevre problemi üzerinde önemli etkileri mevcuttur. Elektrik gücü üretimi, hacim ısıtması için kullanılan güneş enerjisini dönüştürme sistemleri, soğutma ve iklimlendirme sistemleri, elektronik cihazların soğutulması vb. bir çok proses buna örnek gösterilebilir.

Isı, sıcaklık farkından dolayı transfer edilen enerjidir. Sıcaklık farkı olan ortam veya ortamlar arasında ısı transferi gerçekleşmektedir. Isı geçişinin oluşmasına yol açan farklı ısı geçiş türleri bulunmaktadır.

2.1.1.1 İletim Yolu ile Isı Geçişi

Bir katı yada durgun akışkan ortamında bir sıcaklık gradyanı (farkı) mevcut ise bu ortamdaki ısı transferi prosesi için iletim (kondüksiyon) terimi kullanılmaktadır. İletim madde içerisindeki yüksek enerjili parçacıklar ile düşük enerjili parçacıkların etkileşimi sırasında aktarılan enerji olarak tanımlanabilir.



Şekil 2.1. İletimle bir boyutlu ısı geçişi

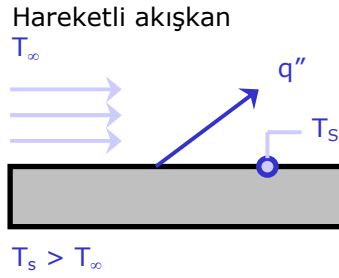
Isı iletiminin temel denklemi Fourier ısı iletimi kanunu ile ifade edilir. Fourier ısı iletim kanunundan, ısı iletim katsayısı, k , şu şekilde tanımlanır:

$$k_x \equiv - \frac{q_x}{(\partial T/\partial x)} \quad (2.1)$$

Isı iletim katsayısı malzemenin bir özelliği olduğu kadar yöne ve sıcaklığa da bağlıdır. Isı iletim katsayısının değeri moleküller ya da atomlar arasındaki mesafe ile bağlantılıdır. Akışkanlarda moleküller arası mesafe katılara nazaran daha fazla olduğu için katılar sıvılardan, sıvılar ise gazlardan daha yüksek ısı iletim katsayısına sahiptirler.

2.1.1.2 Taşınım Yolu ile Isı Geçişi

Farklı sıcaklıklarda olan bir yüzey ve hareketli bir akışkan arasında olan ısı transferi prosesi taşınım (konveksiyon) terimi ile tanımlanmaktadır.



Şekil 2.2. Taşınım yolu ile ısı geçişi

Taşınım ile ısı geçişi akışın türüne göre zorlanmış ve doğal taşınım olarak sınıflandırılabilir. Akışkanı hareketlendirmek için fan ya da pompa gibi yardımcı araçlar kullanılıyorsa zorlanmış taşınım söz konusudur. Diğer taraftan, incelenen hacimde akışkan hareketi yoğunluk değişimi dolayısıyla oluşuyorsa doğal taşınım söz konusudur.

Taşınım ile transfer edilen ısı Newton Soğuma Kanunu ile formüle edilir.

$$q_{\text{taş}} = \frac{Q_t}{A} = h (T_s - T_\infty) \quad (2.2)$$

Burada, $q_{\text{taş}}$: taşınım ısı transfer miktarı,
 T_s : yüzey sıcaklığı,
 T_∞ : serbest akışkan sıcaklığı,
 h taşınım ısı transfer katsayısıdır.

Isı taşınım katsayısı, akış türü (laminer yada türbülanslı), akışkan hızı, akışkan özellikleri (viskozite, yoğunluk, ısı iletim katsayısı vb), sıcaklık, geometri gibi bir çok etkene bağlı olarak değişmektedir. Çizelge 2.1.'de bazı akışkanlar için ortalama ısı taşınım katsayısının alabileceği değerler görülmektedir. (Kılıç ve Yiğit 2000)

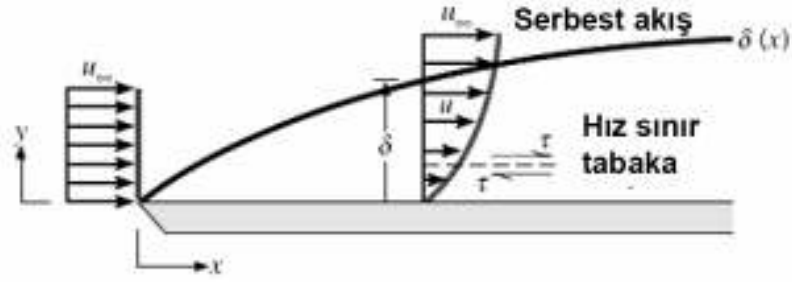
Çizelge 2.1. Bazı akışkanlar için ortalama ısı taşınım katsayısı değerleri

Akışkan ve taşınım modu	h [W/m^2K]
Doğal Taşınım	
Hava	5 – 25
Su	30 – 600
Yağlar	5 – 300
Zorlanmış Taşınım	
Hava	10 – 300
Su	300 – 15000
Yağlar	60 – 1800
Kaynayan Su	2500 – 60000
Yoğuşan Buhar	5000 – 120000

KAYNAK: Isı Transferi, 2000, s.10

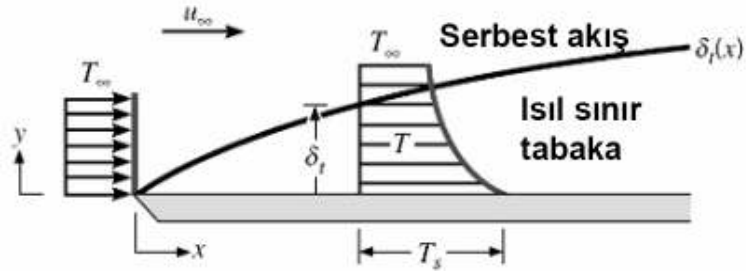
Herhangi bir akışkan katı bir yüzey üzerinden akarken yüzey ile temas eden akışkan parçacıklarının hızları sürtünme ve viskoz etkiler nedeni ile sıfır olmaktadır. Bitişik akışkan tabakaları içindeki parçacıkların hareketi de, yüzey ile temas halinde hızı sıfır olan parçacıklar nedeni ile yavaşlamaktadır. Bu etki giderek azalarak $y=\delta$ değerinde ihmal edilebilir değere gelmektedir. Buradaki δ değeri hidrodinamik sınır tabaka değeri olarak adlandırılmaktadır ve pratik olarak hızın serbest akış hızının %99 değerine ulaştığı kalınlık olarak kabul edilmektedir ($u = 0,99 u_\infty$).

Sınır tabaka hız profili sınır tabaka içinde u hızının y yönündeki değişimini göstermektedir. Sınır tabaka içinde hız gradyanına bağlı olarak kayma gerilmeleri büyüktür ve bu tabaka dışında kalan bölgede kayma gerilemeleri göz ardı edilebilir. Levha girişinden itibaren x değeri arttıkça sürtünmenin etkisi ile sınır tabaka büyür.



Şekil 2.3. Düz bir levha üzerinde hız (hidrodinamik) sınır tabakasının gelişimi
(Incropera ve DeWitt 2006)

Bir yüzey üzerinde akış olduğunda nasıl bir hız sınır tabakası gelişirse akışkan sıcaklığı yüzey sıcaklığından farklı olduğunda da ısı sınır tabaka gelişmektedir. Sabit sıcaklıktaki düz levha üzerinde akış incelendiğinde levha girişinde sıcaklık profili düzgün dağılımlıdır. Akışkan parçacıkları levha ile temas ettiklerinde aynı sıcaklığa ulaşırlar ve bu parçacıkların bitişik akışkan tabakası ile gerçekleştirdiği enerji değişimi sıcaklık gradyanına sebep olur. Sıcaklık gradyanlarının olduğu bu bölgeye ısı sınır tabaka adı verilmektedir ve pratikte $[(T_s - T)/(T_s - T_{\infty})] = 0,99$ oranını sağlayan $y = \delta_t$ kalınlığı olarak tanımlanır.



Şekil 2.4. Sabit sıcaklıktaki düz bir levha üzerinde ısı sınır tabakasının gelişimi
(Incropera ve DeWitt 2006)

Mühendis için bu sınır tabakalarının önemli etkileri yüzey sürtünmesi ve taşınım ile ısı geçişidir. Herhangi bir yüzey üzerinde akış için bir hız sınır tabakası ve sonucunda yüzey sürtünmesi her zaman olacaktır. Bir ısı sınır tabakası ve böylece taşınım ile ısı geçişi yalnızca yüzey ve serbest akış sıcaklıkları farklı olduğu zaman olacaktır.

Yüzey sürtünmesi ve taşınım ile ısı geçişi akışın laminer veya türbülanslı olmasına büyük ölçüde bağlıdır. Laminer sınır tabaka içinde akışkan hareketi çok düzenlidir ve parçacıklar akış çizgileri boyunca hareket etmektedirler. Buna karşılık türbülanslı sınır tabaka içinde akışkan hareketi çok düzensizdir ve akış içinde ani hız değişimleri gözlenmektedir. Bu düzensiz değişimler momentum, enerji ve kütle geçişini artırır ve bu sebeple taşınım ile geçiş hızı gibi yüzey sürtünmesi de artar. Düzensiz değişimlerin sonucu akışkanın karışması türbülanslı sınır tabaka kalınlığını artırır. Bir düz levha üzerinde hız sınır tabakasının gelişimi Şekil 2.5’de gösterilmiştir. Sınır tabaka levha girişinde laminerdir fakat giriş bölgesinden uzaklaştıkça küçük çalkalanmalar başlar ve bunlar şiddetlenerek türbülanslı akışa geçiş gerçekleşir. Türbülanslı akışa geçişte sınır tabaka kalınlığında, yüzey kayma gerilemesinde ve taşınım katsayısında önemli artışlar olur.



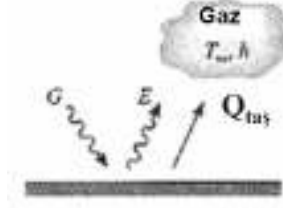
Şekil 2.5. Hız (hidrodinamik) sınır tabakasının gelişimi (Incropera ve DeWitt 2006)

2.1.1.3 Işınım Yolu ile Isı Geçişi

Isıl ışınlım, sonlu sıcaklığa sahip bir cismin yaydığı enerjidir. İletim ve taşınım ile enerji aktarımı, bir maddi ortamın varlığını gerekli kılarken, ışınlım için bu şart yoktur. Enerji mutlak vakum ortamında yani hiçbir maddenin bulunmadığı bir ortam içinden de transfer edilebilir.

Maddenin termal enerjisinden kaynaklanan ve birim yüzeyinden birim zamanda serbest bırakılan enerji yayılım gücü E ile gösterilmektedir. Stefan-Boltzman kanununa göre yayma gücünün alabileceği maksimum değer bulunmaktadır.

$$E_b = \sigma T_y^4 \quad [\text{W/m}^2] \quad (2.3)$$



Şekil 2.6. Düz bir levha üzerindeki ışınlm (Incropera ve DeWitt 2006)

Burada T_y , yüzeyin mutlak sıcaklığı olup σ , Stefan-Boltzman sabitidir ($\sigma=5.67 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^4$). Böyle bir yüzey, ideal ışınlm yayıcı veya siyah cisim olarak adlandırılır. Geçek bir yüzeyin yaydığı ısı akısı, aynı sıcaklıkta bulunan bir siyah cismin yaydığından daha azdır ve aşağıdaki eşitlik ile verilmektedir.

$$E = \epsilon \sigma T_y^4 \quad [\text{W/m}^2] \quad (2.4)$$

Burada ϵ , yayma oranı olarak adlandırılır ve yüzeyin bir ışınlm özeliğidir. $0 \leq \epsilon \leq 1$ aralığında değerler alan bu özellik, bir yüzeyin, siyah cisme göre ne denli etkin enerji yaydığıнын bir ölçüsüdür. Bir yüzey üzerine çevresinden gelen ışınlm da söz konusudur. Kaynaklardan bağımsız olarak yüzeyin birim alanına birim zamanda gelen bu ışınlmın tümü, gelen ışınlm G olarak adlandırılır. Gelen ışınlmın bir kısmı yada tümü yüzey tarafından yutulabilir ve bu nedenle, malzemenin ısıl enerjisinde bir artış gerçekleşir. Yüzeyin birim alanında birim zamanda yutulan ışınlm enerjisi, yüzeyin bir ışınlm özeliği olan yutma oranı α bilindiği takdirde hesaplanabilir. Bu özellik, $0 \leq \alpha \leq 1$ olmak üzere aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$G_{\text{abs}} = \alpha G$$

Gelen ışınlm $T_{\text{çevre}}$ sıcaklığındaki bir siyah cismin yaydığı ışınlm olarak düşünülürse;

$$G = \sigma T_{\text{çevre}}^4$$

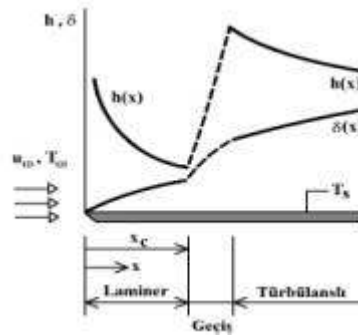
olacaktır. Eğer söz konusu yüzey için $\alpha = \epsilon$ (gri yüzey) kabulü yapılırsa, yüzeyin birim alanından birim zamanda ışınlmla net ısı geçişi için aşağıdaki denklem yazılabilir.

$$q_{\text{ışınlm}} = \frac{Q}{A} = \epsilon E_b(T_y) - \alpha G(T_{\text{çev}}) = \epsilon \sigma (T_y^4 - T_{\text{çevre}}^4)$$

2.1.2 Çarpma Hava Jetleri

Çarpma hava jetleri çarpma bölgesinde ısı ve kütle transferini artırmak için tekli ve çoklu olmak üzere pek çok endüstriyel uygulamada kullanılmaktadır. Bu uygulama alanlarına tekstil ve kağıt sanayisi, elektronik elemanların soğutulması, cam levha temperlenmesi, metallerin ısıl işlemleri, yüksek sıcaklıkta çalışan gaz türbini kanatlarının soğutulması örnek olarak verilebilir.

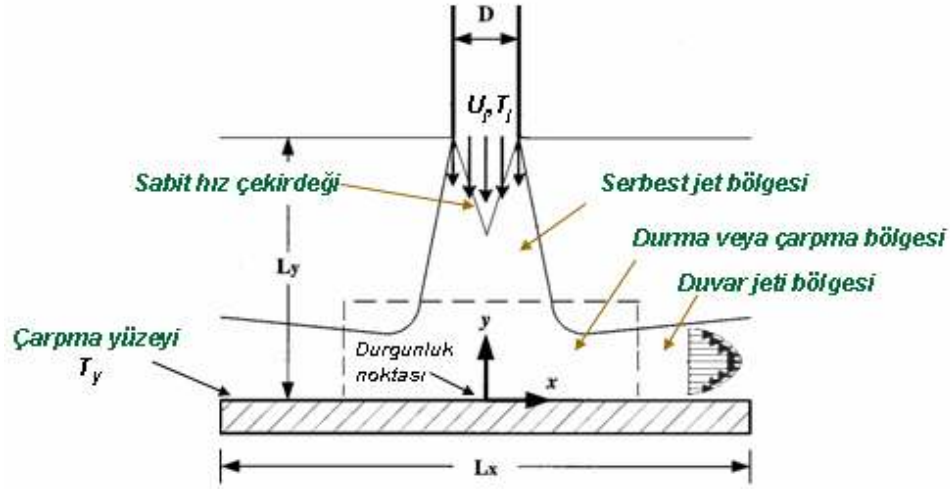
Çarpma jet, dairesel veya dikdörtgen kesitli bir lüleden çıkan akışkanın yüzeye dik veya belirli bir açı ile çarpması sonucu elde edilmektedir. Noktasal soğutma işlemlerinde jetler tekli, bölgesel soğutma işlemlerinde ise çoklu sayıda dizili olarak kullanılabilir. Akışkanın yüzeye dik şekilde çarpıtılması ile çarpma bölgesinde termal direnci arttıran sınır tabaka kalınlığı azalmakta ve buna bağlı olarak yerel ısı taşınım katsayısı artmaktadır. Sınır tabaka kalınlığı ile ısı taşınım katsayısı arasındaki ilişki Şekil 2.7’de görülmektedir.



Şekil 2.7. Hız sınır tabaka kalınlığı ile ısı taşınım katsayısı değişimi

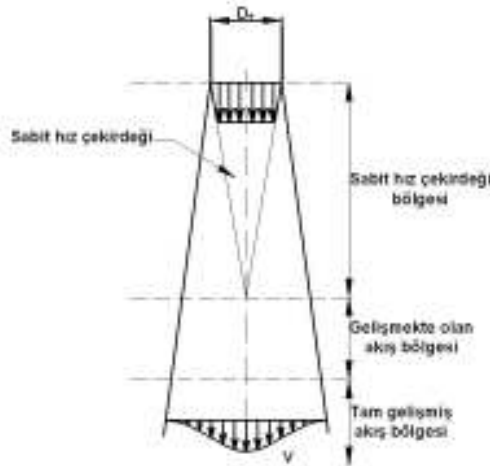
Şekil 2.8’de tekli jetteki akış ifade edilmektedir. Lüle çıkışında çekirdek bölge adı verilen hızın değişmediği bir bölge bulunmaktadır. Bu bölgenin altında ise çarpma yüzeyinden etkilenmeyen serbest jet bölgesi yer almaktadır. Serbest jet bölgesinde, jet ile durgun çevre arasında kütle, momentum ve enerji aktarımı meydana gelmektedir. Lülenin çıkışında maksimum olan hız çıkış noktasından itibaren uzaklık arttıkça, jet ile çevre arasındaki momentum transferi nedeni ile azalmaktadır. Momentum transferi serbest jet bölgesi sınırlarının genişlemesine ve sabit hız çekirdeğinin daralmasına neden olmaktadır. Lüle eksen çizgisi ile çarpma yüzeyinin kesiştiği noktaya durgunluk

noktası adı verilmektedir ve burada hız sıfırdır. Bu noktadan sonra akışın yatay (x) yönde hızlandığı duvar jeti bölgesi oluşmaktadır.



Şekil 2.8. Jetin yüzeye çarpması sonucu oluşan bölgeler

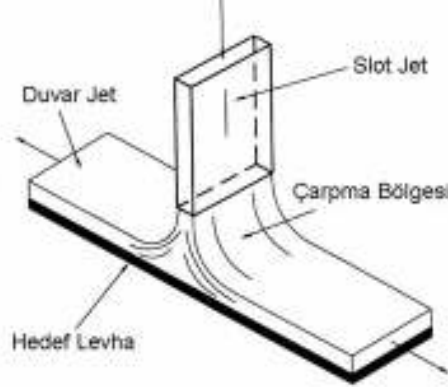
“Sabit hız çekirdeği bölgesinde hız lüle çıkışındaki hıza eşittir ve değişmemektedir. Bu bölgenin jet çıkışından itibaren uzunluğu, jet çıkış geometrisine, lüle çıkışındaki hız profiline ve türbülans yoğunluğuna bağlıdır. Çevre ile jet arasındaki momentum aktarımının neticesinde, jet merkezindeki hızın azalması gelişmekte olan akış bölgesinde kendini gösterir. Bu bölgenin sonunda akış tam gelişmiş hale ulaşır.” (Köseoğlu 2007).



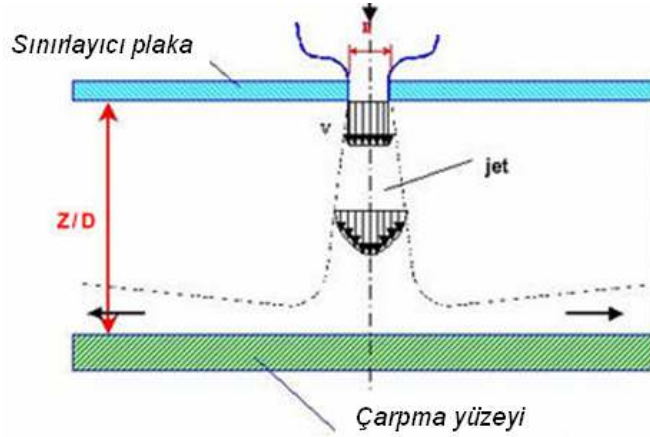
Şekil 2.9. Serbest jetin akış bölgeleri (Köseoğlu 2007)

Köseoğlu (2007) tarafından bildirildiğine göre Rajanatham tam gelişmiş bölgedeki jetin genişlemesinin ve hızdaki azalmanın doğrusal olduğunu belirtmiştir.

Çarpan hava jetleri farklı şekillerde sınıflandırılmaktadır. Eğer üfleme bir lüle (nozül) aracılığı ile yapılıyorsa, akış alanı üst yüzeyinden sınırlandırılmamışsa bu tip jetlere serbest jet denmektedir. Şekil 2.10'da bu tip jetlere ait bir örnek gösterilmektedir. Eğer akış alanı Şekil 11'deki gibi üst yüzeyinden bir levha ile sınırlandırılmışsa su tip jetlere de sınırlandırılmış jetler adı verilmektedir.



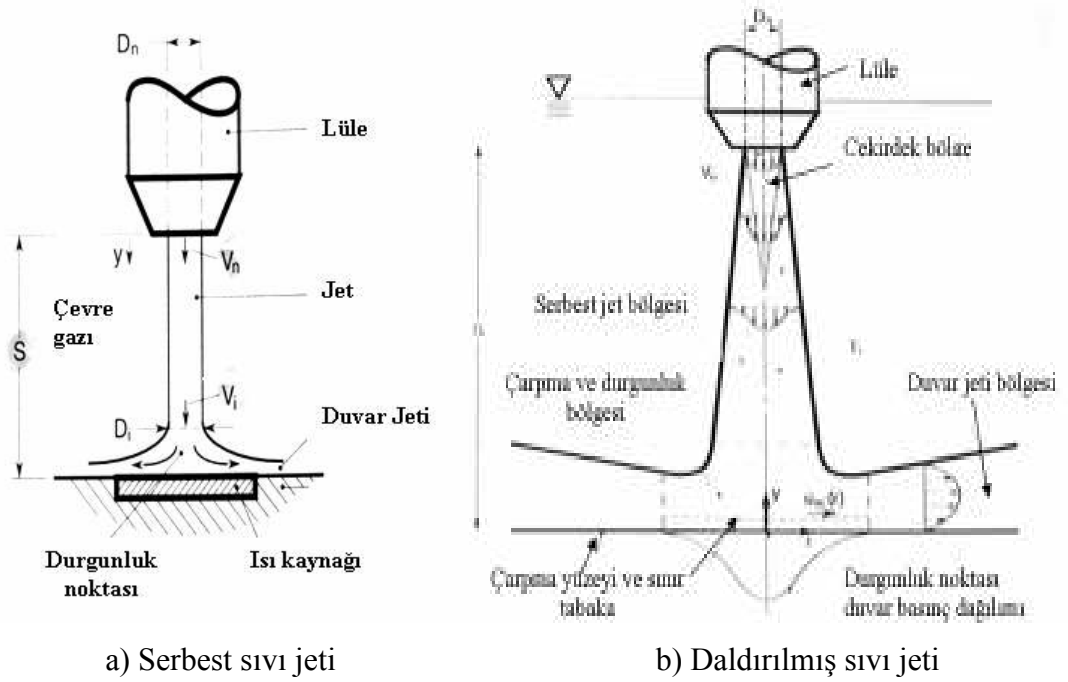
Şekil 2.10. Serbest Hava Jeti (Beitelmal ve ark. 2000)



Şekil 2.11. Sınırlanmış Hava Jeti

Jetin lüleden çıkışından sonra çevredeki akışkanla etkileşimi nedeni ile jetin hız profilinde değişiklikler meydana gelmektedir. Jet profilindeki bu değişim lüleden çıkan akışkan ile çevre ortamının aynı akışkandan oluştuğu durumlarda kendini daha belirgin olarak göstermektedir.

