

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**LİNEER DİZİLMİŞ TÜRBOMAKİNA KANATLARI ARASINDAKİ
İKİNCİL AKIŞLARIN SABİT REFERANS DÜZLEMİNDE SAYISAL
OLARAK İNCELENMESİ**

**DOKTORA TEZİ
Selçuk ATAŞ**

Anabilim Dalı : Makina Mühendisliği

Programı : Makina Mühendisliği

MART 2012

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**LİNEER DİZİLMİŞ TÜRBOMAKİNA KANATLARI ARASINDAKİ
İKİNCİL AKIŞLARIN SABİT REFERANS DÜZLEMİNDE SAYISAL
OLARAK İNCELENMESİ**

DOKTORA TEZİ

**Selçuk ATAŞ
(503052008)**

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 13 Haziran 2011

Tezin Savunulduğu Tarih : 29 Mart 2012

Tez Danışmanı : Y. Doç. Dr. Levent KAVURMACIOĞLU (İTÜ)

Diğer Jüri Üyeleri : Prof. Dr. İsmail TEKE (YTÜ)

Prof. Dr. Kadir KIRKKÖPRÜ (İTÜ)

Prof. Dr. Erkan AYDER (İTÜ)

Y. Doç. Dr. Emre ALPMAN (MÜ)

MART 2012

14.09.2010 Babam İsmail ATAŞ'a,

ÖNSÖZ

Enerji, gelişen teknoloji ile birlikte insanoğlunun vazgeçilmez unsurlarından biri haline gelmiştir. Bu doğrultuda da, son yıllarda artan nüfus ve talep ile enerjinin tüketimi küresel olarak kayda değer mertebede artmıştır. Bugün enerji ihtiyacının karşılanması amacıyla, ana yakıt kaynakları (birincil enerji kaynakları) olan petrol, kömür, nükleer enerji ve doğal gaz, ikincil enerji kaynağımız olan elektrik enerjisine çevrilir ve günlük ihtiyacımız olarak kullanılır. Gerekli olan enerji çoğunlukla enerji santrallerinde kimyasal enerjinin mekanik ve ardından elektrik enerjisine dönüşmesi ile gerçekleşmektedir. Elektrik santrallerinde enerjinin kaynağı hidrolik, fosil yakıt veya nükleer enerji olabilir fakat mekanik enerjiyi üreten ortak makina türbinlerdir. Birincil enerji kaynaklarından ikincil enerji kaynaklarına geçişin verimi kullanılan teknolojiye ve dolayısıyla kullanılan türbinlerin verimlerine bağlıdır. Bundan dolayıdır ki, türbomakinalar sürdürülebilir enerjinin yönetiminde kilit bir role sahiptir.

Enerji sürdürülebilirliğinde bu kadar önemli bir yere sahip olan türbin kanatları arasındaki akışı iyi anlamının önemi ortaya çıkmış ve bu doktora tezi de bu kapsamda hazırlanmıştır. Yapılacak yeni araştırma çalışmalarıyla türbinlerdeki kayıplarda meydana gelecek azalma türbin veriminin artmasını sağlayacaktır. Araştırmalarda görülmüştür ki, türbin veriminin sadece %1 puan artması bile dünyada üretilen toplam elektrik enerjisi dikkate alındığında çok büyük bir ek potansiyele denk gelmektedir.

Bu konuda ülkemizde deneysel altyapının yetersiz olması nedeniyle çalışmalar sayısal olarak yapılmıştır. Deneysel veriler ise literatürdeki çalışmalardan alınmıştır. Farklı bir yaklaşım olarak türbin kanatlarının eğriliğini dikkate alacak şekilde türbülans modelleri modifiye edilerek çözümlemeler yapılmış ve sonuçlar sunulmuştur.

Bu tez çalışmasının, bundan sonra gaz ve buhar türbin kanatları arasındaki akışlar konusunda çalışacak arkadaşlara ışık tutacağını umuyorum.

Ve bu çalışma sırasında bana sonsuz yardımlarını ve desteğini esirgemeyen danışman hocam Yard. Doç.Dr. Levent Ali Kavurmacıoğlu'na teşekkür ederim.

Ayrıca, tüm yaşamım boyunca her zaman yanımda olan ve bana her konuda destek veren annem Nazmiye ATAŞ'a ve babam İsmail ATAŞ'a ve çok sevdiğim kardeşim Serhat ATAŞ'a teşekkürlerimi sunarım.

Haziran 2011

Selçuk ATAŞ

Makina Yüksek Mühendisi

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖNSÖZ.....	v
İÇİNDEKİLER	vii
KISALTMALAR	ix
ÇİZELGE LİSTESİ.....	xi
ŞEKİL LİSTESİ.....	xiii
ÖZET.....	xix
SUMMARY	xxiii
1. GİRİŞ	1
1.1 Türbin Kanatları Arasındaki Akış Hakkında Genel Bilgi	4
1.2 Lineer Dizilmiş Türbin Kanatları Arasındaki İkincil Akışlar	7
1.2.1 Türbin kanatları arasındaki vorteksler	7
1.2.2 Kanat pasajı çıkışındaki vorteksler	12
1.2.3 Türbülans	13
1.2.4 Kanat kaskad sistemi boyunca akışın gelişimi.....	15
1.2.5 İkincil akış modelleri	16
1.3 Dairesel Olarak Dizilmiş Kanatlar Arasındaki İkincil Akışlar	21
1.3.1 Kanat yüksekliğince yükün değişmesi	21
1.3.2 Radyal basınç gradyeni	22
1.4 Türbin Kademeleri Arasındaki Akış	23
1.4.1 Göreli hareketin etkisi	23
1.4.2 Kanat etkileşimlerinin etkileri	24
1.4.3 Kaçak akış vorteksleri	25
1.5 Sonuçlar	27
2. TÜRBİN KANATLARI ARASINDAKİ AKIŞ İÇİN LİTERATÜR	
ARAŞTIRMASI VE TEZ KONUSU.....	31
2.1 Literatür Araştırması	31
2.2 Tezde Yapılacak Olan Çalışma	52
3. MATEMATİKSEL MODEL VE TÜRBÜLANS.....	55
3.1 Sayısal Analiz Yönetici Denklemleri ve Kapama Problemi	57
3.2 Eğri Kanallar Arasındaki Akışlarda Türbülans	64
3.3 Eğrilik Etkisinin Türbülans Modellerine Eklenmesi Amacıyla Modellenmesi	70
4. KULLANICI TANIMLI FONKSİYONLARIN DOĞRULANMASI.....	71
4.1 Basamak Akışının İncelenmesi	71
4.2 90° Kare Kesitli Dirsek İçindeki Akışın İncelenmesi	81
4.2.1 90° Kare kesitli dirsek için hız profillerinin incelenmesi	85
4.2.2 90° Kare kesitli dirsek için basınç profillerinin incelenmesi	89
4.2.3 90° Kare kesitli dirsek için türbülansın incelenmesi.....	91
4.2.4 Modifiye türbülans modelleri için parametrik analiz (UDF-C _μ).....	92
4.2.5 Kare kesitli dirsek eğriliğinin akışa etkisinin incelenmesi.....	94
4.3 Goldman Statoru İçindeki Akışın İncelenmesi	103

5. LİNEER DİZİLİ TÜRBİN KANATLARI İÇİNDEKİ AKIŞIN ANALİZİ.	107
5.1 Lineer Dizilmiş Stator İçindeki Akışın Sayısal İncelenmesi.....	108
5.1.1 2 Boyutlu stator içindeki akışın incelenmesi.....	111
5.1.2 Üç boyutlu analiz sonuçlarının deney verileri ile karşılaştırılması	115
5.1.3 Üç boyutlu analiz sonuçlarının tasarım değerleri ile karşılaştırılması	130
5.1.4 Stator pasajı boyunca akışın yapısının incelenmesi	135
5.2 Kanatlar Arasında Pasaj Vorteksinin Oluşumu ve İncelenmesi	138
5.3 Sınır Tabaka Kalınlığının Kanat İçindeki Akışa Etkisi.....	145
5.4 Lineer Dizilmiş Rotor İçindeki Akışın Sayısal İncelenmesi	153
5.4.1 Rotor üç boyutlu analiz sonuçlarının deney verileri ile karşılaştırılması	158
5.4.2 Rotor içindeki akışın analizi ve ikincil akışlar	162
6. SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	179
KAYNAKLAR.....	189
EKLER.....	193

KISALTMALAR

ARTRF	:	Axial Flow Turbine Research Facility
CFD	:	Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği
LDA	:	Laser Dopler Anemometer
RNG	:	Renormalization Group
UDF	:	User Defined Function
UDF-C_μ	:	Akışın eğriliğe göre türbülans viskozitesini değiştiren modifiye edilmiş standart k- ϵ türbülans modeli
UDF-ϵ	:	Akışın eğriliğe göre türbülans kinetik enerji dissipasyonunu değiştiren modifiye edilmiş standart k- ϵ türbülans modeli

ÇİZELGE LİSTESİ

Sayfa

Çizelge 4.1 : Geometrik boyutlar ve giriş koşulları.....	72
Çizelge 4.2 : Basamak akışı sayısal çözümü sınır koşulları	74
Çizelge 4.3 : Basamak akışı sayısal çözümü sınır koşulları	83
Çizelge 4.4 : Parametrik analizlerde kullanılan katsayılar ve denklemler.....	93
Çizelge 4.5 : Farklı eğrilik açılarındaki modellerin boyutsal değerleri	95
Çizelge 4.6 : Geometri eğriliğinin toplam basınç katsayısına etkisi, L_c =sabit.	98
Çizelge 4.7 : Geometri eğriliğinin statik basınç katsayısına etkisi, L_c =sabit.....	98
Çizelge 4.8 : Geometri eğriliğinin toplam basınç katsayısına etkisi, R_c =sabit.	101
Çizelge 4.9 : Geometri eğriliğinin statik basınç katsayısına etkisi, R_c =sabit.....	102
Çizelge 4.10 : Goldman statoru içindeki akış için bazı bilgiler.....	104
Çizelge 5.1 : Stator boyutsal bilgileri	109
Çizelge 5.2 : Stator sınır tabaka özellikleri.....	110
Çizelge 5.3 : Stator sınır tabaka özellikleri.....	145
Çizelge 5.4 : Sınır tabakanın kütle akışına etkisi.....	147
Çizelge 5.5 : Sınır tabaka kalınlığının toplam basınca etkisi.....	148
Çizelge 5.6 : Rotor boyutsal bilgileri.....	154
Çizelge 5.7 : Rotor sınır tabaka özellikleri.	156
Çizelge 5.8 : Rotor içinde kütle debilerinin karşılaştırılması.	173
Çizelge 5.9 : Rotor girişinden çıkışına toplam basınç katsayısı.	173

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa

Şekil 1.1 : Dünya nüfusunun gelişimi ve 2030 projeksiyonu.....	1
Şekil 1.2 : Dünya enerji tüketiminin yakıt türlerine göre gelişimi	2
Şekil 1.3 : Birincil enerji kaynaklarının enerji üretimdeki payı	2
Şekil 1.4 : Enerji dönüşüm kayıp oranları	3
Şekil 1.5 : (a) Lineer ve (b) Dairesel dizilmiş türbin kanatları	4
Şekil 1.6 : Kanat göbek ve gövde hız tabakaları	4
Şekil 1.7 : Sınır tabaka hız profilinin kanat pasajındaki yörüngesi	5
Şekil 1.8 : Kanat pasajındaki ikincil akışlar	6
Şekil 1.9 : Kanat hücum ve firar kenarındaki vortisite vektörleri	6
Şekil 1.10 : At nalı vorteksinin oluşması	8
Şekil 1.11 : Kanat etrafındaki at nalı vorteksi	8
Şekil 1.12 : Kanatlar arasındaki akış	9
Şekil 1.13 : Geometrinin at nalı vorteksine etkisi.....	9
Şekil 1.14 : Vortekslerin birlikte gelişmesi	10
Şekil 1.15 : Eksenel düzlemin %26'sındaki ikincil akışlar	10
Şekil 1.16 : Eksenel düzlemin %71'indeki ikincil akışlar	11
Şekil 1.17 : Pasaj vorteksi ve kayıp ana merkezi hareketi.....	11
Şekil 1.18 : Kanat firar kenarı boyunca ikincil akışlar ve kayıplar	12
Şekil 1.19 : Kanat genişliği boyunca kayıp ve akış açının değişimi	13
Şekil 1.20 : Türbülans kinetik enerjisi	13
Şekil 1.21 : Göbek duvar kenarındaki düzensizlik	14
Şekil 1.22 : Düzensizlik a) Emme, b) Basınç yüzeyinde.....	15
Şekil 1.23 : Kaybın gelişmesi, türbülans ve kanat boyunca ikincil akışlar	16
Şekil 1.24 : İkincil akış modeli I.....	17
Şekil 1.25 : İkincil akış modeli II	18
Şekil 1.26 : İkincil akış modeli III	19
Şekil 1.27 : İkincil akış modeli IV	20
Şekil 1.28 : İkincil akışlar (a)Duvar sınır tabakaları (b)Serbest olmayan vorteks kanat	21
Şekil 1.29 : Dönük kanatlı kanat dizisindeki kayıplar	22
Şekil 1.30 : Çarpılmış sınır tabaka için hız vektörleri	23
Şekil 1.31 : Akış çarpılması durumunda kanat pasaj çıkışındaki ikincil akışlar	24
Şekil 1.32 : Kanat pasaj çıkışındaki ikincil akışlar	25
Şekil 1.33 : Lineer dizilmiş kanat için kaçak akışlar ve vorteksler	26
Şekil 1.34 : Şematik olarak kanat ucundaki kaçak akış alanı	27
Şekil 2.1 : Türbin kanat profili ve deney düzeneği.....	31
Şekil 2.2 : Sınır tabaka profili.....	32
Şekil 2.3 : Boyutsuz hız profillerinin karşılaştırılması	32
Şekil 2.4 : Türbin kanat notasyonları.....	33
Şekil 2.5 : Sayısal ağ yapısı, hız vektörleri ve statik basınç katsayısının değişimi ...	34

Şekil 2.6 : Kuvvet katsayısı ile çıkış dönüş açısının atak açısına göre teorik ve deneysel karşılaştırılması	34
Şekil 2.7 : Toplam basınç kaybı (a) ve statik basınç katsayısı (b)	35
Şekil 2.8 : Kanatlar arasında vorteks oluşumu	36
Şekil 2.9 : Duvar çitli türbin kanadının sayısal incelenmesi	36
Şekil 2.10 : Emme yüzeyindeki statik basınç katsayıları	37
Şekil 2.11 : Farklı b/Ca için statik basınç katsayısı bölgeleri	37
Şekil 2.12 : Kanatlar arası ve meridyonel düzlemde çözüm ağı	38
Şekil 2.13 : Meridyonel düzlemde kanat hücum kenarı öncesinde hız vektörleri dağılımı	39
Şekil 2.14 : Toplam basınç kaybının karşılaştırılması	39
Şekil 2.15 : Hız vektörlerinin karşılaştırılması	40
Şekil 2.16 : Farklı iki giriş koşulu için akışın yapısı	40
Şekil 2.17 : Farklı yapıdaki kanatlar ve akım çizgileri	41
Şekil 2.18 : Deneysel ve sayısal sonuçlar	42
Şekil 2.19 : Kanat genişliği boyunca (a) deneysel (b) sayısal basınç kayıplarının değişimi	42
Şekil 2.20 : Kanat profilleri ve özellikleri	43
Şekil 2.21 : Girişteki sınır tabaka hız profilleri	43
Şekil 2.22 : Statik basınç ölçümleri	44
Şekil 2.23 : Basınç yüzeyindeki akış gözlemlenmesi	44
Şekil 2.24 : Duvar kenarında akış gözleme sonuçları ve basınç bölgelerinin çizilmesi	45
Şekil 2.25 : Analiz sınır koşulları ve çözüm ağı yapısı	46
Şekil 2.26 : %1.3 Kanat ucu boşluğunda akışın analizi	46
Şekil 2.27 : %2.7 Kanat ucu boşluğunda akışın analizi	46
Şekil 2.28 : Kanat ucu boşluğuna bağlı kaybın karşılaştırılması	47
Şekil 2.29 : 3 boyutlu model ve sayısal ağ	47
Şekil 2.30 : Kanat ucu boşluğundaki akışın farklı düzlemlerdeki yapısının görünüşü	48
Şekil 2.31 : Kanat ucu boşluğundaki akışın BS100 ve BS 33 için farklı Z kesitindeki görünüşü	49
Şekil 2.32 : Toplam basınç kaybının yapılan deneyler ve ampirik formüllerle karşılaştırılması	49
Şekil 2.33 : Sherwood sayısı a) Sayısal b) Deneysel sonuçlar	50
Şekil 2.34 : Kanat basınç yüzeyindeki Sherwood sayısı a) Sayısal b) Deneysel sonuçlar	50
Şekil 2.35 : Sayısal analiz yapılacak olan türbin rotor kanatı	53
Şekil 3.1 : Eğri pasaj ve türbin kanatları arasındaki geometrinin benzerliği	56
Şekil 3.2 : Konkav ve konveks yüzeylerde türbülans terimlerinin değişimi	70
Şekil 4.1 : Basamak akışı geometrisi	72
Şekil 4.2 : Basamak akışı için çözüm ağından bağımsızlaştırma çalışması	72
Şekil 4.3 : 110x60 yapısal çözüm ağı	73
Şekil 4.4 : Basamak akışına girişteki akışın hız profili ve sınır tabaka	73
Şekil 4.5 : Basamak akışı hız dağılımları	75
Şekil 4.6 : Basamak akışı boyunca hız profillerinin karşılaştırılması	76
Şekil 4.7 : Basamak akışı boyunca türbülans kinetik enerjilerinin karşılaştırılması	77
Şekil 4.8 : Basamak akışında statik basınç dağılımları	78
Şekil 4.9 : Basamaktan sonra oluşan ters akışın yörüngesinin karşılaştırılması	79
Şekil 4.10 : Basamak akışında oluşan akım çizgileri ve C_p değişimi	79

Şekil 4.11 : Basamak akışında elde edilen hız vektörleri	80
Şekil 4.12 : Basamak akışında türbülans viskozitesinin karşılaştırılması	81
Şekil 4.13 : 90° kare kesitli dirsek modeli	82
Şekil 4.14 : 90° kare kesitli dirsek modelinin çözüm ağından bağımsızlaştırılması	83
Şekil 4.15 : Dirsek boyunca çözüm ağı	84
Şekil 4.16 : Dirseğe girişteki akışın hız profili ve sınır tabaka	84
Şekil 4.17 : Dirseğe girişteki akışın türbülans kinetik enerji profili	85
Şekil 4.18 : Dirseğe girişteki akışın türbülans kinetik dissipsasyon hız profili	85
Şekil 4.19 : Simetri eksenli akışı boyunca 0°, 45° ve 90° kesitlerindeki hız profilleri	86
Şekil 4.20 : 90°'deki UDF- C_μ türbülans modeli ile elde edilen hız sonuçları	87
Şekil 4.21 : Orta düzlemde z-yönünde karşılaştırma yapılan kesitler	87
Şekil 4.22 : 0° düzleminde z-yönünde hızların karşılaştırılması – $r^*=0.5$	88
Şekil 4.23 : 0° düzleminde z-yönünde hızların karşılaştırılması – $r^*=0.75$	88
Şekil 4.24 : 90° düzleminde z-yönünde hızların karşılaştırılması – $r^*=0.25$	88
Şekil 4.25 : 90° düzleminde z-yönünde hızların karşılaştırılması – $r^*=0.50$	89
Şekil 4.26 : 90° düzleminde z-yönünde hızların karşılaştırılması – $r^*=0.75$	89
Şekil 4.27 : Orta düzlemde UDF- C_μ için toplam basınç ve türbülans viskozitesi	90
Şekil 4.28 : Duvarlarda 0°, 45° ve 90° kesitlerindeki statik basınç katsayıları	90
Şekil 4.29 : Duvarlarda 0°, 45° ve 90° kesitlerindeki statik basınç katsayıları	91
Şekil 4.30 : Orta düzlemde 90° kesitinde türbülans viskozite oranının dağılımı	92
Şekil 4.31 : UDF- C_μ için K_1 ve K_2 değerlerinin optimizasyonu	94
Şekil 4.32 : Eğri pasaj ve türbin kanatları arasındaki geometrinin benzerliği	94
Şekil 4.33 : Geometri konfigürasyonları (a) R_c sabit (b) L_c sabit	95
Şekil 4.34 : Eğrilik etkisinin standart k- ϵ türbülans modeliyle incelenmesi – L_c =sabit	96
Şekil 4.35 : Eğrilik etkisinin RNG k- ϵ türbülans modeliyle incelenmesi – L_c =sabit	97
Şekil 4.36 : Eğrilik etkisinin UDF- C_μ türbülans modeliyle incelenmesi – L_c =sabit	97
Şekil 4.37 : Eğrilik etkisinin UDF- ϵ türbülans modeliyle incelenmesi – L_c =sabit	98
Şekil 4.38 : Eğrilik etkisinin standart k- ϵ türbülans modeli ile incelenmesi – R_c =sabit	99
Şekil 4.39 : Eğrilik etkisinin RNG k- ϵ türbülans modeli ile incelenmesi – R_c =sabit	100
Şekil 4.40 : Eğrilik etkisinin UDF- C_μ türbülans modeli ile incelenmesi – R_c =sabit	100
Şekil 4.41 : Eğrilik etkisinin UDF- ϵ türbülans modeli ile incelenmesi – R_c =sabit	101
Şekil 4.42 : Goldman stator geometrisi	104
Şekil 4.43 : Goldman statoru çözüm ağı	105
Şekil 4.44 : Goldman stator çözüm sonuçları	105
Şekil 4.45 : Goldman stator kanadı boyunca vektörel hız dağılımı	105
Şekil 4.46 : Goldman statoru boyunca basınç oranı (UDF- C_μ)	106
Şekil 4.47 : Goldman statoru boyunca basınç oranı (UDF- ϵ)	106
Şekil 5.1 : Türbin boyunca rotor ve stator dizilimi ve akış yönü.	107
Şekil 5.2 : Türbin kesit resmi ve rotor ile stator kanatları.	108
Şekil 5.3 : Statorun orta düzlemindeki kanat profilleri, Camci (2004).	109
Şekil 5.4 : Stator yüksekliği boyunca giriş hız profili.	110
Şekil 5.5 : Stator sayısal analizleri için yapısal çözüm ağı	111
Şekil 5.6 : İki boyutlu analizlerdeki kanat pasajındaki statik ve toplam basınçlar.	111
Şekil 5.7 : İki boyutlu analizlerde kanat pasajındaki hız dağılımı	112
Şekil 5.8 : İki boyutlu analizlerdeki kanat hücum kenarında hız vektörleri.	112

Şekil 5.9 : Statorun iki ve üç boyutlu analizlerindeki statik basınç katsayıları.	113
Şekil 5.10 : Statorun iki ve üç boyutlu analizlerindeki toplam basınç katsayıları... ..	113
Şekil 5.11 : Orta düzlemde statik basınç katsayılarının karşılaştırılması.	114
Şekil 5.12 : İki boyutlu analizlerde kütle ortalamalı toplam basınç katsayıları.....	114
Şekil 5.13 : Stator modeli ve yapısal sayısal çözüm ağı.	115
Şekil 5.14 : Stator modelinin sayısal ağdan bağımsızlaştırılması.....	116
Şekil 5.15 : Stator pasajında $h/H=0,5$ düzleminde statik basınç katsayısı dağılımı.	116
Şekil 5.16 : Stator boyunca $h/H=0,5$ 'de statik basınç katsayısının karşılaştırılması.	117
Şekil 5.17 : Stator içinde $h/H=0,9$ düzleminde statik basınç katsayısı dağılımı.....	118
Şekil 5.18 : Stator boyunca $h/H=0,9$ 'da statik basınç katsayısı.....	118
Şekil 5.19 : Stator boyunca $h/H=0,05$ 'de statik basınç katsayısı.....	119
Şekil 5.20 : Stator emme yüzeyinde statik basınç katsayısının değişimi.....	120
Şekil 5.21 : Stator göbek kısmındaki boşluk.	120
Şekil 5.22 : Stator basınç yüzeyinde statik basınç katsayısının değişimi.	120
Şekil 5.23 : $X/C= 0,56$ düzleminde $h/H=0,5$ 'te sayısal analiz hız değerlerinin deneylerle kıyaslanması.	121
Şekil 5.24 : $X/C= 0,56$ düzleminde sayısal analiz hız değerlerinin (UDF- C_μ).....	121
Şekil 5.25 : $X/C=0,935$ düzleminde $h/H=0,5$ 'te sayısal analiz hız değerlerinin deneylerle kıyaslanması.	122
Şekil 5.26 : $X/C=0,935$ düzleminde sayısal analiz hız değerleri (UDF- C_μ).....	122
Şekil 5.27 : $X/C= 1,007$ düzleminde $h/H=0,5$ 'te sayısal analiz hız değerlerinin deneylerle kıyaslanması.	123
Şekil 5.28 : $X/C= 1,007$ 'de sayısal analiz hız değerleri (UDF- C_μ).	123
Şekil 5.29 : $X/C= 1,025$ düzleminde $h/H=0,5$ 'te sayısal analiz hız değerlerinin deneylerle kıyaslanması.	124
Şekil 5.30 : $X/C= 1,025$ düzleminde $h/H=0,5$ 'te sayısal analiz hız değerlerinin deneylerle kıyaslanması (Lou ve Lakshminarayana, 1997).	124
Şekil 5.31 : $X/C= 1,025$ düzleminde $h/H=0,7$ 'de sayısal analiz hız değerlerinin deneylerle kıyaslanması.	125
Şekil 5.32 : $X/C= 1,025$ düzleminde $h/H=0,9$ 'da sayısal analiz hız değerlerinin deneylerle kıyaslanması.	125
Şekil 5.33 : $X/C= 1,025$ düzleminde $h/H=0,5$ 'te sayısal analiz eksenel hız değerlerinin deneylerle kıyaslanması.	125
Şekil 5.34 : $X/C= 1,025$ düzleminde $h/H=0,7$ 'de sayısal analiz eksenel hız değerlerinin deneylerle kıyaslanması.	126
Şekil 5.35 : $X/C= 1,025$ düzleminde $h/H=0,9$ 'da sayısal analiz eksenel hız değerlerinin deneylerle kıyaslanması.	126
Şekil 5.36 : $X/C= 1,09$ düzleminde $h/H=0,5$ 'de sayısal toplam hız değerlerinin deneylerle kıyaslanması.	126
Şekil 5.37 : $X/C= 1,09$ düzleminde $h/H=0,7$ 'de sayısal toplam hız değerlerinin deneylerle kıyaslanması.	127
Şekil 5.38 : $X/C= 1,09$ düzleminde $h/H=0,9$ 'da sayısal toplam hız değerlerinin deneylerle kıyaslanması.	127
Şekil 5.39 : $X/C= 1,09$ düzleminde $h/H=0,5$ 'de sayısal analiz eksenel hız değerlerinin deneylerle kıyaslanması.	127
Şekil 5.40 : $X/C= 1,09$ düzleminde $h/H=0,7$ 'de sayısal analiz eksenel hız değerlerinin deneylerle kıyaslanması.	128
Şekil 5.41 : $X/C= 1,09$ düzleminde $h/H=0,9$ 'da sayısal analiz eksenel hız değerlerinin deneylerle kıyaslanması.	128