Çarpan hava jetlerinde kullanılan akışkan sıvı veya gaz olabilir. Eğer lüleden çıkan akışkan sıvı ise ve sıvı bir ortam içerisine daldırılarak yüzeye çarptırılıyorsa bu tip jetlere daldırılmış sıvı jetleri denmektedir. Şekil 2.12'de serbest ve daldırılmış sıvı jetlerini ifade eden şekiller gösterilmektedir.



Şekil 2.12. Serbest ve daldırılmış sıvı jeti

Çarpan jetlerin akış ve ısı transferi özellikleri, jet çıkış geometrisi, jet çıkışındaki hız profili, jet ile plaka arasındaki mesafe, jet içerisindeki türbülans, çarpma plakası geometrisi, jet ile plaka arasındaki sıcaklık farkı gibi birçok parametreye bağlı olarak değişiklik göstermektedir.

2.1.3 Diferansiyel Denklemlerin Sayısal Çözümü

Diferansiyel denklemler mühendislikte fiziksel olayların modellenmesinde sıkça karşılaşılan denklemlerdendir. Bu nedenle bu denklemlerin sayısal veya analitik olarak çözümünün bulunması son derece önemlidir. Fakat her zaman bu denklemleri analitik olarak çözmek mümkün değildir. Bu durumlarda yani diferansiyel denklemin non-lineer olması veya analitik olarak çözülememesi durumlarında sayısal çözüm yöntemlerinden biri tercih edilmelidir. Sayısal çözüm, f fonksiyonunun sürekli değil ayrık noktalarda yani bağımsız değişkenlerin sadece belli değerleri için hesaplanması esasına dayanır.

Diferansiyel denklemlerin analitik çözümünde ortaya çıkan integrasyon sabitlerinin bulunmasında kullanılan sınır ve başlangıç şartları sayısal çözümün yapılabilmesinde de gereklidir. Diferansiyel denklemin mertebesi kadar verilmesi gereken sınır veya

başlangıç şartları bu bakımdan önemlidir. Bir fiziksel olay için oluşturulan diferansiyel denklemi karakterine göre iki ana gruba ayırmak mümkündür.

2.1.3.1 Başlangıç değer problemi

Belli bir noktadan başlayıp aranan fonksiyonun çözüm alanında adım adım bulunabildiği problemlerdir. Başlangıç değer problemini ifade eden n . mertebeden bir denklemin çözümü için gerekli bütün şartlar bağımsız değişkenin tek değerinde (başlangıç noktası) verilir.

$f(t)$ fonksiyonunu içeren üçüncü mertebeden bir diferansiyel denklemde başlangıç şartları

$$\begin{aligned} t=t_0 \text{ da} \quad f(t_0) &= y_0 \dots\dots \\ f'(t_0) &= y'_0 \dots\dots \\ f''(t_0) &= y''_0 \dots\dots \end{aligned}$$

olarak verilmiş ise bu bir başlangıç değer problemidir. Bu tür problemlerin sayısal çözümünde başlangıç değerinden başlayarak adım adım bağımsız değişkenin diğer değerleri için fonksiyonun alacağı diğer değerler hesaplanır.

2.1.3.2 Sınır değer problemleri

Bu tür problemlerde sabitlerin bulunması için gerekli şartlar bağımsız değişkenin bir kaç değeri için bir başka ifade ile çözüm alanını sınırlarında verilir.

Bir sınır değer problemine ait 4. mertebeden bir diferansiyel denklemde sınır şartları

$$\begin{aligned} x=x_0 \text{ da} \quad f(x_0) &= y_0 \dots\dots \\ f'(x_0) &= y'_0 \dots\dots \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} x=x_L \text{ de} \quad f(x_L) &= y_L \dots\dots \\ f'(x_L) &= y'_L \dots\dots \end{aligned}$$

şeklinde olabilir.

2.1.4. Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği

Başta akışkanlar mekaniği olmak üzere ısı transferi, yanma, gerilme analizleri gibi değişik alanlarda karşılaşılan kısmi diferansiyel denklemlerin sayısal çözümü için değişik yaklaşımlar ve yöntemler geliştirilmiştir. Akışkanlar mekaniğinde korunum denklemlerinin karmaşıklığı ve çözümün zorluğu nedeni ile bu denklemlerin sayısal çözümü için CFD (Computational Fluid Dynamics) kısa adıyla yeni bir bilim dalı doğmuştur.

Hesaplamalı akışkanlar dinamiği, her türlü akışkan ve akışının değişik koşullardaki analizini yapmaya yarayan bir yöntemdir. Bu yöntemde temel olarak üç ana denklem (süreklilik, momentum ve enerji denklemleri) esas alınır ve bu denklemler sayısal çözülerek akış içindeki basınç, hız ve sıcaklık dağılımları ve bu parametrelere bağlı olarak birçok veriye ulaşılır.

Günümüzde hesaplamalı akışkanlar dinamiği araştırma–geliştirme ve ürün tasarımında yaygın olarak kullanılmaktadır. Artan bilgisayar teknolojisi ile Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği (Computational Fluid Dynamics-CFD) yazılımları özellikle akışkan ve ısı transferi ile ilgili olan ürünlerin analizlerinin yapılmasına olanak sağlamaktadır. Bu yöntemler kullanılarak, süreklilik, momentum ve enerji denklemleri bilgisayar ortamında sayısal olarak çözülmekte, sıcaklık ve akış ile ilgili verilere ulaşılmakta ve değişik parametrelerin dağılımları elde edilmektedir.

Temel olarak bir akışın incelenmesi için süreklilik, momentum (Navier Stokes denklemleri) ve enerji denklemleri, uygun başlangıç ve sınır koşulları ile beraber çözülmesi gerekir. Bu denklemlerin çözülmesi için çeşitli sayısal yöntemler geliştirilmiştir.

Kısmi diferansiyel denklemlerin sayısal çözümü için geliştirilen temel yöntemler şu şekilde sınıflandırılabilir.

2.1.4.1 Sonlu Farklar Yöntemi

Bu yöntemin esası, çözüm alanının grid noktalarına ayrılarak verilen diferansiyel denklemin bu noktalardaki fonksiyonun değerlerine bağlı olan cebirsel denklemlere dönüştürülmesine dayanır.

Bu yöntemde çözüm aralığı belli sayıda dilime bölünerek her noktadaki fonksiyonun değeri bilinmeyen (y_i) olarak alınır. Verilen diferansiyel denklemdeki türev terimleri ileri, geri veya merkezi fark formüllerini kullanarak elde edilen sayısal türev bağıntılarına göre sonlu farklarda yazılır. Elde edilen denklem düzenlenerek n tane iç nokta için yazılarak, n tane cebirsel denklemden oluşan denklem sistemi elde edilmiş olur. Bu denklem sistemi bilinen yöntemlerden biri ile verilen sınır şartları altında çözülerek aranan fonksiyon değeri elde edilir. Sonlu fark ifadelerinin oluşturulmasında Taylor serisi açılımı, polinom uydurma, integral metodu, sonlu hacim yaklaşımı gibi yöntemler kullanılmaktadır.

2.1.4.2 Sınır Elemanlar Yöntemi

Diferansiyel denklemler çözüm alanının sınırlarında integral denklemlerine dönüştürülerek çözüme ulaşılır.

2.1.4.3 Sonlu Elemanlar Yöntemi

Sonlu Eleman Yöntemi hemen hemen bütün fiziksel durumlara uygun olarak nesnelerin ve yapıların davranışlarını hesaplamak için kullanılan en yaygın ve etkin sayısal yöntemlerden biridir. Sonlu Elemanlar Analizi fiziksel bir sistemin matematik olarak ifade edilmesidir.

Sonlu elemanlar yöntemi, karmaşık olan problemlerin daha basit alt problemlere ayrılarak her birinin kendi içinde çözülmesiyle tam çözümün bulunduğu bir çözüm şeklidir. Bu yöntemin temel kavramı sıcaklık, basınç veya yer değişimi gibi herhangi bir sürekli niceliğin küçük ve sürekli parçaların birleşmesi ile oluşan bir modele dönüştürülmesidir.

Doğrudan analitik yollardan çözülemeyen veya çok güç hesaplanabilen karmaşık problemler sonlu elemanlar yöntemi ile kabul edilebilir sonuçla çözülebilmektedirler.









Sonlu elemanlar yöntemi;

- Isı transferi termal analizi,
- Mekanik titreşim,
- Mekanik ve termal stres,

- Sıvı ve gaz akışı,
- Çeşitli elektriksel ve manyetik durumlar,
- Akustik vs.

gibi pek çok fiziksel olayın çözümünde kullanılmaktadır.

Prensip olarak; karmaşık bir sistemin çok sayıdaki basit kısmi sistemlere yani çok sayıda parçalara bölünerek denklem sistemi ile tanımlanmasıdır. Ve bu denklem sisteminin bilgisayar destekli çözümüne gidilmesidir. Sonlu Elemanlar Yönteminde modeller sonlu sayıda elemanlara bölünür. Sonlu elemanların meydana getirdiği yapıya ağ(mesh) adı verilmektedir. Bu elemanlar belli noktalardan birbirleriyle bağlanır, bu noktalara düğüm (node) denmektedir. Kritik olan bölgelerde eleman boyutlarını küçültüp fazla eleman kullanılması, kritik bölgelerde daha hassas çözüm elde edilmesi için önemlidir.

1D (eğri)		2D (alan)		3D (hacim)	
Eleman derecesi	Eleman Tipi	Eleman derecesi	Eleman Tipi	Eleman derecesi	Eleman Tipi
Lineer		Lineer		Lineer	
Kuadratik		Kuadratik		Kuadratik	
Kubik		Kubik			

Sekil 2.13. Ağ yapılarında kullanılan bazı eleman tipleri

Genel olarak, sonlu elemanlar analizleri üç kademede gerçekleştirilir:

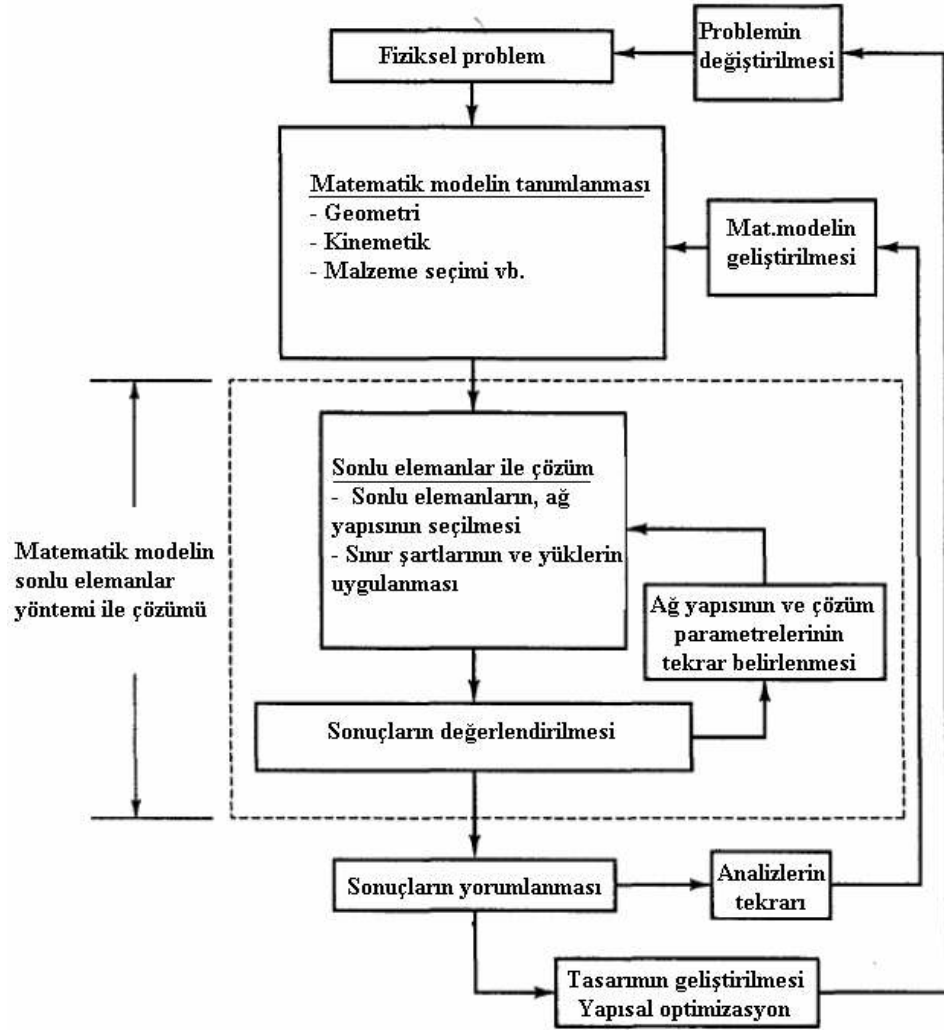
1. Ön işlem (Preprocessing): Sonlu elemanlar metodunda ilk olarak problemin tanımlanması gerekmektedir.

- Modelin oluşturulması
- Eleman tipinin belirlenmesi
- Malzeme özelliklerinin girilmesi
- Modelin elemanlara bölünmesi

2. Çözüm (Solution): Yüklerin uygulandığı ve sınır şartlarının atandığı ve çözümün gerçekleştirildiği aşamadır.

- Sınır şartlarının belirlenmesi ve uygulanması
- Sisteme etki eden yüklerin uygulanması
- Çözüm

3. Son işlem (Postprocessing): Sonuçların görüntülendiği, okunduğu ve yorumlandığı kademededir.



Sekil 2.14. Sonlu Elemanlar Metodunda uygulanan prosedür

Sonlu elemanlar, boyutları ve şekillerinin esnekliği nedeniyle, verilen bir cismi kolaylıkla temsil edebilir, bu nedenle kompleks yapıya sahip cisimlerde de kullanılabilir. Sonlu eleman metodunun bu özelliği problemin anlaşılmasını ve çözülmesini hem mümkün kılar hem de basitleştirir. Bütün bu avantajlarının yanında sonlu elemanlar

yöntemi esasına dayanan programların maliyetleri yüksektir ve programların kullanılabilmesi için iyi bir donanıma sahip olmak gerekmektedir.

Sonlu elemanlar yönteminde, öncelikle bir elemana ait sistem özelliklerini içeren denklemler çıkartılıp tüm sistemi temsil edecek şekilde eleman denklemlerini birleştirilerek, sisteme ait lineer denklem takımı elde edilmektedir. Bir elemana ait denklemlerin elde edilmesinde değişik metodlar kullanılabilir. Bunlar içinde en çok kullanılan dört temel yöntem şunlardır:

I)Direkt yaklaşım: Bu yaklaşım daha çok tek boyutlu ve basit problemler için uygundur.

II)Varyasyonel yaklaşım: Bir fonksiyonelin maksimum ve minimum edilmesi demektir. Fonksiyonelin birinci türevinin sıfır olduğu noktada fonksiyonu ekstremize eden değerler bulunur. İkinci türevinin sıfırdan büyük veya küçük olmasına göre bu değerler maksimum veya minimum olduğu anlaşılır.

III)Ağırlıklı kalanlar yaklaşımı: Bir fonksiyonun çeşitli değerler karşılığında elde edilen yaklaşık çözümü ile gerçek çözüm arasındaki farkların bir ağırlık fonksiyonu ile çarpılarak toplamlarını minimize etme işlemine "ağırlıklı kalanlar yaklaşımı" denir. Bu yaklaşım kullanılarak eleman özelliklerinin elde edilmesinin avantajı, fonksiyonellerin elde edilemediği problemlerde uygulanabilir olmasıdır.

IV)Enerji dengesi yaklaşımı: Bir sisteme giren ve çıkan termal veya mekanik enerjilerin eşitliği ilkesine dayanır. Bu yaklaşım bir fonksiyonele ihtiyaç göstermez.

2.1.4.4 Sonlu Hacimler Yöntemi

Sonlu hacimler yöntemi, sonlu elemanlar yöntemine benzer olarak çözülecek geometriyi parçalara bölerek bu parçaların her biri için çözüm yapma ve daha sonra bu çözümleri birleştirilerek problemin genel çözümünü bulma ilkesine dayanır. Sonlu hacimler yönteminde de, sonlu elemanlar yöntemine benzer olarak sonlu farklar metodu temel olarak alınmıştır. Ancak gelişmişlik olarak sonlu farklar yönteminden oldukça hassastır. Sonlu elemanlardan farklı olarak bu yöntem akış denklemlerini sayısal olarak çözülebilecek cebirsel denklemlere dönüştürmek için kontrol hacmini esas alan bir teknik kullanır. Yani bu teknik, akış denklemlerinin integrasyonunu her kontrol

hacminde alma ilkesine dayanır. Bu integrasyon sonucu her bir kontrol hacmini karakterize eden denklemlerin ortaya çıkmasını sağlar.

Sonlu hacimler yöntemi ile problemi çözme işleminde genellikle şu adımlar kullanılır;

- a) Çalışma bölgesinin uygun ağ yapısı seçimi ile kontrol hacimlere bölünmesi.
- b) Süreklilik, momentum, enerji gibi denklemlerin çözümü.
- c) Sonuçlandırılan denklem takımlarının iteratif çözücü sayesinde daha doğru değerlere yükseltilmesi.
- d) Yakınsaklığın kontrol edilerek çözümün elde edilmesi

2.2 KAYNAK ARAŞTIRMASI

Çarpan hava jetlerinde momentum ve ısı transferi mekanizmasını daha iyi anlayabilmek için birçok deneysel ve sayısal çalışma yapılmış olup sayısal çalışmaların yeni bir gözden geçirilmesi Zuckerman ve Lior (2005) tarafından kısaca özetlenmiştir. Daha iyi akış ve ısı transferi tahminlerinin v^2 -f türbülans modeliyle sağlandığının rapor edildiği bu çalışmaya göre $k-\varepsilon$ modelinden DNS/LES (Direct Numerical Simulation/Large Eddy Simulation) modellerine doğru tahminlerin hassasiyetiyle hesaplama maliyeti arasında ters bir bağıntı olduğu belirtilmiştir. İzotropik türbülans kabulü ve çarpma (durgunluk) bölgesinde aşırı kinetik enerji üretimi standard $k-\varepsilon$ modelinin iyi bilinen dezavantajlarıdır. Türbülans modelleme çalışmalarında genellikle standard $k-\varepsilon$ modelinin bu dezavantajı bertaraf edilmeye çalışılmakta olup ya Yap (Craft ve ark., 1993) gibi düzeltme faktörleri kullanılmakta ya da kinetik enerji k yerine alternatif enerji ölçeğinin (Scale) kullanıldığı v^2 -f gibi yeni türbülans modelleri geliştirilmekte (Durbin, 1991) ve denenmektedir.

Kopaç (1997) düzlemsel bir hava jet akımı için değişik Reynolds sayılarında PHOENICS kodu yardımıyla karışım uzunluğu, tek eşitlikli ve çift eşitlikli türbülans modellerini kullanarak akış ve ısı transfer karakteristiklerini incelemişler, üç türbülans modelinin de kullanılabilceği sonucuna varmalarına rağmen türbülans kinetik enerji dağılıma miktarı değerlerinin çift eşitlikli türbülans modeli yardımıyla belirlenebilmesinden dolayı bu modeli diğer modellere göre avantajlı olarak değerlendirmişlerdir.

Pekdemir ve ark. (1997) $k-\varepsilon$ türbülans modeliyle PHOENICS-Easy Flow kodunu kullanarak iki boyutlu bir çalışma ile sabit ve dönen silindirler üzerine çarpan dikdörtgen jetlerle silindirlerin soğutulmalarını araştırmışlar ve genelde deneysel çalışmalarla uyumlu sonuçlar elde etmişlerdir. Bu çalışmada ayrıca kütle transferi de analiz edilmiş olup Reynolds sayısının fonksiyonu olarak ortalama Sherwood sayıları için korelasyonlar verilmiştir.

Behnia ve ark. (1999) yaptıkları deneysel çalışmalarında v^2 -f türbülans modeli ile dairesel kesitli, serbest ve sınırlandırılmış çarpan jet durumlarında akış ve ısı transferi karakteristiklerini incelemişlerdir. Farklı Re sayısı ve jet-hedef plaka arası mesafelerde, akış alanının üst yüzeyinin sınırlandırılmasının yerel ısı transferi üzerindeki etkisini belirlemişlerdir. Analizler sonunda yerel ısı transferi üzerinde sadece

küçük lüle-plaka mesafelerinde ($H/D < 0,25$) sınırlandırma işlemi etkisinin belirgin olduğu görülmüştür.

Özmen ve Baydar (1999) $Re > 30000$ ve çeşitli jet-plaka açıklıklarında plaka üzerindeki basınçları ölçüp jet çapının iki katına kadar olan açıklıklar için yüzey basıncı değerlerinin ortam basıncının altına düştüğü bir bölgenin olduğunu tespit etmişler ve bu bölgenin ısı transfer katsayılarında meydana gelen ikincil artışları desteklediğini belirtmişlerdir.

Beitemal ve ark. (2000) 3950 W/m^2 lik sabit ısı akısı uyguladıkları düz bir plaka üzerine, plaka ile aynı genişlikte dikdörtgen kesitli bir lüleden 20°C sıcaklıkta hava göndermişler ve jetin çarpma açısının ısı transferine etkisini incelemişlerdir. Yerel Nusselt sayısını jetin eğim açısı, havanın lüleden çıkış hızı ve lüle-plaka arası mesafeye bağlı olarak gözlemlemişlerdir. Çalışma sonunda, artan Re sayısı ve azalan lüle-plaka mesafesinde ısı transferinin arttığı, eğim açısının azalması ile Nu sayısının maksimum olduğu noktanın üfleme yapılan doğrultuya doğru kaydığı görülmüştür.

Bula ve ark. (2000) düz disk şeklindeki plakaya çarpan su jetini modelleyerek incelemişlerdir. Çalışmada Re sayısı 550 ile 2200 arasında değiştirilmiştir. Akışkanın termofiziksel özelliklerinin sıcaklıkla değişimi dikkate alınmış ve çözümler farklı malzemeler için tekrarlanmıştır. Akışkan hızı, ısı akısı, plaka kalınlığı ve plaka malzemesindeki değişimlerin yüzey sıcaklığı, basınç dağılımı, yerel ve ortalama Nu sayısı üzerindeki etkileri incelenmiştir. Çalışma sonunda yerel ısı transfer katsayısının disk merkezinde maksimum olduğu ve plaka kalınlığının maksimum sıcaklık ve ortalama ısı transfer katsayısı üzerinde etkili olduğu belirtilmiştir.

Olsson ve ark. (2004) çalışmalarında katı bir yüzeye yerleştirilmiş silindirik gıda maddesi üzerine dikdörtgen kesitli bir lüleden hava gönderilmesini hesaplamalı akışkanlar dinamiği programlarından biri olan ANSYS CFX 5.5 kullanarak incelemişlerdir. Çalışmalarında $k-\varepsilon$, $k-\omega$ ve SST (Shear Stress Transport) türbülans modelleri ile buldukları değerleri literatürdeki deneysel veriler ile kıyaslamışlardır. SST türbülans modeli ile diğer modellere nazaran daha yüksek ısı transferi değerleri elde etmişlerdir.

Hofmann ve ark. (2004) yaptıkları sayısal çalışmada Fluent 5.5 programı kullanarak duvar fonksiyonlarının ve çözümde kullanılan türbülans modellerinin sonuçları nasıl etkilediklerini incelemişlerdir. Ayrıca giriş türbülans şiddetinin ısı

transferine etkisi de incelenmiştir. RNG (Re-Normalized Group)- $k-\varepsilon$ modeli ile değişik türbülans şiddetleri için çözümler elde edilip, artan türbülans şiddeti ile çarpma bölgesi ve civarında Nusselt sayısının arttığı ancak duvar jet bölgesinde türbülans şiddetinin pek etkisinin olmadığı gözlemlenmiştir.