Şekil 5.42 : Kütle ortalamalı toplam basıncın kanat pasajı boyunca gelişimi	129
Şekil 5.43 : Stator için Mach sayısı karşılaştırılan kesitler.....	130
Şekil 5.44 : Stator emme ve basınç yüzeylerindeki Mach Sayısı dağılımı ($h/H=0,5$ kesitinde, kanattan $x/\delta=1,1$ uzaklıkta).	131
Şekil 5.45 : Stator emme ve basınç yüzeylerindeki Mach Sayısı dağılımı ($h/H=0,5$ kesitinde, kanattan $x/\delta=5,3$ uzaklıkta).	131
Şekil 5.46 : Stator emme ve basınç yüzeylerindeki Mach Sayısı dağılımı ($h/H=0,5$ kesitinde, kanattan $x/\delta=10,6$ uzaklıkta).	132
Şekil 5.47 : Stator emme ve basınç yüzeylerindeki Mach Sayısı dağılımı ($h/H=0,5$ kesitinde, kanattan $x/\delta=53,0$ uzaklıkta).	132
Şekil 5.48 : Stator emme ve basınç yüzeylerindeki Mach Sayısı dağılımı ($h/H=0,5$ kesitinde, kanattan $x/\delta=84,7$ uzaklıkta).	132
Şekil 5.49 : Stator emme ve basınç yüzeylerindeki Mach Sayısı dağılımı ($h/H=0,1$ kesitinde, kanattan $x/\delta=1,1$ uzaklıkta).	133
Şekil 5.50 : Stator emme ve basınç yüzeylerindeki Mach Sayısı dağılımı ($h/H=0,1$ kesitinde, kanattan $x/\delta=5,3$ uzaklıkta).	133
Şekil 5.51 : Stator emme ve basınç yüzeylerindeki Mach Sayısı dağılımı ($h/H=0,1$ kesitinde, kanattan $x/\delta=10,6$ uzaklıkta).	134
Şekil 5.52 : Stator emme ve basınç yüzeylerindeki Mach Sayısı dağılımı ($h/H=0,1$ kesitinde, kanattan $x/\delta=53,0$ uzaklıkta).	135
Şekil 5.53 : Stator emme ve basınç yüzeylerindeki Mach Sayısı dağılımı ($h/H=0,1$ kesitinde, kanattan $x/\delta=84,7$ uzaklıkta).	135
Şekil 5.54 : Kanat pasajı boyunca yağ akış görüntüleme (oil flow visualization). .	136
Şekil 5.55 : Stator alt duvarı ve orta düzlemdeki statik basınç katsayısı dağılımı. .	137
Şekil 5.56 : Stator boyunca statik basınç katsayısının karşılaştırılması.	137
Şekil 5.57 : Stator toplam basınç katsayısı dağılımı ($\delta=9,44$ mm).....	138
Şekil 5.58 : Stator boyunca incelenen düzlemler.....	138
Şekil 5.59 : %25 Kanat eksenel düzlemindeki vortisite ve hız vektörü dağılımı. ...	139
Şekil 5.60 : %50 Kanat eksenel düzlemindeki vortisite ve hız vektörü dağılımı. ...	140
Şekil 5.61 : %75 Kanat eksenel düzlemindeki vortisite ve hız vektörü dağılımı. ...	141
Şekil 5.62 : %85 Kanat eksenel düzlemindeki vortisite ve hız vektörü dağılımı. ...	141
Şekil 5.63 : %95 Kanat eksenel düzlemindeki vortisite ve hız vektörleri.	142
Şekil 5.64 : %100,7 Kanat eksenel düzlemindeki vortisite dağılımı.	142
Şekil 5.65 : Stator pasajı boyunca akışın yapısı (İnce sınır tabakalı).	144
Şekil 5.66 : Analiz edilen farklı sınır tabakalarının kanat girişindeki profilleri.	145
Şekil 5.67 : Giriş sınır tabakasının statik basınç katsayısına etkisi ($h/H=0,0$).	146
Şekil 5.68 : Giriş sınır tabakasının statik basınç katsayısına etkisi ($h/H=0,5$).	146
Şekil 5.69 : Kütle ortalamalı statik basınç katsayısının karşılaştırılması ($h/H=0,0$).	147
Şekil 5.70 : Kütle ortalamalı statik basınç katsayısının karşılaştırılması ($h/H=0,5$).	147
Şekil 5.71 : Kalın sınır tabakasının toplam basınca etkisi.	148
Şekil 5.72 : İnce sınır tabakasının toplam basınca etkisi.	148
Şekil 5.73 : Kalın sınır tabakalı akış için kanat içindeki akışın yapısı.	150
Şekil 5.74 : Kalın sınır tabakalı akışta yağ akış görüntüleme (oil flow visualization).	151
Şekil 5.75 : Rotorun orta düzlemindeki kanat profilleri.	153
Şekil 5.76 : Stator ucunda boşluk yok, kanal şeklinde, hareketli eleman yok.....	154
Şekil 5.77 : Rotor ucunda boşluk var, üst gövde hareketli.	155
Şekil 5.78 : Rotor modeli ve yapısal sayısal çözüm ağı.	155

Şekil 5.79 : Rotor girişi hız profili.....	156
Şekil 5.80 : Rotor modelinin önden görünüşü ve kanat ucu boşluğu.	156
Şekil 5.81 : Rotor için sayısal ağdan bağımsızlaştırma çalışması.	157
Şekil 5.82 : Duvar kenarlarına doğru sayısal çözüm ağının sıklaştırılması.....	157
Şekil 5.83 : $X/C=0,2$ ve $h/H=0,8$ 'de deneysel ve sayısal sonuçlar.....	158
Şekil 5.84 : $X/C=0,2$ ve $h/H=0,91$ 'de deneysel ve sayısal sonuçlar.....	158
Şekil 5.85 : $X/C=0,2$ ve $h/H=0,98$ 'de deneysel ve sayısal sonuçlar.....	159
Şekil 5.86 : $X/C=0,3$ ve $h/H=0,8$ 'de deneysel ve sayısal sonuçlar.....	159
Şekil 5.87 : $X/C=0,3$ ve $h/H=0,91$ 'de deneysel ve sayısal sonuçlar.....	159
Şekil 5.88 : $X/C=0,3$ ve $h/H=0,98$ 'de deneysel ve sayısal sonuçlar.....	160
Şekil 5.89 : $X/C=0,4$ ve $h/H=0,8$ 'de deneysel ve sayısal sonuçlar.....	160
Şekil 5.90 : $X/C=0,4$ ve $h/H=0,91$ 'de deneysel ve sayısal sonuçlar.....	160
Şekil 5.91 : $X/C=0,5$ ve $h/H=0,8$ 'de deneysel ve sayısal sonuçlar.....	161
Şekil 5.92 : $X/C=0,5$ ve $h/H=0,91$ 'de deneysel ve sayısal sonuçlar.....	161
Şekil 5.93 : $X/C=0,5$ ve $h/H=0,98$ 'de deneysel ve sayısal sonuçlar.....	161
Şekil 5.94 : Rotor kanat statik basınç katsayısı – orta düzlem ($h/H=0,5$).....	162
Şekil 5.95 : Rotor kanat statik basınç katsayısı – alt düzlem ($h/H=0,0$).....	162
Şekil 5.96 : Rotor kanat statik basınç katsayısı – üst düzlem ($h/H=1,0$).....	163
Şekil 5.97 : Rotorun hemen üzerindeki boşluktaki akışın yapısı.....	164
Şekil 5.98 : Rotor kanat statik basınç katsayısı – üst düzlem ($h/H=0,9$).....	165
Şekil 5.99 : Rotor kanat statik basınç katsayısı – üst düzlem ($h/H=0,95$).....	165
Şekil 5.100 : Rotor orta düzlemindeki hız dağılımı ve vektörleri.	166
Şekil 5.101 : Rotor orta düzlemindeki hız vektörleri.....	166
Şekil 5.102 : Kanat ucu orta düzlemindeki statik ve toplam basınç katsayıları.	166
Şekil 5.103 : Kanat ucu boşluğu orta düzleminde hız vektörleri.....	167
Şekil 5.104 : Kanat ucu %10 uzaklıktaki boşluk düzlemindeki hız vektörleri.....	167
Şekil 5.105 : Kanat ucu %90 uzaklıktaki boşluk düzlemindeki hız vektörleri.....	168
Şekil 5.106 : Kanat uc kısmındaki vortekslerin gelişimi.....	169
Şekil 5.107 : Toplam basınç katsayısı $X/C=0-0,2-0,3-0,4-0,5-0,6-0,7-0,8-0,9-1,0$. 171	
Şekil 5.108 : $X/C=0,2-0,4-0,6-0,8$ 'da hız vektörleri (1,27 mm boşluklu).	172
Şekil 5.109 : $h/H=0,5$ 'de statik basınç katsayısı (2,5 mm boşluklu model).	174
Şekil 5.110 : $h/H=0,0$ 'da statik basınç katsayısı (2,5 mm boşluklu model).	174
Şekil 5.111 : $h/H=1,0$ 'de statik basınç katsayısı (2,5 mm boşluklu model).	174
Şekil 5.112 : Toplam basınç katsayısı $X/C=0-0,2-0,4-0,6-0,8-1,0$	176
Şekil 5.113 : $X/C=0,2-0,4-0,6-0,8$ boyunca hız vektörleri (2,5 mm boşluklu).....	177
Şekil A.1 : Kanat hücum ve firar kenarlarındaki akış hız üçgenleri.....	194

LİNEER DİZİLMİŞ TÜRBOMAKİNA KANATLARI ARASINDAKİ İKİNCİL AKIŞLARIN SABİT REFERANS DÜZLEMİNDE SAYISAL OLARAK İNCELENMESİ

ÖZET

Enerji, gelişen teknoloji ile birlikte insanoğlunun vazgeçilmez unsurlarından biri haline gelmiştir. İş yapma kapasitesi olarak tanımlanan enerjiye, gelişmiş ülkelerle birlikte gelişmek isteyen tüm ülkelerin gereksinimi vardır. Bu doğrultuda da, son yıllarda artan nüfus ve talep ile enerjinin tüketimi küresel olarak kayda değer mertebede artmıştır. Bugün enerji ihtiyacının karşılanması amacıyla, ana yakıt kaynakları (birincil enerji kaynakları) olan petrol, kömür, nükleer enerji ve doğal gaz, ikincil enerji kaynağımız olan elektrik enerjisine çevrilir ve günlük ihtiyacımız olarak kullanılır. Yenilenebilir enerji kaynakları olan güneş ve rüzgâr enerjileri, enerji üretiminde önemli bir yere sahip olmasına rağmen tüm enerji ihtiyacının karşılanmasında yetersizdir. Gerekli olan enerji çoğunlukla enerji santrallerinde kimyasal enerjinin mekanik ve ardından elektrik enerjisine dönüşmesi ile gerçekleşmektedir. Elektrik santrallerinde enerjinin kaynağı hidrolik, fosil yakıt veya nükleer enerji olabilir fakat mekanik enerjiyi üreten ortak makina bir türbomakina olan türbinlerdir. Üretilen bu mekanik enerji (ikincil enerji) kaynağı elektriğin üretiminde kullanılmaktadır. Birincil enerji kaynaklarından ikincil enerji kaynaklarına geçişin verimi kullanılan teknolojiye ve dolayısıyla kullanılan türbinlerin verimine bağlıdır. Bundan dolayıdır ki, türbomakinalar sürdürülebilir enerjinin yönetiminde kilit bir role sahiptir. Türbomakinaların verimlerinin gelişimi bugün güncel konular arasında yer almaktadır. Yapılacak yeni araştırma çalışmalarıyla türbinlerde oluşan verim kayıplarında meydana gelecek azalma türbin veriminin artmasını sağlayacaktır. Türbin veriminin sadece %1 puan artması bile dünyada üretilen toplam elektrik enerjisi dikkate alındığında çok büyük bir potansiyele denk gelmektedir.

Türbin içindeki kayıplar kanatlar arasındaki düzgün olmayan akışlardan meydana gelmektedir. Bu kapsamda türbin kanatları arasındaki akışın detaylı bir şekilde incelenmesiyle akışın karakteristik özelliklerinin anlaşılması oluşan kayıpların azaltılması amacıyla büyük önem arz etmektedir. Bu tezde de lineer dizilmiş kanatlar arasındaki ikincil akışlar sabit referans düzleminde incelenmiş ve kanatlar arasındaki akışın karakteristik özellikleri irdelenmiştir.

İkincil akışlar türbin kanatları arasında oluşan kayıpların yaklaşık %50'sini teşkil etmektedir. Genel olarak kanat pasajı boyunca ikincil akışlar sınır tabakanın kanat eğriliği boyunca kıvrılması sonucunda oluşan pasaj vorteksi şeklinde veya akışın kanat ucuna varması ile oluşan at nalı vorteksleri şeklinde görülmektedir.

İkincil akışlar, kanat fırar kenarındaki akış açılarını değiştirmesi nedeniyle elde edilen işi değiştirmesi, sürtünme kaybının yanında ek kayıpları oluşturması, bir sonraki kanat pasajındaki akışa olumsuz etki yapmasıyla verimi artarak düşürmesi, mekanik tasarımı etkilemesi ve artan ısı transferi nedeniyle film soğutmayı azaltması gibi bir çok olumsuz etkiye sahiptir.

Literatürde kanatlar arasındaki ikincil akışların yapısı ile bir çok model sunulmuş olup bunların bir çoğu yapılan deneysel çalışmalar sonucunda ortaya çıkarılmıştır. Ayrıca, bir çok araştırmacı da kanatların profil yapılarını değiştirerek kanatların performansının nasıl değiştiği üzerine çalışmalar yapmışlardır. Fakat, profilde yapılan değişikliklerin etkisinin incelenmesinin öncesinde kanat pasajı boyunca akışın doğru bir şekilde analiz edilerek ikincil akışların yapısı ve karakteri hakkında bilgi sahibi olunması gerekmektedir.

Bu tezde, türbin kanatları arasındaki akış, zaman ortalamalı, 3 boyutlu, sıkıştırılamaz, türbülanslı akış olarak sayısal olarak çözümlenmiştir. Hesaplamalı akışkanlar dinamiği çözümlmeleri FLUENT paket programı kullanılarak gerçekleştirilmiş, kanatların CAD modeli ve çözüm ağı ise GAMBIT paket programı ile oluşturulmuştur. Türbülans modeli olarak ise eğriliğin etkisini de dikkate alacak şekilde modifiye edilmiş standart k- ϵ türbülans modelleri kullanıcı tanımlı fonksiyonlar ile oluşturulmuştur (UDF- C_μ ve UDF- ϵ). Standart k- ϵ türbülans modeli izotropik bir yapıya sahip olup akışta oluşan eğrilikle değişmemektedir. Fakat, türbin kanatları arasındaki akışa bakıldığında kanatların yapısı (kamber açısı) dolayısı ile bir eğrilik söz konusudur. Bundan dolayı sağlıklı sonuçlar elde edilebilmesi için türbülans modelinin eğriliği dikkate alacak şekilde modifiye edilmesi gerekmektedir.

Literatüre bakıldığında bu konuda bir çok model ortaya atılmıştır. Bu tezde ise iki farklı yöntem kullanılarak eğriliğin etkisi türbülans modeline eklenmiştir. Bunlar, türbülans viskozite denklemi katsayısının C_μ değiştirilmesi (UDF- C_μ) ve türbülans viskozite dissipasyonu denklemindeki $C_{\epsilon 2}$ katsayısının değiştirilmesi (UDF- ϵ) şeklindedir. Bu katsayılardaki modifikasyonların etkisi ile kanat emme yüzeyi boyunca türbülans kayma gerilmesi izotropik standart k- ϵ türbülans modeline göre artarken basınç tarafında bu gerilme azalmaktadır.

Çalışmada eğriliği dikkate alacak şekilde kullanıcı tanımlı fonksiyonların algoritmaları oluşturulmuş ve programlanarak çözümlmelere eklenmiştir. Bu fonksiyonlar kanatlar arasındaki analizlerde kullanılmadan önce fonksiyonlar için doğrulama çalışmaları yapılmıştır. Doğrulama çalışmaları üç ana akış için gerçekleştirilmiştir. Bunlar, akıştaki eğriliğin akışın doğasından dolayı olduğu basamak akışı, akıştaki eğriliğin akışı sınırlayan geometriden dolayı olduğu 90° kare kesitli dirsek akışı ve Goldman statoru içindeki akışlardır.

Basamak akışında analizler iki boyutlu olarak gerçekleştirilmiş ve farklı türbülans modelleri ile çözümlmeler yapılmıştır. Basamaktan sonraki yedi dik düzlem boyunca hız ve türbülans kinetik enerji profilleri deneysel ve sayısal olarak karşılaştırılmıştır. Sonuç olarak ise eğriliği dikkate alan kullanıcı tanımlı fonksiyonlarla elde edilen sonuçların deneysel verilerle uyum sağladığı görülmüştür. Ayrıca, basamaktan sonraki akışın yörüngesine bakıldığında eğriliği dikkate alan fonksiyonlarla yapılan çözümlmelerde deneylerde elde edilen yörüngeye çok yakın sonuçlar elde edilmiştir.

Fonksiyonların doğrulama çalışmalarının yapıldığı bir diğer geometri ise 90° kare kesitli dirsek akışıdır. Çalışma öncesinde çözüm açısından bağımsızlaştırma çalışması yapılarak en uygun çözüm ağı elde edilmiştir. Daha sonrasında ise farklı kesitlerdeki hız, statik basınç grafikleri deneysel ve sayısal çözümler ışığında irdelenmiştir. Türbülans viskozite denklemi C_μ katsayısının değiştirilmesi ile elde edilen hız profilleri ile deneysel sonuçların uyumlu olduğu görülürken, türbülans viskozite dissipasyonu denklemindeki $C_{\epsilon 2}$ katsayısının değiştirilmesi ile elde edilen basınç profillerinin deneysel sonuçlarla uyumlu olduğu gözlemlenmiştir. Ayrıca bu aşamada parametrik analizler yapılarak türbülans viskozite denklemi C_μ katsayısının değiştirilmesiyle elde edilen fonksiyondaki sabit katsayıların değiştirilmesinin çözüme etkisi irdelenmiştir. Sonuç olarak ise, eğriliğe bağlı C_μ denkleminin paydasındaki katsayının artması ile hız profillerinde deneysel sonuçlara daha fazla yaklaşıldığı görülmüştür.

Fonksiyonların doğrulanmasının ardından ise tezin ana amacı olan lineer dizilmiş türbin kanatları arasındaki akışın incelenmesi için elde edilen modifiye edilmiş türbülans modelleri ışığında analizler yapılmıştır. Bu kapsamda öncelikle türbin stator kanatları incelenmiş ve kanat yüksekliği boyunca statik basınç katsayıları ile Mach sayıları deneysel ve tasarımsal verilerle kıyaslanarak model doğrulanmıştır. Ardından iki boyutlu ve üç boyutlu analizler kanat yükü temel alınarak karşılaştırılmış ve sonrasında üç boyutlu akış üzerinde kanat boyunca oluşan ikincil akışlar incelenmiştir. Buna göre öncelikle kanat hücum kenarında oluşan at nalı vorteksinin yapısı analiz edilerek kanat pasaj girişinde duvar karşı vorteksi, ana vorteks ve köşe vorteksi olmak üzere üç ana vorteks yapısının oluştuğu gözlenmiştir. Ardından kanat pasajı içerisindeki kayıpların büyük bir kısmını teşkil eden pasaj vorteksinin yapısı kanada dik farklı kesitlerde analiz edilerek kanat pasaj çıkışına doğru yapısı ve gelişimi değerlendirilmiştir. Ayrıca, sınır tabakasının kanada etkisini etüt etmek amacıyla sınır tabakanın yüksekliği artırılmış ve bunun kanadın yüküne ve verimine etkisi incelenmiştir. Sonuç olarak, sınır tabakasının büyümesinin kanat hücum kenarında oluşan at nalı vorteksinin alanını genişlettiği, kanat hücum kenarında semer noktasının kanada daha uzak bir bölgede oluşmasına sebep olduğu ve böylece kanat içinde oluşan pasaj vorteksinin de daha etkin ve geniş bir hacimde oluşmasına sebep olduğu gözlemlenmiştir. Dolayısıyla sınır tabakanın büyümesinin kanadın verimliliğine negatif etkisinin olduğu belirlenmiştir. Bu analizler yapılırken kanadın yükü kanat yüksekliği boyunca statik basınç katsayısının değişimi ile, verimliliği ise toplam basınç katsayının değişimi ile dikkate alınmıştır.

Çalışmanın son bölümünde ise lineer dizilmiş 3 boyutlu rotor kanadı ele alınmış ve eğriliği dikkate alan modifiye edilmiş türbülans modeli ile sayısal çözümler gerçekleştirilmiştir. Bu kapsamda kanat ucundaki kaçak akımının pasaj vorteksi ile etkileşimi ile oluşan düşük basınçlı yerel bölge kanat emme tarafında gözlemlenmiştir. Sonuçta kanat yükünün kanat orta düzleminde maksimum olduğu kanat ucunda ise kanat yükünün azaldığı görülmüştür. Ayrıca kanat ucu boşluğunun etkisinin incelenmesi amacıyla daha büyük boşluklu model ile analizler yapılmıştır. Sonuç olarak kanat ucu boşluğunun büyümesinin kanat ucu vorteksinin büyümesine, kaçak debisinin ve kanat pasajı boyunca kayıpların artmasına sebep olduğu görülmüştür. Bu çerçevede, kanat ucu boşluğunun olduğu bölgede dört farklı vorteksin olduğu belirlenmiştir.

Bunlardan birincisi, stator analizlerinde de karşılaşılan ana pasaj vorteksidir. Bu vortekse kanat ucundaki akıştan dolayı oluşan kaçak akım vorteksi de katkıda bulunmaktadır. İkincisi ise, kanat ucu boşluğundan basınç tarafından emme tarafına doğru oluşan kaçak akım vorteksidir. Bir diğer vorteks ise kanat basınç tarafından gelen akışın kanat ucuna gelmeden semer bölgesinden itibaren ayrılmasıyla emme tarafı at nalı vorteksini oluşturması ile gerçekleşmektedir. Diğer bir vorteks ise kanat firar kenarında kanat ucundaki akışın kanat ard izine doğru yönelmesi ile olmaktadır.

COMPUTATIONAL ANALYSIS OF SECONDARY FLOWS IN LINEAR TURBOMACHINERY CASCADE WITH STATIONARY REFERENCE FRAME MODEL

SUMMARY

Energy, growing with technology, became one of the unavoidable element for human beings. All countries, both developed and developing, need energy. In this perspective, energy consumption has been increasing significantly and globally in the world with increasing population and demand. Today, in order to provide energy demand, primary energy sources, petroleum, coal, nuclear energy and natural gas are converted into secondary energy sources like electricity used in daily useage. Even though renewable energy sources, solar and wind energies, have an important role in energy production, they are insufficient for all energy need considered. The energy is mostly produced in energy production plants by converting chemical energy into mechanic energy and then electricity. In electricity production plants, the source can be hydraulic, fossil fuel or nuclear energy but a turbomachine, such as turbine, is the common device to produce mechanical energy. These produced mechanical energy is then used in electricity production. The efficiency of transformation from primary energy sources to secondary energy sources depends on used technology and thus directly turbine efficiency. Therefore, turbomachines play an important key role in sustainable energy management. Study on improving turbine efficiency is among popular subjects. With these studies and researchs, the losses in turbine will be decreased and this will result in improvement in turbine efficiency. Just 1% of improvement in efficiency corresponds to a huge potential earnings when all electricity produced in the world is taken into account.

Losses in turbine blades are because of irregular secondary flows in blade passages. Thus, it is very important to examine flow characteristics inside blade passages in detail to decrease losses. In this thesis, computational analysis of secondary flows in linear turbomachinery cascade with stationary referance frame model has been performed to examine flow characteristics.

50% of losses in turbine blade passages are due to secondary flows. Generally, secondary flows in turbine blade passages are passage and horse-shoe vortexes. Passage vortexes are formed by curving of boundary layer in the flow sharply when compared with primary flow. Horse-shoe vortexes take its shape with the flow reached blade leading edge due to stagnation.

Secondary flows result in many negative effects such that work obtained in the turbine decrease with change in exit flow angles, the additional losses occur with frictional viscous losses, they affect the flow in next turbine blade passages and losses incerase by stage by stage, mechanical designs of turbine is affected badly and film cooling of the turbine blades is reduced with increasing heat transfer by vortexes.

In literature, so many models are presented according to secondary flows structures in turbine blades and mostly they are experimental results. Also, it is seen that some researchers studied the blade profile change and its effect on turbine efficiency and performance. However, before performing such studies, the secondary flow characteristics in turbine blade passages should be analysed and examined very well.