İşman ve ark. (2005) dikdörtgen kesitli hava jeti kullanarak Re sayısı ve lüle-plaka arası mesafenin ısı transferi üzerine etkilerini standard $k-\varepsilon$ modelini kullanarak hem tek jet hem de çift jet olması durumunda sayısal olarak incelemiştir. Durgunluk noktasındaki dezavantajına rağmen tüm bölge göz önüne alındığında standard $k-\varepsilon$ modeli tatmin edici sonuçlar vermiştir.

Zhou ve Lee (2007) dikdörtgen kesitli jet kullanarak Re sayısı, lüle-plaka arası mesafe ve türbülans şiddetinin yerel ve ortalama Nu sayısı üzerindeki etkilerini incelemiştir. Sonuçlar her üç parametrenin de çarpma bölgesi ısı transferinde önemli etkisinin olduğunu göstermiştir. Yerel ve ortalama Nu değerleri için türbülans şiddetini içeren korelasyonlar elde edilmiştir.

Bu çalışmada, çarpan hava jeti ısı transferi tahmininde, özellikle durgunluk bölgesi anormalliği göz önüne alınarak, türbülans modellerinin uygunluğu karşılaştırılmış olup göreceli olarak en uygun sonuçlar SST türbülans modeliyle elde edilmiştir. Daha sonra da Re sayısı, lüle-plaka arası mesafe, türbülans şiddeti ve ısı akısının ısı transferi üzerine etkileri bu model kullanılarak sayısal olarak incelenmiştir.

3. MATERYAL VE YÖNTEM

Bilindiği gibi akışlar, laminar ve türbülanslı olmak üzere ikiye ayrılmaktadır. Akışın karakteristiği, boyutsuz olan Reynolds sayısının değerine bağlıdır. Reynolds sayısının değeri ise akışkanın fiziksel özelliği olan viskozite, akış hızı ve akış ortamını karakterize eden karakteristik uzunluğunun fonksiyonudur. Laminar akış çizgisel bir akış olup, akım iplikçığı boyunca akış tabakaları birbirinden tamamen ayrı ve karışmaksızın kaldıkları düzgün akımdır. Türbülanslı akımda ise, akışkan yörüngeleri karışarak akış çalkantılı bir şekilde oluşmaktadır. Çarpan hava jetlerindeki akış, yüksek hızdan dolayı genellikle türbülanslıdır. Türbülanslı akışların incelenmesi laminar akışlara oranla oldukça zordur.

Bu çalışmada akışın türbülanslı, iki boyutlu ve sürekli rejimde olduğu kabul edilmiştir. Korunum denklemleri farklı türbülans modellerinin yaklaşımları ile sonlu elemanlar esasına dayalı olan ANSYS-FLOTRAN kodu yardımıyla incelenmiş ve elde edilen sonuçlar karşılaştırılmıştır.

3.1 Akış ve Isı Transferi için Korunum Denklemleri

Türbülans, bir akış bölgesindeki her noktada ani hızın salınım göstermesi anlamına gelmektedir. ANSYS-FLOTRAN kodu türbülans modellemesinde Eddy viskozitesi yaklaşımıyla, değişkenlerin ortalama değeriyle salınım değerlerinin toplamı olarak göz önüne alındığı Reynolds ortalamalı Navier-Stokes denklemlerini kullanmaktadır. Dolayısıyla türbülanslı akış bölgesindeki hız, ortalama değer ve salınım değerinin toplamı şeklinde tanımlanmaktadır.

$$\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}' , \quad \mathbf{v} = \bar{\mathbf{v}} + \mathbf{v}' \quad (3.1)$$

Burada herhangi bir değişken için \bar{x} değeri değişkenin ortalama , x' değeri ise değişkenin salınım değerini göstermektedir. Tanımlanan hız ifadesinin Navier-Stokes denklemlerine uygulanması sonunda ilave olarak ortaya Reynolds gerilmeleri terimlerini veren eşitlikler çıkmaktadır.

$$\sigma_x^R = -\frac{\partial}{\partial x}(\overline{\rho \mathbf{u}'\mathbf{u}'}) - \frac{\partial}{\partial y}(\overline{\rho \mathbf{u}'\mathbf{v}'}) \quad (3.2)$$

$$\sigma_y^R = -\frac{\partial}{\partial x}(\overline{\rho \mathbf{v}'\mathbf{u}'}) - \frac{\partial}{\partial y}(\overline{\rho \mathbf{v}'\mathbf{v}'}) \quad (3.3)$$

Bu Reynolds gerilmeleri türbülans viskozitesi adı verilen bilinmeyen bir katsayıyla ifade edilebilir. (Boussinesq hipotezi, Launder ve Spalding 1974).

$$-\overline{\rho \mathbf{u}'\mathbf{v}'} = \mu_t \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial y} \quad (3.4)$$

Reynolds gerilmeleri daha karmaşık formda da ifade edilebilirler. Türbülanslı, iki boyutlu, sıkıştırılmaz ve sürekli rejimdeki akışı ifade eden süreklilik, momentum ve enerji denklemleri kartezyen koordinatlarda aşağıdaki gibidir.

Süreklilik denklemi:

$$\frac{\partial(\overline{\rho \mathbf{u}})}{\partial x} + \frac{\partial(\overline{\rho \mathbf{v}})}{\partial y} = 0 \quad (3.5)$$

x-Momentum:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial(\overline{\rho \mathbf{u}\mathbf{u}})}{\partial x} + \frac{\partial(\overline{\rho \mathbf{v}\mathbf{u}})}{\partial y} \right) &= -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left((\mu + \mu_t) \frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left((\mu + \mu_t) \frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial y} \right) \\ &+ \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial \bar{\mathbf{v}}}{\partial x} \right) \end{aligned} \quad (3.6)$$

y-Momentum:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial(\overline{\rho \mathbf{u}\mathbf{v}})}{\partial x} + \frac{\partial(\overline{\rho \mathbf{v}\mathbf{v}})}{\partial y} \right) &= \rho g - \frac{\partial \bar{P}}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left((\mu + \mu_t) \frac{\partial \bar{\mathbf{v}}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left((\mu + \mu_t) \frac{\partial \bar{\mathbf{v}}}{\partial y} \right) \\ &+ \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial \bar{\mathbf{v}}}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (3.7)$$

Enerji:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\overline{\rho \mathbf{u}} C_p \bar{T} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\overline{\rho \mathbf{v}} C_p \bar{T} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left((k_i + k_t) \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left((k_i + k_t) \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \right) \quad (3.8)$$

Belirtilen denklemlerde k_t ve μ_t ; türbülanslı eddy iletkenliği ve türbülanslı eddy viskozitesidir.

Bu çalışmada korunum denklemleri farklı türbülans modelleri kullanılarak sonlu elemanlar esasına dayalı olan ANSYS-FLOTRAN kodu yardımıyla incelenmiş ve elde edilen sonuçlar karşılaştırılmıştır. Kullanılan türbülans modelleri aşağıda kısaca açıklanmıştır.

3.2 Türbülans Modelleri

Yukarıda belirtilen türbülans terimlerin hesaplanabilmesi için çeşitli türbülans modelleri mevcuttur. Tek başına hiçbir türbülans modeli, bütün problemler için evrensel olarak üstün kabul edilmemiştir. Türbülans modeli seçimi, istenilen doğruluğun seviyesi ve çözüm için eldeki zaman gibi birtakım faktörlere bağlıdır. Bu çalışmada ANSYS-FLOTRAN içerisinde yer alan Std. k- ϵ , RNG k- ϵ , k- ω ve SST türbülans modelleri kullanılarak karşılaştırılma yapıldığı için burada bu modeller hakkında bilgi verilmiştir.

3.2.1 Standart k- ϵ Modeli

Standart k- ϵ modeli en çok kullanılan eksiksiz türbülans modelidir ve birçok ticari Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği kodunda mevcuttur. Tüm türbülans modellerinde olduğu gibi kavram ve ayrıntıları zamanla gelişim göstermiştir. Ancak Jones ve Launder'in (1972) standart k- ϵ modelini geliştirmiş olduğu kabul edilir ve o zamandan beri kullanışlı olarak mühendislik akış hesaplamalarında sıkça yararlanılan bir türbülans modeli olmuştur.

Standart k- ϵ modelinde türbülans kinetik enerjisi (k) ve onun yayılma hızı (ϵ) olmak üzere türbülans viskozitesi ve türbülans iletkenliği şu şekilde ifade edilir.

$$\mu_t = C_{\mu} \rho \frac{k^2}{\epsilon} \text{ ve } k_t = \frac{\mu_t C_p}{\sigma_t} \quad (3.9)$$

Burada σ_t türbülanslı Prandtl sayısıdır ve Reynolds analojisine göre $\sigma_t = 0,9$ dur.

Mühendislik uygulamalarında en yaygın model olan standart $k-\varepsilon$ türbülans modelinde iki boyutlu daimi akış için türbülans kinetik enerjisi ve onun yayılma hızı denklemleri aşağıdaki şekilde ifade edilmektedir (Launder ve Spalding 1974).

$$\frac{\partial \overline{\rho \mathbf{u}} k}{\partial x} + \frac{\partial \overline{\rho \mathbf{v}} k}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial y} \right) + \mu_t \Phi - \rho \varepsilon + \frac{C_4 \beta \mu_t}{\sigma_t} \left(g \frac{\partial T}{\partial y} \right) \quad (3.10)$$

ve türbülans kinetik enerji yayılma hızı denklemi,

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{\rho \mathbf{u}} \varepsilon}{\partial x} + \frac{\partial \overline{\rho \mathbf{v}} \varepsilon}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) + C_{1\varepsilon} \mu_t \frac{\varepsilon}{k} \Phi - C_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \\ &+ \frac{C_\mu (1 - C_3) \beta \rho k}{\sigma_t} \left(g \frac{\partial T}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (3.11)$$

Burada türbülans kinetik enerji üretimi aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır.

$$\Phi = 2 \left[\left(\frac{\partial \overline{\mathbf{u}}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \overline{\mathbf{v}}}{\partial y} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial \overline{\mathbf{u}}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{\mathbf{v}}}{\partial x} \right)^2 \quad (3.12)$$

μ_t ve k_t , türbülans kinetik enerjisi ve türbülans kinetik enerji yayılma hızı denklemlerinin çözülmesi ve denklem (3.9)'da belirtilen yerine konulması ile elde edilir.

Diğer türbülans model sabitleri ise $C_\mu=0,09$, $C_1=1,44$, $C_2=1,92$, $C_3=1,0$, $C_4=0,0$, $\sigma_k=1,0$, $\sigma_\varepsilon=1,30$ ve $\sigma_t=0,90$ şeklindedir.

Yukarıdaki eşitlikler standart $k-\varepsilon$ ve diğer türbülans modellerinin temel denklemleridir. Fakat modeller ya C_μ terimi ya da yayılma hızı denkleminde bulunan terimlerindeki farklılıklar nedeni ile birbirlerinden ayrılırlar. Diğer türbülans modellerinde kullanılan simetrik deformasyon tensörü S_{ij} ve simetrik olmayan rotasyon tensörü W_{ij} aşağıda ifade edilmiştir.

$$S_{ij} = \frac{1}{2} (V_{ij} + V_{ji}) \quad (3.13)$$

$$W_{ij} = \frac{1}{2} (V_{ij} - V_{ji}) + C_r \Omega_m \varepsilon_{mij} \quad (3.14)$$

Bu eşitliklerdeki C_r , türbülans modele göre değişen katsayıyı, V_{ij} , akış alanındaki koordinat sistemine göre hızı ifade etmektedir. Bu terimlerin kullanıldığı iki yeni değişken şöyledir.

$$\eta = \frac{k}{\varepsilon} \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (3.15)$$

$$\zeta = \frac{k}{\varepsilon} \sqrt{2W_{ij}W_{ij}} \quad (3.16)$$

3.2.2 RNG k-ε Türbülans Modeli

Re-Normalized Group Turbulence Model olarak bilinen bu modelde $C_{1\varepsilon}$ katsayısı, standart k-ε modelindeki (C_1) aksine sabit değildir.

$$C_{1\varepsilon} = 1,42 - \frac{\eta \left(1 - \frac{\eta}{\eta_\infty}\right)}{1 + \beta\eta^3} \quad (3.17)$$

RNG k - ε türbülans model sabitleri $C_\mu=0,085$, $C_2=1,68$, $C_3=0,0$, $C_4=0,0$, $\sigma_k=0,72$, $\sigma_\varepsilon=0,72$, $\sigma_\tau=0,90$, $\beta = 0,012$ ve $\eta_\infty=4,38$ şeklindedir. Bu model hakkında daha fazla detaylar Yakhot ve Orszag (1986)'da bulunabilir.

3.2.3 k- ω ve SST Türbülans Modelleri

Bu modellerde türbülans kinetik enerjisi (k) ve onun özgül yayılma hızı (ω) tanımlanmaktadır. Bu modellere göre türbülans viskozitesi aşağıdaki gibi hesaplanır.

$$\omega = \frac{\varepsilon}{C_\mu k} \quad (3.18)$$

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega} \quad (3.19)$$

k- ω türbülans modelinde iki boyutlu daimi akış için türbülans kinetik enerjisi denklemi,

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho \mathbf{u}} k}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\rho \mathbf{v}} k}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial y} \right) + \mu_t \Phi - C_\mu \rho k \omega \\ &+ \frac{C_4 \beta \mu_t}{\sigma_t} \left(g \frac{\partial T}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (3.20)$$

ve türbülans kinetik enerji özgül yayılma hızı denklemi,

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho \mathbf{u}} \omega}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\rho \mathbf{v}} \omega}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial y} \right) + \gamma \rho \Phi - \beta' \rho \omega^2 \\ &+ \frac{(1-C_3) \beta \rho}{\sigma_t} \left(g \frac{\partial T}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (3.21)$$

şeklinde ifade edilmektedir (Wilcox ve David 1988). Cidara yakın bölgelerde $k-\omega$ türbülans modelinin diğer modellere göre avantajları söz konusudur. $\sigma_k=2,0$, $\sigma_\omega=2,0$, $\gamma=0,555$ ve $\beta'=0,075$ $k-\omega$ model sabitleridir.

SST türbülans modeli $k-\omega$ ve $k-\varepsilon$ modellerinin avantajlarını birleştirmiştir. SST türbülans modelinde denklem (3.20)'de yer alan $P_t = \mu_t \Phi$ terimi yerine $P_t = \min(\mu_t \Phi, C_{lim} \varepsilon)$ terimi kullanılmaktadır. Ayrıca bu modelde türbülans kinetik

enerji özgül yayılma hızı denkleminde fazladan $\frac{(1-F_1)2\rho\sigma_{\omega 2}}{\omega} \left[\frac{\partial k}{\partial x} \frac{\partial \omega}{\partial x} + \frac{\partial k}{\partial y} \frac{\partial \omega}{\partial y} \right]$ terimi

bulunmaktadır. Burada F_1 karışım fonksiyonu olup bu değer duvara yakın bölgelerde 1, uzak bölgelerde 0 olarak tanımlanmaktadır. Bu fonksiyon sayesinde SST türbülans modeli duvara yakın bölgelerde $k-\omega$ ve duvardan uzak bölgelerde $k-\varepsilon$ modeli gibi davranmakta, model katsayısı aşağıdaki gibi ifade edilmektedir.

$$\varphi = F_1 \varphi_1 + (1-F_1) \varphi_2 \quad (3.22)$$

Burada φ_1 ve φ_2 terimleri sırasıyla $k-\omega$ ve $k-\varepsilon$ model katsayılarıdır ve bunlar sırasıyla $C_{lim}=10^{15}$, $k-\omega$ için $\sigma_k=1,176$, $\sigma_\omega=2,0$, $\gamma=0,5532$ ve $\beta'=0,075$, $k-\varepsilon$ için $\sigma_k=1,0$, $\sigma_\omega=1,168$, $\gamma=0,4403$ ve $\beta'=0,0828$ şeklindedir. Bu model hakkında daha ayrıntılı bilgi için Menter (1994)'e başvurulmalıdır.

3.3 Termofiziksel Özellikler

Literatüre bakıldığında sıcaklık ile termofiziksel özelliklerin değişiminin özellikle laminer akış durumunda ısı transferi için önemli olduğu görülmektedir (Aihara ve ark. 1990). Ayrıca türbülanslı durum için özellik değişimi ısı transferine sadece sıcaklık farkının yüksek olduğu durumlarda etki etmektedir (Shi ve ark. 2002). Yapılan çalışmada orta derecede bir sıcaklık farkı olmasına rağmen çarpmadan sonra artan sıcaklık ile beraber akışkanın termofiziksel özelliklerinde bir değişme meydana geleceğinden, bu etki hesaba katılmıştır.

Akışkan olarak özgül ısısı sabit ve ideal gaz kabul edilmiş hava kullanılmıştır. Akışkanın lüleden maksimum çıkış hızı 19,2 m/s'dir ve sıkıştırılabilirlik etkileri ihmal edilebilir mertebededir ($Ma \leq 0,05$). Özelliklerin sıcaklıkla değişiminde aşağıdaki bağıntılar kullanılmıştır (Anonim 2000).

$$\rho = \rho_0 \left[\frac{(P/D_2)}{(T/D_1)} \right] \quad (3.23)$$

$$\mu = \mu_0 \left[\left(\frac{T}{V_1} \right)^{1,5} \left(\frac{V_1 + V_2}{T + V_2} \right) \right] \quad (3.24)$$

$$k_i = k_0 \left[\left(\frac{T}{C_1} \right)^{1,5} \left(\frac{C_1 + C_2}{T + C_2} \right) \right] \quad (3.25)$$

Burada, ρ_0 , μ_0 ve k_0 referans sıcaklığındaki yoğunluk, dinamik viskozite ve ısı iletim katsayısıdır. Bağıntılardaki D_1 , D_2 , V_1 , V_2 , C_1 ve C_2 katsayıları ilgili sıcaklık aralığında tablolar yardımı ile hesaplanmaktadır ancak bu çalışmada belirtilen katsayılar hava için SI birimlerinde (AIR-SI) ANSYS-FLOTTRAN kodu aracılığı ile hesaplanmıştır.

3.4 Modelleme ve Çözüm Metodu

3.4.1 Tanımlanan Boyutlar ve Boyutsuz Sayılar

- Hidrolik Çap (D_h) :

Çözüm sırasında kullanılan lüle çıkışının hidrolik çap değeri denklem (3.26) ile hesaplanmaktadır.

$$D_h = \frac{4A}{\zeta} \quad (3.26)$$

Çalışmada kullanılan dikdörtgen kesitli lülenin genişliği 5,5mm ve uzunluğu 50mm olup hidrolik çap 0,0099m olarak hesaplanır.

- Reynolds Sayısı (Re) :

u : Lüle çıkışındaki havanın hızı [m/s]

ν : Havanın lüleden çıkış sıcaklığındaki kinematik viskozitesi [m^2/s] olmak üzere,

$$Re = \frac{uD_h}{\nu} \quad (3.27)$$

şeklinde ifade edilmektedir.

- Nusselt Sayısı (Nu) :

h : Isı taşınım katsayısı [W/m^2K]

k : Havanın lüleden çıkış sıcaklığındaki ısı iletim katsayısı [W/mK] olmak üzere,

$$Nu = \frac{hD_h}{k} \quad (3.28)$$

şeklinde ifade edilmektedir.

3.4.2 Çözüm Metodu ve Yakınsama Kriterleri

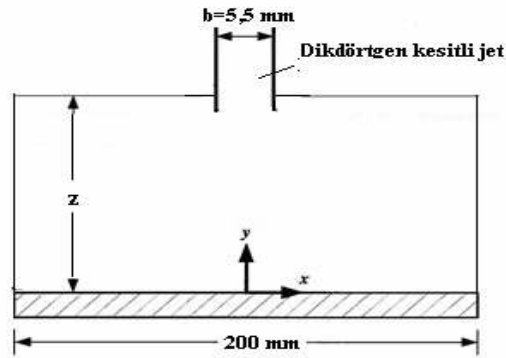
Hız ve sıcaklık dağılımlarının elde edilebilmesi için belirtilen korunum denklemlerinin çözülmesi gereklidir. Çalışma kapsamında korunum denklemleri ANSYS-FLOTRAN paket programı kullanılarak çözülmüş olup, denklemlerin ayrıklaştırılmasında Galerkin Ağırlıklı Kalanlar Metodu kullanılmıştır. Denklemler Tri-Diagonal Matris Algoritması (TDMA) kullanılarak çözülmüştür.

Çözümler sırasında yakınsama kriterleri yaklaşık olarak ;

1. x ve y yönündeki hızlar için : 10^{-6}
2. Basınç için : 10^{-5}
3. Türbülans kinetik enerjisi (k) için : 10^{-5}
4. k'nın yayılma hızı (ϵ) için : 10^{-5}
5. Sıcaklık için : 10^{-7} alınmıştır.

3.4.3 Geometri

Bu çalışmada karşılaştırma yapabilmek için Beitelmal ve ark. (2000) deneysel olarak çalıştığı geometri kullanılmıştır. Lüle ile hedef plaka arasındaki mesafenin hidrolik çapa oranı (z/D_h) ve plaka üzerindeki bir noktanın çarpma noktasına olan uzaklığının hidrolik çapa oranı (x/D_h), geometriyi tanımlayan faktörlerdir. Lüle çıkışında kesit 5,5x50 mm boyutlarında ve hidrolik çap 0,0099 m'dir. (Şekil 3.1) Lülenin plakadan yüksekliği olan z değeri ele alınan durum için değiştirilmiş diğer boyutlar ise analiz sırasında sabit tutulmuştur. Çözüm alanı $4 \leq z/D_h \leq 12$ aralığında 3 farklı oran için elemanlara bölünerek $-8 \leq x/D_h \leq 8$ için çözümler elde edilmiştir.



Şekil 3.1. Modellenen geometri ve boyutları

3.4.4 Sınır Şartları

Çalışmada serbest jet için aşağıdaki sınır şartları kullanılarak çözümler elde edilmiştir.

1. Lüle çıkışında ($-2,75\text{mm} < x < 2,75\text{ mm}; y = z$)

$v = u_{\infty}$ (düzgün hız profili), $u = 0$ $T_{\infty} = 20^{\circ}\text{C} = 293\text{K}$. $T_u = \%4$

Lüle duvarları $u = 0, v = 0$ (duvar şartı)

2. Hedef plaka üzerinde ($-100\text{mm} < x < 100\text{mm}; y = 0$)

$u = 0, v = 0$ (duvar şartı) $q = 3950\text{ W/m}^2$ (sabit ısı akısı)

3. Plakanın solunda ($x = -100\text{mm}; 0 < y < z$)

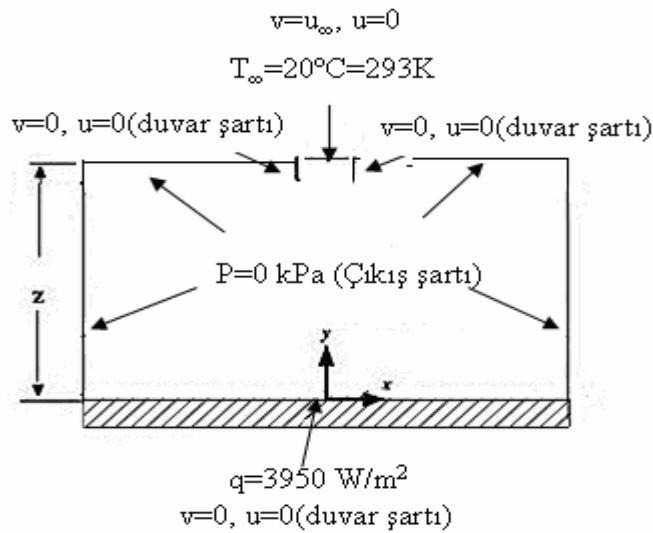
$P = 0\text{ kPa}$ (Çıkış şartı)

4. Plakanın sağında ($x = 100\text{ mm}; 0 < y < z$)

$P = 0\text{ kPa}$ (Çıkış şartı)

5. Lülenin sağ ve solunda ($2,75\text{mm} < x < 100\text{mm}$ ve $-100\text{mm} < x < -2,75\text{mm}$; $y = z$)

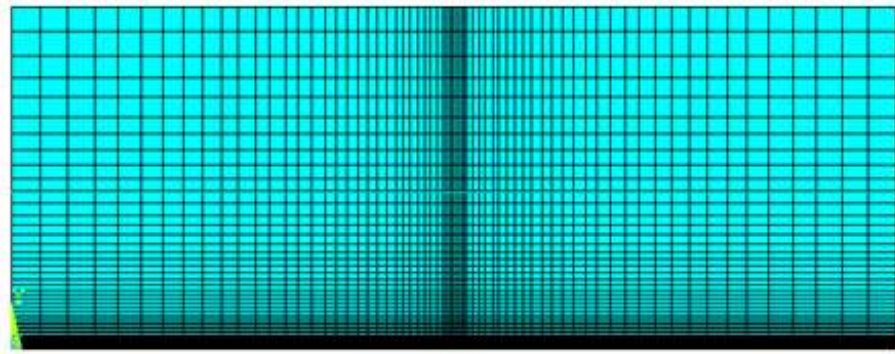
$P = 0\text{ kPa}$ (Çıkış şartı)



Şekil 3.2. Serbest Jet için sınır şartları

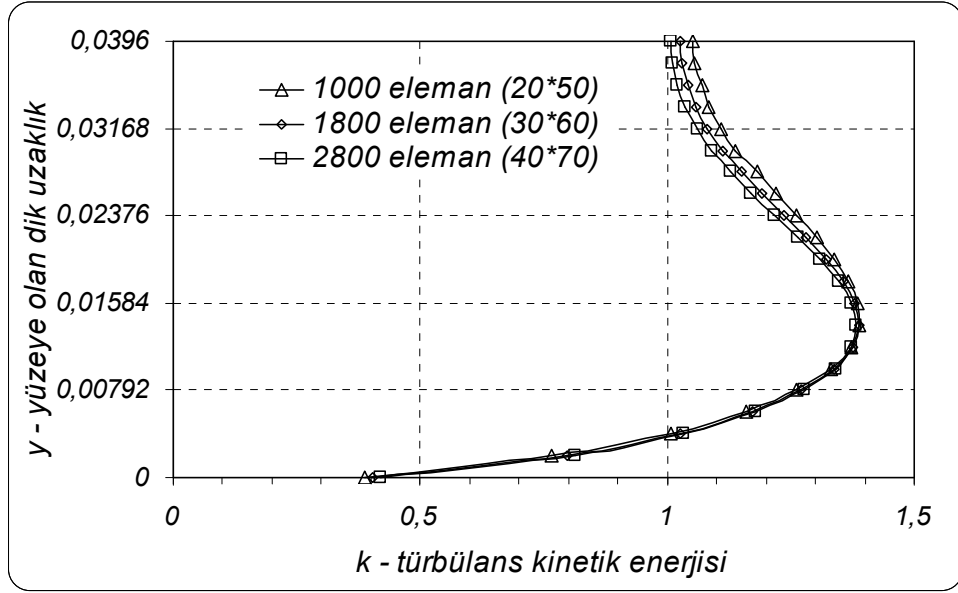
3.4.5 Ağ yapılarının kontrolü

Hesaplamalı akışkanlar dinamiği programlarında bilindiği gibi sonuçlar, eleman sayısı ve çözümlerin tekrar sayısı ile değişebilmektedir. Sonuçların oluşturulan ağ yapısından bağımsız olmasını sağlamak için eleman sayısı seçiminde özen gösterilmiştir. Bu sebeple çalışmada ağ yapıları oluşturulurken jet çıkışı, durgunluk noktası ve hedef plakaya yakın bölgelerdeki sıklık diğer bölgelere nazaran biraz daha fazla tutulmuştur. Buralardaki sıklığın sonuçlar üzerine daha fazla etkisi olduğundan çözüm süresinin uzamaması için bu tür bir uygulama yapılmıştır. Bu çalışmada her bir eleman sayısı için değişik iterasyon sayılarında (500, 1000, 1500) çözümler elde edilip çözümün değişmediği iterasyon sayısı tespit edilmiştir. Ağ yapılarının kontrolünü kolaylaştırmak amacı ile durgunluk noktasının 5 cm sağında ($x/D_h=5$) tanımlanan bir eksen boyunca türbülans kinetik enerjisinin (k) değişimi incelenmiştir. Bu büyüklüğün ağ sıklığından daha fazla etkilenmesinden dolayı, kontrol bu büyüklük üzerinden yapılmış ve sonuçların değişmediği ağ yapısı seçilmiştir. Ayrıca çalışma sırasında ağ yapısı her Re değerinde ayrı ayrı kontrol edilmiştir. Eleman sayılarının farklı Re değerlerinde kontrol edilmesi Hofmann ve ark. (2004) tarafından da önerilmektedir. Şekil 3.3’de örnek bir ağ yapısı görülmektedir.

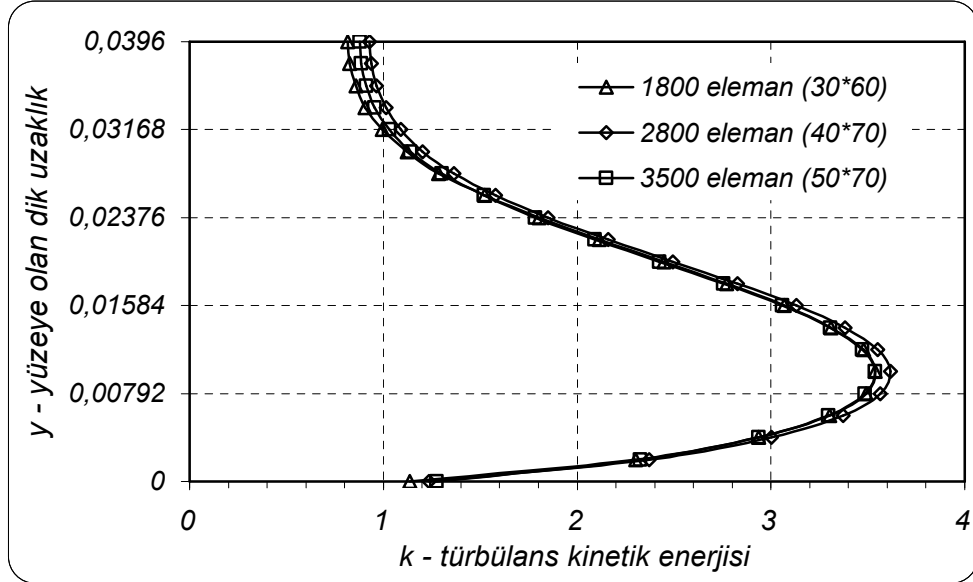


Şekil 3.3. Çözüm alanının elemanlara ayrılması

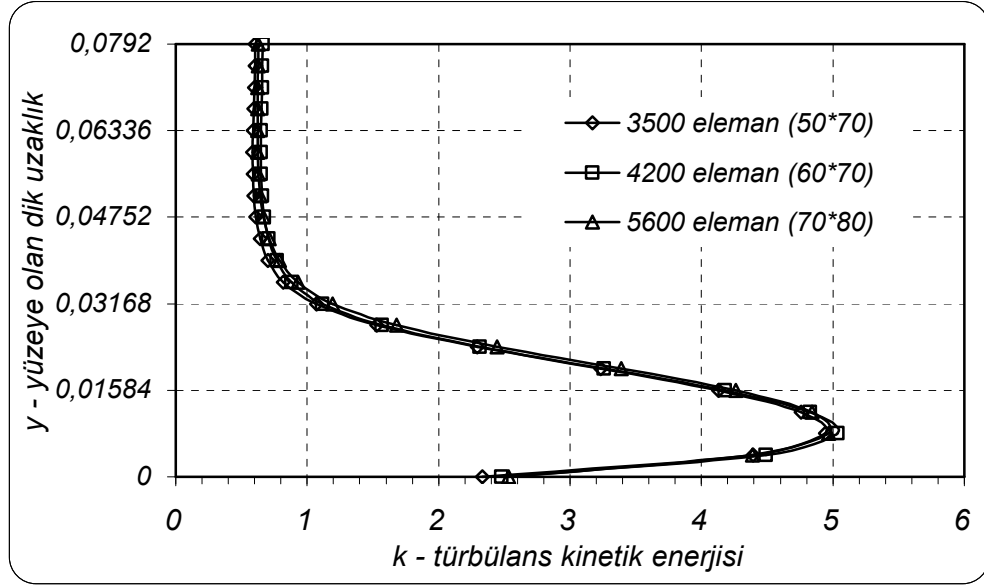
Şekil 3.4, 3.5, 3.6 ve 3.7’de ağ yapılarının kontrolü için tanımlanan eksen boyunca türbülans kinetik enerjisinin değişimini gösteren çalışmaların bazıları verilmektedir.



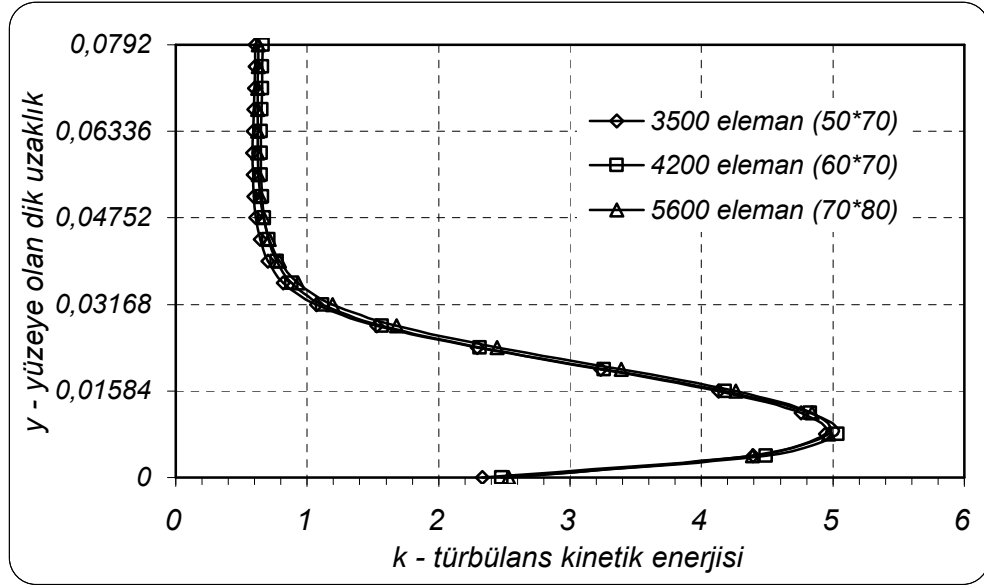
Şekil 3.4. $z/D_h=4$ – $Re=4000$ için 3 farklı ağ yapısında k 'nin değişimi



Şekil 3.5. $z/D_h=4$ – $Re=7900$ için 3 farklı ağ yapısında k 'nin değişimi



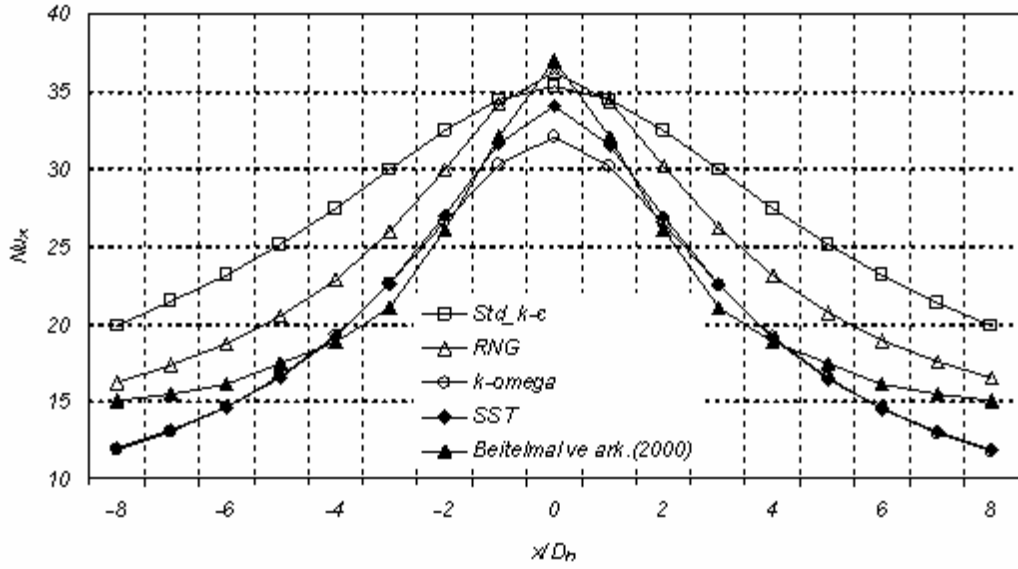
Şekil 3.6. $z/D_h=8$ – $Re=12000$ için 3 farklı ağ yapısında k'nın değişimi



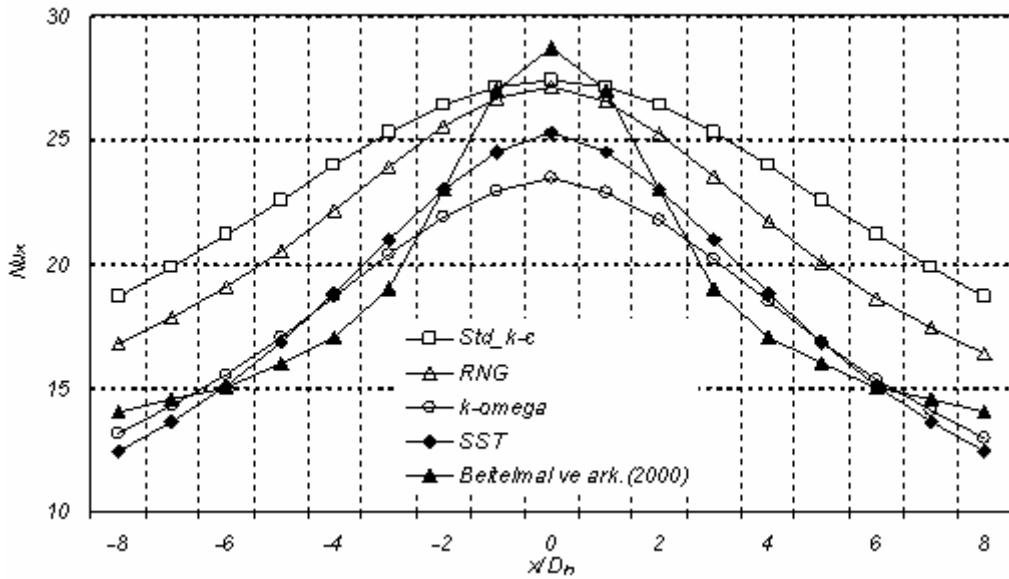
Şekil 3.7. $z/D_h=12$ – $Re=7900$ için 3 farklı ağ yapısında k'nın değişimi

3.4.6 Türbülans modelinin seçimi

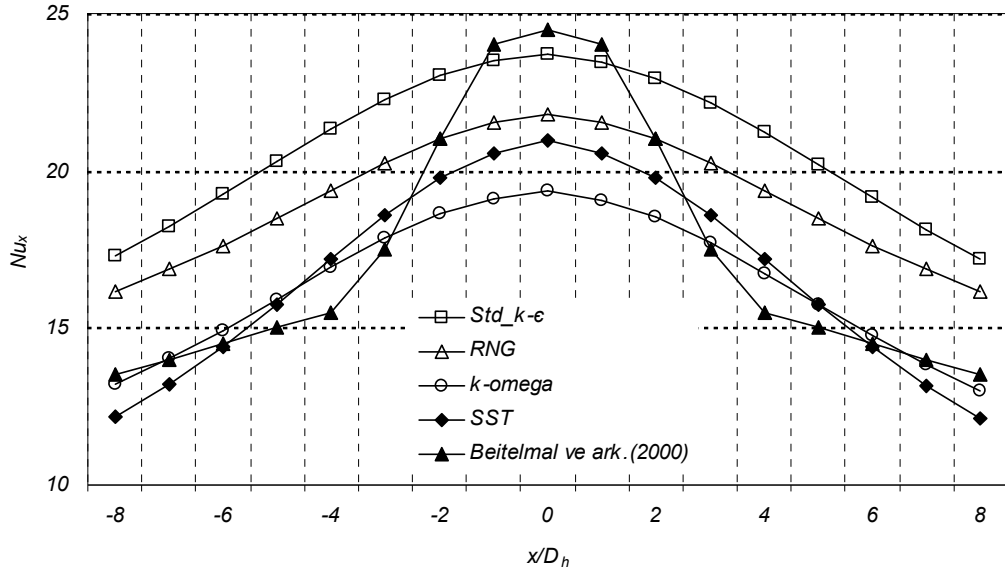
Yapılan çalışmada 3950 W/m^2 sabit ısı akısı ile ısıtılan plakanın serbest çarpan hava jetiyle soğutulması araştırılmış, ısı transferi karakteristiklerinin değişimini incelemek amacı ile yerel Nusselt sayıları hesaplanmıştır Şekil 3.8, 3.9, 3.10, 3.11, 3.12, 3.13, 3.14, 3.15 ve 3.16’da farklı türbülans modelleri ile elde edilen yerel Nusselt sayısı dağılımları, Beitelmal ve ark. (2000)’nin deneysel çalışması ile $-8 \leq x/D_h \leq 8$ aralığında farklı z/D_h değerlerinde karşılaştırılmıştır.



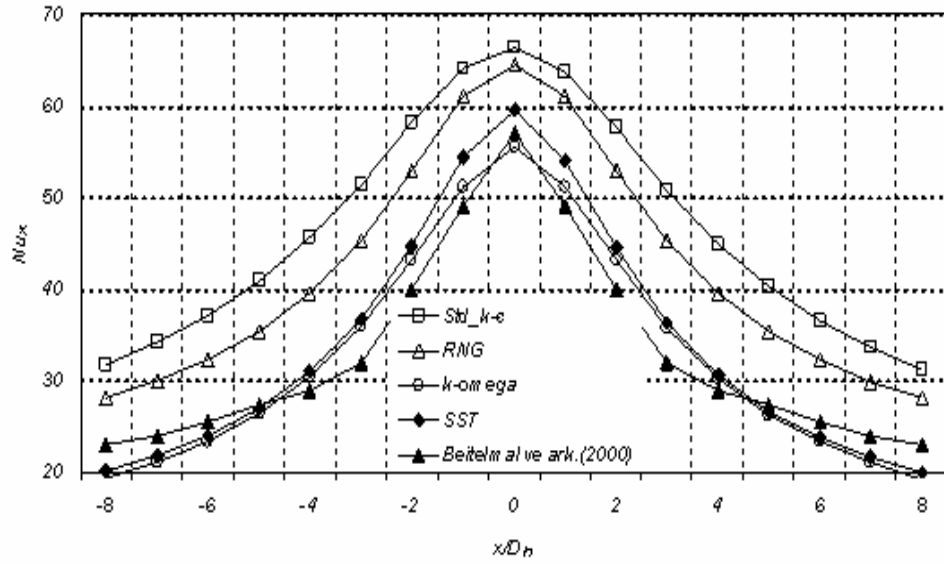
Şekil 3.8. $z/D_h=4$ – $Re=4000$ için plaka üzerinde yerel Nu sayısı değişimi



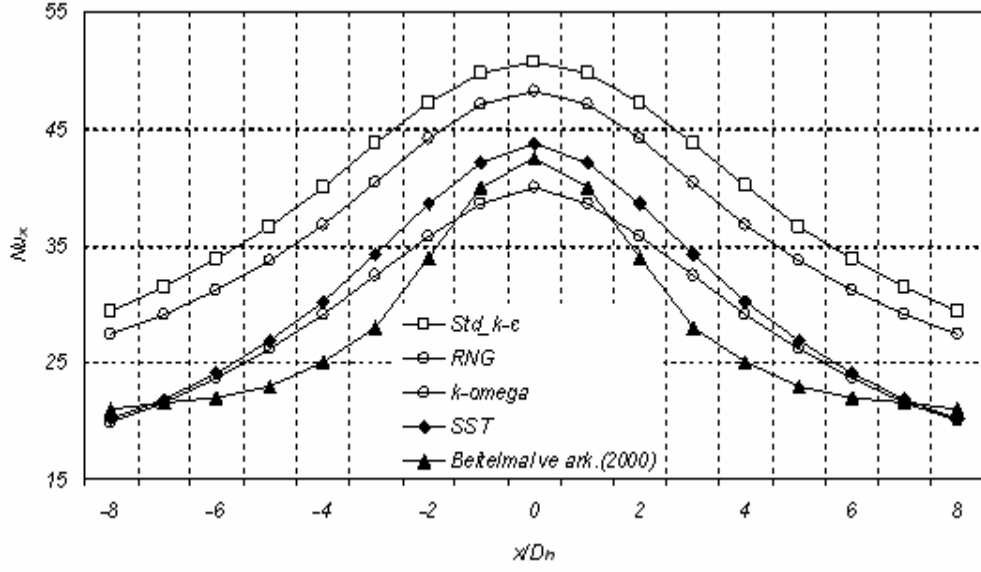
Şekil 3.9. $z/D_h=8$ – $Re=4000$ için plaka üzerinde yerel Nu sayısı değişimi



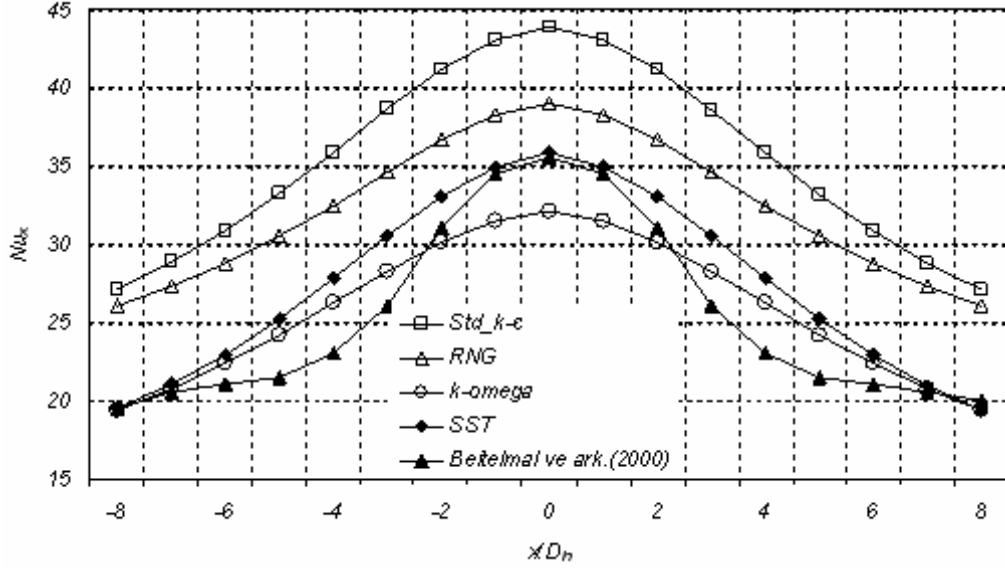
Şekil 3.10. $z/D_h=12$ – $Re=4000$ için plaka üzerinde yerel Nu sayısı değişimi