In this thesis, flow in turbine blade passages are solved numerically with time averaged, 3 dimensional, incompressible Navier-Stokes equations. The numerical analysis are performed with a computational fluid dynamics computer program FLUENT. CAD model and meshes are formed with GAMBIT. The user defined functions are programmed for turbulence model in order to add curvature effect on standard k- ϵ turbulence model. Standard k- ϵ turbulence model is isotropic, so it is not sensitive to curved flows. However, when turbine blade design is concerned, it has a curved structure. Therefore, turbulence model should be modified in order to take into account curvature effect in turbine blade passages.

When literature is concerned, there are so many model for this kind of modifications. In this thesis, two different models are added as a modification to standard k- ϵ turbulence model. These are modification on C_μ in turbulent viscosity equation and $C_{\epsilon 2}$ in turbulent kinetic energy dissipation rate equation. By these models, turbulent shear stress in blade suction side increases and turbulent shear stress in blade pressure side decreases when compared with isotropic standard k- ϵ turbulence model.

In this study, algorithms and programs for modifications of curvature correction to turbulence model has been developed and added to the solutions. Before using these algorithms, it is necessary to verify them with known flows. These verifications are carried out with three main flows. They are backward step flow where flow curvature is result of flow nature and 90° rectangular duct flow where flow curvature is due to the model geometry and flow in Goldman stator.

In backward step flow, analyses are performed two dimensional with different turbulence models. As a result, after the step for seven planes, solutions for velocity and turbulence kinetic energy profiles are compared with experimental results. In the end, it is shown that the results both numerically which cares flow curvature with user defined functions and experimentally are in harmony. Also, when the flow route is observed after the step, the results are nearly the same with experimental results.

Another model, for which user defined function verification studies carried out, is 90° rectangular duct flow. Before numerical analysis, the grid independence study has been performed for better grid sizes. After that, the comparisons for velocity and pressure are done for different planes. In the analysis, it is seen that the results obtained with user defined functions caring change in turbulent viscosity equation C_μ are in harmony when velocity is taken into account. Pressure profiles are better in harmony with experimental results for the modifications of $C_{\epsilon 2}$ in turbulent kinetic energy dissipation rate equation. In addition, the parametrical analyses are performed for modification in C_μ in order to examine the effect of formula coefficients. In the end, it is seen that when the denominator of the C_μ formulae is increased, the velocity results are getting more closer to the experimental results.

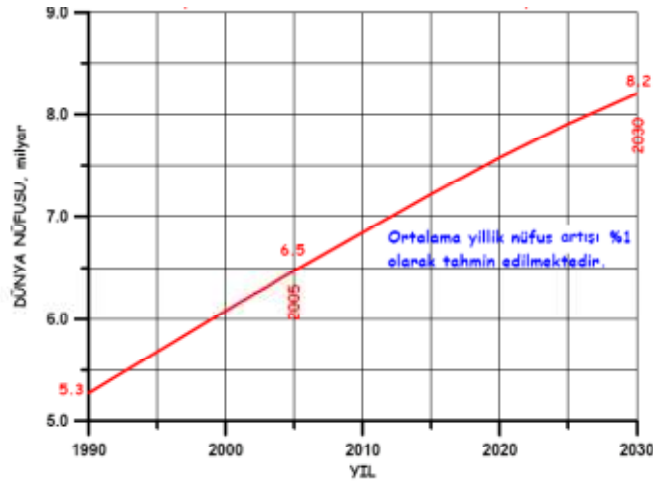
After verification of modified turbulence model in other geometries, firstly 3D numerical analyses are performed with these modified turbulence models on linear placed turbine stator to realize the main aim of this thesis. In this scope, at the beginning, experimental static pressure coefficient and design Mach numbers are compared with results obtained in numerical analyses along the stator height in order to verify numerical solutions. After that, by taking blade loading into account, 2D & 3D numerical analyses are compared and secondary flows for 3D are examined. Later, passage vortex, that is the biggest part of losses inside the blade passage, evaluated in different sections perpendicular to blade height and its structure and development along to passage examined. Also, in order to evaluate the effect of boundary layer, its thickness is increased and its effect on blade load and efficiency is analysed. As a result, increase on boundary layer thickness enlarged the region of horse shoe vortex and caused the saddle point to be generated more far away from the leading edge. Thus, passage vortex occupied much more volume inside the blade with higher boundary layer thickness. Naturally, it is specified that increase on boundary layer thickness has a negative effect on both power generated and efficiency. While performing these analyses, blade loading is evaluated with static pressure coefficient and efficiency of blade is evaluated by total pressure coefficient.

After examining turbine stator, lastly 3D turbine rotor blade is examined and numerically analysed with modified turbulence models. In this scope, blade tip vortex and passage vortex interaction is evaluated at blade suction side. As a result, the blade load is seen as maximum at the mid plane and decreased at the blade tip. In order to examine effect of gap thickness, analyses are performed. As a conclusion, it is seen that increasing gap thickness leads to bigger vortices, higher gap flow and higher losses through rotor passages. In this scope, in the region where there is a gap, four different vortices are specified.

First one is the passage vortex like in the stator passages. The tip flow also gives additional strength to this passage vortex. Second one is tip vortex from blade pressure to suction surfaces. The other vortex, suction side horse-shoe vortex, is formed while the flow comes from blade pressure side to the leading edge and separates just before the saddle region. Also, another vortex forms due to flow approaching from the tip gap to blade trailing edge wake region.

1. GİRİŞ

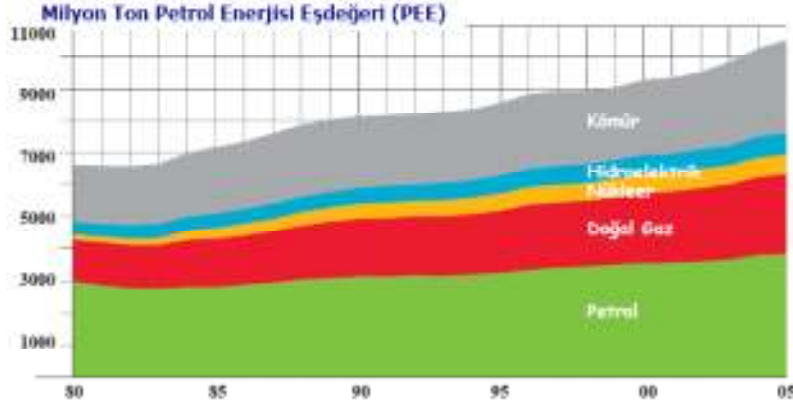
Enerji, gelişen teknoloji ile birlikte insanoğlunun vazgeçilmez unsurlarından biri haline gelmiştir. İş yapma kapasitesi olarak tanımlanan enerjiye, gelişmiş ülkelerle birlikte gelişmek isteyen tüm ülkelerin gereksinimi vardır. Bu doğrultuda da, son yıllarda artan nüfus ve talep ile enerjinin tüketimi küresel olarak kayda değer mertebede artmıştır (Şekil 1.1 ve Şekil 1.2). Yapılan projeksiyonlarda görülmektedir ki, bu artma eğilimi ilerleyen yıllarda da devam edecek ve enerjinin üretimi, dağıtımı ile kullanımı konusunda ciddi teknik ve lojistik problemler ortaya çıkacaktır. Bundan dolayı, gelecek nesil için kalan rezerv petrol ve doğal gaz enerji ihtiyacı için kilit bir durum teşkil etmektedir.



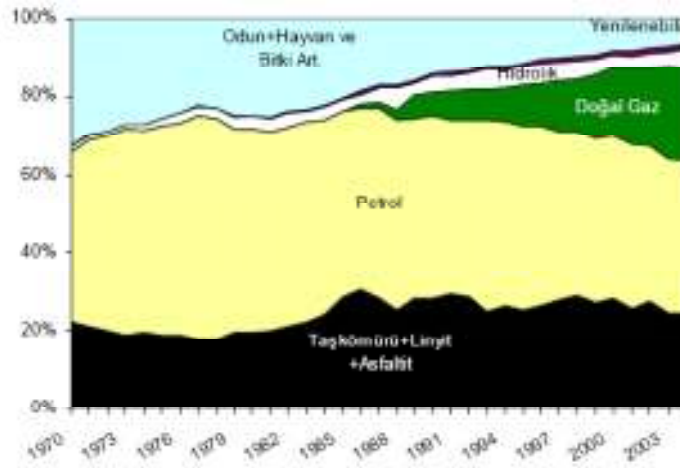
Şekil 1.1 : Dünya nüfusunun gelişimi ve 2030 projeksiyonu, (İTÜ Görüşü, 2007).

Bugün enerji ihtiyacının karşılanması amacıyla, ana yakıt kaynakları (birincil enerji kaynakları) olan petrol, kömür, nükleer enerji ve doğal gaz, ikincil enerji kaynağımız olan elektrik enerjisine çevrilir ve günlük ihtiyacımız olarak kullanılır. Dünyada kullanılan toplam enerji kaynakları içerisinde en büyük pay yaklaşık %85 oranında fosil yakıtlara aittir (Şekil 1.2). Ancak bu yakıtların rezervleri sınırlıdır ve tükenmektedir. Aynı hızla tüketilmeye devam edildiği takdirde petrolün 40-45 yıl, doğal gazın 60-70 yıl ve kömürün 240-250 yıl sonra tükeneceği hesaplanmaktadır. Yenilenebilir enerji kaynakları olan güneş ve rüzgâr enerjileri, enerji üretiminde önemli bir yere sahip olmasına rağmen tüm enerji ihtiyacının karşılanmasında bugün

için yetersizdir. Gerekli olan enerji çoğunlukla enerji santrallerinde kimyasal enerjinin mekanik ve ardından elektrik enerjisine dönüştürülmesi ile elde edilmektedir (Şekil 1.3).



Şekil 1.2 : Dünya enerji tüketiminin yakıt türlerine göre gelişimi, (BP, 2006).

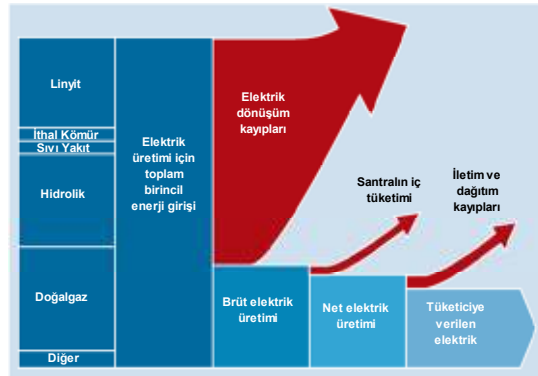


Şekil 1.3 : Birincil enerji kaynaklarının enerji üretimdeki payı, (IEA, 2005).

Elektrik santrallerinde, enerjinin kaynağı hidrolik, fosil yakıt veya nükleer enerji olabilir fakat mekanik enerjiyi üreten ortak makina gaz, buhar veya su türbinleridir. Üretilen bu mekanik enerji (ikincil enerji) kaynağı elektriğin üretiminde kullanılmaktadır. Birincil enerji kaynaklarından ikincil enerji kaynaklarına geçişin verimi kullanılan teknolojiye ve dolayısıyla kullanılan türbinlerin verimine bağlıdır. Bundan dolayıdır ki, türbomakinalar sürdürülebilir enerjinin yönetiminde kilit bir role sahiptir.

Türbomakinaların verimlerinin gelişimi bugünün güncel konuları arasında yer almaktadır. Yapılacak yeni araştırma çalışmalarıyla türbinlerde oluşan kayıplarda meydana gelecek azalma türbin veriminin artmasını sağlayacaktır. Türbin veriminin

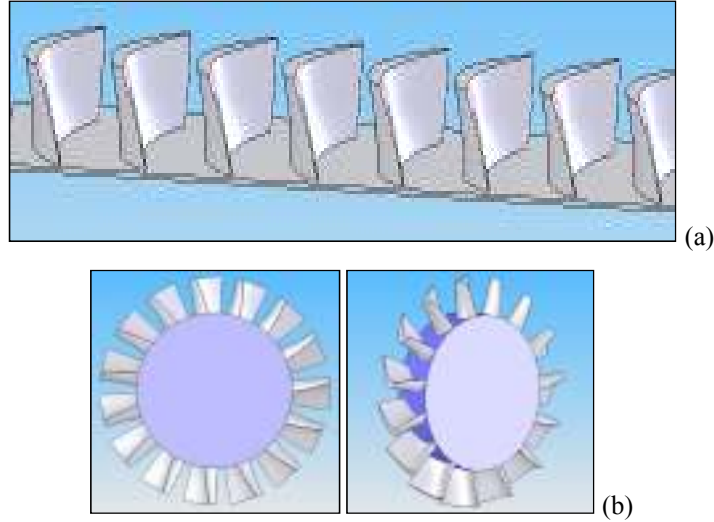
sadece %1 puan artması bile dünyada üretilen toplam elektrik enerjisi dikkate alındığında çok büyük bir potansiyele denk gelmektedir. Örnek olarak, Türkiye'nin 2007 yılı elektrik üretim değerlerine bakıldığında görülmektedir ki termik santrallarda yani buhar ve gaz türbinlerinin bulunduğu santrallarda toplam 155 196 GWh'lık elektrik enerjisi üretilmiştir (EÜAŞ, 2007). Eğer ki, bu santrallarda kullanılan türbinlerin verimleri %1 oranında artırılabilse idi, toplam 1 551 GWh'lık artı bir enerji üretmek mümkün olabilecekti. Bu artı enerji yılda 6 500 saat çalışan 238 MW_e gücünde bir termik santralin bir yıllık elektrik üretimine tekabül etmektedir. Türkiye'nin 2008 yılı elektrik üretim değerleri (198 400 GWh) dikkate alındığında ise türbin veriminde %1 oranında artış, 305 MW_e gücünde bir santralin yapacağı üretim kadar bir elektrik üretim potansiyelini bize sunmaktadır (EÜAŞ, 2008). 2009 yılında da 2007 ve 2008 yıllarında olduğu gibi %1'lik verim artışının karşılığı (elektrik üretimi 194 800 GWh) 300 MW_e'lik bir santrale denk gelmektedir (EÜAŞ, 2009). Yani türbin veriminde sadece %1 oranında artış Türkiye'ye kazandırılmış orta büyüklükte yeni bir santral anlamına gelmektedir.



Şekil 1.4 : Enerji dönüşüm kayıp oranları.

Türbin verimlerinin arttırılması büyük çoğunlukla türbin kanatlarının tasarımları ile ilgilidir. Türbin kanat profilindeki kompleks 3 boyutlu tasarım kriteri ve gelişmiş imalat teknolojileri günümüzde türbin verimini %93'e kadar yükseltmiştir. Yapılan nümerik ve deneysel araştırmalar kanatlar arasındaki akışın daha iyi anlaşılmasını sağlamış, buna bağlı olarak kayıplar hakkında detaylı bilgiler edinilmiş ve halen yeni bilgiler edinilmeye devam edilmektedir. Yapılan bu araştırmalarda farklı kanat diziliş şekilleri (lineer ve dairesel dizilmiş kanat sistemleri) kullanılmıştır. Deneyler ve sayısal çalışmalar ile kanatların tasarımları analiz ve test edilmiş, optimum kanat tasarımları için çıkarımlar yapılmıştır (Şekil 1.5).

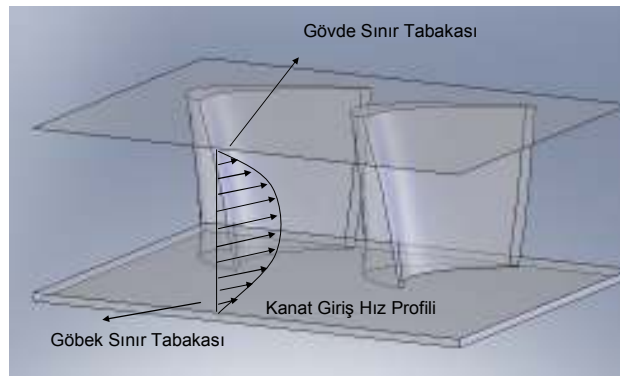
Bundan dolayı yapılan çalışmalara katkı yapabilmek ve kanatlar arasındaki akışı daha iyi anlayabilmek amacıyla, özellikle gaz veya buhar türbin kanatları arasındaki akış lineer dizilmiş kanat kaskad sisteminde incelenecektir. Ancak bu tez kapsamında öncelikle kanatlar arasındaki akıştaki kayıplar (ikincil akışlar) ve sebepleri hakkında kısa bir literatür bilgisi verilecektir. Ardından, türbin kanatları arasındaki akışın anlaşılması için yapılmış çalışmalar özetlenecek ve tezde yapılacak çalışma hakkında detaylı bilgi verilecektir.



Şekil 1.5 : (a) Lineer ve (b) Dairesel dizilmiş türbin kanatları.

1.1 Türbin Kanatları Arasındaki Akış Hakkında Genel Bilgi

Türbin kanatları arasında akış kanatlar arasında dönerken, gövde ve göbek kısmından uzaktaki akış iki boyutlu veya yaklaşık iki boyutlu olarak düşünülebilir. Fakat gövde ve göbek kısmına yakın bölgelerdeki sınır tabaka akışı nedeniyle akış boyunca hız gradyeni içermekte ve akış kanat boyunca döndükçe enine akışları üretmektedir.



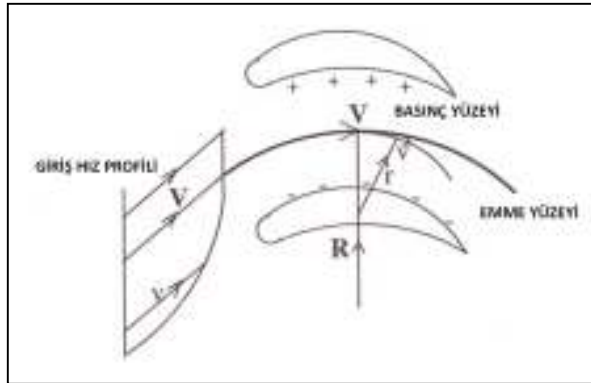
Şekil 1.6 : Kanat göbek ve gövde hız tabakaları.

Kanatlar arasında sınır tabakanın olduğu göbek ve gövde duvar kenarlarından uzak olan akış iki boyutlu birincil akış, göbek ve gövde kenarlarındaki sınır tabakaya yakın bölgelerde oluşan üç boyutlu akış ikincil akış olarak adlandırılmaktadır. Çoğunlukla oluşan bu ikincil akışlar pratikte çok büyük olabilmesine rağmen birincil akış üzerinde de bir bozulmaya sebep olmaktadır.

Göbek ve gövde kısmına yakın yerlerde oluşan enine akışların temel sebebi şöyle açıklanabilir. Ana akış veya birincil akışlar kanat pasajı boyunca akarken kanadın eğriliğinden dolayı kanadın emme yüzeyinden basınç yüzeyine doğru bir basınç gradyeninin oluşmasına sebep olur (Şekil 1.7). Oluşan bu basınç gradyeni için aşağıdaki denklem verilebilir.

$$\frac{\partial p}{\partial R} = \frac{\rho V^2}{R} \quad (1.1)$$

Yukarıdaki denklemde p basınç, R akışın dönme eğrilik yarıçapı, ρ akışkan yoğunluğu ve V akışın kanatlar arasındaki hızıdır.



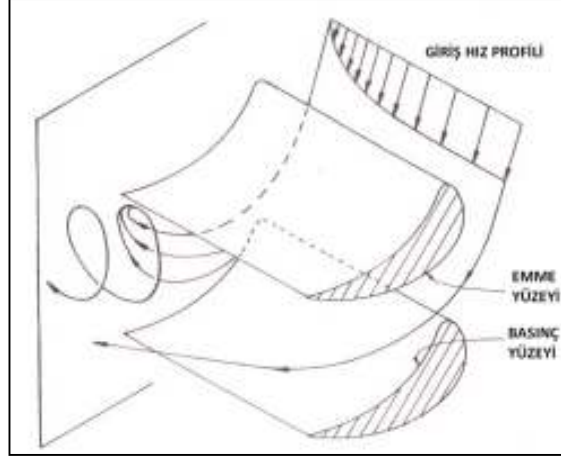
Şekil 1.7 : Sınır tabaka hız profilinin kanat pasajındaki yörüngesi.

Bu basınç gradyeni kanat boyunca kanat emme tarafından basınç yüzeyi tarafına (kanadın konkav yüzeyinden konveks yüzeyine) doğrudur. Daha yavaş hareket eden sınır tabaka akışı da aynı basınç gradyenine maruz kalır.

$$\frac{\partial p}{\partial R} = \frac{\rho V^2}{R} = \frac{\rho v^2}{r} \quad (1.2)$$

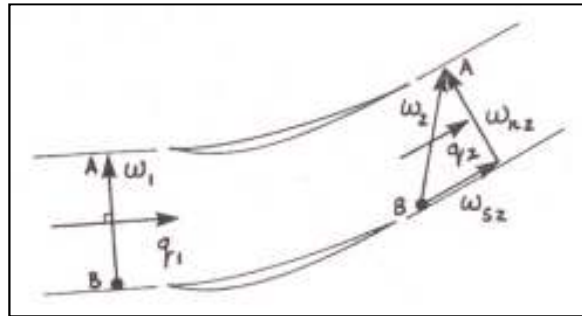
Sınır tabaka bölgesindeki akışın hızı (v) ana akışın hızından az olduğundan ve ana akışla aynı basınç gradyenine sahip olmasından dolayı kavis yarıçapı (r) da daha küçük olmaktadır. Bundan dolayı duvar kenarlarına yakın bölgelerdeki akış kanatların basınç kenarından emme tarafına doğru yönelir. Akış sürekliliğini

korumak amacıyla ise göbek duvarına uzak bölgelerden bir geri akış söz konusu olmaktadır. Sonuç olarak ta, bu düzen çıkışta vorteks akışına sebep olmaktadır (Şekil 1.8).



Şekil 1.8 : Kanat pasajındaki ikincil akışlar.

Yapılan çalışmaların başlangıcında türbomakinalarda ikincil akışların sebepleri açıklanırken vortisite vektörüne göre yorumlar yapılmıştır. Giriş sınır tabakasında vortisite büyüklüğü hız gradyeni ile verilmektedir. Bu gradyenin yönü hıza diktir ve göbek ve gövde duvarlarına paralel durumdadır (Şekil 1.9).



Şekil 1.9 : Kanat hücum ve firar kenarındaki vortisite vektörleri.

Kanatlar arasında akış sırasında vortisite vektörü kanatlar arasında döner ve vorteks hareketine sebep olan akış yönünde bir komponente (ω_{s2}) sahip olur. Örnek olarak Şekil 1.9'da görüldüğü üzere akış yönündeki vortisitenin büyüklüğü akışın kanatlar arasındaki sapmasına bağlıdır. Kısaca, vortisitenin büyüklüğü kanatlar arasındaki dönme açısı ile orantılıdır. Buradan şöyle bir sonuç çıkarılabilir, kanadın dönme açısı ne kadar büyük olursa kanatlar arasında oluşan ikincil akışlarda o kadar büyük olmaktadır.

İkincil akış olgusunun sürtünmesiz (inviscid) bir olgu olduğunun bilinmesi önemlidir. Kanada girişte göbek duvarındaki sınır tabaka hız profili viskoz etkiler ile oluşturmaktadır. Fakat ikincil akışlar basınç ve atalet kuvvetleriyle oluşmaktadır. Viskoz kuvvetlerin ikincil akışlara olan etkisi az bir önem arz ederken, viskozite ikincil akışların yanında kanatlar arasında ekstra kayıpları oluşturmaktadır.

Sonuç olarak kanatlar arasında oluşan ikincil akışların birçok önemli etkisi vardır. Bunları kısaca özetlemek gerekirse;

- İkincil akıştan dolayı oluşan çıkış açılarındaki değişimler türbinden elde edilen işin değişmesine sebep olur (EK A). Yüksek basınç türbinindeki kayıpların yaklaşık %50'sini ikincil akışlar oluşturmaktadır.
- İkincil akışlar, kanatlar arasında sürtünmenin sebep olduğu kayıplara ek kayıpların oluşmasına sebep olur.
- İkincil akışlardan dolayı çıkışta oluşan düzgün olmayan akış bir sonraki akışı etkilediğinden kayıpların artarak gelişmesine sebep olur. Bu da kayıpların artmasına verimin düşmesine sebep olur.
- Kademeler boyunca akışta artan düzgünsüzlük kanatların mekanik tasarımını da etkilemektedir.
- Kademeler boyunca ısı transferi ikincil akışlar münasebetiyle artar bundan dolayı film soğutma akışı da etkilenir.

1.2 Lineer Dizilmiş Türbin Kanatları Arasındaki İkincil Akışlar

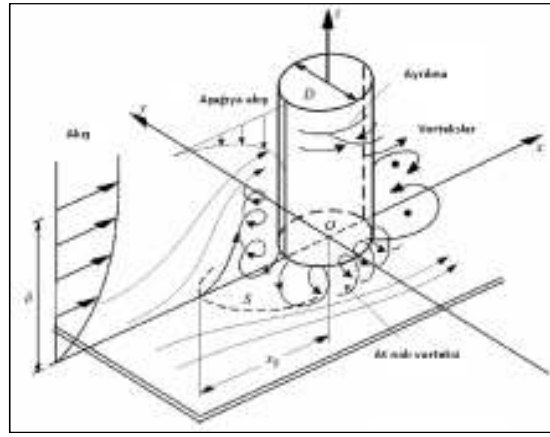
1.2.1 Türbin kanatları arasındaki vorteksler

Kanatlar arasındaki akışta üç ana vorteks akışı mevcuttur. Bunlar;

- At nalı vorteksi – bu akış iki ana kola sahiptir; emme tarafı ve basınç tarafı,
- Pasaj (Kanatlar arası geçiş) vorteksi,
- Emme yüzeyi köşesinde oluşan karşı vortekslerdir.

At nalı vorteksi düzleme dik duran herhangi bir silindirin çevresinde oluşan vorteks gibi türbin kanat pasaj girişinde oluşmaktadır. Bu konuda birçok çalışma yapılmıştır. Eckerle ve Langston (1987) at nalı vorteksinin oluşumu ile alakalı çalışmalar yapmışlardır (Şekil 1.10).

Şekil 1.10’da da görüldüğü gibi sınır tabaka kenarındaki yüksek enerjili akış durma noktasından uzakta hem silindir çevresi boyunca hem de aşağıdaki sınır tabakadaki düşük enerjili akış yüzünden aşağıya doğru akmaktadır. Yüksek enerjili akış silindirin önünde aşağı yönlü hız bileşeni sebebiyle duvara varır ve sapar. Yön değiştiren bu hız bileşenlerinin bir bölümü sürüklenen vorteksleri oluştururken, diğerlerinin bir bölümü de tekrar yükselir ve ana akışa doğru yönelir bir semer noktası oluşturur. Bu noktada ana akışa doğru yönelen akış yüzeyden ayrılarak hareketine devam eder. Akış simetri noktasından uzaklaştıkça ayrılma çizgisi ile birlikte silindir etrafında kıvrılan at nalına benzeyen vorteks oluşur.



Şekil 1.10 : At nalı vorteksinin oluşması, (Eckerle ve Langston, 1987).

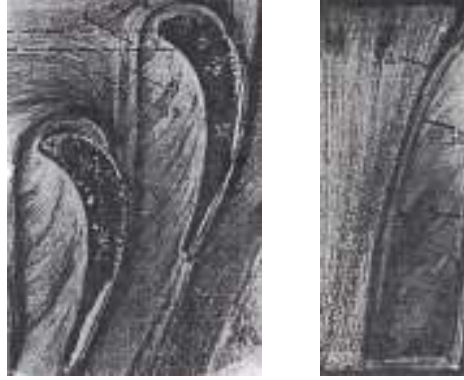
Şekil 1.11’de ise Hazarika (1986)’nın simetrik bir kanat üzerinde yaptığı deneysel çalışmalar görülmektedir. Simetrik iki bacaklı vorteksten oluşan ayrılma çizgileri resimde gösterilmiştir. Genelde türbin kanatlarının kavisli olması nedeniyle kanat pasaj girişinde oluşan at nalı vorteksleri simetrik olmayan bir yapıya sahip olur.



Şekil 1.11 : Kanat etrafındaki at nalı vorteksi, (Hazarika, 1986).

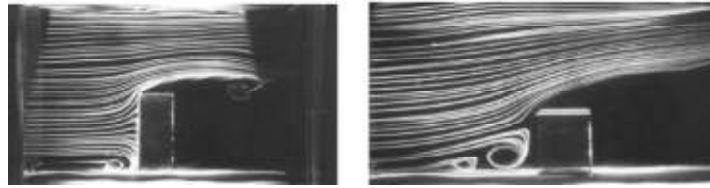
Marshal ve Sieverding (1977) duman kullanarak yüzey akış görüntülemesi yapmışlardır. Şekil 1.12 türbin kanatları arasındaki akışın duman ve yüzey akış gözlemlemesi ile elde edilen görüntülerini göstermektedir. Emme yüzeyi tarafındaki vorteks bacağı kanada yakın gitmekte ve kanat emme yüzeyinin üstüne hareket

etmektedir. Basınç tarafındaki vorteks bacağı kanat pasajını komşu kanattaki emme yüzeyine doğru geçmektedir.



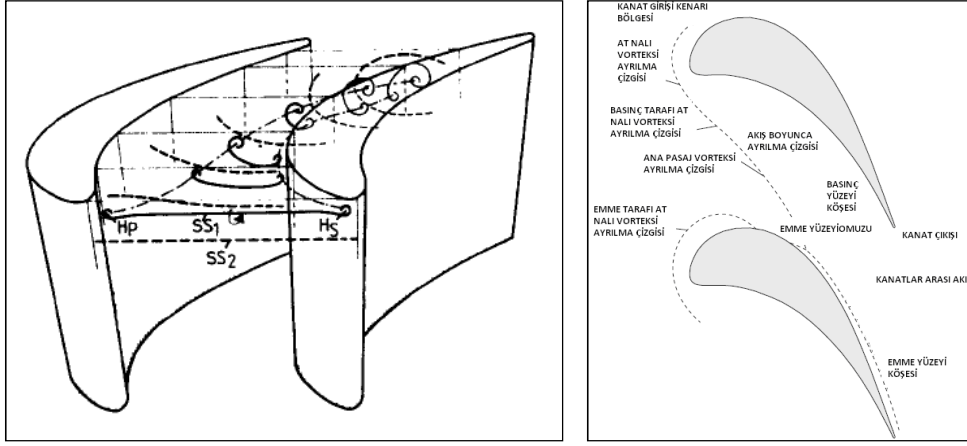
Şekil 1.12 : Kanatlar arasındaki akış, (Marshal ve Sieverding, 1977).

At nalı vorteksi Reynolds sayısı, sınır tabaka ve geometri olmak üzere birçok değişkene bağlıdır. Örnek olarak, Okamoto ve Sunabashiri'nin (1992) yaptığı deneyler göstermektedir ki, akışa dik duran silindirin boyu büyüdükçe oluşan vorteksin büyüklüğü küçülmektedir (Şekil 1.13).



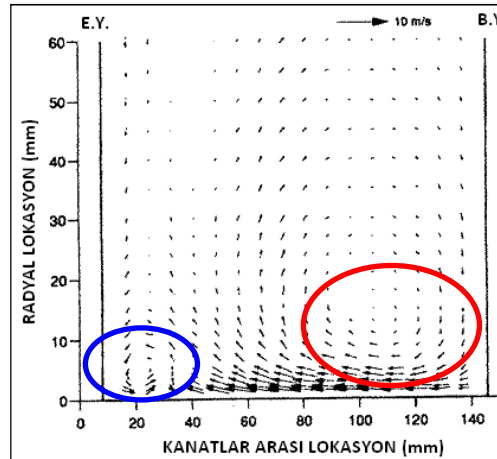
Şekil 1.13 : Geometrinin at nalı vorteksine etkisi, (Okamoto ve Sunabashiri, 1992).

Kanatlar arasında oluşan pasaj vorteksi ise daha önce de belirtildiği üzere vortisit vektörünün dönmesi ile oluşmaktadır. Pasaj vorteksi çoğunlukla kanatlar arasındaki akışta kanadın ikinci yarısında etkili olmaktadır. Oluşan vorteksin dönme yönü basınç tarafındaki at nalı vorteks akışındaki gibidir. Bu iki vorteks aynı şekilde gelişir ve kanat arasında birleşerek kanadı geçer. Bu durum Sieverding ve Van den Bosche'nin (1983) çalışmasında görülmektedir (Şekil 1.14).



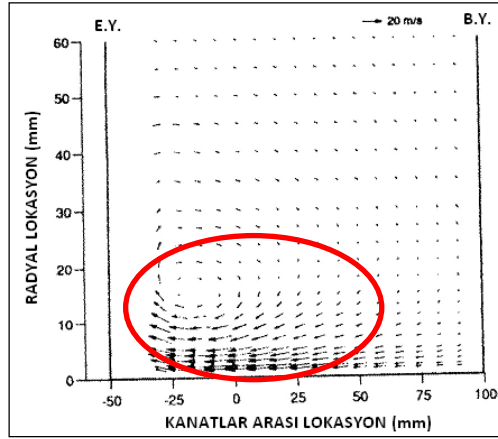
Şekil 1.14 : Vortekslerin birlikte gelişmesi, (Sieverding ve Van den Bosche, 1983).

Birçok araştırmacı pasaj vorteksinin gelişimi ile çalışmalarda bulunmuştur. Şekil 1.15’de ise kanat hücum kenarı tarafında eksenel düzlemin %26’sında oluşan ikincil akış görülmektedir (Moore ve Gregory-Smith, 1995).



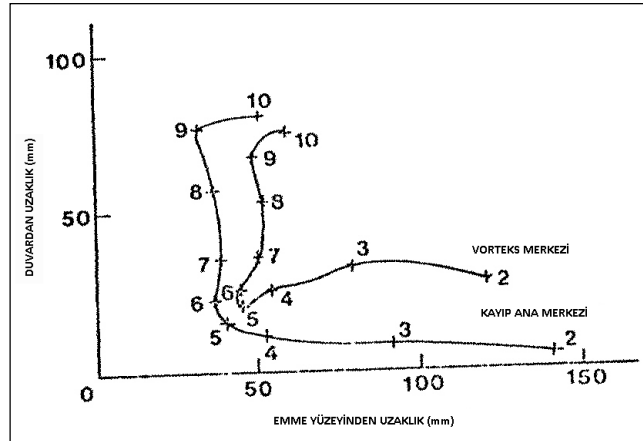
Şekil 1.15 : Eksenel düzlemin %26’sındaki ikincil akışlar, (Moore ve Gregory-Smith, 1995).

Pasaj vorteksi ve basınç tarafı at nalı vorteksi basınç yüzeyi tarafı yanında merkezde görülmektedir. Emme tarafındaki vorteks ayağı ise küçük özellikte ve emme yüzeyine yakında oluşmaktadır. Şekil 1.16’da ise eksenel düzlemin %71’inde pasaj vorteksi çok daha büyük ve emme yüzeyine doğru hareket etmiş şekilde görülmektedir.



Şekil 1.16 : Eksenel düzlemin %71'indeki ikincil akışlar, (Moore ve Gregory-Smith, 1995).

Bu vorteks hareketi en iyi şekilde Şekil 1.17'de (Gregory-Smith ve Graves, 1983) açıklanmaktadır. Bu hareket şöyle yorumlanabilir; basınç kenarı at nalı vorteksi duvar kenarındaki sınır tabakanın basınç kenarından emme kenarına doğru hareketinden kanat pasajı boyunca hareket etmiştir ve akış emme tarafı yüzeyine yaklaştıkça emme yüzeyindeki aynasal görüntü akışın göbek duvarından öteye doğru hareket etmesine sebep olmaktadır. Bu hareket vorteksin gücü ile bağlantılıdır. Şekil 1.17 yüksek dönüşlü rotor kanadı için geçerlidir. Düşük dönüşlü nozul kanadı için ise hareket çok daha azdır ve vorteks duvar kenarlarına yakın kalır.



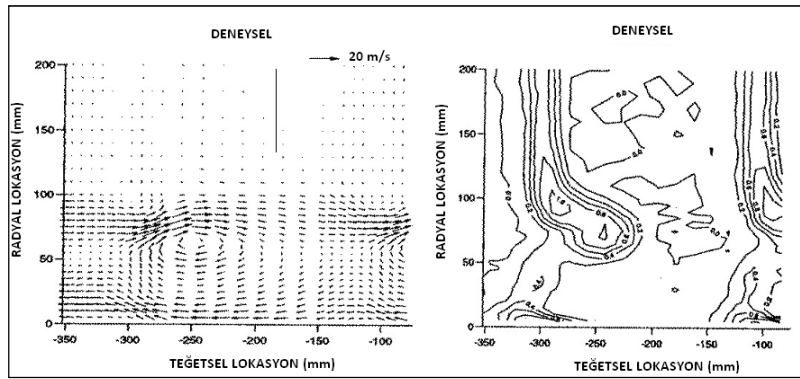
Şekil 1.17 : Pasaj vorteksi ve kayıp ana merkezi hareketi, (Gregory-Smith ve Graves, 1983).

Akış yönündeki ayrılma çizgisi basınç tarafı at nalı vorteksi sebebiyle oluşmaktadır. Bu ayrılmadan ve basınç tarafı at nalı vorteksinden dolayı göbek duvarında çarpık yeni bir sınır tabaka meydana gelir. Kanatlar arasındaki ayrılma çizgisi boyunca hareket eden bu çapraz akış pasaj boyunca hareket ederek, akışın emme yüzeyinde

buluştuğu yerde, aynen durma noktasında oluşan at nalı vorteksinin oluşması gibi köşede küçük bir karşı vortekse sebep olur. Bu karşı vorteks köşeye yakın noktada çıkış duvarında ve emme yüzeyinde oluşan bir ayrılma çizgisi olarak görülmektedir (Şekil 1.12).

1.2.2 Kanat pasajı çıkışındaki vorteksler

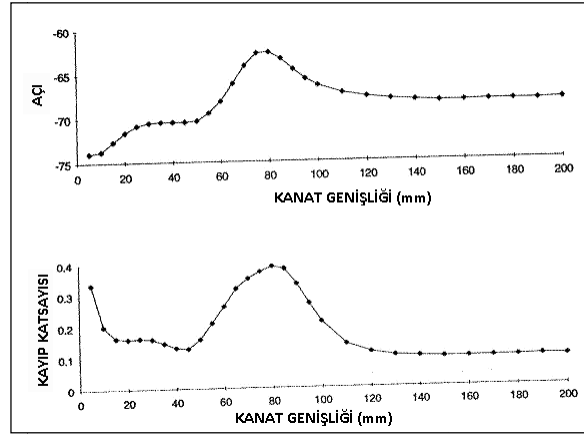
Kanadın çıkışı boyunca akışta pasaj vorteksi ve köşe karşı vorteksi ile birlikte ağırlıklı bir etkiye sahiptir. Ayrıca, akış yönünde kanadın çıkış tarafında oluşan bir çevri tabakası (vorticity sheet) vardır. Oluşan bu çevri kanat pasaj çıkışında bir veya iki adet farklı vortekse ayrılır ve pasaj vorteksine aksi yönde döner. Şekil 1.18’de ters karşı vorteksi yukarıda ana pasaj vorteksinin solunda oluşmaktadır.



Şekil 1.18 : Kanat firar kenarı boyunca ikincil akışlar ve kayıplar, (Moore ve Gregory-Smith, 1995).

Akışkan akış yönünde hareket ettikçe ve diğer kanat kademesine doğru gittikçe viskoz etki yavaş yavaş çevrileri yok etmektedir. Pratikte ise akış bir diğer kanat kademesine girdiğinde çok az bir dissipasyon olmaktadır. Diğer bir not edilmesi gereken nokta ise akışın akış yönünde kanat genişliği boyunca değişkenlik göstermesidir. Böylece bu değişkenlik diğer kanat kademeleri için giriş kısmında bir düzensizliğe sebep olmaktadır.

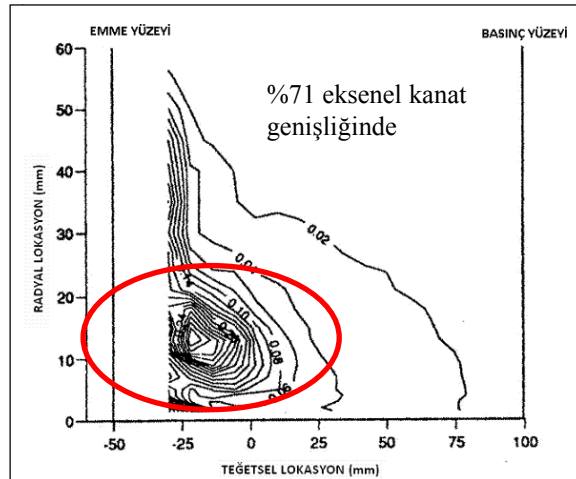
Şekil 1.19’da çıkış açısının yana doğru değişimi ve kanat genişliği boyunca ortalama kaybı göstermektedir. Akışın kanat arasındaki değişimi bir sonraki kanat kademesini de etkilemektedir.



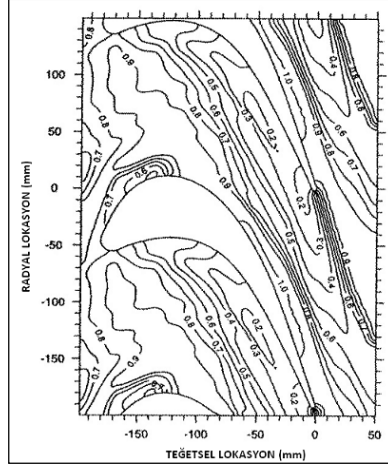
Şekil 1.19 : Kanat genişliği boyunca kayıp ve akış açının değişimi, (Moore ve Gregory-Smith, 1995).

1.2.3 Türbülans

Kanatlar arasındaki yapılan ölçümlerde görülmektedir ki, pasaj vorteksinde ölçülen türbülans çok yüksektir (Gregory-Smith ve Cleak 1992). Burada türbülans yoğunluğu %30 mertebesinde dir. Oluşan Reynolds gerilmeleri kanat arasında oluşan vorteksin gelişmesi ile çok değişiklik göstermektedir. Pasaj vorteksi ile kanat fırr kenarında emme yüzeyinde oluşan karşı vorteksten dolayı emme yüzeyi köşesinde yüksek türbülans değerleri oluşmaktadır. Şekil 1.20’de görüldüğü üzere vortekslerin yoğun olduğu bu alanlardaki vorteks kinetik enerjisi çok yüksektir. Köşe vorteksinden dolayı bu yükselme emme yüzeyi köşesinde de görülmektedir.



ve farklı değerler elde edilir. Bu elde edilen değerler bazen negatif dahi olabilir (Gregory-Smith ve Biesinger, 1990). Türbülans kendi başına tasarımcıdan daha çok tasarımda kullanılan türbülans modeli için onemlidir.



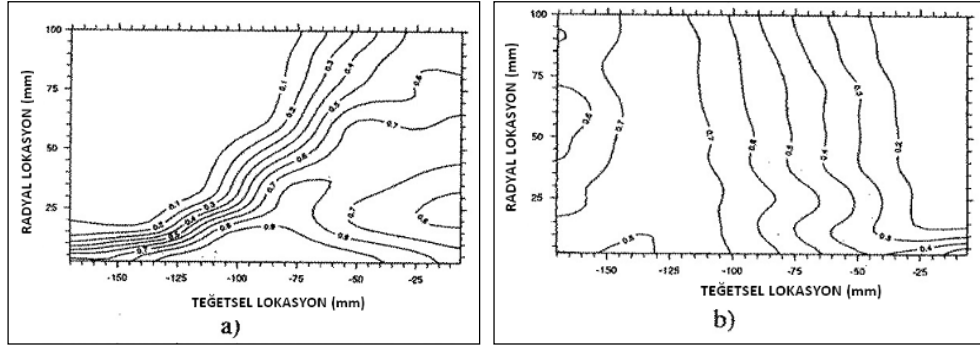
Şekil 1.21 : Göbek duvar kenarındaki düzensizlik, (Moore ve Gregory-Smith, 1996).

Çok yüksek Reynolds sayılarında dahi, kanat yüzeylerine yakın yerlerde akış türbülans bölgesinde, geçiş bölgesinde veya laminar bölgede olabilir. Göbek duvar kenarlarında giriş sınır tabakası türbülanslı olacaktır. Fakat bu akış kanatlar arasında kayıp gövdesine (loss core) girdikçe oluşan yeni sınır tabaka çoğunlukla laminardır (Moore ve Gregory-Smith, 1996). Şekil 1.21’de göbek duvarına yakın bölgedeki düzensizliği göstermektedir.

Şekil 1.21’de büyük bir alan laminar akışını temsil eden düşük düzensizliği göstermektedir. Sadece akış akıntısı yönünde ilerledikçe düzensizlik yavaşça yükselir. Fakat emme yüzeyi kanat firar köşesine yakın bir alanda düzensizliğin yüksek olduğu yerde, gösterilen türbülanslı akış köşe karşı vorteksi ile ittifak haline geçer. Emme yüzeyinde ise duvardan uzaktaki sınır tabaka yüksek düzensizlik çizgisinin emme yüzeyine doğru tırmanan ayrılma çizgisi ile birlikte laminar görülmektedir (Şekil 1.22).

Fakat şu not edilmelidir ki, özellikle yüksek basınçlı buhar türbini kanatları arasındaki akışla karşılaştırıldığında bu kanatlar arasındaki akışların Reynolds sayısı oldukça düşüktür. Bundan dolayı, emme yüzeyindeki laminar akışın seviyesi makine koşullarında azaltılabilir. Deneylerde üretilen yüksek türbülanslı akışlar deneyde oluşacak olan her türlü laminar ayrılma kabarcığını engellemektedir. Basınç yüzeyinde ise akış kanat pasaj çıkışına doğru yüksek ve kuvvetli basınç

gradyeninden dolayı relaminarize olarak görülmektedir. Akış boyunca yan doğrultularda az düzensizlik çeşitliliği vardır. Sonuç olarak, bu yüzeylerdeki akış özellikleri direkt olarak türbin tasarımcısı tarafından bir önem arz etmez fakat sayısal analizler için çok önemlidir (Moore ve Gregory-Smith, 1996).



Şekil 1.22 : Düzensizlik a) Emme, b) Basınç yüzeyinde, (Moore ve Gregory-Smith, 1996).

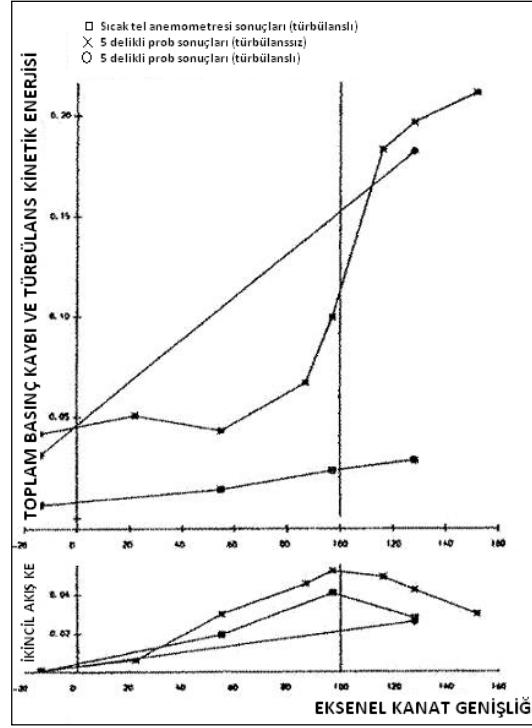
1.2.4 Kanat kaskad sistemi boyunca akışın gelişimi

Akışın kanat kaskad sistemi boyunca gelişimi Şekil 1.23’de görülmektedir (Smith ve Cleak 1992). Bu grafik kanat boyunca iki giriş koşulu için kayıp gelişimini göstermektedir. Birincisi türbülansız ve göbek duvarında kalın bir sınır tabaka olacak şekilde ve diğeri türbülanslı (girişte %5 türbülans) ve daha ince giriş sınır tabakası ile olan sistemdir.

Birinci durumdaki kayıp başlangıçta yavaşça büyümekte ve sonra ikincil akışlardan dolayı kanat firar kenarında daha hızlı gelişmektedir. Ardından kanat firar kenarı çıkışında bir sıçrama mevcuttur. Bu sıçrama akış çıkışı boyunca gelişen kanat art iz akışı (wake) kaybından oluşmaktadır. Türbülanslı olan akış sadece kanat pasaj giriş ve çıkışında ölçülmüştür. Fakat kanat boyunca kayıp artışı çok benzer olmaktadır. Şekil 1.23’de türbülanslı durum için türbülans kinetik enerjisinin kanat boyunca yavaşça arttığı görülmektedir (Smith ve Cleak 1992).

Şekil 1.23’ün alt kısmındaki grafik ise ikincil akışın kinetik enerjisini her iki durum için göstermektedir. Yüksek değerler kalın giriş sınır tabakası için verilmiştir. Akış kanat boyunca döndükçe ikincil kinetik enerji yavaşça kanat pasaj çıkışına doğru artmakta ve sonrasında kanat pasaj çıkışında ise azalmaktadır. Bu azalma, yani akışın karışması, kanat pasaj çıkışında kayıpların artmasına katkıda bulunmaktadır. Aynı durum ince sınır tabaka kanat pasaj girişi içinde benzerdir fakat değerler daha

düşüktür. Sonuç olarak, ikincil akış kanat boyunca artmakta fakat kayıpların kanat ikinci yarısında daha hızlı arttığı görülmektedir.

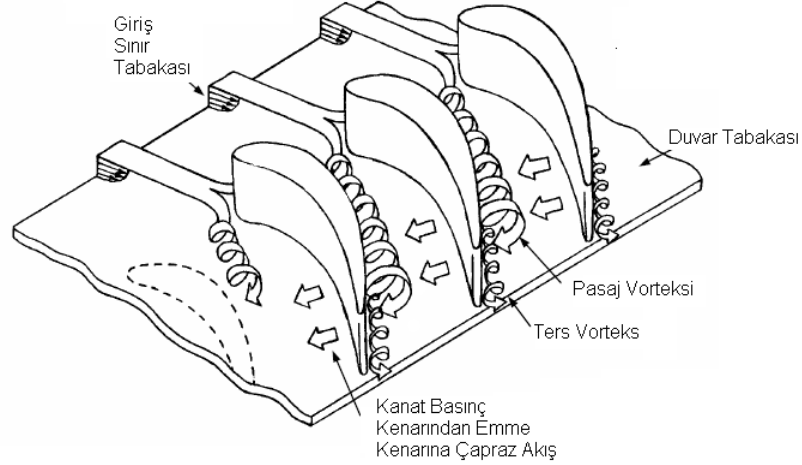


Şekil 1.23 : Kaybın gelişmesi, türbülans ve kanat boyunca ikincil akışlar, (Gregory-Smith ve Cleak, 1992).

1.2.5 İkincil akış modelleri

Literatürde birçok ikincil akış modeli sunulmuş ve bu modellerin ortaya atılmasındaki ana amaç kanatlar arasındaki akışın daha iyi anlaşılmasına ve gözlenebilmesine olanak sağlamaktır. Bu bölümde tarihsel sıraya ve kabul görme kriterlerine göre ikincil akış modelleri üzerinde yapılan çalışmalar sunulacaktır. Bu modeller oluşturulurken kullanılan yöntem akışın kanatlar arasında duman veya mürekkep takibi ile gözlenmesi ve kanatlar arasında yapılan basınç ölçümleridir.

Langston ve diğerleri (1977) ikincil akış modeli oluşturmak isteyen araştırmacılar arasında önemli çalışmalara imza atmış ve ilk olarak bu konudaki çalışmalarını sunan araştırmacılar olmuşlardır. Çalışmalarında duman ve mürekkep kullanarak kanatlar arasındaki akışı gözlemlemiş ve basınç problemleri ile kanat boyunca farklı eksenel düzlemlerden ölçümler alarak çalışmalarını yürütmüşlerdir. Kanata giriş sınır tabaka ölçümleri ise sıcak tel ölçümleri ile gerçekleştirilmiştir.