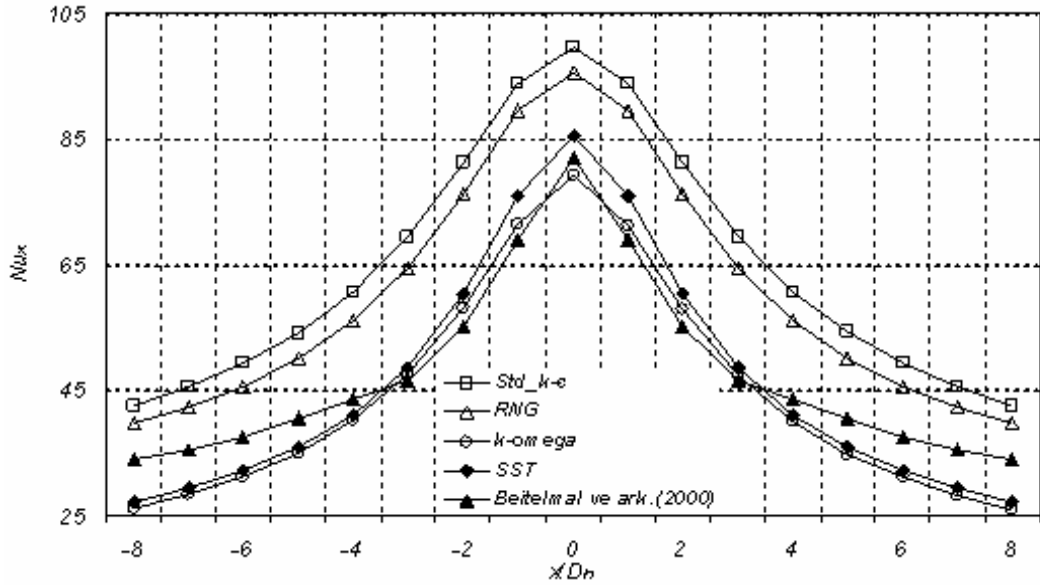
Şekil 3.11. $z/D_h=4$ – $Re=7900$ için plaka üzerinde yerel Nu sayısı değişimi



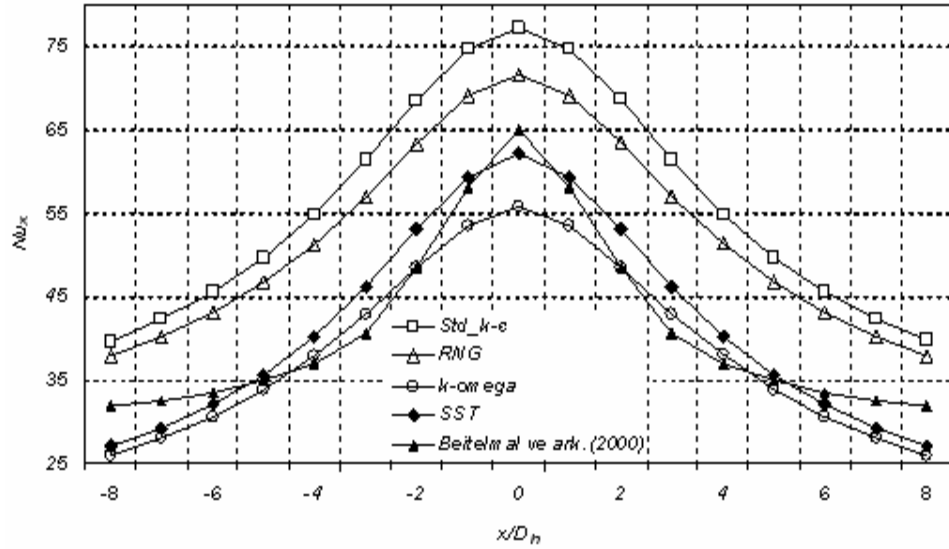
Şekil 3.12. $z/D_h=8$ – $Re=7900$ için plaka üzerinde yerel Nu sayısı değişimi



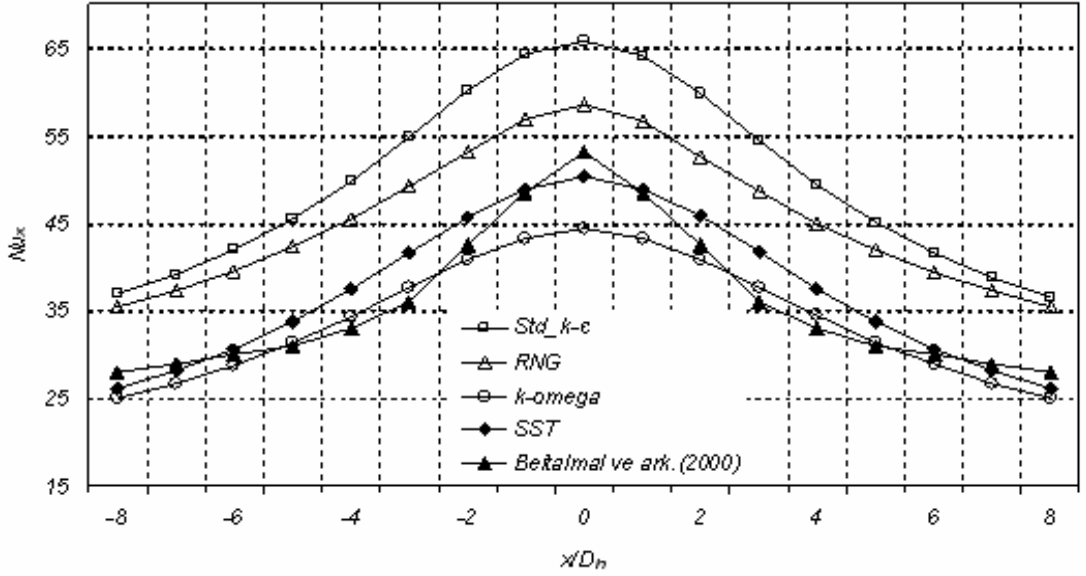
Şekil 3.13. $z/D_h=12$ – $Re=7900$ için plaka üzerinde yerel Nu sayısı değişimi



Şekil 3.14. $z/D_h=4$ – $Re=12000$ için plaka üzerinde yerel Nu sayısı değişimi



Şekil 3.15. $z/D_h=8$ – $Re=12000$ için plaka üzerinde yerel Nu sayısı değişimi



Şekil 3.16. $z/D_h=12$ – $Re=12000$ için plaka üzerinde yerel Nu sayısı değişimi

Şekil 3.8, 3.9 ve 3.10'da $Re=4000$ için durgunluk bölgesinde bütün türbülans modellerinde yerel Nusselt sayısı deneysel sonuçların altındadır. Özellikle std. $k-\epsilon$ modelinde beklenenin aksine olan bu durum girişteki düzgün hız profili kabulüne atfedilmektedir (Shi ve ark. 2002).

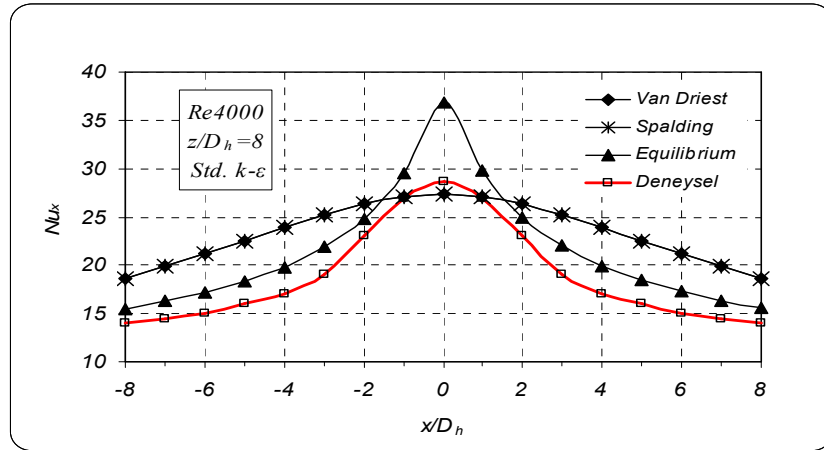
Şekil 3.8 incelendiğinde durgunluk noktasında en iyi sonuçlar RNG $k-\epsilon$ ve std $k-\epsilon$ modellerinde elde edilmiştir. Daha sonra sırasıyla SST ve $k-\omega$ modelleri gelmesine rağmen deneysel verinin altında yaklaşık hata % 6 ve % 13 civarındadır. Fakat her iki modeldeki bu hatalar $x/D_h=1$ den sonra hızla bertaraf edilmekte ve $x/D_h=2$ ve $x/D_h=4$ 'de deneysel veriler yakalanmakta ve bundan sonra tekrar deneysel verilerin altında seyretmektedir. Plaka sonunda ise ($x/D_h=8$) deneysel verilere en yakın model RNG $k-\epsilon$ modeli olmasına rağmen $x/D_h=2$ 'den sonra hem std. $k-\epsilon$ modeli hem de RNG $k-\epsilon$ modeli deneysel verilerin oldukça üzerinde seyretmekte ve tüm plaka göz önüne alındığında en iyi sonuçların sırasıyla SST ve $k-\omega$ modelleriyle elde edildiği söylenebilir.

z/D_h ve Re sayılarının artmasıyla birlikte std. $k-\epsilon$ ve RNG $k-\epsilon$ modellerindeki duvar jeti bölgesindeki uyumsuzluk çarpma bölgesinde de kendini göstermektedir. Şekil 3.15 incelendiğinde z/D_h 'ın iki kat ve Re sayısının üç kat artmasıyla std. $k-\epsilon$ modelinde uyumsuzluk yaklaşık % 20'ye kadar çıkmaktadır. Bununla birlikte RNG $k-\epsilon$ modelinin çarpma bölgesinde std. $k-\epsilon$ modelinden hemen hemen yarı yarıya iyi sonuç vermesi de göze çarpmaktadır. Fakat SST ve $k-\omega$ modellerinin deneysel verilerle uyumluluğu z/D_h

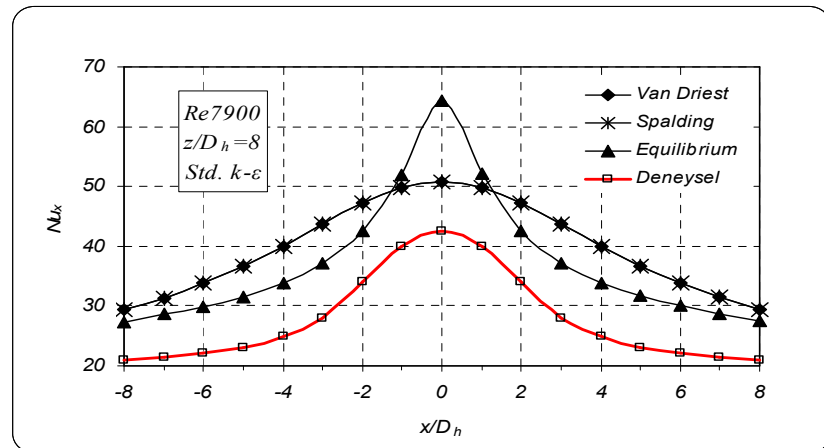
ve Re sayısı artışlarından etkilenmediği göz önüne alındığında deneysel verilere en yakın sonuçlar sırasıyla SST ve $k-\omega$ türbülans modelleriyle elde edildiği sonucu çıkarılarak bu çalışmadaki diğer analizler SST türbülans modeli ile gerçekleştirilmiştir.

Ayrıca sonuçlar üzerinde türbülans modelinin mi yoksa duvar fonksiyonlarının mı daha etkili olduğunu anlamak için, yakın-cidarda HAD uygulamalarında popüler olan ve ANSYS-FLOTRAN’ da kullanılan duvar fonksiyonu yaklaşımları ile çözümler yapılmıştır.

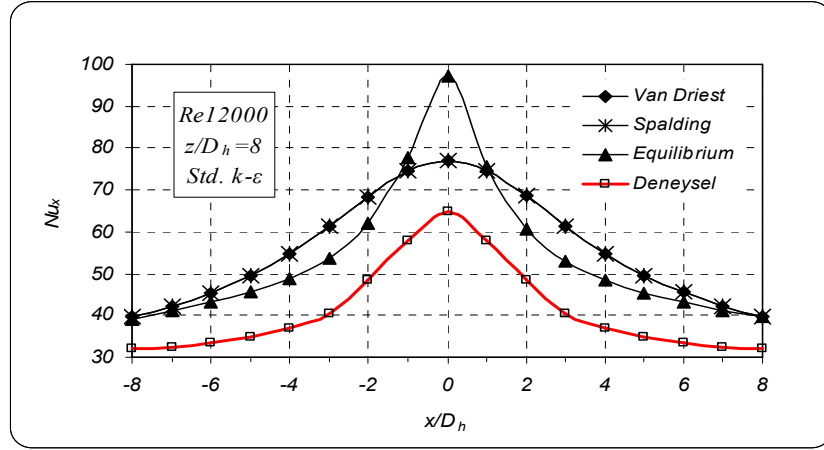
ANSYS-FLOTRAN paket programı içerisinde üç farklı duvar fonksiyonu yaklaşımı vardır ve bunlar sırasıyla Spalding, Van Driest ve Equilibrium yaklaşımlardır. Bu çalışmada bütün türbülans modellerinde deneysel verilere daha yakın sonuçlar elde edilen Van Driest yaklaşımı kullanılmıştır.



a)

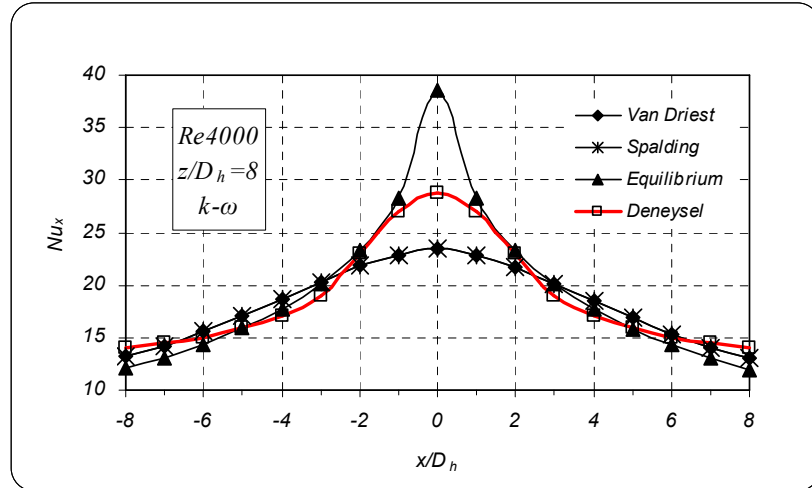


b)

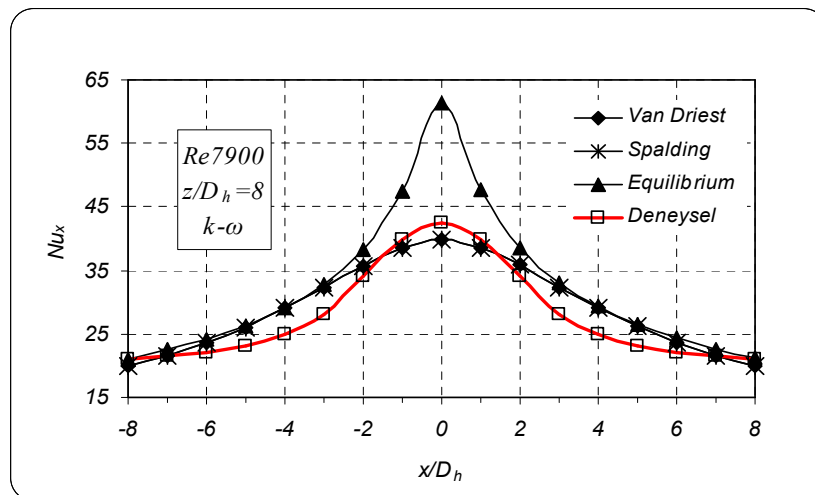


c)

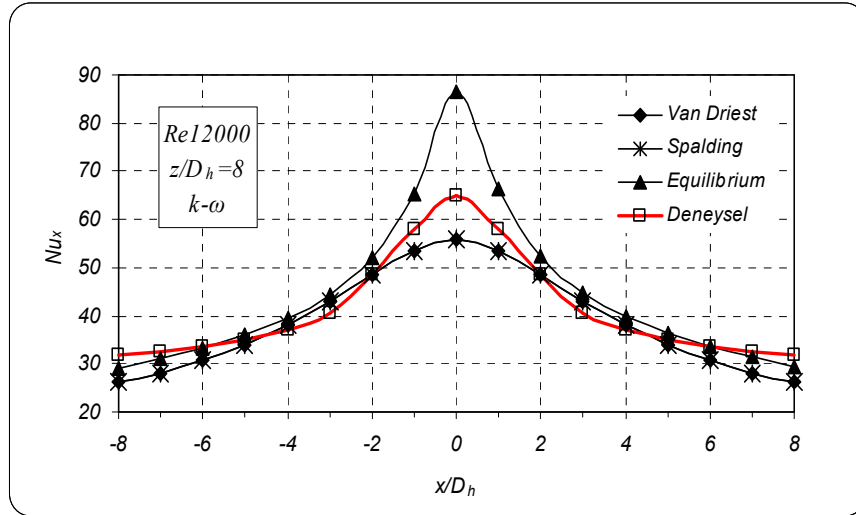
Şekil 3.17. $z/D_h=8$ değerinde a) $Re=4000$, b) $Re=7900$, c) $Re=12000$ için Std. $k-\epsilon$ türbülans modeli ile duvar fonksiyonlarının incelenmesi



a)

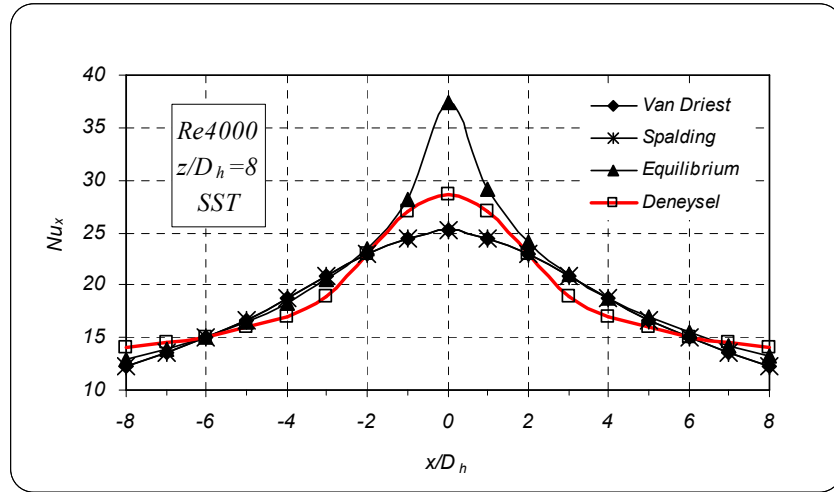


b)

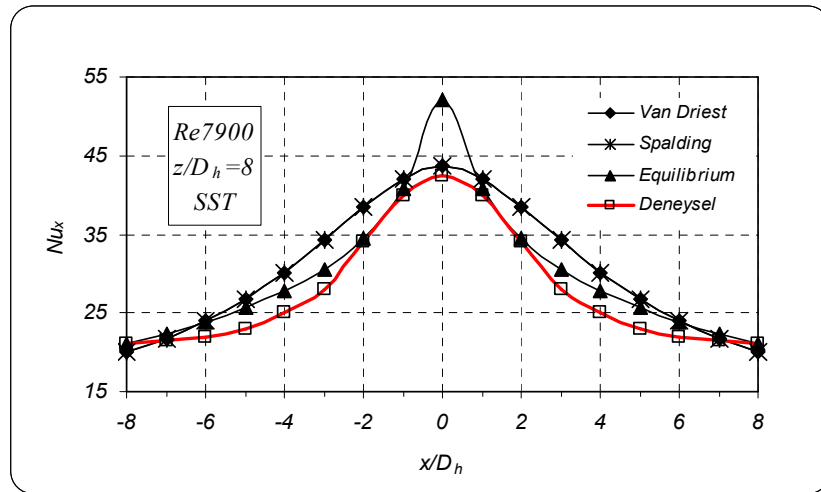


c)

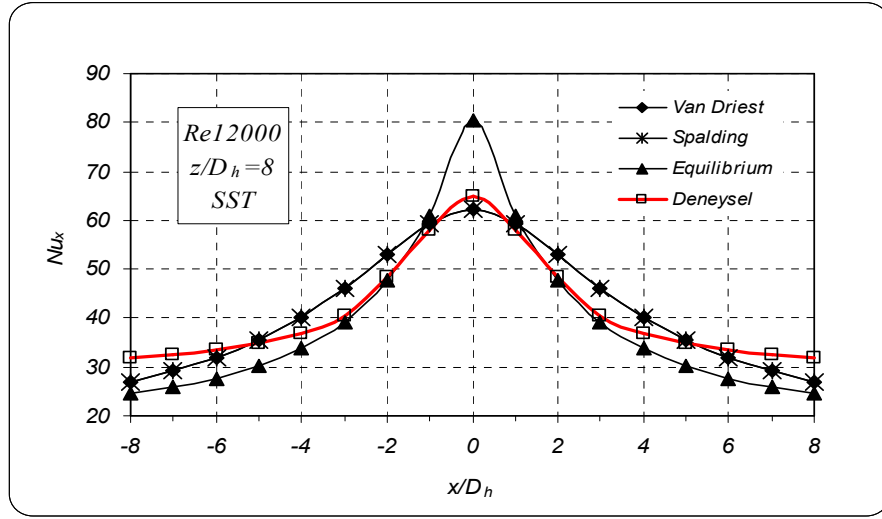
Şekil 3.18. $z/D_h=8$ değerinde a) $Re=4000$, b) $Re=7900$, c) $Re=12000$ için $k-\omega$ türbülans modeli ile duvar fonksiyonlarının incelenmesi



a)



b)



c)

Şekil 3.19. $z/D_h=8$ değerinde a) $Re=4000$, b) $Re=7900$, c) $Re=12000$ için SST türbülans modeli ile duvar fonksiyonlarının incelenmesi

4. ARAŞTIRMA SONUÇLARI VE TARTIŞMA

4.1. Sonuçlar ve Tartışma

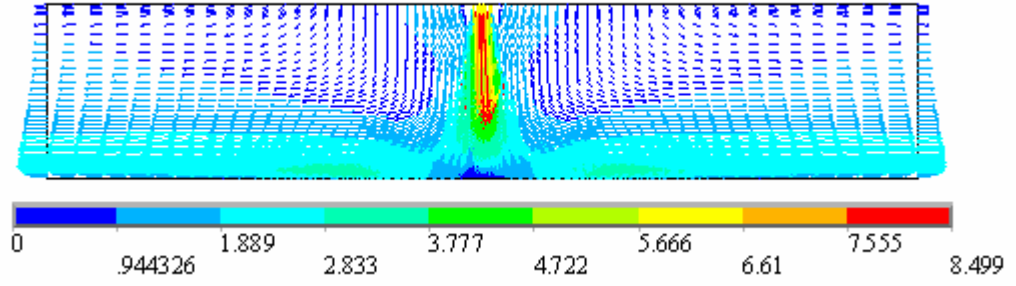
Sonuçların ağ yapısından bağımsız olması için gerekli eleman sayılarının ve deneysel sonuçlara en yakın değerleri veren türbülans modelinin belirlenmesinin ardından farklı Re sayılarında ve farklı z/D_h mesafelerinde çözümler yapılmıştır. Çözümler sırasında Re sayısındaki değişimin (yani Re sayısına bağlı olarak değişen jet çıkış hızındaki değişimin), jet ile hedef plaka arasındaki mesafe değişiminin, jet giriş türbülans şiddeti değişiminin, sıcaklıkla termofiziksel özelliklerdeki değişimin dikkate alınmasının, plakaya uygulanan sabit ısı akısındaki değişimin Nu sayısı üzerindeki etkileri incelenmeye çalışılmıştır.

Yapılan çözümler sonunda her Re sayısı için farklı z/D_h değerlerinde elde edilen vektörel hız dağılımları Şekil 4.1, 4.2, 4.3, 4.3, 4.4, 4.5, 4.6, 4.7, 4.8, 4.9'da verilmektedir.