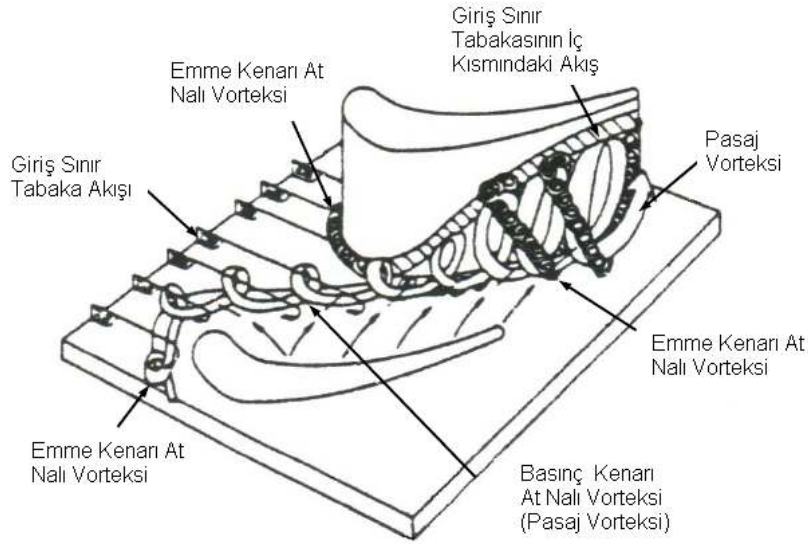


Şekil 1.24 : İkincil akış modeli I, (Langston, 1980).

Bu çalışmalar sonucunda Langston (1980) elde ettiği sonuçları sunmuştur. Buna göre, giriş sınır tabaka akışı kanat hücum kenarına vardığında ve durma noktası ile karşılaştığında akışta ayrılma olmakta ve at nalı vorteksi oluşmaktadır. Oluşan at nalı vorteksi emme ve basınç kenarı şeklinde iki kola sahiptir ve komşu iki kanat boyunca zıt yönde dönerek hareket etmektedirler. Radyal ve kanat basınç kenarından emme kenarına doğru oluşan basınç gradyeni tarafından sürülen basınç tarafı vorteksi pasaj duvar sınır tabaka akışı ile birleşmekte ve ana akıştan bir miktar akışı da arkadan çekerek pasaj vorteksini oluşturmaktadır. Ters dönme yönüne sahip olduğundan ters vorteks diye de isimlendirilen emme tarafında oluşan vorteks ise kanat emme yüzeyi boyunca akar ve emme duvar kenarı köşesinde kalır. Ayrıca, düşük momentumlu sınır tabaka akışının basınç kenarından emme kenarına doğru kanat kavisinden dolayı oluşan basınç gradyenine maruz kalması nedeniyle kanatlar arasında kanat basınç yüzeyinden emme kenarına doğru ikincil akışlar oluşmaktadır (Şekil 1.24).

Bir diğer ikincil akış modeli ise araştırmacılar Sharma ve Butler (1987) tarafından ortaya konmuştur. Bu modeli ortaya çıkarırken daha önceki araştırmalardan ve kendi yaptıkları deneysel ölçümlerden faydalanmışlardır. Langston'un (1980) çalışmalarında da olduğu gibi Sharma ve Butler'de kanat kaskad sistemine gelen sınır tabaka akışının kanat hücum kenarındaki duvar sınır tabakasından ayrıldığını ve at nalı vortekslerini oluşturduğunu belirtmişlerdir. Bunun yanında bu konuda diğer araştırmacıların belirtmediği bir hususu da ortaya atmışlardır. Gözlemlerinde akış izlenmesi yöntemiyle, giriş sınır tabakanın büyük bir kısmı at nalı vorteksini oluştururken duvar kenarına yakın olan akış bu vortekse dâhil olmamaktadır. Sınır tabakadaki duvar kenarına yakın olan bu akış ise kanat emme yüzeyine doğru hareket

etmekte ve emme yüzeyine vardığı noktada da yukarıya doğru hareket ederek kaskad sistemini pasaj vorteksi üzerinde terk etmektedir.

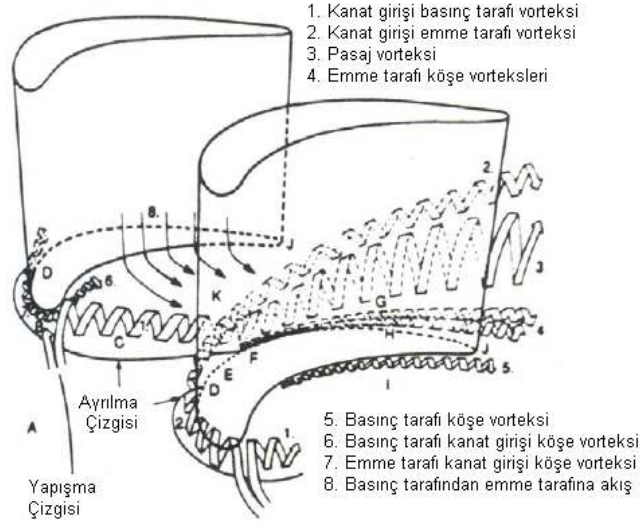


Şekil 1.25 : İkincil akış modeli II , (Sharma ve Butler, 1987).

Kanat kaskad sistemine gelen sınır tabaka akışı ya at nalı vorteksine dâhil olmakta yâda emme tarafına doğru akmaktadır. Bundan dolayıdır ki, ayrılma çizgisi boyunca at nalı vorteksi tarafından yeni bir sınır tabaka oluşmaktadır. Langston'da (1980) çalışmalarında daha ince olan bu sınır tabakayı gözlemlemiştir. Fakat sınır tabakadaki bu inceltme akışın kanat arasındaki akışı sırasında ivmelenmesinden dolayı oluşabilir. Pasaj vorteksinin oluşumunda ve yapısında Langston (1980) ve Sharma-Butler (1987) benzer modelleri sunmalarına rağmen kanat emme tarafındaki vorteksler için durum aynı değildir. Sharma-Butler kanat emme kenarındaki at nalı vorteksinin kanat emme duvar köşesinde hareket ettiğini ve pasaj vorteksinin emme yüzeyine ulaştığı noktada ise pasaj vorteksi tarafından zorlanarak pasaj vorteksi etrafında döndüğünü gözlemlemişlerdir.

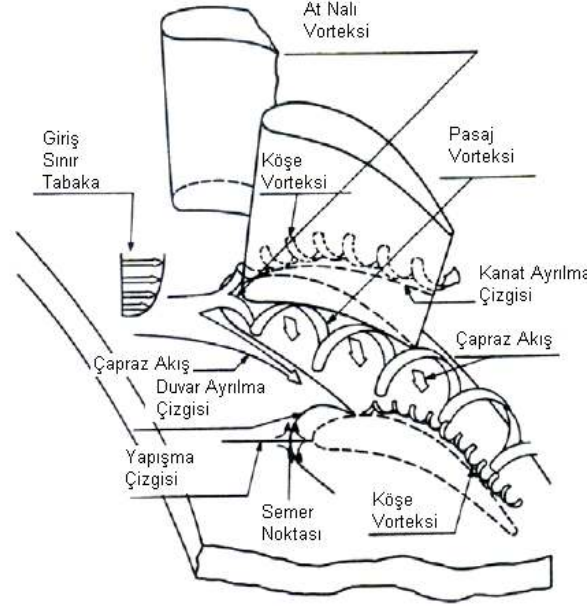
Bir diğer ikincil akış modeli ise Goldstein ve Spores (1988) tarafından sunulmuştur. Çalışmalarında sundukları bu modeli hem kendi deneysel ölçümlerinden hem de daha önceki araştırmacıların çalışmalarından faydalanarak gerçekleştirmişlerdir. Bu model daha önceki araştırmacıların çalışmalarından farklı olarak birçok vorteks içermektedir. Ayrıca, pasaj içinde farklı bir açıdan vortekslerin etkileşimi incelenmiştir. Diğer çalışmalarda olduğu gibi bu çalışmada da at nalı vorteksinin kanat pasaj girişindeki oluşumu kabul edilmiş ve oluşan vorteksin gelişimi de kanat hücum kenarındaki basınç değişimine atfedilmiştir. Sınır tabaka hız dağılımı ve kanat

hücum kenarındaki durma noktası sebebiyle akış duvar kenarına doğru zorlanır ve at nalı vorteksini oluşturur.



Şekil 1.26 : İkincil akış modeli III, (Goldstein ve Spores, 1988).

Diğer araştırmalarda olduğu gibi pasaj boyunca oluşan basınç kenarından emme kenarına doğru olan basınç gradyenin at nalı basınç tarafı vorteksine olan etkisi ve bunu takip eden pasaj vorteksi oluşumu aynıdır. Fakat bu modelde duvar kenarı ayrılma çizgisinin kanat emme yüzeyi ile kesiştiği noktada iki farklı durum oluşmaktadır. Bu noktada duvar kenarı akışı minimum statik basıncın olduğu emme kenarına kadar varır ve pasaj vorteksi bu noktadan itibaren yukarı doğru yönelir. Buna ek olarak kanat emme tarafında oluşan at nalı vorteksi de duvar kenarı ayrılma çizgisinden itibaren yukarı doğru yönelmektedir. Sharma ve Butler'in vorteks modelinden farklı olarak, Goldstein ve Spores at nalı vorteksinin emme tarafı kanat emme yüzeyi boyunca ve pasaj vorteksi yukarisından hareketine devam etmektedir. Emme tarafı vorteksinin yukarı doğru olan bu hareketi duvar emme yüzeyi köşesi uzağında oluşan yüksek hızlara ve düşük basınçlara atfedilmektedir. Bu modeldeki diğer önemli fark ise bu modelin küçük yapıda birçok köşe vorteks içermesidir. Bunlardan ikisi kanat pasaj girişinde at nalı vortekslerinin aksiyonları ile gelişmektedir ve dönüş yönleri ise at nalı vorteksleri ile zıttır. Üçüncü köşe vorteksi ise basınç yüzeyi duvar köşesinde meydana gelmekte ve akışın duvar kenarına doğru olmasından dolayı oluşmaktadır. Son olarak ise, iki adet birbirine göre ters dönüşlü köşe vorteksi ana pasaj vorteksinin duvardan yukarıya doğru yönlendiği noktada gelişmektedir. Bu vorteksin oluşumu ise pasaj vorteksinin kanat emme yüzeyi ile olan etkileşiminden kaynaklandığı belirtilmiştir.



Şekil 1.27 : İkincil akış modeli IV, (Takeishi ve diğerleri, 1990).

Literatürde bulunan en güncel ikincil akış modeli ise Takeishi ve diğerleri (1990) tarafından sunulmuştur. Bu modelde de giriş sınır tabakası kanat hücum kenarında at nalı vortekslerini oluşturmakta ve pasaj vorteksi ana vorteks olarak sunulmaktadır. Duvar kenarı ayrılma çizgisi ise akış sınır tabakasının kanat içine girebildiği sınır olarak tanımlanmıştır. Ayrılma çizgisi boyunca yeni bir sınır tabaka oluşur ve bu ayrılma çizgisine bağlı olarak ta girişteki sınır tabaka akışı kanat emme yüzeyine doğru hareket eder. Goldstein ve Spores tarafından verilen modele benzer olarak Takeishi’de emme tarafı at nalı vorteksinin duvar kenarından yukarıya doğru hareket ederek pasaj vorteksinin yukarısında kaldığını belirtmiştir. Fakat pasaj vorteksinin yukarıya doğru yönlenmesiyle ilgili bir yorum yapmamıştır. Goldstein ve Spores tarafından verilen modelden farklı diğer bir nokta ise kanat hücum kenarı ve basınç tarafı köşe vortekslerinin bu modelde olmayışı ve emme köşe vorteksinin ise iki tane değil bir tane olmasıdır.

Yukarıda birçok araştırmacının ikincil akışlar üzerinde yaptığı çalışmalar ile türettiği modeller verilmiştir. Modellerde ikincil akışın oluşum şekli ile ilgili olarak genel ortak bir görüş bulunmaktadır. At nalı vorteksi sınır tabakanın kanat hücum kenarında durma noktasına varması ile kanat yüksekliği boyunca oluşan basınç değişiminden oluşmaktadır. Pasaj vorteksi ise basınç tarafı at nalı vorteksinin çapraz sınır tabaka akışı ile büyümesinden oluşmaktadır. Modellerdeki farklar ise kanatların dönüş açıları, kanat hücum kenarı yarıçapı gibi geometrik farklardan ve giriş koşullarının değişiklik göstermesinden kaynaklanmaktadır.

1.3 Dairesel Olarak Dizilmiş Kanatlar Arasındaki İkincil Akışlar

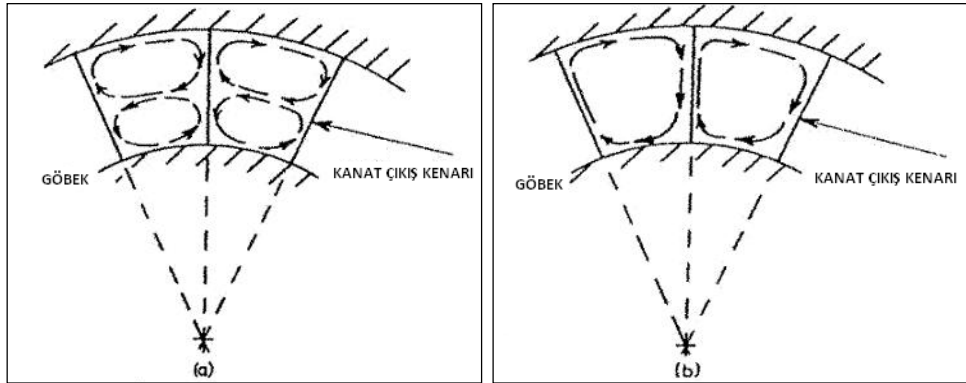
Lineer ve dairesel olarak dizilmiş kanatlar arasındaki akış, ikincil akışlar bakımından karşılaştırıldığında iki ana etki konusunda fark vardır. Bunlardan birincisi kanat yüksekliğince (spanwise) yükteki değişiklik ve bunun sonucunda girişte herhangi bir çevri (vorticity) olamasa dahi oluşan ikincil akışlardır. İkincisi radyal basınç gradyeni ve santrifüj kuvvetlerdir.

1.3.1 Kanat yüksekliğince yükün değişmesi

Serbest vorteks kanat dizisi için tasarım öyledir ki,

$$\frac{d}{dr}(r \cdot \tan \alpha) = \text{sabit} \quad (1.3)$$

Burada (α) aksenal yönde ölçülen akış açısı ve (r) ise radyal koordinattır. Bu demektir ki, kıvrılarak dönen akış, akış yönünde çevriye sahip değildir. Eğer bu koşullar olmaz ise, mesela kanat pasaj çıkışında akış açısı çapa göre sabitse, akış yönünde bir çevri olacaktır. Şekil 1.28 (Glynn ve Marsh, 1980) göbek ve gövde sınır tabakalarından oluşan vorteksleri göstermekte ve serbest vorteks kanat yapısında olmayan sistemlerle karşılaştırma yapmaktadır.



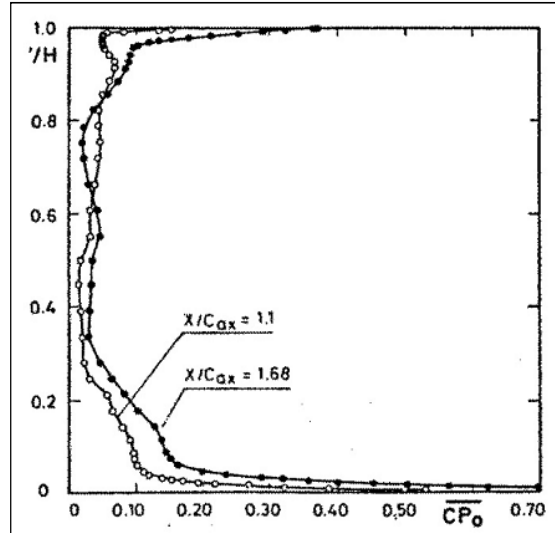
Şekil 1.28 : İkincil akışlar (a) Duvar sınır tabakaları (b) Serbest olmayan vorteks kanat, (Glynn ve Marsh, 1980).

Şekil 1.28a'da göbek ve gövde sınır tabakaları yakınında iki tane vorteks oluşmaktadır ve kanat çıkış duvarlarında dönme yönüne ters yönde olmaktadır (Çünkü giriş çevrili göbek ve gövde duvarlarında ters işaretlidir.). Şekil 1.28b'deki ikinci sistemde ise tek bir vorteks vardır. Duvar sınır tabakasından oluşan vortisiteler daha büyüktür ve bundan dolayı oluşan çıkış açısı değişimi çok daha belirgindir. Açılar

değişimi serbest olmayan vorteks etkisinde çok daha az ve tüm kanat yüksekliğine yayılmıştır. Fakat bu etkisi ihmal edilemez.

1.3.2 Radyal basınç gradyeni

Dairesel dizilmiş kanatlar arasındaki akışta daha önemli olan etki radyal basınç gradyeninin etkisidir. Pasaj içinde kıvrılarak dönen akışlarda göbek kısmındaki basınç gövde kısmındaki basınçtan az olmalıdır. Bu demektir ki düşük enerjili akışlar göbeğe göç etmeye meyillidir. Bu akış Şekil 1.7’de anlatılan duruma benzerdir fakat meridyonel düzlemde gerçekleşmektedir. Bu göç kanat yüzeylerinde sınır tabakalarda da gerçekleşmektedir. Ve özellikle kanat emme yüzeyinin kanat pasaj çıkışında sınır tabakanın en kalın olduğu bölgede bu gerçekleşmektedir. Bu göç kanat art izlerinde de meydana gelmektedir. Bunun ikincil akışlara etkisi çok fazla değildir fakat çıkıştaki kayıp dağılımı (göbekteki büyük kayıp ve gövdedeki kayıp azalması) ciddi bir şekilde etkilenmektedir. Şekil 1.29’da (Boletis ve Sieverding, 1984) kanat pasaj çıkışında dairesel olarak dizilmiş türbin kanatları genişliği boyunca ortalama kayıp gösterilmektedir. Akış boyunca eksenel kanat boyunca %10’da girişteki gövde sınır tabakası kalın olmasına rağmen göbek kısmındaki büyük kayıp şekilde görülmektedir. Akış boyunca eksenel yönde %68’e ilerlediğinde, içeriye radyal olarak ilerleyen art izlerden dolayı göbekteki kayıp çok hızlı bir şekilde büyür.



Şekil 1.29 : Dönük kanatlı kanat dizisindeki kayıplar, (Boletis ve Sieverding, 1984).

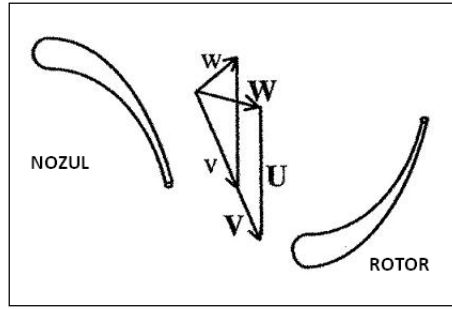
Yüzey akış görüntülemesinden elde edilen benzer deneylerde şu görülmüştür ki, özellikle emme yüzeyinde bir ayrılma kabarcığı varsa, düşük enerjili akış radyal olarak gövde kısmından göbek kısmına doğru kanat firar kenarı boyunca akar.

Dairesel olarak dizilmiş türbin kanatlarında, kanattaki sınır tabaka akışı dışarıya doğru bir santrifüj kuvvete maruz kalır. Ve bu radyal basınç gradyeninden oluşan içeri doğru olan kuvvetten çok daha fazladır. Bundan dolayı, göbekten gövdeye doğru düşük enerjili bir akış vardır ve gövde kısmındaki kayıp artmış ve gelişmiştir. Fakat bu etki genellikle ön yanaklı kanatlardaki ve ön yanaksız kanatlardaki sızıntı kayıpların etkilerinden dolayı çok daha karmaşık hale gelmektedir.

1.4 Türbin Kademeleri Arasındaki Akış

1.4.1 Göreli hareketin etkisi

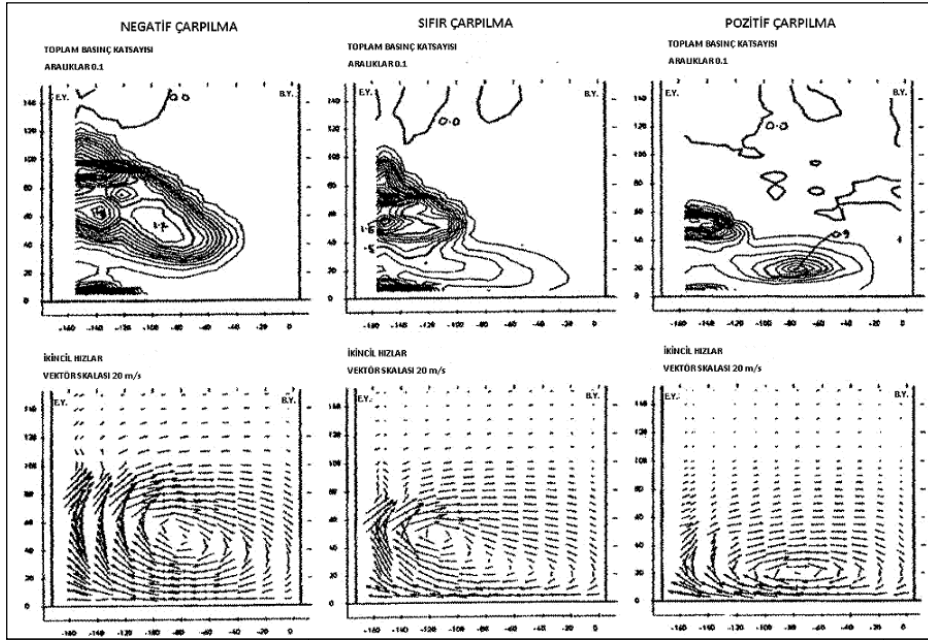
Türbin kanatlarında sabit duran nozuldan akan akışın dönen haldeki kanatlar arasına girmesi sonucunda giriş sınır tabakası çarpılacaktır. Şekil 1.30 bu durumu göstermektedir.



Şekil 1.30 : Çarpılmış sınır tabaka için hız vektörleri.

Kanatların üst kısımlarındaki mutlak akış açılarının ikincil akışlara sahip olmadığı kabul edilmiştir. Ana akış hızı V ve sınır tabakadaki hız v aynı açılara sahiptir. Kanadın dönme hızı U 'nun etkisiyle sınır tabakadaki giriş hızı w şeklinde çarpılarak dönen kanatlar üzerinde negatif geliş açısı verir. Bu rotor içindeki ikincil akışların gelişmesine sebep olur. Bu durumda vortisite açısından giriş akışı diğer kademede kanada girişte akış yönünde vortisiteye sahiptir. Walsh ve Gregory-Smith (1990) bu konuda çalışmışlar ve giriş sınır tabakası çarpılacak şekilde sistemi simüle etmişlerdir. Şekil 1.31 ikincil hızların ve kayıpların ölçülmesini kanat firar kenarından hemen önceki düzlem için göstermektedir.

Şekil 1.31'de merkezdeki grafik çarpılmamış, soldakiler türbin için negatif şekilde çarpılmış, sağdakiler ise pozitif yönde çarpılmış olanlar içindir. Hem ikincil akışların oluşması hem de kayıpların artmasında akışın çarpılmasının büyük bir etkisi vardır.

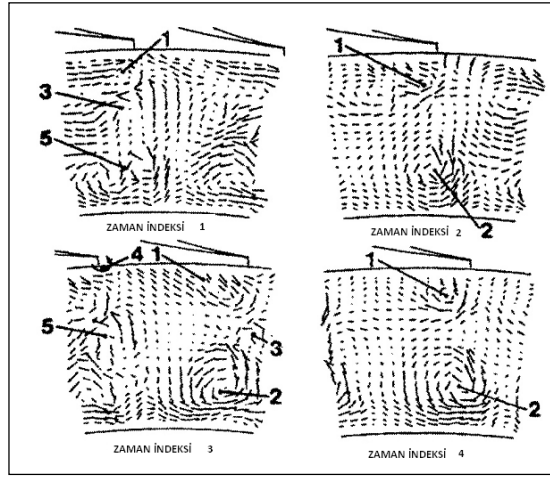


Şekil 1.31 : Akış çarpılması durumunda kanat pasaj çıkışındaki ikincil akışlar, (Walsh ve Gregory-Smith, 1990).

Gerçekte, sabit nozullar rotora doğru ikincil akışlar üretecektir. Akış boyunca nozullar boyunca oluşan vortisite çarpılmadan dolayı oluşan vortisitenin zıt yönlüsüdür ve birbirlerini engellemeye çalışırlar. Fakat nozul dönüş açısının düşük olması sebebiyle, nozul kanatları içindeki ikincil akışlar zayıf olur bundan dolayıdır ki çarpılma etkisi baskın çıkar. Çarpılma etkisi rotor dizisinin çıkışından nozul dizisine girişte de mevcuttur. Fakat burada rotordan kaynaklanan ikincil etkiler baskındır.

1.4.2 Kanat etkileşimlerinin etkileri

Kanatların pasaj çıkışında düzgün olmayan akışlar bir kanat dizisinden bir sonraki dizinin girişine akarken bir düzgünsüzlüğe sebep olmaktadır. Kanat art izleri sebebiyle bu etki kanat yüksekliğinin ortasında mevcuttur fakat kanat kalınlığı boyunca art izleri ince olduğundan etkisi oldukça küçüktür. Buna karşın, ikincil alan bölgeleri büyük bir değişiklik gösterir ve düzensizlik büyüktür. Sonuç olarak akış oldukça komplekstir ve akışa farklı zaman aralıklarında bakılmalıdır. Bundan dolayı, çok sayıda veri toplanmalı ve yorumlanmalıdır. Walraevens ve Gallus (1995) türbin içindeki akışı incelemişler ve Şekil 1.32’de kanat pasaj çıkışı ikincil akışını görelî çerçevede farklı dört zaman aralığı için vermişlerdir. Şekilden de görüldüğü gibi farklı vorteksler tanımlamışlardır.



Şekil 1.32 : Kanat pasaj çıkışındaki ikincil akışlar, (Walraevens ve Gallus, 1995).