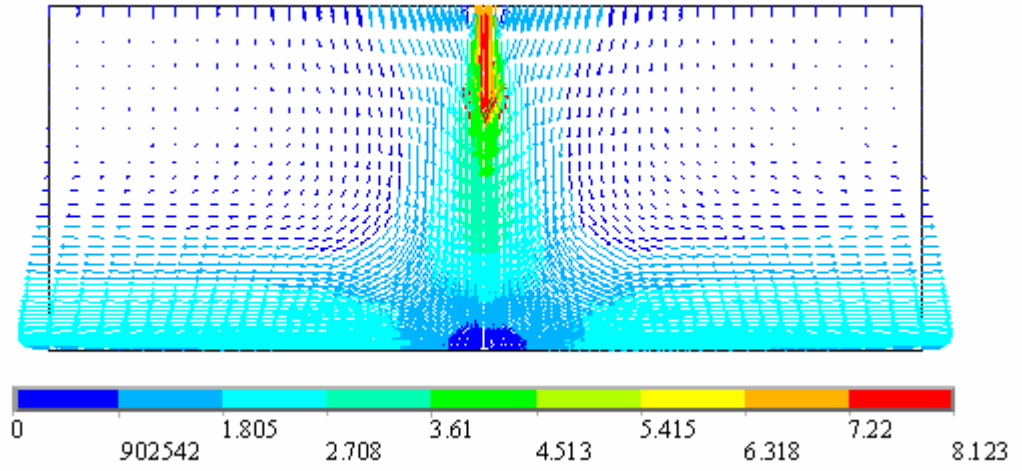
Şekiller incelendiğinde göze çarpan bir takım ortak noktalar bulunmaktadır. Tüm durumlarda jet çıkışında hızın değişmediği çekirdek bölge adı verilen bir bölgenin var olduğu görülmektedir. Jet ile çevre arasındaki momentum transferi nedeni ile hız çıkış noktasından itibaren uzaklık arttıkça azalmaktadır. Momentum transferi serbest jet bölgesi sınırlarının genişlemesine ve sabit hız çekirdeğinin daralmasına neden olmaktadır.

Tüm durumlarda jetin hedef yüzeye çarptığı noktada hızın sıfır olduğu bir durgunluk noktasının (stagnation point) meydana geldiği görülmektedir. Bu noktada sıfır olan hız yatay yönde durgunluk noktasından uzaklaştıkça artmakta, daha sonra üst katmandaki durgun havanın etkisi ile yavaşlamaktadır.

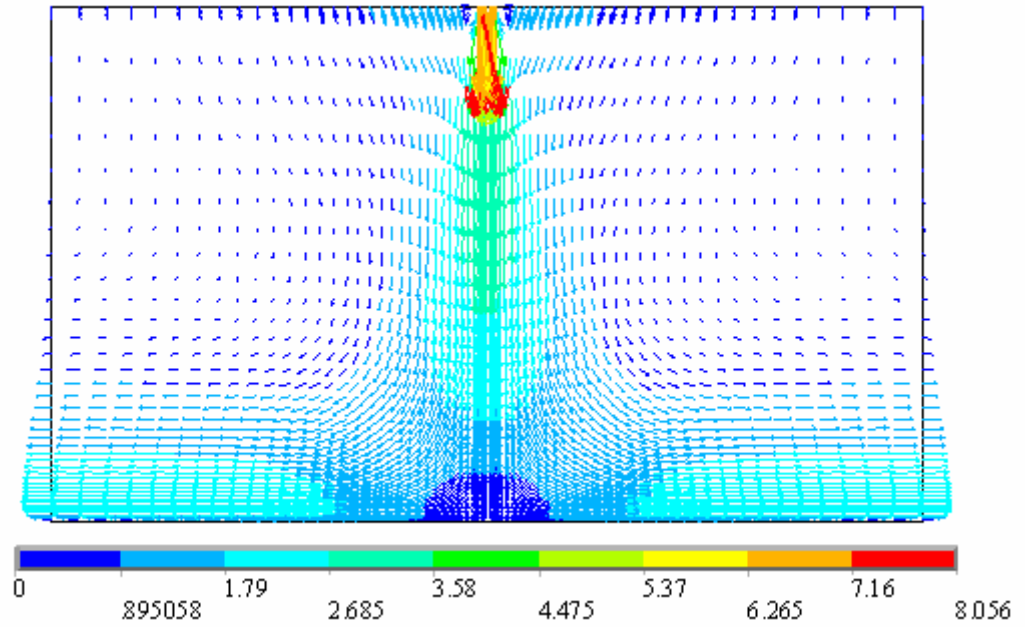
Şekillerden görüleceği üzere vektörel hız dağılımları dik üfleminin neticesi olarak çarpma noktasına göre simetriktir.



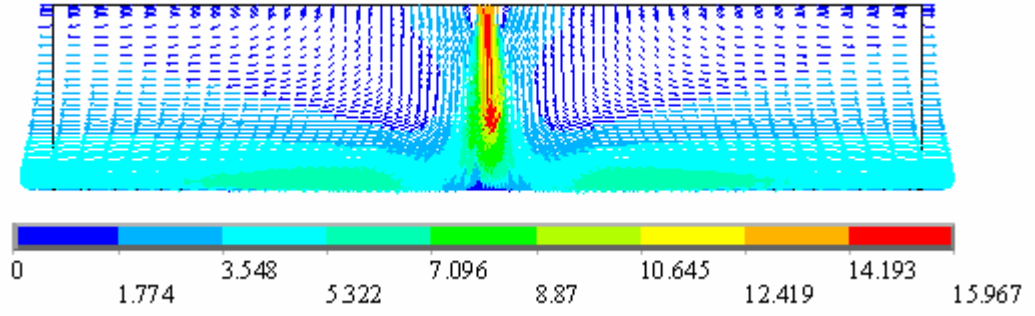
Şekil 4.1 $Re=4000 - z/D_h=4$ için vektörel hız dağılımı



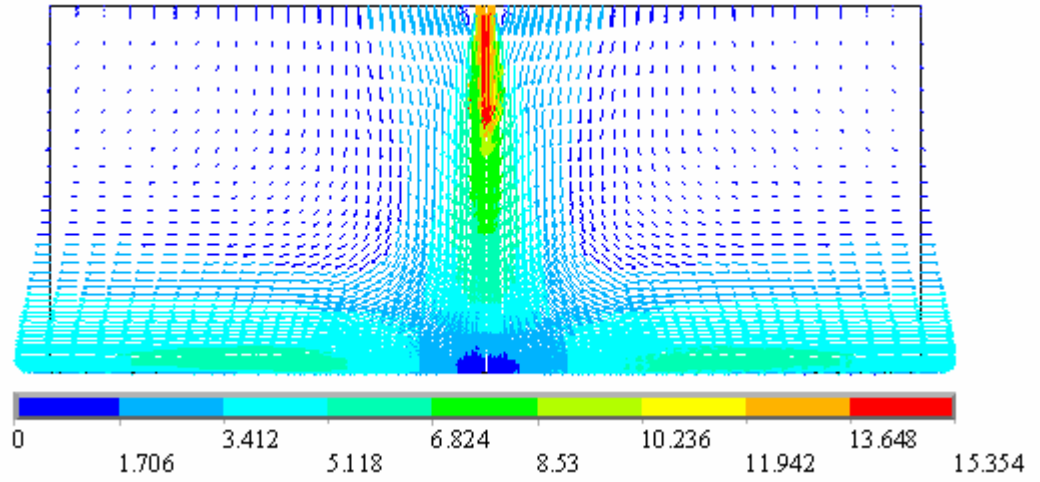
Şekil 4.2 $Re=4000 - z/D_h=8$ için vektörel hız dağılımı



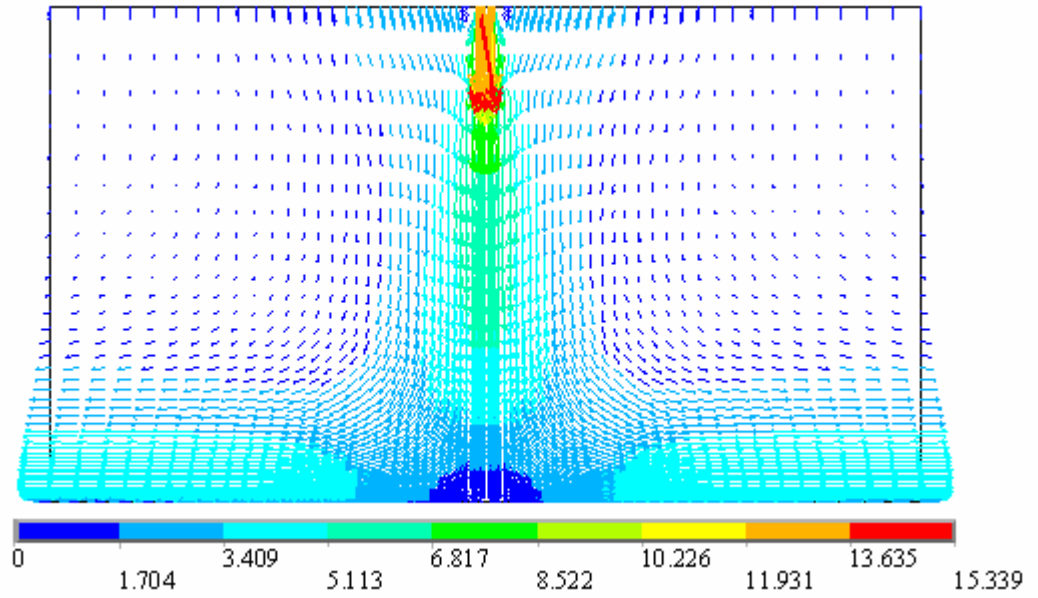
Şekil 4.3 $Re=4000 - z/D_h=12$ için vektörel hız dağılımı



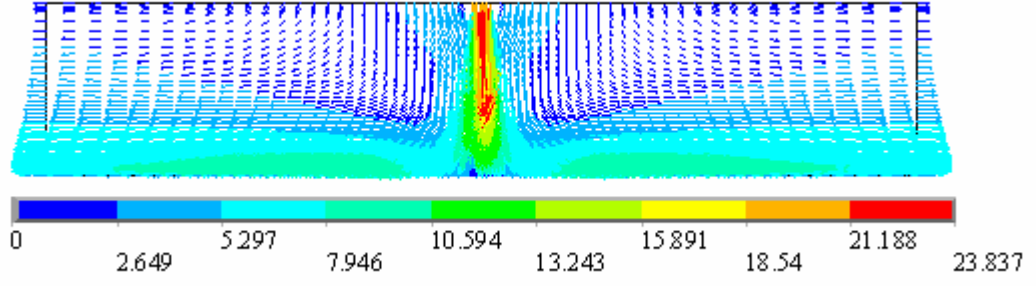
Şekil 4.4 $Re=7900 - z/D_h=4$ için vektörel hız dağılımı



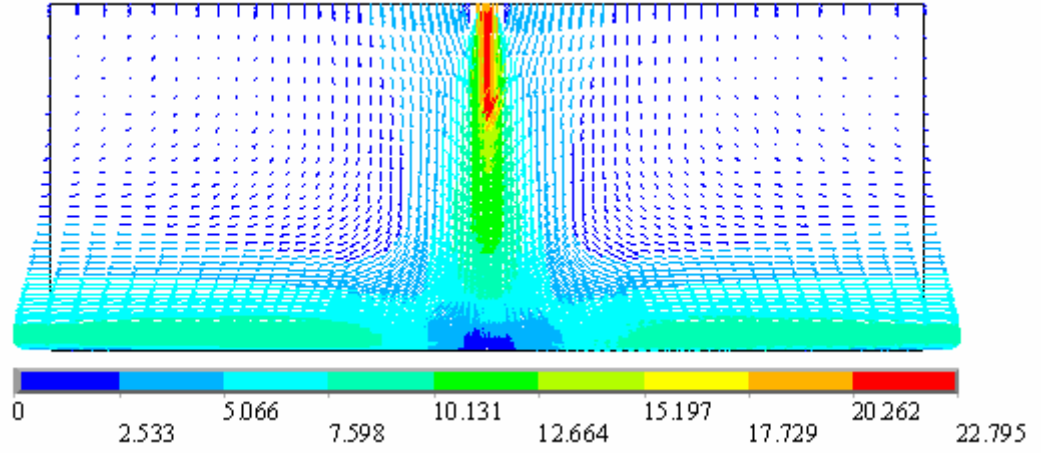
Şekil 4.5 $Re=7900 - z/D_h=8$ için vektörel hız dağılımı



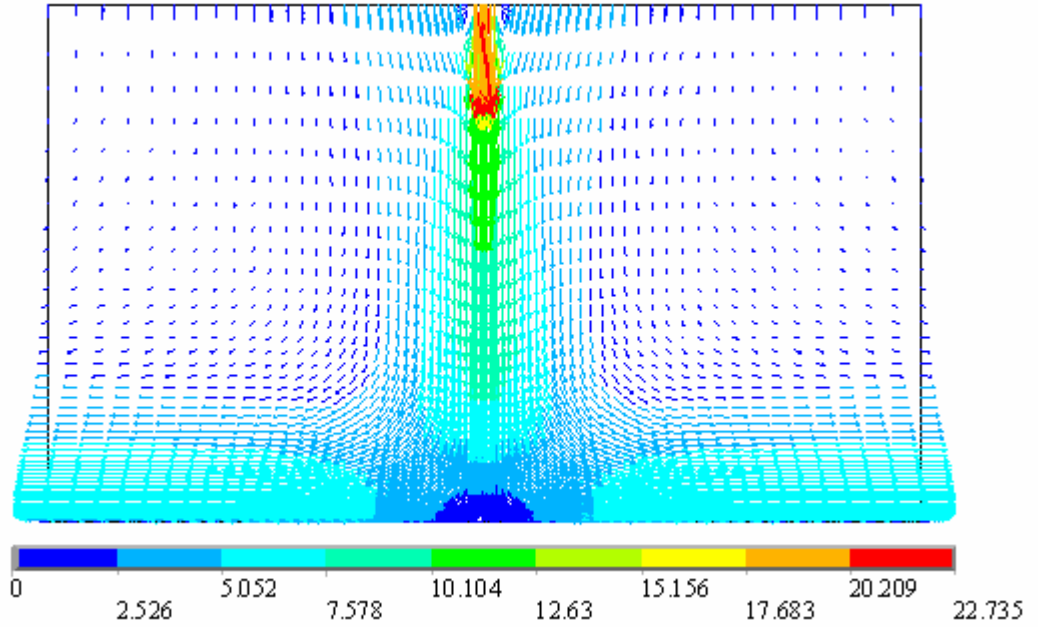
Şekil 4.6 $Re=7900 - z/D_h=12$ için vektörel hız dağılımı



Şekil 4.7 $Re=12000 - z/D_h=4$ için vektörel hız dağılımı

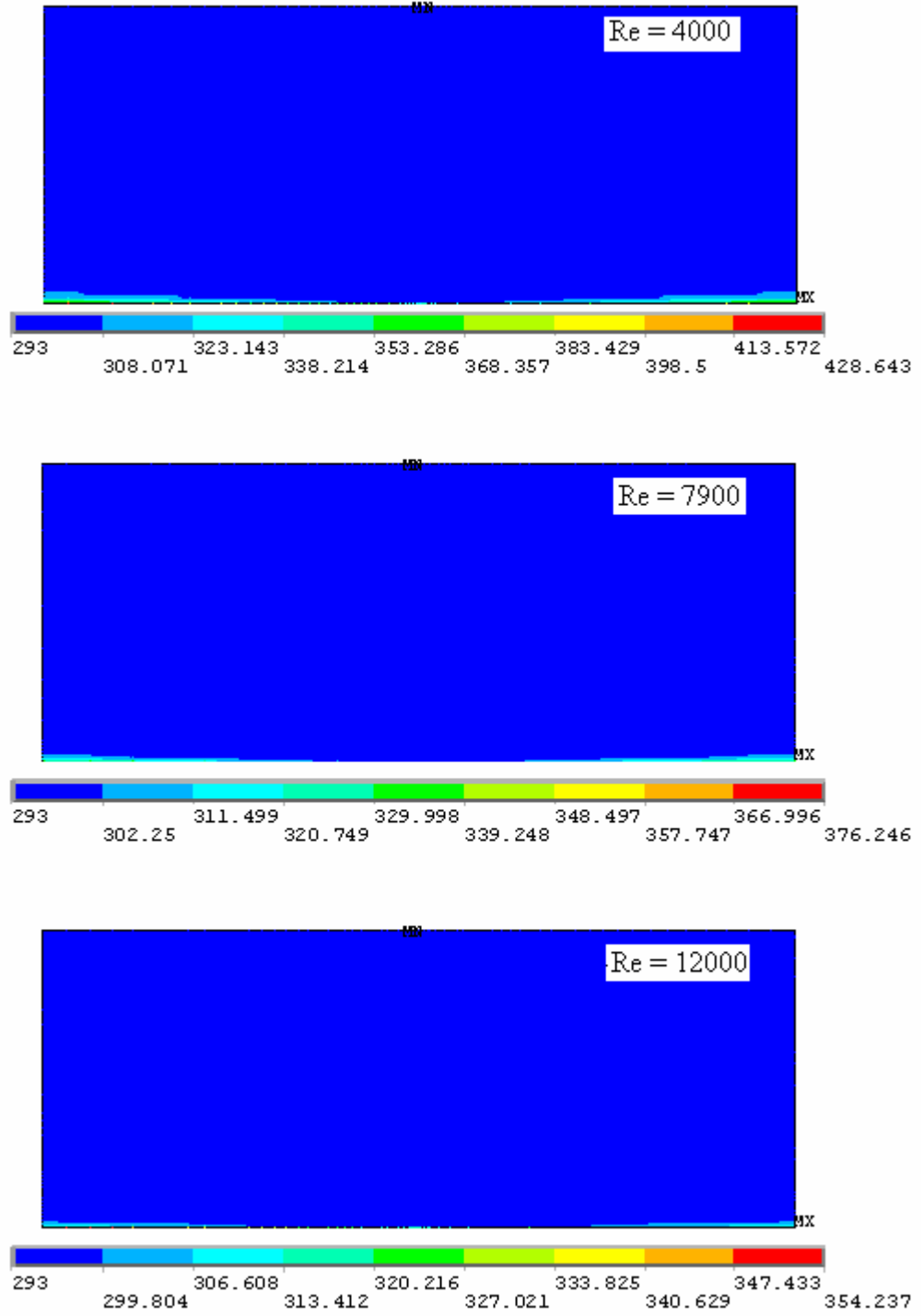


Şekil 4.8 $Re=12000 - z/D_h=8$ için vektörel hız dağılımı

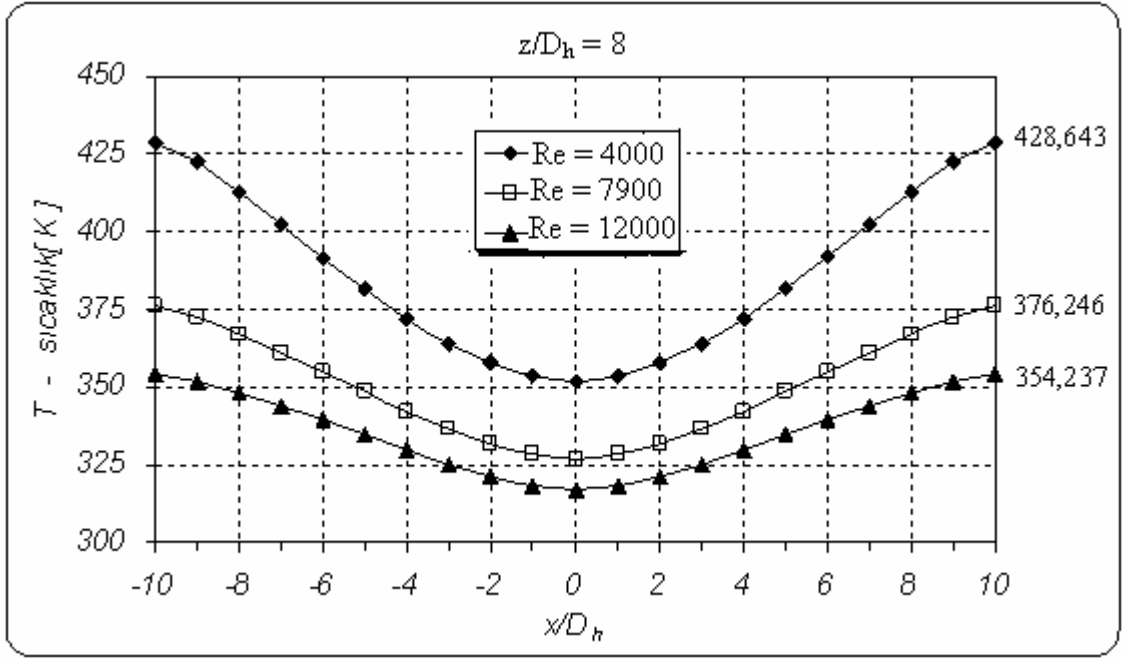


Şekil 4.9 $Re=12000 - z/D_h=12$ için vektörel hız dağılımı

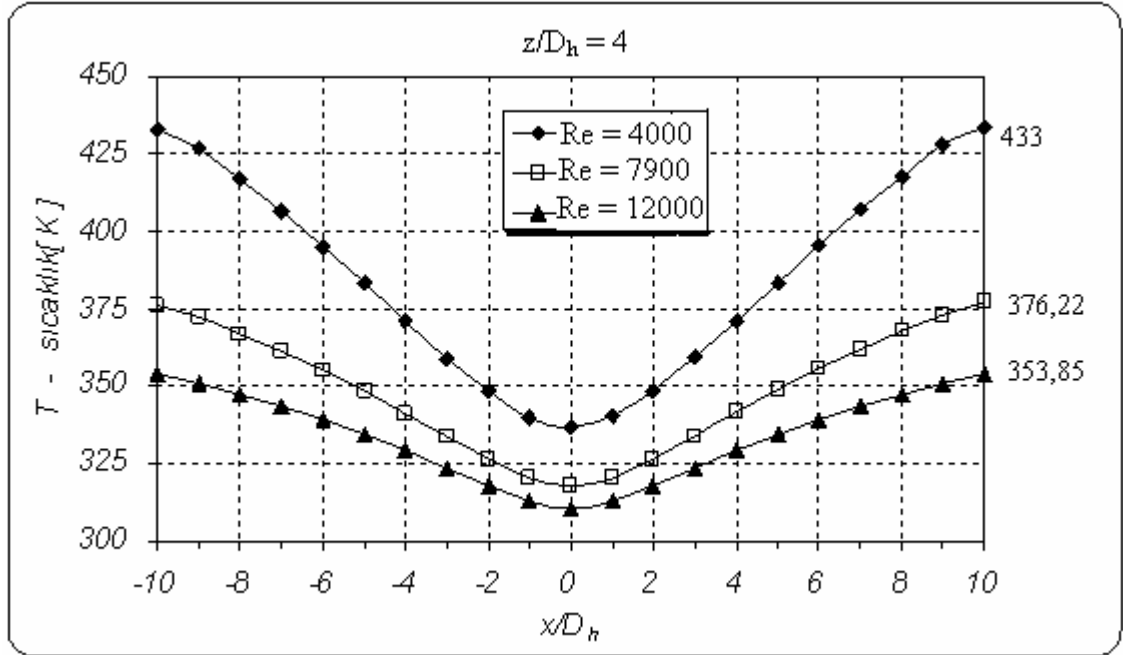
Şekil 4.10'da sıcaklık dağılımı verilmektedir. Görüldüğü gibi Nu değerinin maksimum olduğu çarpma noktasında sıcaklık değeri minimum değerdedir ve çarpma noktasından uzaklaştıkça artmaktadır. Ayrıca artan Re sayısı ile sıcaklık değerleri azalmaktadır. Bu durum artan Re sayısı ile ısıl sınır tabakanın azalması ile açıklanabilir.