Rotor gövdesi ve göbek pasaj vorteksleri (1 ve 2) açıkça görülmektedir. Ayrıca, gövde kanat arasındaki boşluktan (4) ve (3 ve 5) çıkışta gelen nozuldan oluşan diğer vortekslerde görülmektedir. Dönüş boyunca oluşan vorteksler hem pozisyonlarını hem de kuvvetlerini değiştirmektedir. Kabul edilmelidir ki, zamana bağlı olan bu akışların anlaşılması ve değerlendirilmesi ve önemleri türbin tasarımcıları tarafından tam olarak anlaşılmamıştır (Walraevens ve Gallus, 1995).

1.4.3 Kaçak akış vorteksleri

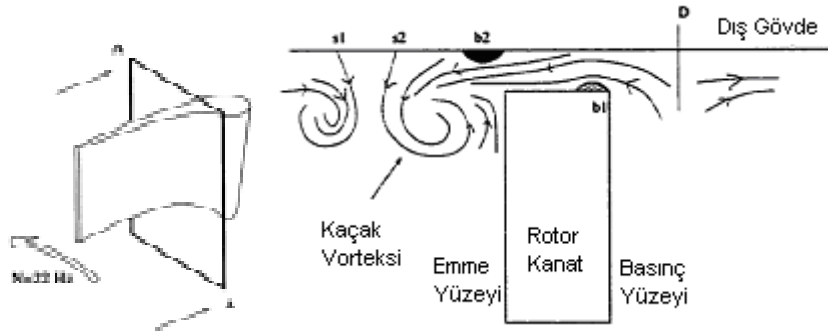
Türbin kanatları arasındaki yukarıda anlatılan ikincil akışlar yanında gövde ve rotor kanatları arasındaki boşluktan kaçan akıştan doğan vorteksler de söz konusudur. Türbin kanatları arasında akış ile ilgili herhangi bir konuyu tam anlayabilmek için bu akışlarında anlaşılmalı ve yapılacak olan yorumlarda bu konu dikkate alınmalıdır. Bu bağlamda bu kaçak vorteksleri hakkında kısa bir literatür bilgisi verilecektir.

Kaçak akışlar ve bunun sonucunda oluşan vorteksler yanaksız (açık) yapıdaki kanatlarda kanat ucu ile sabit gövde arasındaki boşluktan dolayı oluşmaktadır. Bu boşluk büyük türbinler için kanat yüksekliğinin %1'inden az olurken, küçük türbinler için kanat yüksekliğinin %1,5'una kadar çıkmaktadır. Kanadın basınç ve emme yüzeylerindeki basınç farkı akışın boşluktan basıncın yüksek olduğu yerden düşük olduğu yere doğru akmasına sebep olmaktadır. Bu kaçak akışının kanadın hem aerodinamik hem de dayanımsal özelliklerine önemli etkisi vardır. Kanat uç alanında oluşan vortekslerden dolayı bu alanda yüksek miktarda konvektif ısı transferine maruz kalmakta ve bu ısı transferi kanadın içeriden soğutulması ile önlemektedir. Bunu yaparken genellikle kompresör kullanılmakta ve bundan dolayı sistemin verimi

düşmektedir. Ek olarak yüksek sıcaklığa maruz kalan kanat ucunda oksitlenme problemi doğmaktadır. Ayrıca, kanat ucunun gövdeye sürtme problemi olabilmekte ve bu hem kanadın boyunun değişmesine ve aşınmasına hem de ek güç kayıplarının oluşmasına sebep olmaktadır.

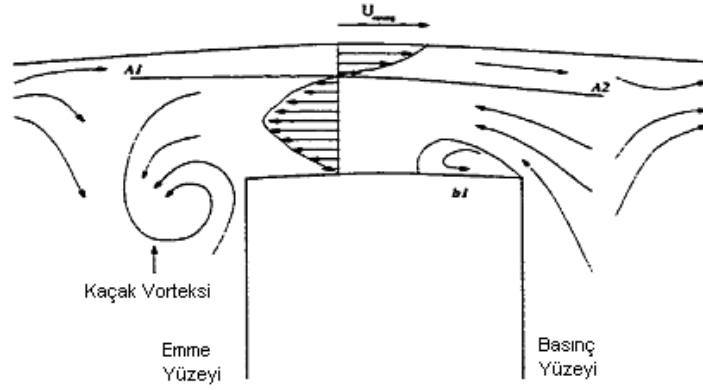
Kanat içi göbek kısmına yakın bölgedeki akışlar oluşan ikincil akışlar ile yönetilirken kanat göbek kısmından uzaklaştığımızda yani kanat uç kısmına yaklaştığımızda buradaki akışlar rotor stator arasındaki kaçak akımdan oluşan vorteksler ile yönetilmektedir.

Şekil 1.33’de lineer dizilmiş kanatlar arasındaki kaçak akım ve vorteksler görülmektedir. Buradaki akışları tanıtmak gerekirse, D ile gösterilmiş olan çizgi ayırıcı akım çizgisi olarak isimlendirilmekte ve kanadın basınç tarafındaki boşluğa akan akışla emme yüzeyine akan akışı ayıran çizgidir. b1 ise kanat ucundaki keskin kenarda oluşan ayrılma kabarcığını temsil etmektedir. Genellikle ikinci bir sirkülasyon bölgesi dış gövdede oluşmaktadır burası da b2 ile isimlendirilmiştir. Basınç farkından dolayı boşlukta oluşan ana akışı b1 ve b2 ayrılma kabarcıkları yönlendirmektedir.



Şekil 1.33 : Lineer dizilmiş kanat için kaçak akışlar ve vorteksler, (Dey, 2001).

Gerçek türbin çalışmasında durum yukarıda anlatılandan biraz daha farklıdır. Çünkü sabit dış gövdenin kayma etkisi ve görelî akıştan kaynaklanan Coriolis kuvvetleri buradaki akışta fiziği değiştirmektedir. Şekil 1.34’de dönen referans sisteminde kanat ucundaki boşlukta oluşan akışlar görülmektedir. Burada, kanat ucundaki kaymasız akış ve boşluktaki akışa zıt yöndeki sabit hızdaki dış gövde akışı kompleks viskoz akışın boşlukta oluşmasına sebep olmaktadır.



Şekil 1.34 : Şematik olarak kanat ucundaki kaçak akış alanı, (Dey, 2001).

Duran dış gövdenin hızı boşlukta oluşan kaçak akışını ikiye bölmektedir. Boşluktaki akışta A1-A2 çizgisi şeklinde hızın sıfır olduğu bir durma çizgisi oluşmaktadır. Boşluktaki akış A1-A2 çizgisinin üst kısmında yani dış gövdeye yakın bölgede terse dönmektedir. Lineer dizilmiş kanatlarda yapılan çalışmalarda olduğu gibi dönen referans sisteminde de kanat basınç tarafı köşesinde bir ayrılma kabarcığı b1 oluşmaktadır. Dış gövdeye yakın bölgede boşluktaki ana akışın yönünü değiştirdiği bölgede yüksek türbülans kinetik enerji üretimi vardır.

Burada şu not edilmelidir ki, dış gövdenin görelî hareketi boşlukta kaçak olarak akan akışın miktarının ve momentumunun ters yönde bir akış oluşturmamasından dolayı azaltmasına sebep olmaktadır. Fakat eğer ki türbinin dönme hızı çok düşükse geri dönen akış gövdeye yakın bölgede çok küçük bir alana sıkışabilir.

1.5 Sonuçlar

Yukarıda türbin kanatları arasındaki akış tanıtlımından sonra aşağıdaki sonuçlar elde edilmiştir.

- Kanatlar arasındaki ana ikincil akışın oluşumu iki şekilde anlaşılabilir. Birincisi duvar sınır tabaka üzerine etkiyen ana akış çapraz (kanat basınç kenarından emme kenarına) basınç gradyeni ve ikincisi ise kanada gelen sınır tabaka akışını döndüren vortisite vektörüdür. Kanatlar arasında oluşan vorteksler içinden pasaj vorteksi baskın olan özelliktir.
- Kanatlar arasındaki oluşan ikincil akışlar tam olarak anlaşılammıştır. Kanat hücum kenarında oluşan at nalı vorteksinden ve emme yüzeyinde ve duvar köşesinde oluşan karşı vortekslerden dolayı kanatlar arasındaki akış çok

karmaşıktır. Oluşan vorteksler duvar yüzeylerinde ve emme yüzeyinde ayrılma çizgileri oluşturmaktadır. Giriş sınır tabakası duvar ayrılma çizgisi tarafından süpürülmekte ve kanat pasaj çıkışında kayıp merkezini oluşturmaktadır. Duvar kenarında ayrıca yeni ince bir laminar sınır tabaka da oluşmaktadır.

- İkincil akıştaki türbülans yoğunluğu pasaj vorteksi içinde çok yoğundur ve kompleks Reynolds gerilme yapısına sebep olmaktadır. Kanatta ve duvar yüzeylerindeki yüksek ivmelenme laminar akış için önemli alanlar oluşturur. Bu bulgular CFD kodlarının modellenmesinde önemli bir rol oynamaktadır.
- Kanat pasaj çıkışındaki akış açıları ve kayıplardaki değişim sonuçları önemlidir. Bu durum bir sonraki kanat dizisi için hem radyal hem de kanatlar arasındaki akışta düzensizliklere sebep olmaktadır. İkinci değişim bir sonraki kanat dizisi için referans değişim olduğundan brüt olarak bir düzensizliğe sebep olmaktadır.
- Kanat pasaj çıkışındaki vorteksler kanat fırar kenarında vorteks tabakası halindedir ve kanat içinde oluşan pasaj vorteksi ile dönüş yönü zıttır.
- Dairesel dizilmiş kanatlardaki sistemlerde ek etkiler mevcuttur. Serbest olmayan vorteks tasarımlar küçük bir etkiye sahip olabilir. Santrifüj kuvvet ve radyal basınç gradyeni etkisi altındaki düşük enerjili akışkanın radyal göçü düşünülmelidir.
- Komple türbin içindeki akış düşünüldüğünde ise, radyal hareketin etkileri olan giriş sınır tabakanın çarpılması ve düzensizlik görülmektedir. Bu iki etki hareket üzerinde önemli sonuçlara sahiptir. Akışın kompleksliğinden ve çok sayıda alınacak bilginin analiz edilmesi gerekliliğinden, buralardaki akışın fizikinin anlaşılması ve değerlendirilmesi tam olarak tamamlanmış değildir.
- Türbin kanatları arasındaki akışın tam anlaşılabilmesi için kanatlar arasındaki tüm akışlar düşünülmelidir. Bu bağlamda kanat ucu ile gövde arasındaki (rotor ve gövde arasındaki) boşlukta oluşan kaçak akışı da yapılan yorumlarda ve değerlendirmelerde göz ardı edilememelidir.
- Lineer dizilmiş kanatlar ve dönen referans sisteminde incelenen kanatlar için kaçak akış alanları farklıdır. Lineer dizilmiş kanat sistemi için kanat basınç kenarından emme kenarına boşlukta tek yönlü bir akış söz konusudur. Dönen

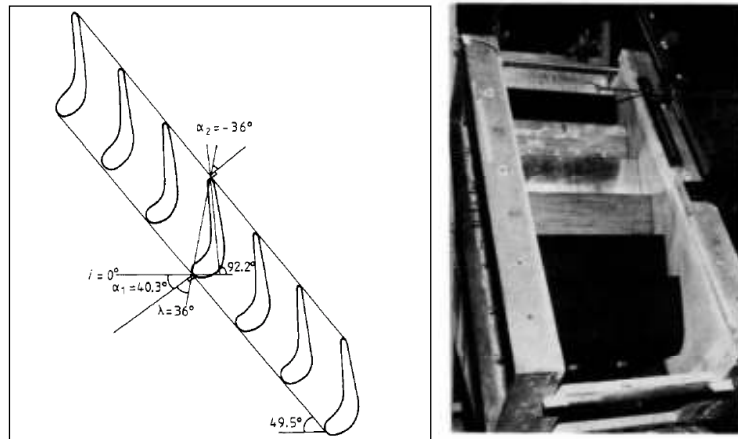
referans sisteminde bakıldığında ise boşlukta dış gövdenin görelî hareketinden dolayı boşlukta akan akışı azaltan ters yönde bir akış oluşmaktadır.

2. TÜRBİN KANATLARI ARASINDAKİ AKIŞ İÇİN LİTERATÜR ARAŞTIRMASI VE TEZ KONUSU

2.1 Literatür Araştırması

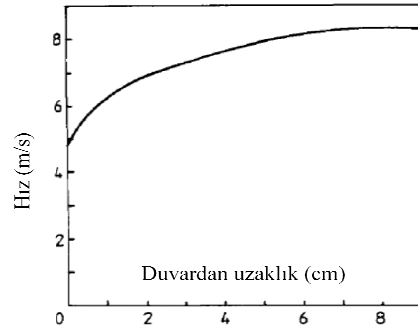
Türbin kanatları arasında akışın incelenmesi birçok araştırmacının ilgisini çekmiş ve bu konuda deneysel ve sayısal olarak birçok araştırma gerçekleştirilmiştir. Bu araştırmalardaki ana amaç türbin tasarımcıların karşılaştıkları en önemli problem olan türbinin ürettiği gücü arttırabilmek, yani kısaca kanatlar arasındaki kayıpları azaltabilmektir. Bunu yapabilmenin metodu olarak ise araştırmacılar bu akışın çok iyi anlaşılmasının gerekliliğini görmüşlerdir. Bu konuda yapılan sayısal çalışmalar ilk olarak iki boyutlu olarak gerçekleşmiştir. Cebeci ve diğerleri (1984), tek bir kanat profili etrafındaki akışı sayısal olarak incelemişlerdir. O dönem için, sıralı kanatlar arasındaki akışın incelenmesinde zorluklar yaşanmıştır.

Dawes ve Richard (1983) ise yaptıkları sayısal çözümlemeleri deneylerle desteklemek amacıyla düşük hızlı türbin kanatları arasındaki akış alanının Lazer Dopler Anemometre (LDA) ile ölçmüşler ve bu metotla kanat emme yüzeyi duvar köşesindeki ikincil akış hız bileşenlerini keşfetmişlerdir. Ardından aynı kanat geometrisi arasındaki akış, sayısal olarak sürtünmesiz akış varsayımı yapılarak çözülmüş ve LDA ile elde edilen deney ölçümleri ile karşılaştırılmıştır. Çözümün yapıldığı kanat dizilimi ve özellikleri Şekil 2.1’de verilmiştir.



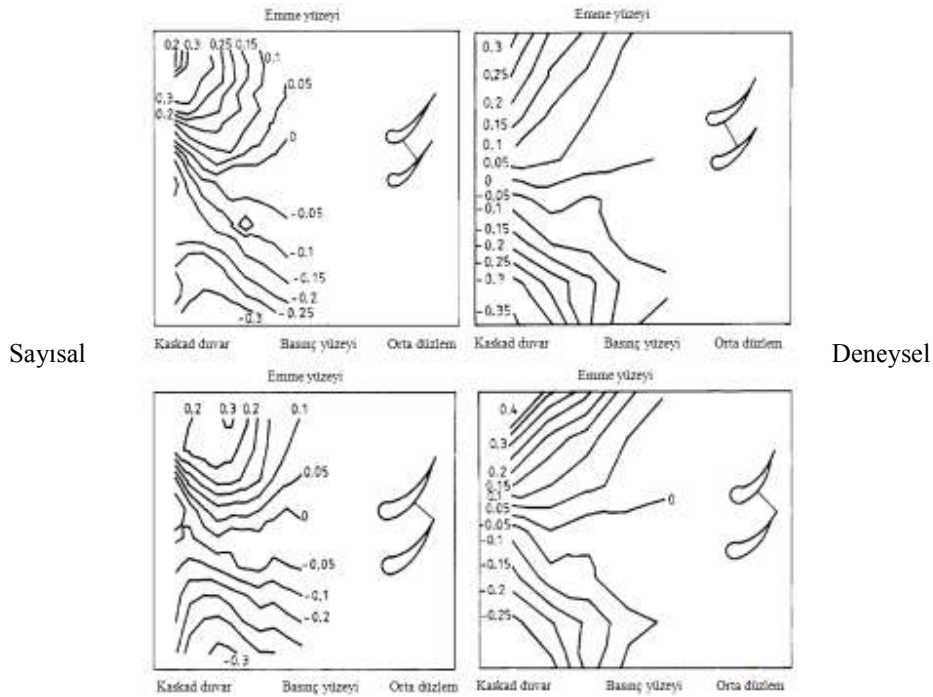
Şekil 2.1 : Türbin kanat profili ve deney düzeneği, (Dawes ve Richard, 1983).

O dönemde sayısal çözüm için üç boyutlu viskoz çözüm yapabilen bilgisayar yazılımları olmadığından sayısal çözümler üç boyutlu sürtünmesiz çözümlerle gerçekleştirilmiş ve ikincil akışlar için bir yaklaşım verip vermeyeceği test edilmek istenmiştir. Sonuç olarak, duvar kenarından itibaren oluşan sınır tabaka profili Şekil 2.2'deki gibi elde edilmiştir. Duvardan itibaren 7 cm'ye kadar ana hızın %99.5'lik kısmı oluşmuştur. Bu sonuç deneysel olarak elde edilen sonuçlarla tutarlılık göstermiştir.



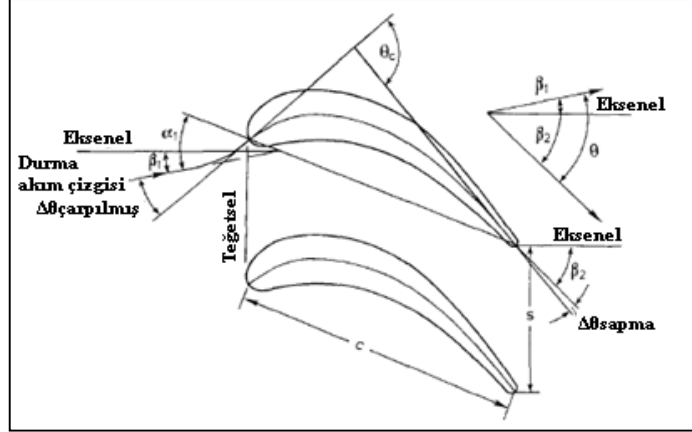
Şekil 2.2 : Sınır tabaka profili, (Dawes ve Richard, 1983).

Ayrıca, kanatlar arasındaki 3 kesit boyunca akış hızının giriş hızına boyutsuz oranı deneysel ve sayısal olarak elde edilmiş ve karşılaştırılmıştır. Sonuç olarak ta, viskoz çözümler gerçekleştirilene kadar sürtünmesiz çözümlerin belli bir yaklaşıklıkla deneysel sonuçlara yaklaştığı sonucuna varılmıştır.



Şekil 2.3 : Boyutsuz hız profillerinin karşılaştırılması, (Dawes ve Richard, 1983).

Shyy ve Vu (1986), sıralı iki kanat arasındaki iki boyutlu viskoz akışı sayısal olarak çözümlmeyi başarmışlar ve farklı kanat hücum kenarı akış açıları için kuvvet katsayısına, akış çıkış dönüş açısına ve toplam basınç kaybına bakmışlardır.

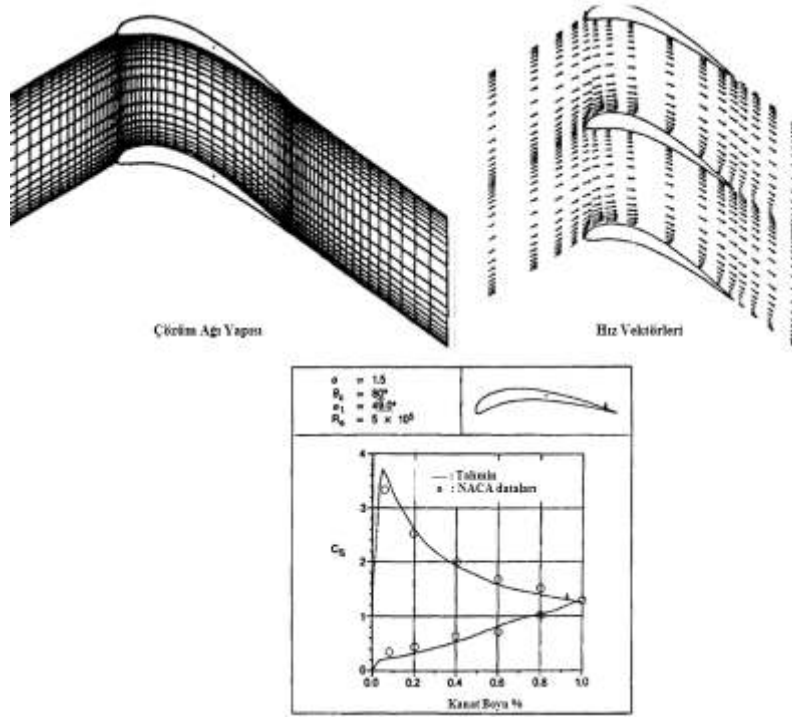


Şekil 2.4 : Türbin kanat notasyonları, (Shyy ve Vu, 1986).

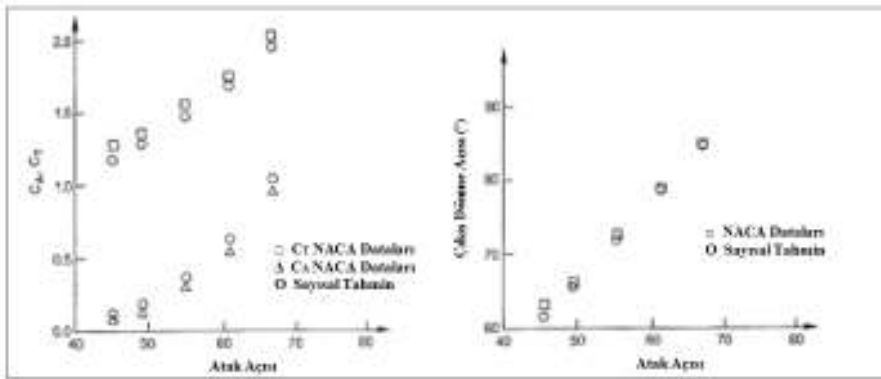
Yapılan çalışmada, kanat dönme açısı 80° , kanat kalınlığının kanat boyuna oranı 0.1, kanat boyunun kanat genişliğine oranı 1.5, Reynolds sayısı 5.105 ve türbülans kinetik enerjisi ise ana akışın kinetik enerjisinin %0.5'i olarak alınmıştır. Sayısal çözümlemede kanat uzunluğu boyunca 70 düğüm noktası, kanat genişliği boyunca ise 20 düğüm noktası kullanılmıştır. Akış giriş açıları ise 45.2° ile 66.8° arasında değiştirilerek analizler tamamlanmış ve kanat uzunluğu boyunca $C_s=1-C_p$ değerlerinin grafikleri çizilerek deneysel değerlerle karşılaştırılmıştır. Burada, C_p değeri basınç katsayısını göstermekte ve değeri $\Delta p / (0.5 \rho V^2)$ 'dir. Δp ise ölçüm yapılan iki nokta arasındaki statik basınç farkıdır. Şekil 2.5'de bu çalışmanın örnek sonuçları verilmiştir.

Hız vektörlerine bakıldığında, art izi karakteri kanat pasaj çıkışından sonra görülmektedir. Yüksek kanat dönüş açıları için akış kanatlar arasında daha hızlı ivmelenmektedir. Bunun sebebi, yüksek dönüş açılarında efektif pasaj yüksekliğinin azalmasıdır.

Bu çalışma ile birlikte, akış giriş açısının değişimine göre çıkış akışının dönüş açısı fonksiyon olarak verilebilmektedir. Ayrıca, eksenel kuvvet katsayısı C_A ve teğetsel kuvvet katsayısı C_T 'de karşılaştırmalı olarak verilmiştir (Şekil 2.6).

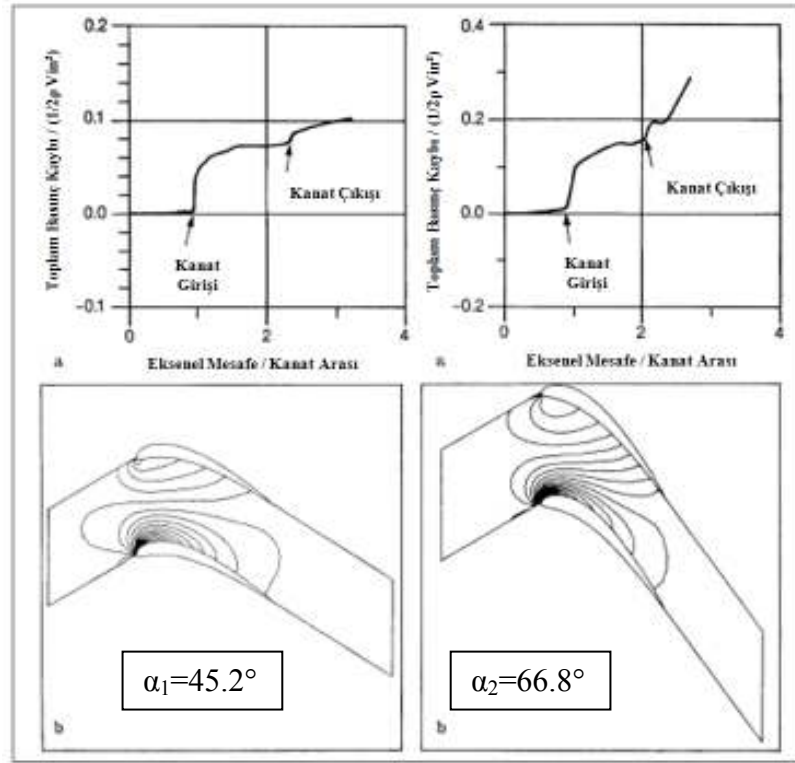


Şekil 2.5 : Sayısal ağı yapısı, hız vektörleri ve statik basınç katsayısının değişimi, (Shyy ve Vu, 1986).



Şekil 2.6 : Kuvvet katsayısı ile çıkış dönüş açısının atak açısına göre teorik ve deneysel karşılaştırılması, (Shyy ve Vu, 1986).