Şekil 4.10 $z/D_h=8$ için farklı Re sayılarında sıcaklık dağılımı



Şekil 4.11 $z/D_h=8$ için çarpma yüzeyi boyunca farklı Re sayılarında sıcaklık değişimi

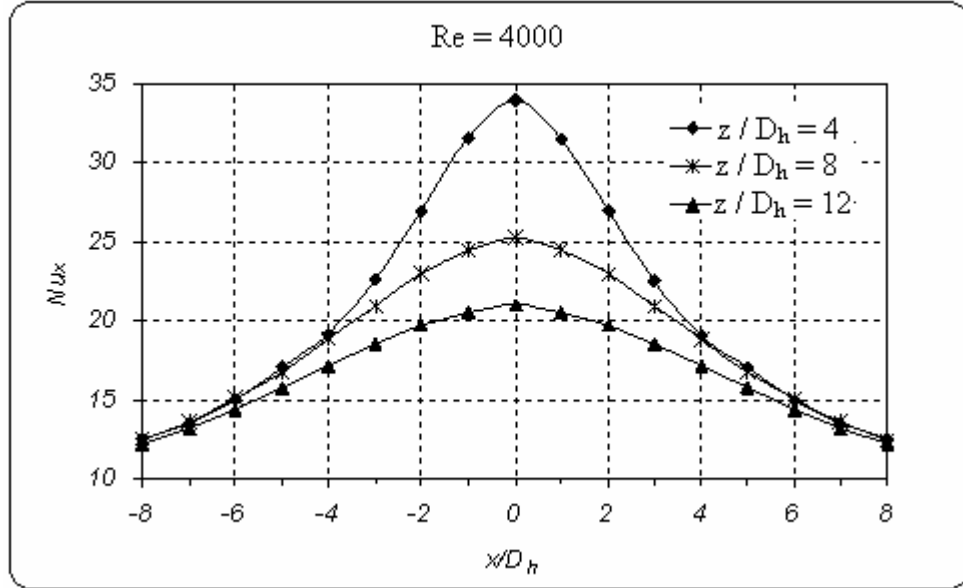


Şekil 4.12 $z/D_h=4$ için çarpma yüzeyi boyunca farklı Re sayılarında sıcaklık değişimi

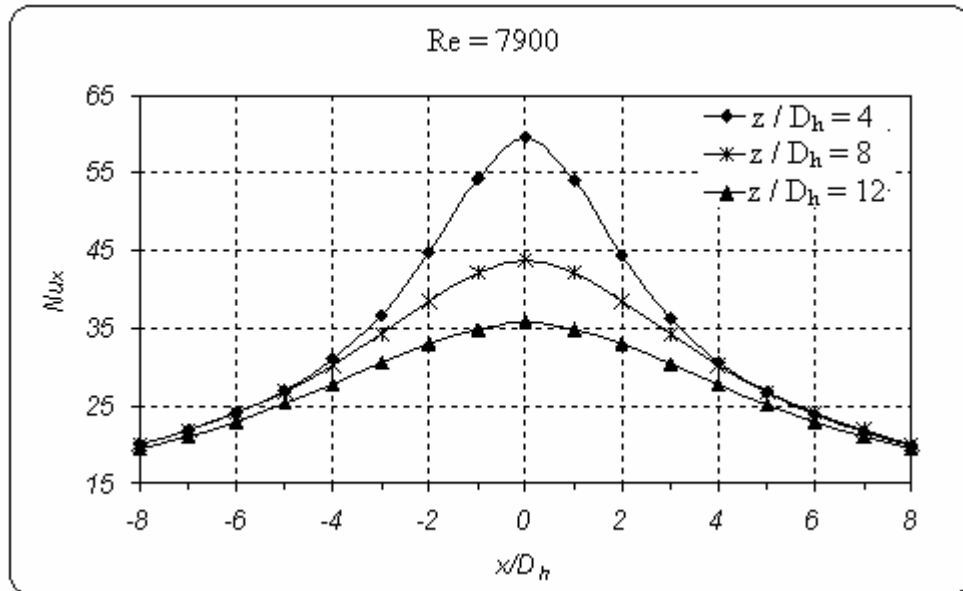
Şekil 4.11 ve 4.12'de $z/D_h=8$ ve $z/D_h=4$ için farklı Re değerlerinde çarpma yüzeyindeki sıcaklık değişimi verilmiştir. Burada da görüldüğü üzere sıcaklık değerleri Nu_x değerleri ile ters orantılı şekilde dağılım göstermişlerdir. Azalan z/D_h değeri ve artan Re değerinde sıcaklık değerlerinde bir azalma meydana gelmiştir.

4.1.1 z/D_h ve Re Değerinin Isı Transferine Etkisi

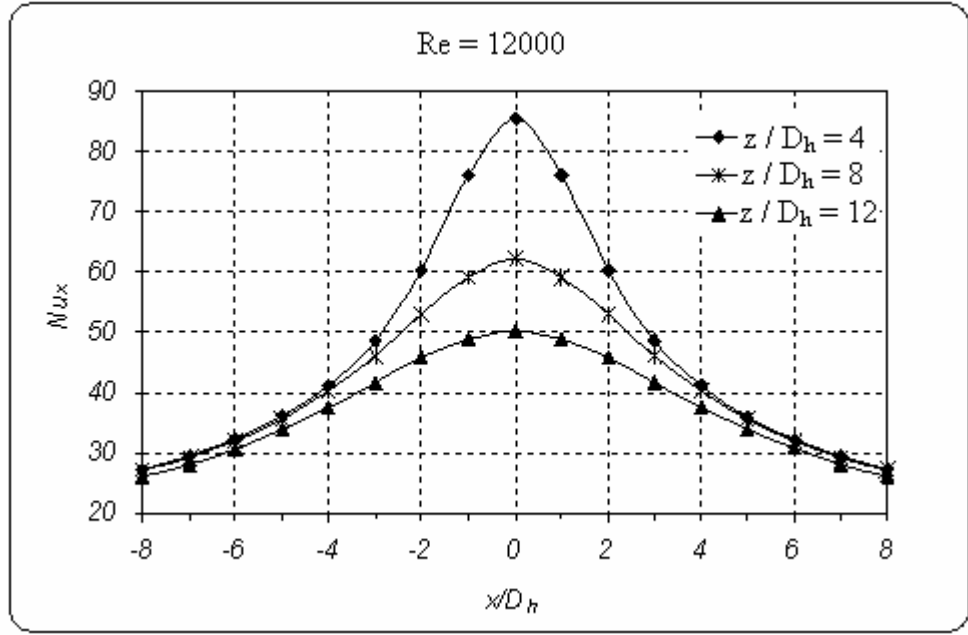
Çalışma kapsamında türbülans şiddeti sabit %4 alınarak SST türbülans modeli kullanılarak yapılan çözümler göstermiştir ki Re sayısı sabit tutularak jet-plaka arası mesafenin artırılması yerel Nu sayısında bir azalmaya neden olmaktadır. Şekil 4.13, 4.14 ve 4.15'ten görüleceği üzere maksimum Nu_x sayısı çarpma noktasında görülmekte ve çarpma noktasından uzaklaştıkça azalmaktadır.



Şekil 4.13 Re=4000 için farklı z/D_h değerlerinde yerel Nu sayısı değişimi

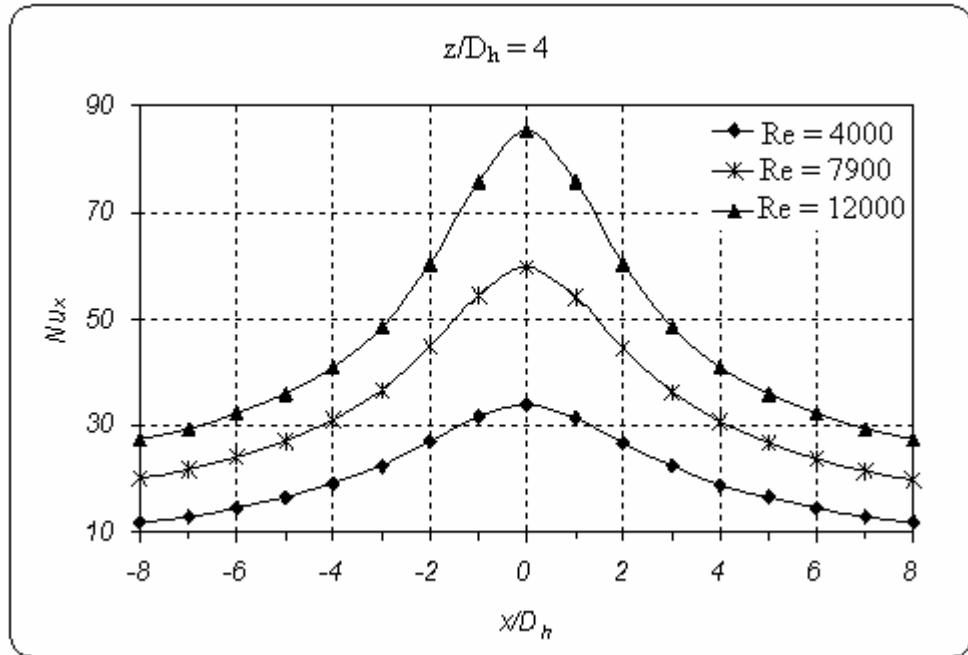


Şekil 4.14 Re=7900 için farklı z/D_h değerlerinde yerel Nu sayısı değişimi

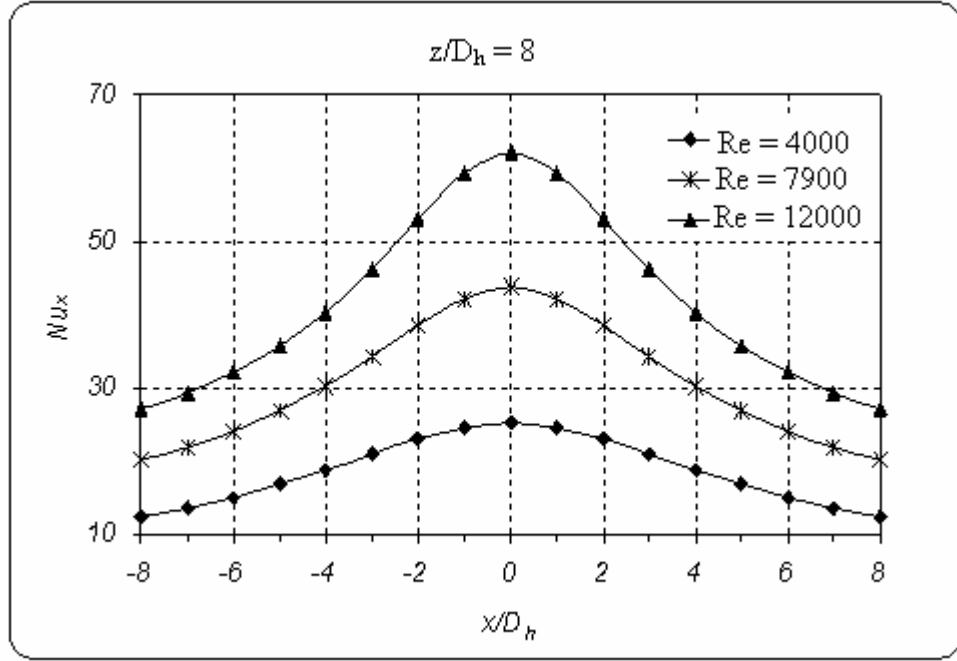


Şekil 4.15 Re=12000 için farklı z/D_h değerlerinde yerel Nu_x sayısı değişimi

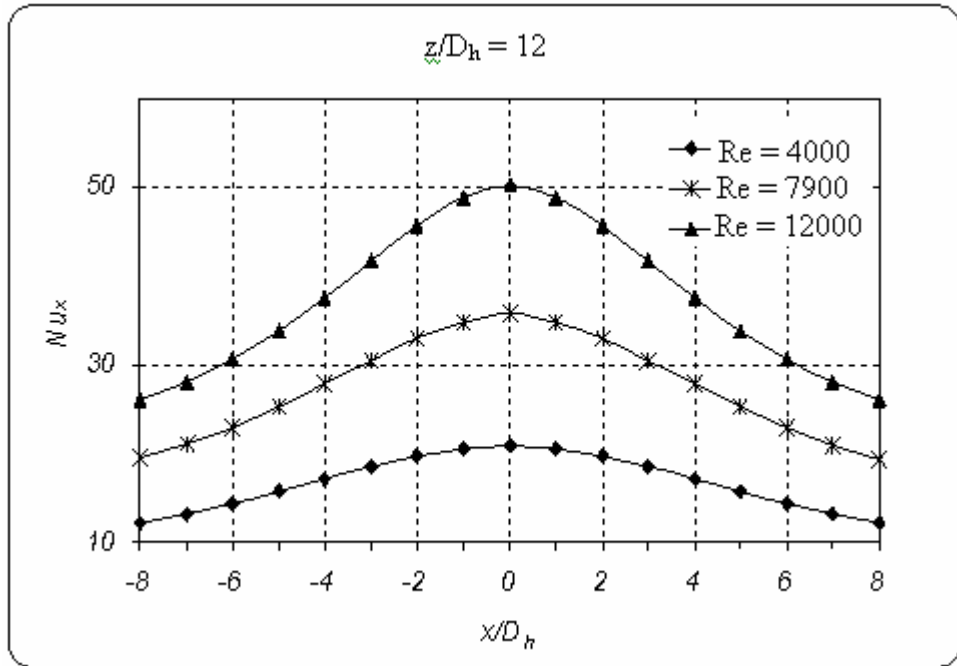
Ayrıca her sabit z/D_h değeri için artan Re sayısı ile birlikte yerel Nu_x sayısı da artmaktadır. Şekil 4.16, 4.17 ve 4.18'den de görüleceği üzere küçük z/D_h değerlerinde Nu_x sayısı artmaktadır. Azalan z/D_h değerlerinde çarpma bölgesinde ısı transferindeki bu artış daha belirgindir.



Şekil 4.16 $z/D_h = 4$ için farklı Re değerlerinde yerel Nu_x sayısı değişimi



Şekil 4.17 $z/D_h = 8$ için farklı Re değerlerinde yerel Nu sayısı değişimi

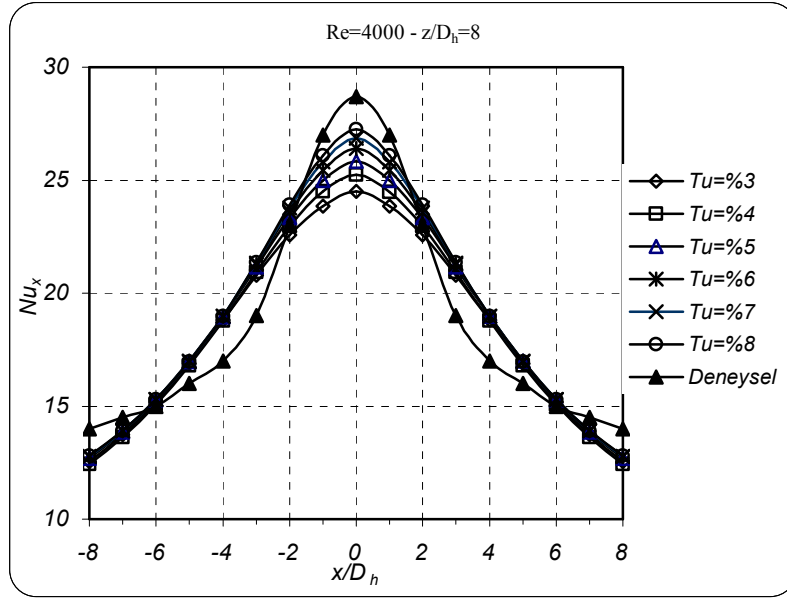


Şekil 4.18 $z/D_h = 12$ için farklı Re değerlerinde yerel Nu sayısı değişimi

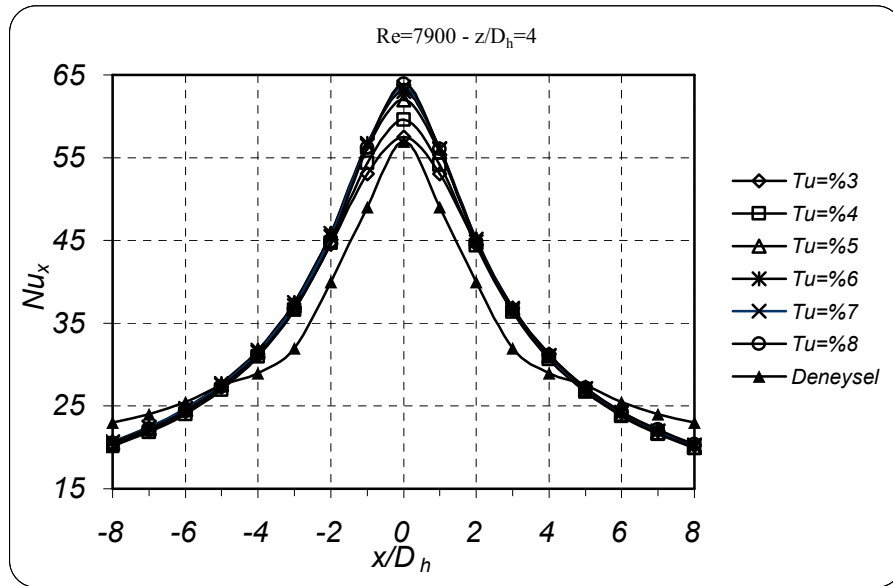
Şekillerden de görüldüğü üzere tüm durumlarda dik üfleminin neticesi olarak elde edilen değerler çarpma noktasına göre simetriktir.

4.1.2 Türbülans Şiddetinin Isı Transferine Etkisi

Çalışma kapsamında tüm diğer giriş değerleri sabit tutularak sadece türbülans giriş şiddetindeki değişimin sonuçlar üzerindeki etkisi incelenmiştir. Farklılık olup olmayacağını anlamak için değişik Re sayısı ve z/D_h değerlerinde analizler SST türbülans modeli kullanılarak gerçekleştirilmiştir.

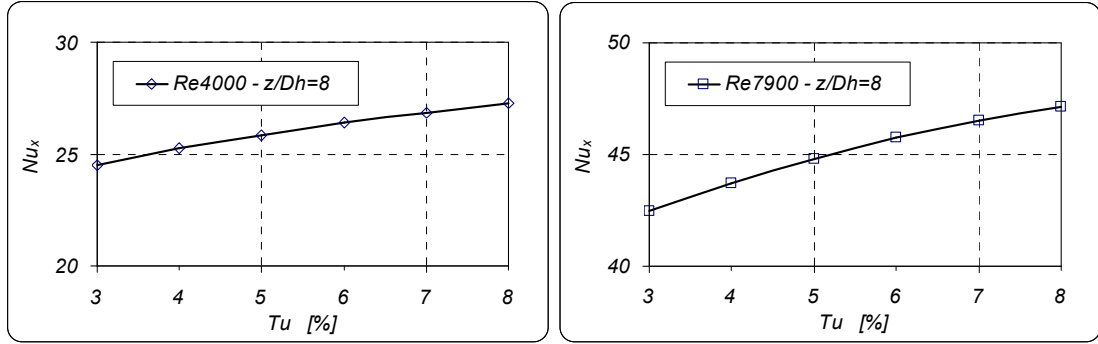


Şekil 4.19 Re=4000 - $z/D_h=8$ için türbülans şiddeti ile Nu_x sayısının değişimi



Şekil 4.20 Re=7900 - $z/D_h=4$ için türbülans şiddeti ile Nu_x sayısının değişimi

Şekil 4.19, 4.20 ve 4.21'den görüleceği üzere durgunluk noktası civarında artan türbülans şiddeti ile birlikte yerel Nu sayısında artma meydana gelmesine rağmen duvar jeti bölgesinde bir değişim gözlenmemektedir.



Şekil 4.21 Re=4000 - $z/D_h=8$ ve Re=7900 - $z/D_h=8$ için durgunluk noktasındaki Nu_x sayısı değişimi

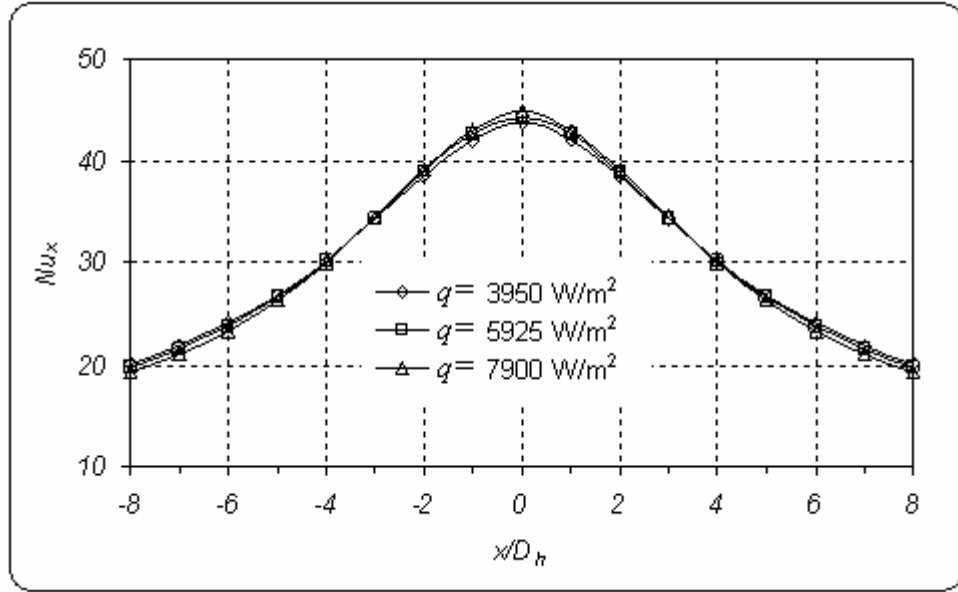
Şekil 4.19'da Re=4000 ve $z/D_h=8$ için çarpma bölgesinde bütün türbülans şiddeti değerlerinde Nu sayısı deneysel verilerin altında kalmakta fakat türbülans şiddetinin artmasıyla birlikte deneysel verilere yaklaşmaktadır. Duvar jet bölgesinde ise $x/D_h=3$ 'den sonra bir değişim gözlenmemektedir. Şekil 4.20'de ise Re=7900 ve $z/D_h=4$ için çarpma bölgesinde bütün türbülans şiddeti değerlerinde Nu sayısı deneysel verilerin üstünde kalmakta bu yüzden de türbülans şiddeti artışının Nu sayısını artırıcı etkisi sayısal verileri deneysel verilerden uzaklaştırmaktadır. Bu Re sayısında ise duvar jet bölgesinde türbülans şiddetinden etkilenmeme mesafesi $x/D_h=3$ 'den $x/D_h=2$ 'ye gerilemektedir.

Literatüre bakıldığında da benzer sonuçlarla karşılaşılmaktadır. Çarpma noktasında türbülans şiddetinin etkisinin var olduğu, duvar jeti bölgesinde türbülans şiddetinin pek bir etkisinin olmadığı görülmektedir.(Morris ve ark. 1998, Hoffman ve ark. 2004).

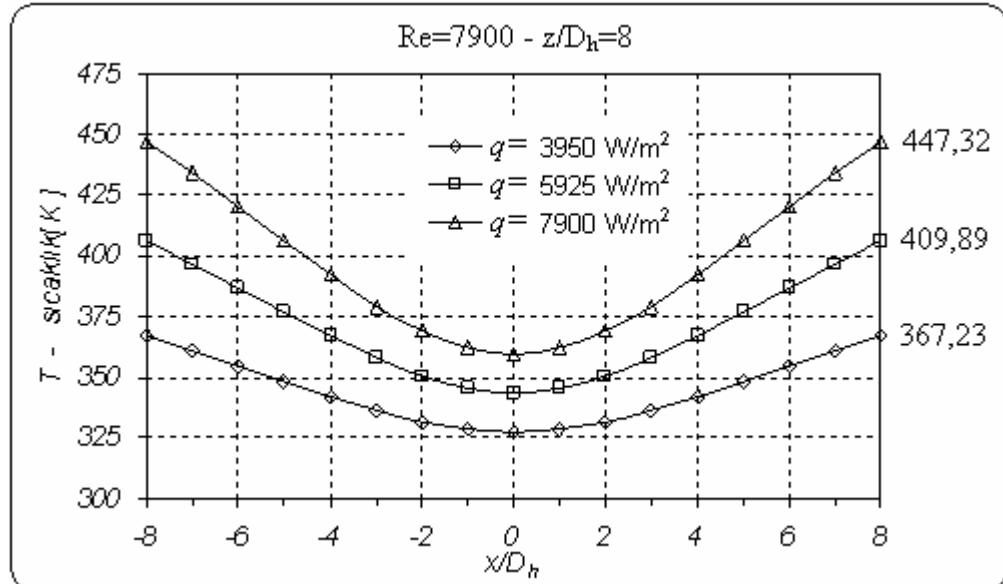
İşman (2005) tarafından da hem standart k- ϵ türbülans modeli hem de RNG k- ϵ türbülans modeli kullanılarak benzer çalışma yapılmıştır. Standart k- ϵ türbülans modeli kullanılan hesaplamalarda çarpma noktasından uzaklaştıkça az da olsa ısı transferinde bir azalma meydana gelmiştir. RNG k- ϵ türbülans modeli kullanılarak yapılan çalışmada ise duvar jeti bölgesinde herhangi bir değişiklik olmamıştır.

4.1.3 Uygulanan Isı Akısı Değişiminin Isı Transferine Etkisi

Farklı seviyelerdeki ısı akısı değerlerinin etkisi Şekil 4.22 ve 4.24'te görülmektedir. Görüleceği üzere ısı akısı seviyesi 1,5 ve 2 kat artırılmasına rağmen yerel Nu sayısında önemli bir değişim görülmemektedir.

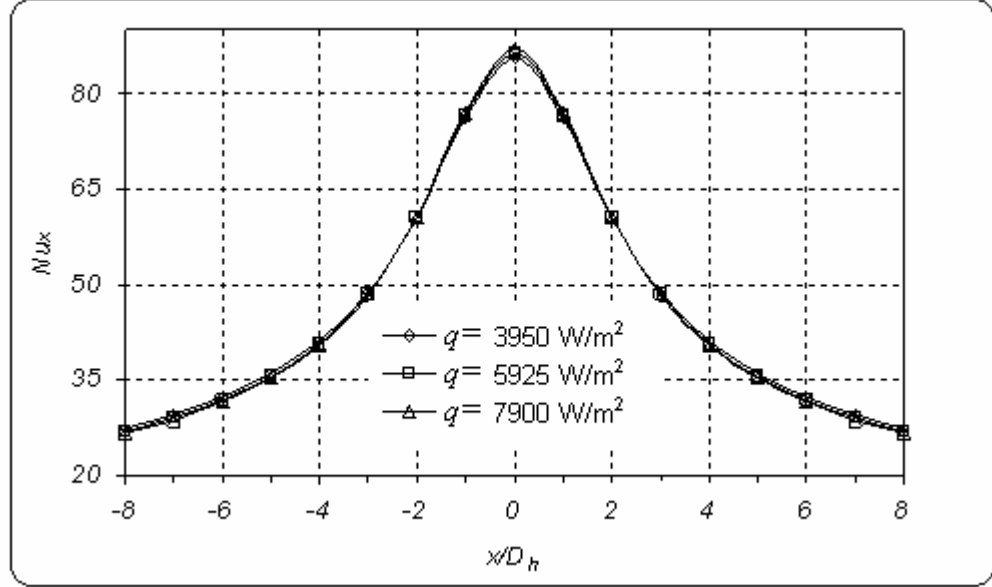


Şekil 4.22 $Re=7900 - z/D_h=8$ için farklı q değerlerinde Nu_x sayısının değişimi

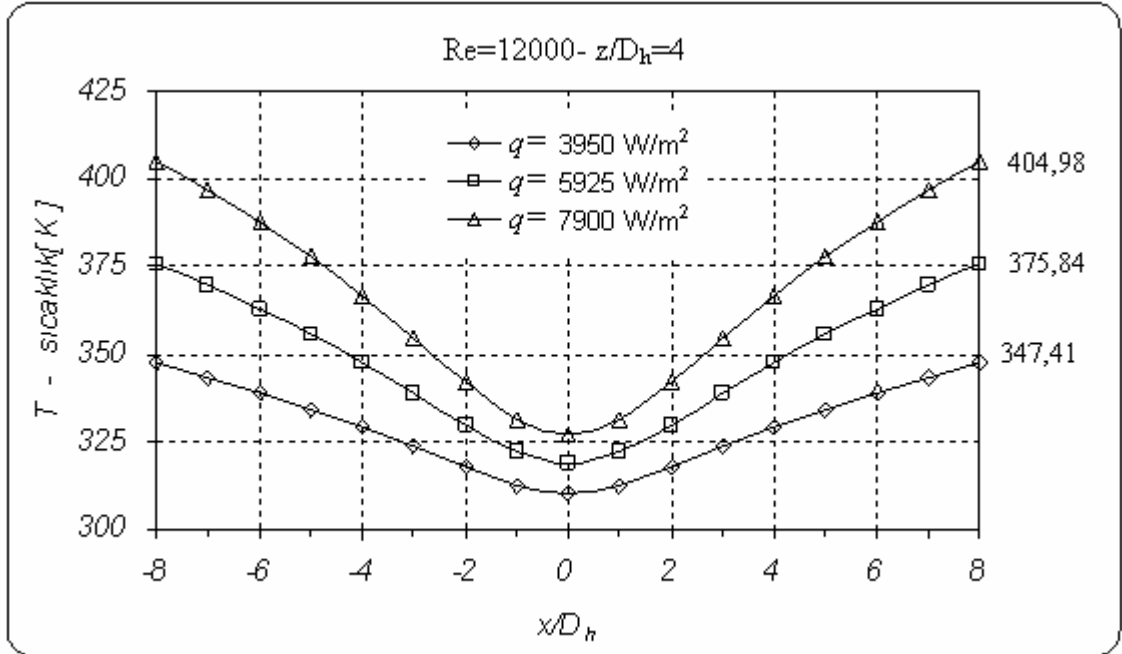


Şekil 4.23 $Re=7900 - z/D_h=8$ için farklı q değerlerinde çarpma yüzeyindeki sıcaklık değişimi

Bunun nedeni uygulanan ısı akısı artışına bağlı olarak sıcaklık farkında da bir artışın meydana gelmesidir. Dolayısıyla yerel taşınım katsayısı ve Nu sayısı sabit kalmaktadır.



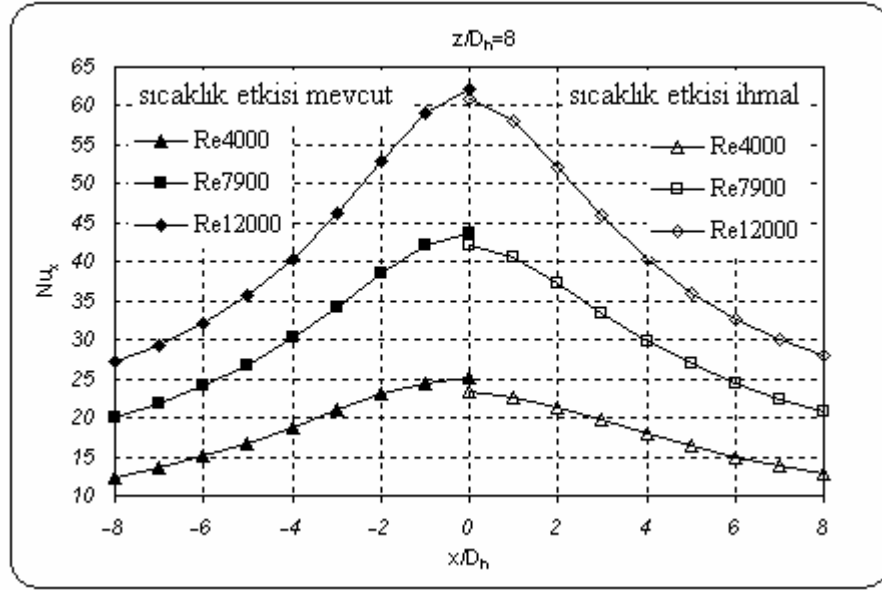
Şekil 4.24 $Re=12000- z/D_h=4$ için farklı q değerlerinde Nu_x sayısının değişimi



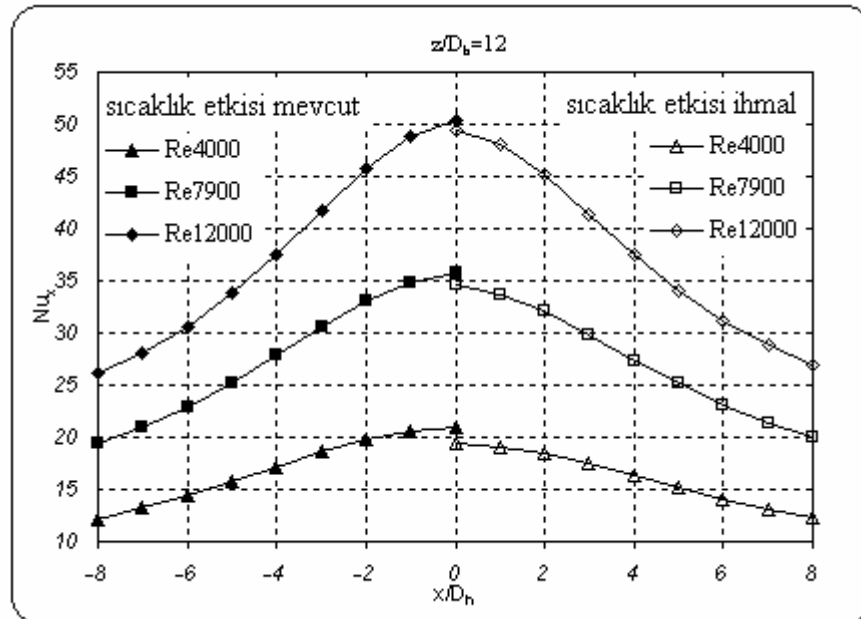
Şekil 4.25 $Re=12000- z/D_h=4$ için farklı q değerlerinde çarpma yüzeyindeki sıcaklık değişimi

4.1.4 Sıcaklık İle Özellik Değişiminin Isı Transferine Etkisi

Çalışma kapsamında havanın termofiziksel özelliklerinin sıcaklık ile değişimi ve kaldırma kuvveti etkileri de göz önüne alınmıştır. Ayrıca bu özelliğin ihmal edilmesi durumunda sonuçlardaki değişimde incelenmiştir.



Şekil 4.26 $z/D_h=8$ için farklı Re değerlerinde sıcaklık etkisi ile Nu_x sayısının değişimi



Şekil 4.27 $z/D_h=12$ için farklı Re değerlerinde sıcaklık etkisi ile Nu_x sayısının değişimi

Şekil 4.26 ve 4.27 incelediğinde tüm Re değerleri için sıcaklık etkisinin göz önüne alındığı ve ihmal edildiği durumlar arasında bir miktar farklılık söz konusudur. Bu durum sıcaklık farkı dolayısı ile yoğunluğu değişen havanın hareketini esas alan doğal taşınımın da beraberinde ihmal edilmesi ile açıklanabilir. Ayrıca yüksek Re değerleri için yerel Nu sayıları arasındaki farkın daha az olduğu görülmektedir. Bu durum da yüksek Re değerlerinin sonucu olan yüksek hız nedeni ile havanın yukarı yönlü hareketinin gerçekleşmemesindedir.

Sonuçlar arasında bir miktar fark olmakla birlikte önemli sayılabilecek bir fark görülmemektedir. Bu durum sıcaklık farkının düşük olduğu göz önüne alındığında normaldir. Bu etkiler türbülans şiddeti etkilerini daha hassas yakalayabilmek için de dikkate alınmıştır.

4.2. Sonuç ve Öneriler

4.2.1. Sonuçlar

Çarpan dikdörtgen bir hava jetindeki ısı transferi standart $k-\varepsilon$, RNG $k-\varepsilon$, $k-\omega$ ve SST türbülans modelleri kullanılarak sayısal olarak araştırılmıştır. Özellik değişimi ve kaldırma kuvveti etkileri dikkate alınarak elde edilen yerel Nusselt sayısı dağılımları literatürdeki deneysel verilerle karşılaştırılarak aşağıdaki sonuçlar elde edilmiştir:

Durgunluk noktasında std. $k-\varepsilon$ ve RNG $k-\varepsilon$ modelleri deneysel verilerle uyumlu olmalarına rağmen duvar jeti bölgesinde diğer modellerden daha uyumsuzdur ve çalışılan aralıkta z/D_h ve Re sayısının artmasıyla birlikte durgunluk bölgesindeki uyum da, RNG $k-\varepsilon$ modelinde daha iyi olmasına rağmen, $k-\omega$ ve SST modellerinden daha az uyumludur.

Geometrinin ve Re sayısının çalışılan aralıklarında $k-\omega$ ve SST modelleri deneysel verilerle karşılaştırıldığında, std. $k-\varepsilon$ ve RNG $k-\varepsilon$ modellerinden daha iyi olarak, benzer eğilim sergilemekle birlikte özellikle durgunluk bölgesinde SST modeli $k-\omega$ modelinden daha uyumludur.

SST modeli kullanılarak yapılan parametrik çalışmalarla da aşağıdaki sonuçlara varılmıştır:

Durgunluk bölgesinde ($-4 < x/D_h < 4$) göz önüne alınan Re sayılarında lüle-plaka mesafesi azaldıkça yerel Nu sayısı artmaktadır. Ayrıca belirli bir z/D_h değerinde artan Re sayısı ile yerel Nu sayısı artmaktadır.

Durgunluk bölgesinde düşük Re sayısı ($Re=4000$) ve orta lüle-plaka mesafesinde ($z/D_h=8$) türbülans şiddeti arttıkça yerel Nu sayısı artmakta ve sonuçlar deneysel sonuçlarla daha uyumlu olmasına rağmen türbülans şiddetindeki bu artış orta Re sayısı ($Re=7900$) ve düşük lüle-plaka mesafesinde ($z/D_h=4$) yerel Nu sayısındaki değişim deneysel verilerin üzerinde olduğu için deneysel verilerle uyumluluğu azaltmaktadır. Duvar jet bölgesinde ise türbülans giriş şiddetinin yerel Nu sayısını etkilemediği görülmüştür.

Termofiziksel özellik değişimi yerel Nu sayılarında bir miktar artış meydana getirmesine rağmen bu artışın ihmal edilebilir mertebede olduğu söylenebilir.

Plakaya uygulanan ısı akısındaki artışın yerel Nu sayısı üzerindeki etkisi de ihmal edilebilir mertebededir.

4.2.2 Öneriler

Sayısal yöntemler ile elde edilen sonuçların doğruluğu bir çok parametreye bağlıdır. Bilgisayar girdilerinin veya sınır şartlarının yanlış olması, oluşturulan sayısal ağın problemin fizikine uygun olmaması, yakınsama kriterinin hatalı olması, katı modelin eksik olması ve benzeri parametreler, bunlardan bazılarıdır. Her ne kadar değişik çözümler veya çeşitli önlemler alınarak elde edilen sonucun doğruluğundan emin olunmaya çalışılıyorsa da, sayısal sonuçların pratikteki deneysel sonuçlar ile karşılaştırılması gerekmektedir. Sonuçlar belirli toleranslar dahilinde örtüşüyorsa elde edilen veriler ancak o zaman doğru kabul edilir.

Burada değinilmesi gereken önemli husus ise, sayısal sonuçlar ile deneysel sonuçları karşılaştırmadan önce deneysel sonuçların doğruluğundan emin olunmasıdır. Deneysel sonuçları etkileyen birçok parametre vardır. Deney ölçüm cihazlarının hassasiyeti, deney yöntemi ve benzeri parametreler deney sonucunu etkileyebilir. Deneysel sonuçlar ile nümerik sonuçların kıyaslaması yapılırken bu hususlarda dikkate alınmalıdır.

Bu çalışmada da analizler sonunda elde edilen sonuçlar ile deneysel sonuçlar arasında bir miktar farklılıklar bulunmaktadır. Analizler sırasında iki boyutlu

modelleme yapılmış ve Sonlu Eleman Metodunu kullanan ANSYS 10.0 paket programı kullanılmıştır. Çözüm metodunun sonuçlar üzerindeki etkisini de görebilmek adına hesaplamalar Sonlu Hacimler Metodunu kullanan diğer paket programlar ile de yapılabilir.

Ayrıca modelleme üç boyutlu olacak şekilde yapılabilirse modellemenin sonuçlar üzerindeki etkisi de görülebilir.

KAYNAKLAR

AIHARA, T., J.K. KIM, S. MARUYAMA. 1990. Effects of Temperature-Dependent Fluid Properties on Heat Transfer Due to An Axisymmetric Impinging Gas Jet Normal to a Flat Surface. *Warme-und Stoffubertragung*, 25, p.145-153.

ANONIM. 2000. ANSYS-FLOTRAN User's Guide Revisions. Swanson Analysis Systems, Inc.

BEHNIA, M., S. PARNEIX, Y. SHABANY, P.A. DURBIN. 1999. Numerical Study of Turbulent Heat Transfer in Confined and Unconfined Impinging Jets. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 20, p.1-9.

BEITELMAL, A.H., M.A. SAAD, C.D. PATEL. 2000. The Effect of Inclination on the Heat Transfer Between a Flat Surface and An Impinging Two-Dimensional Air Jet. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 21, p.56-163.

BULA, A.J., M.M. RAHMAN, J.E. LELAND. 2000. Axial Steady Free Surface Jet Impinging Over a Flat Disk with Discrete Heat Sources. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 21, p.11-21.

CRAFT, T.J., L.J.W. GRAHAM, B.E. LAUNDER. 1993. Impinging Jet Studies for Turbulence Model Assesment-II. An Examination of the Performance of Four Turbulence Models. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 36, p.2685-2697.

DURBIN, P. 1991. Near-Wall Turbulence Closure Without Damping Functions. *Theoret. Comput. Fluid Dynamics*, 3, p.1-13.

HOFMANN, H., H. MARTIN, M. KIND. 2004. Numerical Simulation of Heat Transfer from an Impinging Jet to a Flat Plate. *Chem. Eng. Technol.*, 27, p.27-30.

INCROPERA, F.P. ve D.P. DEWITT. 2006. Isı ve Kütle Geçişinin Temelleri. Çevirenler: DERBENTLİ, T., GENCELİ, O., GÜNGÖR, A., HEPBAŞLI, A., İLKEN, Z., ÖZBALTA, N., ÖZGÜÇ, F., PARMAKSIZOĞLU, C. ve URALCAN, Y., Literatür Yayıncılık, Beyoğlu, İstanbul.

İŞMAN, M.K., E. PULAT, A.B. ETEMOĞLU, M. CAN. 2005. Çarpan Dikdörtgen Hava Jetlerinde Akış ve Isı Transferi Karakteristiklerinin Sayısal Analizi. *Isı Bilimi ve Tekniği Dergisi*, 25(1), s.17-24.

KILIÇ, M. ve A. YİĞİT. 2000. Isı Transferi. Uludağ Üniversitesi Güçlendirme Vakfı Yayın No:153, Bursa, s.147-171.

KOPAÇ, M. 1997. Hava Jet Akımı İçin Türbülans Modellerinin Değerlendirilmesi. ULIBTK'97 Uluslararası Katılımla 11. Ulusal Isı Bilimi ve Tekniği Kongresi, Trakya Üniversitesi Mühendislik Mimarlık Fakültesi ve Türk Isı Bilimi ve Tekniği Derneği, Edirne, s.785-794.

KÖSEOĞLU, M.F. 2007. Çarpan Akışkan Jetleri Kullanılarak Elektronik Elemanların Soğutulmasının Deneysel ve Sayısal Olarak İncelenmesi. Doktora Tezi, Gazi Üniversitesi, Ankara, s.388.

LAUNDER, B.E. ve D.B. SPALDING. 1972. Lectures in Mathematical Models of Turbulence. Academic Pres, London.

LAUNDER, B.E. and D.B. SPALDING. 1974. The Numerical Computation of Turbulent Flows. Computer Methods In Applied Mechanics and Engineering, 3, p.269-289.

MENTER, F.R. 1994. Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications. AIAA Journal, 32, p.1598–1605.

MORRIS, G.K., S.V. GARIMELLA, R.S. AMANO. 1996. Prediction of Jet Impingement Heat Transfer Using a Hybrid Wall Treatment With Different Turbulent Prandtl Number Functions. ASME J. Heat Transfer, 118, p.562–569.

OLSSON, E.E.M., L.M. AHRNE, A.C. TRAGARDH. 2004. Heat Transfer From a Slot Air Jet Impinging on a Circular Cylinder. Journal of Food Engineering, 63, p.393-401.

ÖZMEN, Y. ve E. BAYDAR. 2000. Levhaya Çarpan Huzme Akışının Deneysel İncelenmesi. ULIBTK'99 Uluslararası Katılımla 12. Ulusal Isı Bilimi ve Tekniği Kongresi, Sakarya Üniversitesi Makina Mühendisliği Bölümü, Sakarya, s.77-81.

PEKDEMİR, T., W.D. DAVIES, S. YAPICI. 1997. Determination of the Heat Transfer From Stationary and Rotating Cylinders Exposed to Two Dimensional Impinging Jets. ULIBTK'97 Uluslararası Katılımla 11. Ulusal Isı Bilimi ve Tekniği Kongresi, Trakya Üniversitesi Mühendislik Mimarlık Fakültesi ve Türk Isı Bilimi ve Tekniği Derneği, Edirne, p.459-468.

SHI, Y., M.B. RAY, A.S. MUJUMDAR. 2002. Effect of Large Temperature Differences on Local Nusselt Number Under Turbulent Slot Impingement Jet. Drying Technol., 20, p.1803-1825.

SHI, Y.L., B. RAY, A.S. MUJUMDAR. 2002. Computational Study of Impingement Heat Transfer Under a Turbulent Slot Jet. Ind. Eng. Chem. Res., 41, p.4643-4651.

WILCOX ve C. DAVID. 1988. Reassessment of the Scale-Determining Equation for Advanced Turbulence Models. AIAA Journal, 26, p.1299–1310.

YAKHOT, V. ve S.A. ORSZAG. 1986. Renormalization Group Analysis of Turbulence. I. Basic Theory. J. Sci. Comput., 1, p.1-51.

ZHOU, D.W. ve S.J. LEE. 2007. Forced Convective Heat Transfer With Impinging Rectangular Jets. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 50, p.1916-1926.

ZUCKERMAN, N. ve N. LIOR. 2005. Impingement Heat Transfer: Corelations and Numerical Modeling. *ASME J. Heat Transfer*, 127, p544-55.

TEŞEKKÜR

Bu tezin gerçekleştirilmesinde, gerekli bütün destek ve yönlendirmeleri yapan, problemlerin çözümünde deneyimlerinden yararlandığım sayın hocalarım Doç. Dr. Akın Burak ETEMOĞLU ve Yrd. Doç. Dr. Erhan PULAT'a katkılarından dolayı teşekkür ederim.

Tezimin fikir aőamasından sonuçlanmasına kadar ki süreçte değerli vaktini, bilimsel destek ve tavsiyelerini sunan Arő. Gör. Mustafa Kemal İŞMAN'a her zaman ki desteğinden dolayı teşekkür ederim.

Tanıdığım günden bu yana hep yanımda ve destek olan, tez kapsamında yapılan hesaplamalarda fikir alıő veriőinde bulunduğum ve her türlü yardımını esirgemeyen değerli arkadaőım Arő. Gör. Betül GÜLÇİMEN'e teőekkürlerimi sunarım.

Ayrıca eğitimim süresince bana maddi ve manevi her türlü desteği veren aileme en içten teőekkürlerimi ve őükranlarımı sunarım.

ÖZGEÇMİŞ

03 Haziran 1983'te Giresun'da doğmuştur. İlköğrenimini Bozüyük Fahri Korütürk İlkokulu'nda, orta ve lise öğrenimi Bursa Anadolu Lisesi'nde tamamlamış, yüksek öğrenimine 2001 yılında Uludağ Üniversitesi Mühendislik Mimarlık Fakültesi Makine Mühendisliği Bölümünde başlamıştır. 2004-2005 Bahar Yarıyılında Makine Mühendisliği Bölümünü birincilikle bitirmiş ve ara vermeden 2005-2006 Güz Yarıyılında Makina Mühendisliği Ana Bilim Dalında yüksek lisans programına başlamıştır. Halen otomotiv sektörüne hizmet veren İtalyan ortaklı bir Türk firmasında CAD Ekip Lideri olarak görev yapmaktadır.