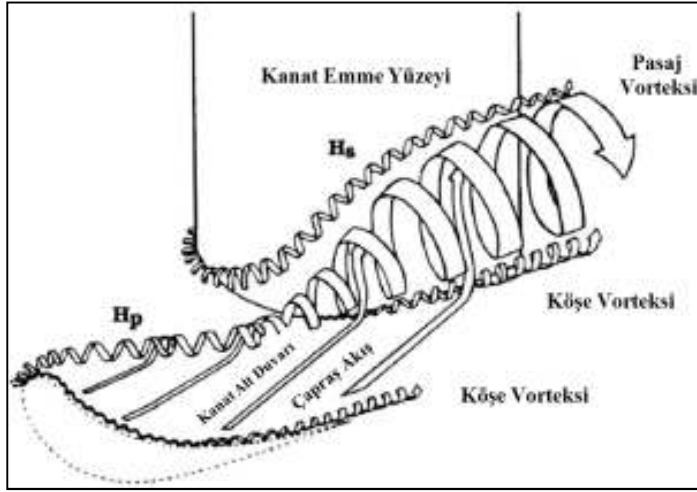
Toplam basınç katsayısına bakıldığında ise, toplam basınç kaybı ile akış giriş açısı arasında bir ilişki bulunmuştur. Akış giriş açısı arttıkça kanat arasındaki ivmelenme artmakta ve bu ivmelenme özellikle kanat hücum kenarının arkasında kanat üst kısmında oluşmaktadır. İvmelenme arttıkça da akışın karışması çok hızlı gerçekleşmekte ve kayıplar artmaktadır. Ayrıca art izleri bölgesi olan kanat firar kenarından sonraki alanda yüksek akış dönme açıları sebebiyle kayıplar çok artmaktadır (Şekil 2.7).



Şekil 2.7 : Toplam basınç kaybı (a) ve statik basınç katsayısı (b), (Shyy ve Vu, 1986).

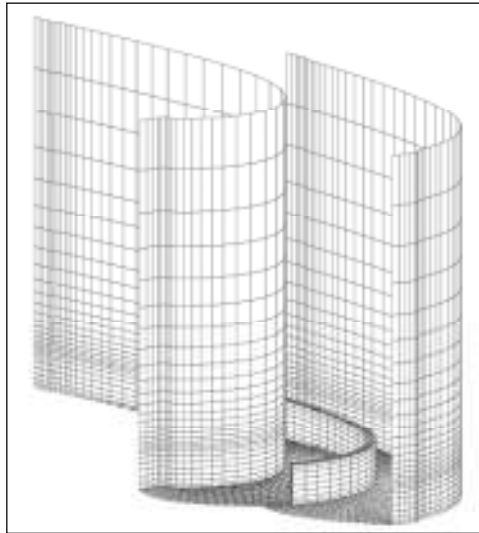
Türbin kanatları üzerinde literatürde yapılan çalışmalar çok çeşitlenebilir. Moon ve Koh (2000) tarafından yapılan çalışmada türbin kanatları arasındaki akış, duvar çitli ve duvar çitsiz olarak üç boyutlu türbülanslı sıkıştırılabilir akış için standart k- ϵ türbülans modeli ile çözülmüştür. Akım çizgileri ve statik basınç bölgeleri kanadın emme yüzeyinde ve kanat duvarlarında duvar çitinin ikincil akışa olan etkisini gözlemlemek amacıyla çizilmiştir. Kanat boyunca üç boyutlu olarak çıkarılmış olan akım çevri (vortisite) bölge haritalarıyla kanat içindeki anlaşılması zor olan akışın anlaşılmasına imkân verilmiştir ve ayrıca duvar çiti üzerinde oluşan ters dönüşlü akım vorteksinin oluşmasının anlaşılmasına imkân sağlanmıştır. Ayrıca duvar çitinin boyu ile değiştirilerek ikincil akışın mekanizması kontrol edilmeye çalışılmıştır.

Türbin içindeki üç boyutlu akışta ana ikincil akış, kanat hücum kenarından yukarı akan at nalı vorteksi ile kanat kavisi etkisinden oluşan pasaj vorteksinin etkileşiminden oluşmaktadır. Kanat basınç yüzeyi tarafındaki at nalı vorteksi pasaj vorteksi ile aynı yönde döner. Oluşan bu ikincil akışların büyüklüğünün az veya çok olması türbinin aerodinamik özelliklerini etkiler ve kayıpları azaltır veya artırır.



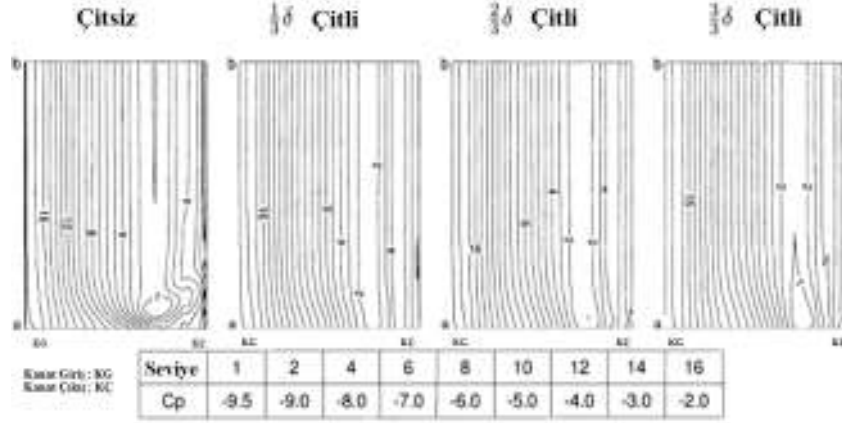
Şekil 2.8 : Kanatlar arasında vorteks oluşumu, (Moon ve Koh, 2000).

Türbin kanatları arasında türbin çiti uygulamasını kullanarak ikincil akışı azaltmak ve dolayısıyla kanat aerodinamik verimini arttırmak için çeşitli çalışmalar yapılmıştır. Bu çalışmalarda ana amaç göbek duvarı üzerinde bir sınır tabaka çiti oluşturmak ve bu çit aracılığıyla at nalı vorteksi ile kanat basınç tarafından emme tarafına oluşan ikincil akışın birleşmesini engellemektir. Yaptıkları çalışmalarda elde edilen sonuç ise şöyledir. Optimum boyut olarak bulunan sınır tabaka çit yüksekliği giriş sınır tabaka yüksekliğinin 1/3'ü ve yer olarak ta kanatların tam orta noktasıdır. Böylece ikincil akışların %20 azaltılması mümkün olmuştur. Bu çalışmaların daha iyi anlaşılması için Moon ve Koh (2000) sayısal olarak bu durumu incelemişlerdir. Şekil 2.9'da kanatlar arasındaki duvar çiti ve sayısal ağ görülmektedir.



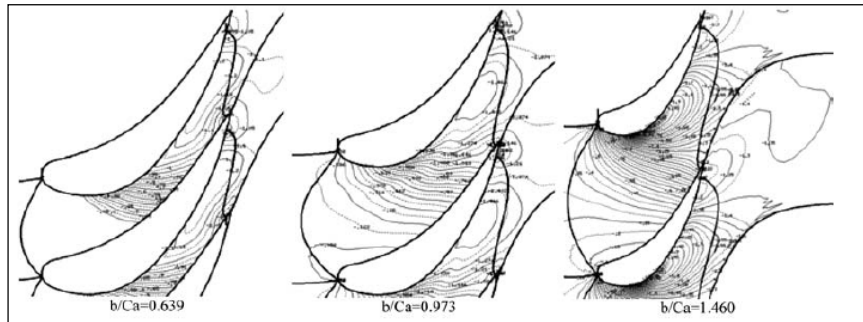
Şekil 2.9 : Duvar çitli türbin kanadının sayısal incelenmesi, (Moon ve Koh, 2000).

Sonuç olarak farklı duvar çiti boyları ve duvar çitsiz modeller için kanatlar arasındaki akış üç boyutlu türbülanslı akış Navier-Stokes denklemleri ile sayısal olarak çözümlenmiştir. Analizlerde yüksek Reynolds sayılı k-ε türbülans modeli kullanılmıştır. Sayısal analizlerin doğrulanması kanat boyunca statik basınç dağılımının ve kanat fırar kenarındaki toplam basınç kayıp bölgelerinin kıyaslanması ile gerçekleşmiştir. Yapılan çalışma sonucunda sayısal olarak da duvar çitinin boyunun giriş sınır tabaka kalınlığının 1/3'ünde optimum olduğu bulunmuştur.



Şekil 2.10 : Emme yüzeyindeki statik basınç katsayıları, (Moon ve Koh, 2000).

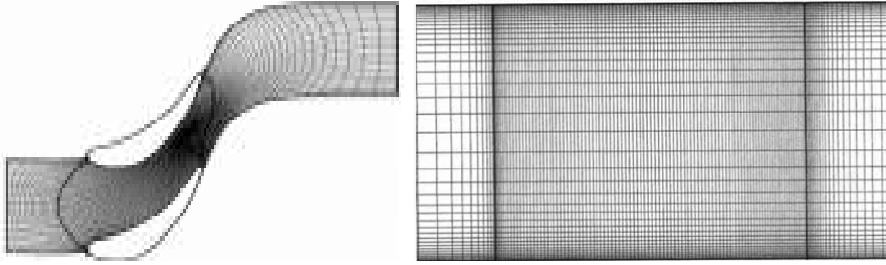
Bazı araştırmacılar (Xu ve Amano, 2004) ise türbin kanatları arasındaki ikincil akışa etki eden etmenleri araştırmak ve bunu kontrol altına alabilmek amacıyla farklı kanat düzenleri üzerinde çalışmalar yapmışlar ve kanat geometrilerinin ikincil akışa olan etkisini incelemişlerdir. Bu geometrik değişikliklerden birincisi iki kanat arasındaki enine mesafenin kanat uzunluğuna oranı (b/Ca) olmuştur. Bu kapsamda yapılan çalışmalar doğrultusunda farklı b/Ca oranlarına sahip kanat yapıları üzerinde sayısal ve deneysel incelemeler yapılarak, kanat boyunca ikincil akıştan doğan kayıplar incelenmiştir. Böylelikle tasarımcılar ikincil akışları azaltıp, türbinin verimini arttırmak istemişlerdir.



Şekil 2.11 : Farklı b/Ca için statik basınç katsayısı bölgeleri, (Xu ve Amano, 2004).

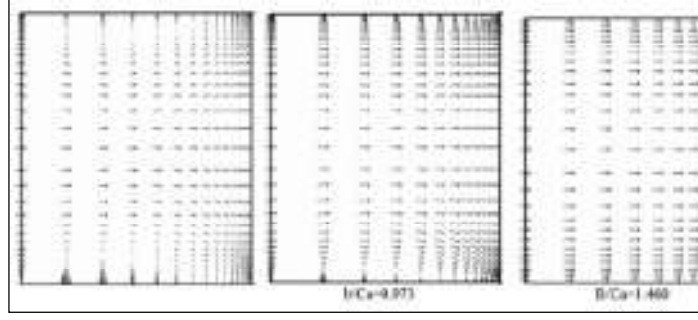
Yapılan sayısal çalışmalarda giriş ve çıkış sınır koşulları olarak daha önce yapılan deneysel çalışmaların sonuçları kullanılmıştır. Çıkışta sınır koşulu olarak ikinci dereceden değişkenlerin türevlerinin sıfır olması verilmiştir. Girişte ise kütleli debi girişi sınır koşul olarak verilmiştir. Duvar kenarlarında ise duvar sınır koşulu kullanılmıştır.

Çözüm ağı oluştururken ise en uygun dağılımı elde edebilmek için çözüm ağından bağımsızlaştırma çalışması yapılmıştır. Bu çalışmada 3 farklı çözüm ağı oluşturulmuş ve $|1 - m_{in}/m_{out}|$ değerine bakılarak 3 ağ yapısı için bu oranın grafiği çizilmiş, en uygun yapı elde edilmiştir. Oluşturulan çözüm ağı yapısı 3 bölümden oluşmaktadır. Bunlar, kanada giriş kısmı, kanatlar arası ve kanatların çıkışıdır.



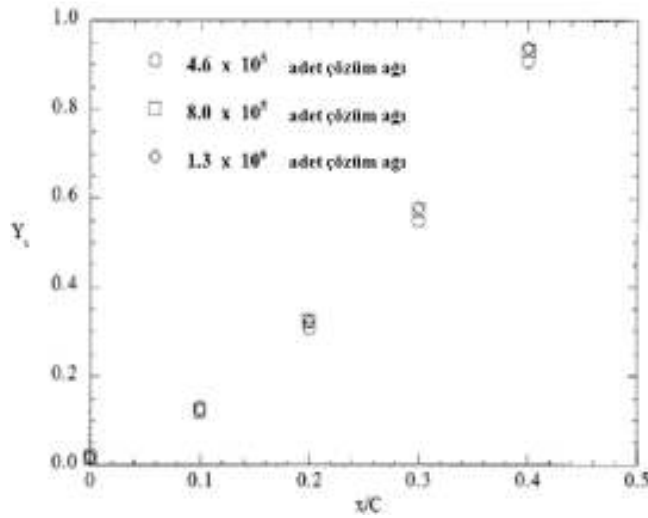
Şekil 2.12 : Kanatlar arası ve meridyonel düzlemde çözüm ağı, (Xu ve Amano, 2004).

Yapılan sayısal çözümlemelerde dairesel dizilmiş türbin kanatları kullanılmıştır. Üç farklı b/Ca (0.639, 0.973, 1.460) oranına sahip kanat düzeni denenmiş ve bu oran kanat sayısı değiştirilerek yapılmıştır. Sonuç olarak, elde edilen sayısal sonuçlar deneysel verilerle tutarlılık göstermiştir. b/Ca oranının ikincil akışların ve dolayısıyla kayıpların oluşmasına etkisinin büyük olduğu belirlenmiştir. Küçük b/Ca oranına sahip kanatlar meridyonel düzlemde daha büyük ayrılma alanına sahip olmaktadır. Basınç tarafı at nalı vorteksi daha hızlı oluşmakta, birleşmekte ve dissipasyona uğramaktadır. Emme tarafı vorteksi ise düşük b/Ca oranlarında daha yavaş oluşmakta ve düşük bir basınç kaybına sebep olmaktadır. Sonuç olarak, düşük b/Ca oranı toplamda düşük basınç kaybının oluşmasına sebep olmasına rağmen akışa yüksek oranda blokaj uyguladığından sürtünme kayıplarının artmasına sebep olmaktadır. Görülmektedir ki belli bir b/Ca oranı için bu kayıpların toplamı minimum olmakta ve bu oran bu kanat yapısı için optimum kanat dizilimi olarak karşımıza çıkmaktadır.



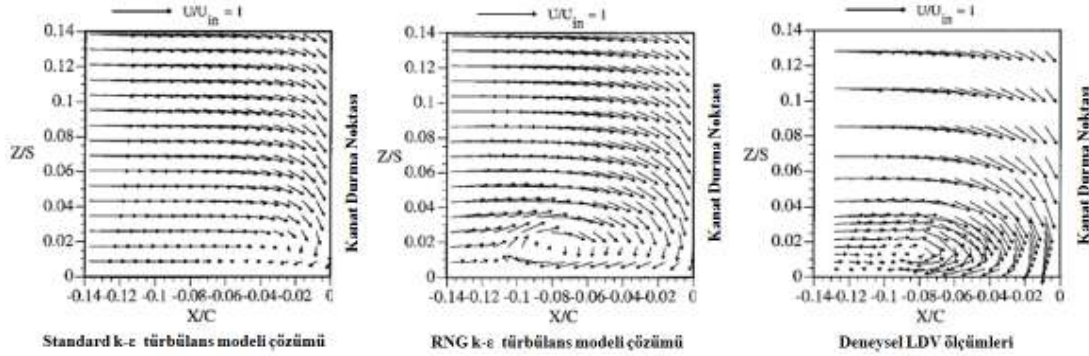
Şekil 2.13 : Meridyonel düzlemde kanat hücum kenarı öncesinde hız vektörleri dağılımı, (Xu ve Amano, 2004).

Türbin kanatlarına gelen akış olayın fiziki gereği düzgün değildir. Akıştaki düzgünsüzlük ve termal olarak homojensizlik ikincil akışların etkisinin çok olmasına ve sonuç olarak ısı transferinin ve aerodinamik kayıpların çok daha fazla olmasına sebep olmaktadır. Bu konuda araştırmacılar Hermanson ve Karen (2000) bazı çalışmalar yapmışlar ve girişteki akışın termal ve hız profillerini değiştirerek kanat içindeki akışa olan etkisini sayısal olarak incelemişlerdir. Sayısal çözümler sıkıştırılabilir, viskoz çözümlerle FLUENT / UNS programı (basınca bağlı sıkıştırılmaz çözücü, düzensiz çözüm ağı, Reynolds ortalama Navier-Stokes denklemlerinin ikinci dereceden diskritizasyonu) ile gerçekleştirilmiş ve bu çözümler rüzgâr tüneline yapılan ölçeklenmiş deneylerle doğrulanmıştır. Analizlere başlamadan önce çözüm ağından bağımsızlaştırma çalışmaları gerçekleştirilmiş ve kanat boyuna ortalama toplam basınç kaybının değişimi farklı çözüm ağı sayılarına göre analiz edilerek sayısal çözüm için en uygun yapı elde edilmiştir.



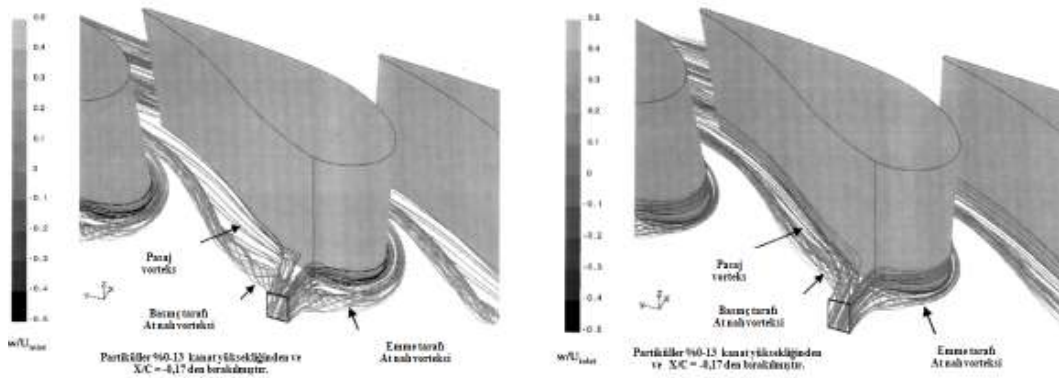
Şekil 2.14 : Toplam basınç kaybının karşılaştırılması, (Hermanson ve Karen, 2000).

Sayısal çözümlemelerde kapama problemini gidermek amacıyla türbülans modeli olarak standart k- ϵ ve RNG k- ϵ türbülans modelleri kullanılmıştır. Fakat yapılan ön çözümlemelerde görülmüştür ki, standart k- ϵ modeli vorteksin yerini kanat duvarına ve kanat hücum kenarında çok yakın hesaplamasına rağmen vorteksin şeklini tam olarak çözüm olarak vermemektedir. RNG k- ϵ modelinde elde edilen sonuçlar ise LDV ile elde edilen akış yapısına çok daha uygun olduğu gözlemlenmiş ve sayısal çözümlemelerde bu türbülans modeli ile çözümlemeler yapılmıştır.



Şekil 2.15 : Hız vektörlerinin karşılaştırılması, (Hermanson ve Karen, 2000).

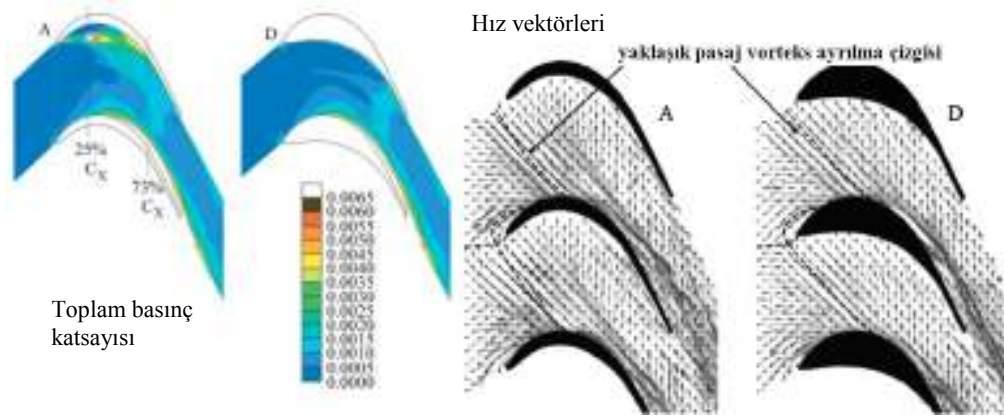
Analizlerde giriş profilinin sınır tabaka yüksekliğinin ve giriş akışının sıcaklık değişimi göz önüne alan altı adet farklı giriş şartı denenmiş ve sınır tabakanın değişmesinin vortekslerin oluşmasına etkisi ile ilgili olarak şu sonuçlar elde edilmiştir.



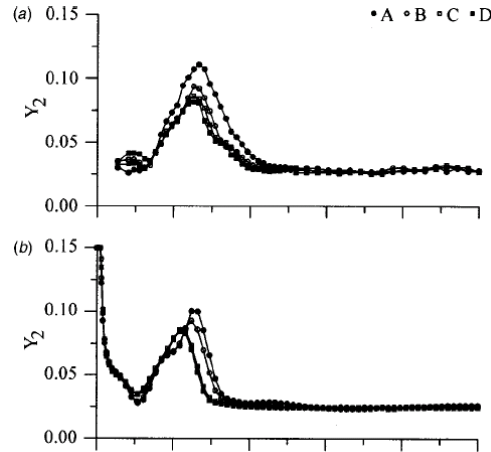
Şekil 2.16 : Farklı iki giriş koşulu için akışın yapısı, (Hermanson ve Karen, 2000).

- Kanat boyunun %13 öncesindeki eksenel düzlemden ($X/C = -0,17$ ve $0,9 < Y/P < 1$) gönderilen akış kanat hücum kenarına yaklaştığında at nalı vorteksi oluşmakta, basınç ve emme olmak üzere ikiye ayrılmaktadır. Sınır tabakanın (%9,1xkanatboyu) üzerinden yollanan akış emme tarafında kanat duvarına doğru

büyükluğu kanat duvarına yakın bölgedeki akışkanın momentumunu arttırmakla azaltılabilir. Bu da, kanat profilinde basınç kenarındaki profilin kalınlaştırılması ile başarılabilmektedir. Böylelikle basınç yüzeyindeki ayrılma ve ikincil akışın büyüklüğü azalmaktadır.



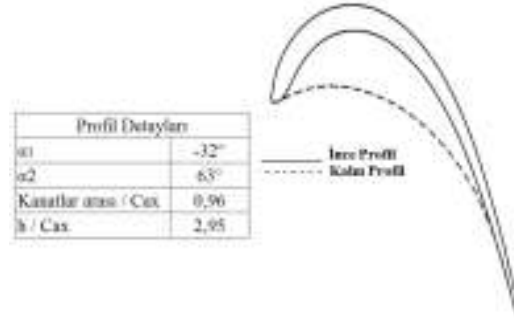
Şekil 2.18 : Deneysel ve sayısal sonuçlar, (Brear ve diğerleri, 2002).



Şekil 2.19 : Kanat genişliği boyunca (a) deneysel (b) sayısal basınç kayıplarının değişimi, (Brear ve diğerleri, 2002).

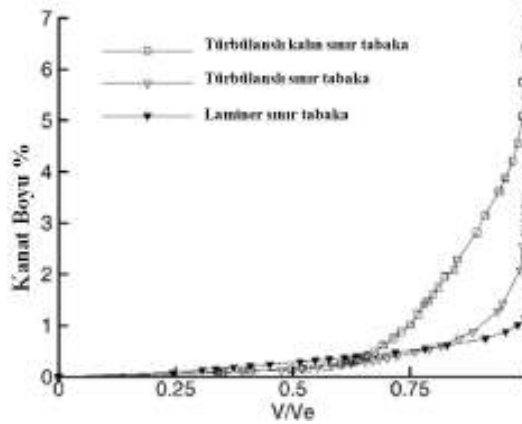
Bir diğer çalışma ise (Blanco ve diğerleri, 2003) giriş sınır tabakasının duvar kenarı akışına etkisini incelemek amacıyla yapılmıştır. Bunu yaparken de iki farklı yapıya sahip düşük basınç türbin kanatları kullanılmıştır. Düşük basınç türbin kanatları türbin sisteminde ağırlığın %25'ini, fiyat olarak ta %15'lik kısmını oluşturmaktadır. Verim olarak bu türbinlerde %90'lı verim değerlerine ulaşılmıştır. Kanat yapısı olarak ağırlığı azalmak ve maliyetleri düşürmek amacıyla ince kanat kullanmak mümkündür fakat bu yapının kullanılması kanat basınç yüzeyinde oluşan ayrılmayı arttırdığından verimi düşürmektedir. Bu yapı yerine kalın kanat yapısını kullanmakta

mümkündür fakat bu da maliyetleri arttıracığından içi boş şekilde yapılması tercih edilmektedir. Bu çalışmada bu iki farklı yapıdaki kanatlar kullanılmıştır (Şekil 2.20).



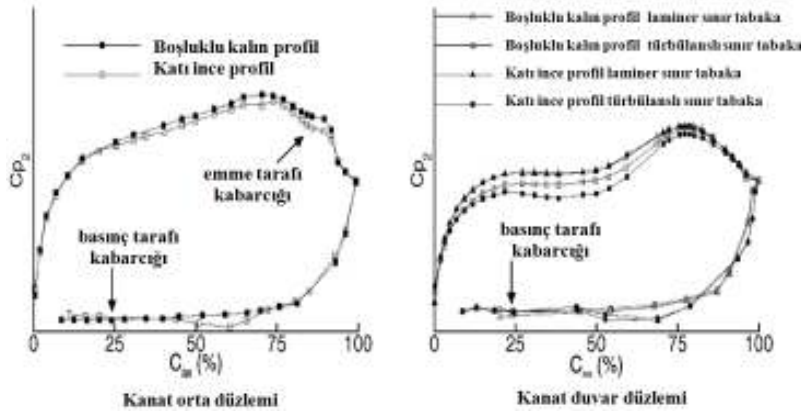
Şekil 2.20 : Kanat profilleri ve özellikleri, (Blanco ve diğerleri, 2003).

Tabii ki mevcut çalışma durumlarında düşük basınç türbinlerinde kanat pasaj giriş sınır tabakası bilinmemektedir fakat bu etkinin ne gibi sonuçlarının olacağı incelemeler sonucunda ortaya çıkarılmak istenmiştir. Lineer dizilmiş kanatlar üzerinde deneysel çalışmalar yapılmış, akış izleme ve statik basınç ölçümleri gerçekleştirilmiştir. Bu çalışma sonucunda görülmüştür ki, laminar giriş sınır tabakası her iki kanat yapısında da aynı kayıp dağılımı ve yapısını oluşturmuştur. Fakat türbülanslı giriş sınır tabakası durumunda kanat yapılarının değişmesi hem toplam basınç kaybının hem de duvar akış yapısının değişmesine sebep olmuştur. İnce kanat yapısına sahip sistemde basınç yüzeyi tarafındaki ayrılma çok daha fazla olmakta ve sonuç olarak da kalın içi boş kanat sistemine göre kayıpların daha fazla olmasına sebep olmaktadır. Şekil 2.21’de çalışmada kullanılan iki farklı yapıdaki düşük basınç türbinine gönderilen laminar ve türbülanslı giriş sınır tabaka hız profilleri görülmektedir.



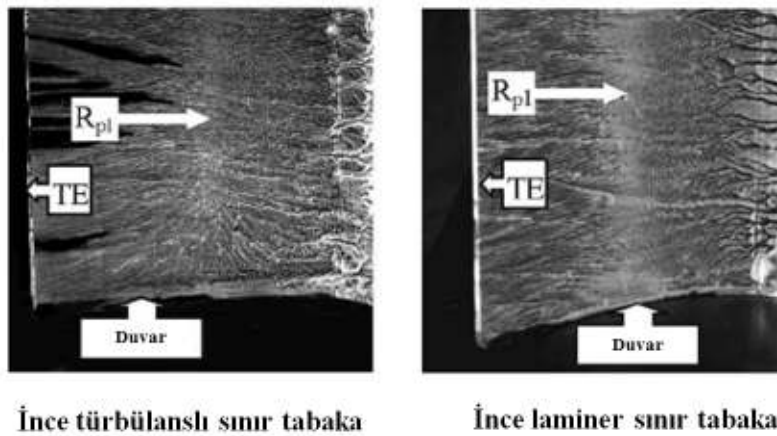
Şekil 2.21 : Girişteki sınır tabaka hız profilleri, (Blanco ve diğerleri, 2003).

Sonuç olarak, duvar kenarındaki akışlar kanada girişteki sınır tabaka akışın laminar veya türbülanslı olmasına göre değişmektedir. Bu değişimin ana nedeni laminar sınır tabaka akışının kanat hücum kenarına gelmeden erkenden ayrılmasıdır. Bundan dolayı, her iki kanat yapısı içinde çıkışta vorteks yapısı girişteki sınır tabaka yapısına göre değişmektedir. Buna bağlı olarak da, ikincil akış kayıpları hem kanat yapısına hem de girişteki akış koşullarına göre değişmektedir.



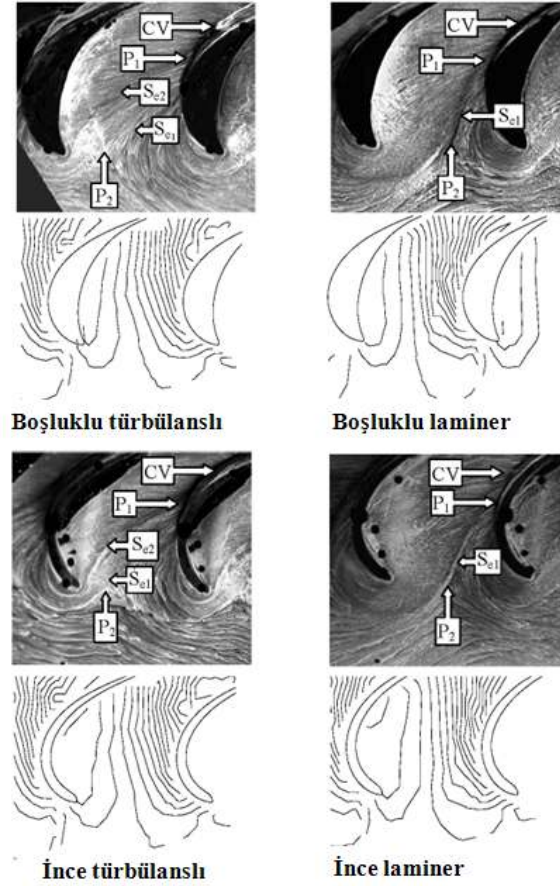
Şekil 2.22 : Statik basınç ölçümleri, (Blanco ve diğerleri, 2003).

Türbülanslı giriş sınır tabakası durumunda her iki kanat yapısı içinde tek bir kayıp bölgesi oluşmaktadır. Fakat bu kayıp bölgesi ince yapılı kanat için çok daha kuvvetlidir. Bu farkın ana nedeni ise, basınç yüzeyindeki ayrılma kabarcığından oluşan düşük momentum akışkana sahip duvar kenarına doğru olan radyal akıştır. Bu radyal göç basınç tarafı at nalı vorteksi ile oluşan basınç yüzeyi ayrılma kabarcığı tarafından ortaya çıkmaktadır. Bu akış pasaj vorteksine dâhil olarak etkisini arttırmaktadır. Laminar giriş sınır tabakası durumunda ise ince yapılı kanat durumu için radyal göç söz konusu değildir (Şekil 2.23).



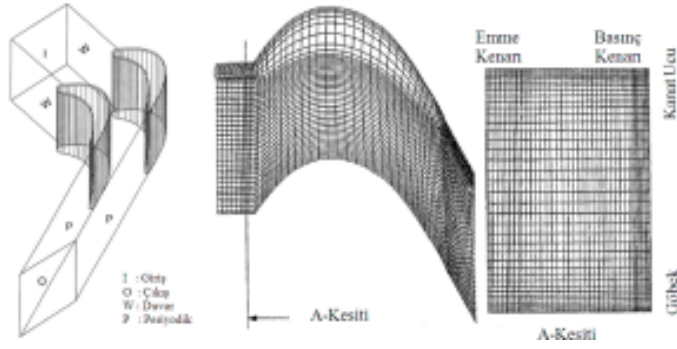
Şekil 2.23 : Basınç yüzeyindeki akış gözlemlenmesi, (Blanco ve diğerleri, 2003).

İnce yapılı kanat için basınç yüzeyi ayrılma kabarcığı oluşmasına rağmen her iki kanat yapısı içinde profil kayıpları aynıdır. Laminer giriş sınır tabakası için ikincil ve karışma kayıpları her iki kanat yapısı için aynı iken, türbülanslı giriş sınır tabakası için bu kayıplar kalın içi boş kanat yapısı için ince yapılı kanada göre %44 daha azdır. Bu verilere göre görülmektedir ki, en verimli kanat yapısını seçmenin girişteki sınır tabaka akışı ile direkt olarak alakalıdır.



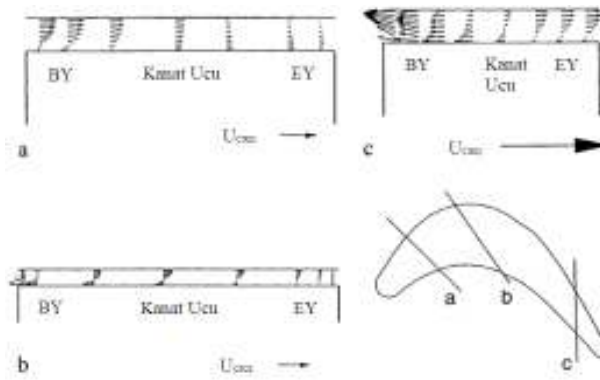
Şekil 2.24 : Duvar kenarında akış gözleme sonuçları ve basınç bölgelerinin çizilmesi, (Blanco ve diğerleri, 2003).

Bunların yanında kanat ucundaki boşlukta kanadın basınç ve emme yüzeyleri arasında meydana gelen kaçak akışının sebep olduğu vorteksler yapıları itibari ile toplam basınç kaybını artırarak hem kanadın performansını hem de kaçak debisine sebep olarak kanadın ürettiği gücü etkilemektedir. Bu konuda araştırmacıların dikkatini çekmiş ve birçok çalışma yapılmıştır. Lee ve Yoo (1997) yaptıkları araştırma ile yüksek dönme açısına sahip olan kanatlar arasındaki türbülanslı akışı incelemişler ve kaçak akımın olduğu kanat ucu boşluğundaki akışın yapısını irdelemişlerdir. Sayısal analizler lineer dizilmiş türbin kanatları için yüksek Reynolds sayısı içinde RNG k-ε türbülans modeli kullanılmıştır.

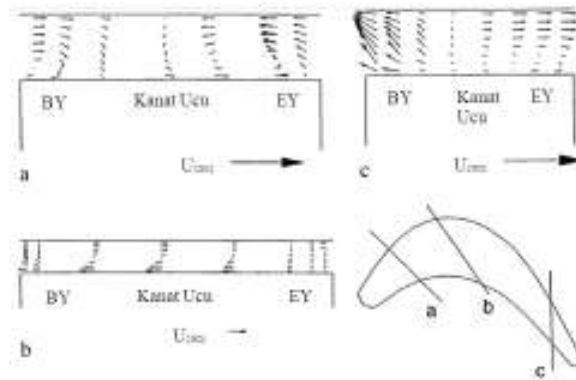


Şekil 2.25 : Analiz sınır koşulları ve çözüm ağı yapısı, (Lee ve Yoo, 1997).

Gözlemlerini kanat kaçak boşluğu yok ve var diyerek iki şekilde yapmışlardır. Elde ettikleri sonuçlarda kanat kaçak boşluğu olmayan analizlerde önceden elde edilen deneysel veriler sayısal sonuçlarla uyumluluk göstermiştir. Kanat kaçak boşluğu olan çalışmalarda kanat boşluk mesafesi de değiştirilerek pasaj ve kaçak akım vortekslerinin birbirleri ile etkileşimi irdelenmiştir.



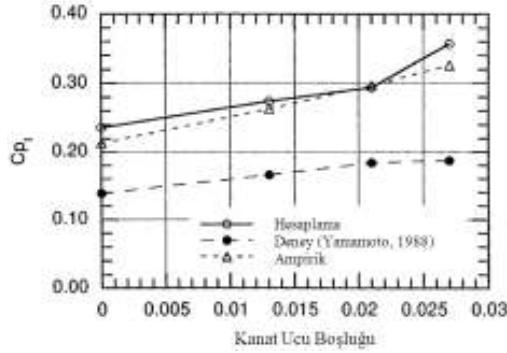
Şekil 2.26 : %1.3 Kanat ucu boşluğunda akışın analizi, Lee ve Yoo (1997).



Şekil 2.27 : %2.7 Kanat ucu boşluğunda akışın analizi, (Lee ve Yoo, 1997).

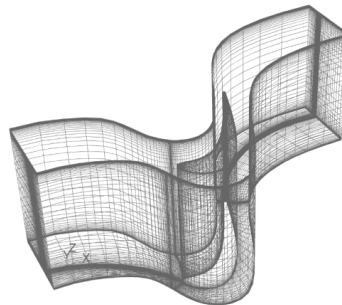
Yapılan çalışmaların sonucunda, kanat kaçak akım boşluğu büyüdükçe kaçak akımın miktarı büyümekte olduğu ve kaçak akımın basınç farkını azaltarak pasaj vorteksini

pasajın içine doğru ittiği gösterilmiştir. Ayrıca, toplam basınç kayıp katsayısının büyüdüğü ve bu değerlerin ampirik formüllerle uyumlu deney sonuçlarından ise büyük olduğu görülmüştür.



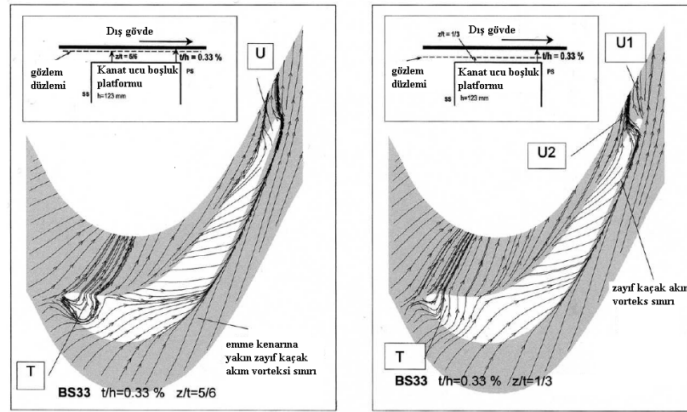
Şekil 2.28 : Kanat ucu boşluğuna bağlı kaybın karşılaştırılması, (Lee ve Yoo, 1997).

Kavurmacıoğlu, Dey ve Camcı (2004) ise, kaçak akım vorteksleri üzerinde çalışarak eksenel türbin rotoru üzerinde üç boyutlu olarak sayısal analizler gerçekleştirmişlerdir. Kaçak ucu boşluğunda yapılan deneylerin zorluğundan dolayı akışın yapısının anlaşılabilmesi için sayısal analizlerin olması gerektiği vurgulanmıştır. Kaçak akım jetinin oluşmaya başladığı kanat basınç kenarı, kanat ucu boşluğundaki kaçak akışının yapısı, kaçak akım vorteksinin pasaj vorteksi ile etkileşimi, dış gövdenin görel akışının etkisi, kaçak akış geri dönüşlerini incelenmiştir. Çalışmaya başlamadan önce giriş sınır tabaka koşulları ve sayısal ağdan bağımsızlaştırma çalışmaları yapılmıştır. İki farklı kanat ucu yüksekliğine sahip model üzerinde çalışılmıştır. Kanat ucu boşluk yüksekliği kanat yüksekliğinin %1,03 kadar fazlası olan model BS100 ve %0.33 fazlası kadar olan model ise BS33 olarak isimlendirilmiştir. Çalışma sonucunda elde edilen bazı sonuçlar aşağıda sıralanmıştır.



Şekil 2.29 : 3 boyutlu model ve sayısal ağ, (Kavurmacıoğlu ve diğerleri, 2004).

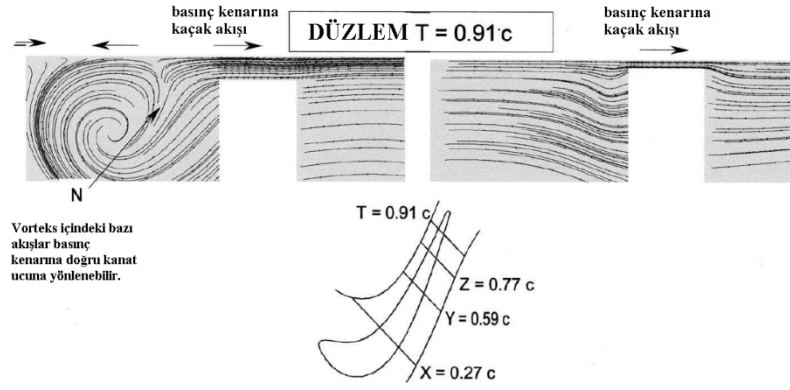
- Kanatların giriş kenarlarında düşük momentum ve yüksek statik basınç değerlerinin olduğu, kanat orta bölgesinde ise dominant bir kaçak akımının olduğu, kanat firar kenarına yakın yerde ise minimum basınç farkının olduğu gözlemlenmiştir.
- Kanat pasaj girişindeki yüksek basınç bölgesi kanat ucu boşluğu azaldıkça kanat orta bölgesine doğru yayılmaktadır.
- Kanat ucu boşluğu azaldıkça, hareket eden dış gövdenin görelî hareketinden dolayı oluşan kayma etkisi kanat ucuna yakın kesitte dahi hissedilmektedir.
- Dik kesitlerde yapılan gözlemlerde kanat ucu boşluğunda emme kenarında oluşan vorteks kanat ucu boşluğu büyük olan modelden küçük olan modele geçtiğinde 1/3 oranında azalmaktadır.



Şekil 2.30 : Kanat ucu boşluğundaki akışın farklı düzlemlerdeki yapısının görünüşü, (Kavurmacıoğlu ve diğerleri, 2004).

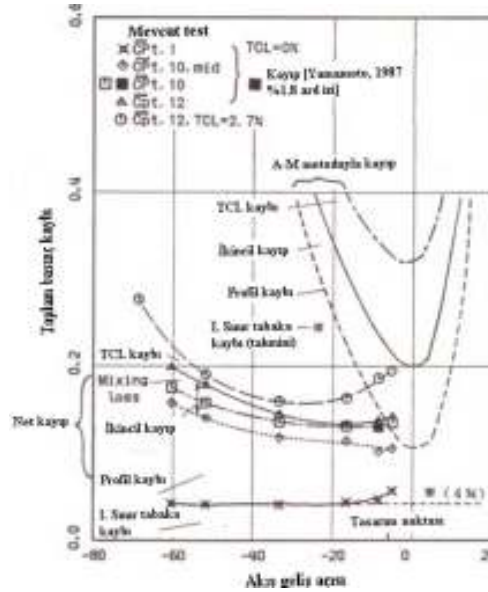
- Analizlerde görülmektedir ki, kaçak akımın olduğu kanat ucu boşluğunda %20 oranında bir kaçak akış kanat emme kenarından basınç kenarına doğrudur. Bu akışlar emme ve basınç kenarlarındaki basınç farkının minimum olduğu bölgelerde gerçekleşmiştir.
- Dış gövdenin görelî hareketinin uyguladığı türbülanslı kayma etkisi kanat ucu boşluğunun az olduğu modelde daha hızlı akışı domine etmektedir. Özellikle kanadın ikinci yarısında boşlukta dönen akışlar olmaktadır.

Yamamoto (1988) tarafından da lineer dizilmiş türbin rotor pasajlarındaki kaçak akış vorteksi incelenmiş ve farklı giriş akış açılarındaki oluşan kaybın mekanizması yapılan ölçümlerle ortaya konmuştur. Yapılan ölçümler sonucunda elde edilen bazı bulgular ise şunlar olmuştur.



Şekil 2.31 : Kanat ucu boşluğundaki akışın BS100 ve BS 33 için farklı Z kesitindeki görünüşü, (Kavurmacıoğlu ve diğerleri, 2004).

Giriş açısının değişimi ikincil akışın oluşumunu ve dolayısıyla ikincil akışın kanat içinde gelişimini etkilemektedir. Kaçak akış vorteksi akış geliş açısının değişiminden ikincil akışlarının etkilendiğinden daha az etkilenmektedir. Geliş akış açısı azaldığında da kanat hücum kenarında oluşan vorteks ayrılmadan dolayı önemli bir role sahip olmaktadır. Kanadın dönme açısı ve boşluk mesafesi büyüdükçe kaçak akım vorteksi ve pasaj vorteksi arasındaki etkileşimi daha da kuvvetli olmaktadır.

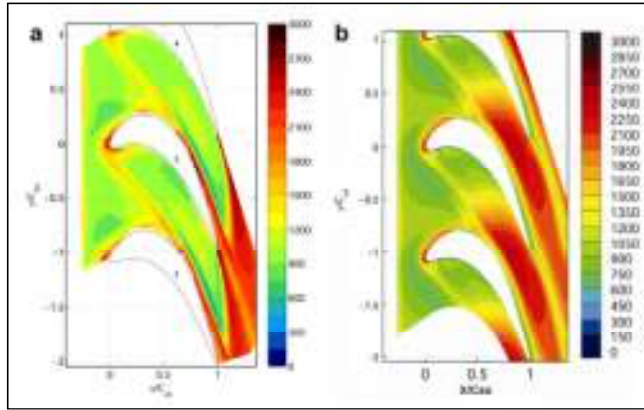


Şekil 2.32 : Toplam basınç kaybının yapılan deneyler ve ampirik formüllerle karşılaştırılması, (Yamamoto, 1988).

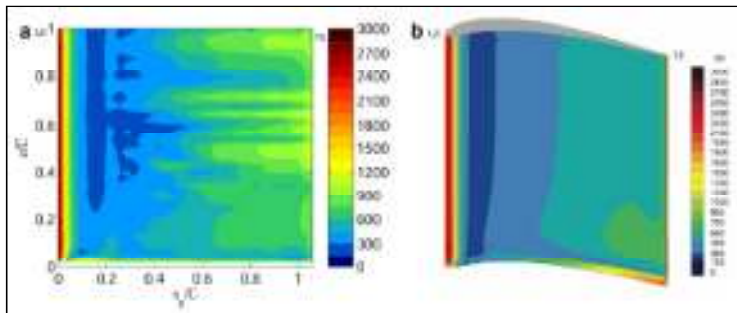
Kanadın tüm kaybı deneysel formüllerle (Ainley-Mathieson) bulunmuş ve deneysel sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Düz kanat girişine sahip yüksek dönüşlü kanatlarda deneysel formüller kaybı daha yüksek hesaplamaktadır. Fakat aynı zamanda net kayba göre kaçak akım kaybının oranı bu metot ile doğru bulunmaktadır. Ayrıca

kaçak akım vorteksi kanat performansını tasarım noktasına yakın yerlerde uzak yerlere göre daha fazla etkilemektedir.

Bazı araştırmacılar (Papa ve diğerleri, 2007) ise türbin kanatları arasında oluşan ikincil akışların kütle ve ısı transferine olan etkisini incelemişlerdir. Bu konu türbin kanatlarının soğutulması ve türbin kanatlarının yüksek sıcaklık değerlerine maruz kalmasını engellemek amacıyla önemlidir. Yaptıkları çalışmada, boyutsuz kütle transfer katsayısını elde etmişlerdir. Kütle transfer katsayısı Sherwood sayısı olarak elde edilmiş ve literatürde bulunan analoji kuralları kullanılarak ısı transfer katsayısına çevrilmiştir. Yapılan sayısal çalışmalarda Navier-Stokes denklemleri SST k- ω türbülans modeli ile çözümlenmiştir. Elde edilen sayısal sonuçlar elde bulunan deneysel sonuçlar ile kıyaslanmıştır. Şekil 2.33 ve Şekil 2.34’de sayısal ve deneysel elde edilen sonuçlar görülmektedir.



Şekil 2.33 : Sherwood sayısı a) Sayısal b) Deneysel sonuçlar, (Papa, 2007).



Şekil 2.34 : Kanat basınç yüzeyindeki Sherwood sayısı a) Sayısal b) Deneysel sonuçlar, (Papa, 2007).

Sonuç olarak; türbin kanatları arasındaki akışın incelenmesinde literatürde yapılan çalışmalardan elde edilen çıkarımlar şunlardır:

- Kanatlar arasındaki akışın sayısal analizleri başlangıçta bilgisayar olanaklarının yetersizliği nedeniyle iki boyutlu yapılırken olanakların iyileşmesi ile çalışmalara üç boyutlu olarak devam edilmiştir.
- Sayısal analizlerin başlangıcında viskoz etkiler çözümlemelere katılmaz iken belli bir yaklaşıkla deneysel verilere uygun sonuçlar elde edilmiştir. Daha sonraki çalışmalarda ise viskoz etkileri dikkate alan Navier-Stokes denklemleri çözümlerde kullanılmıştır.
- Araştırmacılar türbinden alınmak istenen gücü arttırmak amacıyla farklı akış karakteristikleri ve geometrik özellikleri değiştirerek kanadın verimi artırıcı çıkarımlar ortaya koymuşlardır. Literatür araştırmasında ortaya çıkan bazı sonuçlar ise şunlardır.
 - Kanada akış geliş açısının artması kanat içindeki kayıpları arttırmaktadır.
 - Kanatlar arasına ikincil akışların etkileşimini azaltacak ve sınır tabakanın 1/3 kalınlığındaki bir çitin kanatlar arasına yerleştirilmesi kanadın kayıplarını %20'ye kadar azaltabilmektedir.
 - Kanatlar arasındaki genişliğin kanat boyuna oranının azalmasıyla kanatlar arasındaki basınç kayıpları azalırken, akışa uygulanan blokajın artması sürtünme kayıplarını arttırmaktadır.
 - Daha küçük sınır tabaka kalınlığı ile kanata gelen akışta oluşan kayıplar daha az olmaktadır.
 - Emme yüzeyi aynı olan fakat basınç yüzeyi daha ince olan kanatlarda laminer karakterdeki akışlar için kayıplar bakımından bir farklılık olmaz iken akışın kanada türbülanslı girişinde ise kanatlar arasında basınç tarafında oluşan düşük momentumlu alan akıştaki kayıpları arttırmaktadır.
- Yapılan çalışmalarda sonuçlar hem deneysel hem de sayısal sonuçlar karşılaştırılarak yorumlanmıştır. Yapılan sayısal çalışmalarda dikkat edilen konular ise aşağıda sıralanmıştır.
 - Çalışmalarda akışa uygun türbülans modelinin seçilmesi gereklidir (standart k-ε, RNG k-ε türbülans modelleri vs.).
 - Çözümlemelere başlamadan en uygun çözüm ağının elde edilmesi amacıyla çalışmalar yapılmalıdır.

- Çözümlemelerde doğru sonuç elde edilebilmesi için mutlaka sınır tabakanın girişte oluşturulması gerekmektedir.
- Sınır koşullar olarak girişte hız profili, çıkışta ise ikinci dereceden değişkenlerin türevlerinin sıfır olması koşulu verilmektedir.

2.2 Tezde Yapılacak Olan Çalışma

Girişte açıklandığı gibi elektrik ve mekanik enerji üretiminde türbinler önemli bir yere sahiptir. Kayıplarda yapılacak olan azalma veya diğer bir değişle verimin artırılması birincil enerji kaynaklarımız olan yakıtların daha verimli kullanılması anlamına gelmektedir. Bunun sağlanabilmesi ise kanatlar arasındaki akışın çok iyi anlaşılmasından geçmektedir. Türbin kanatları arasındaki akış yapılan literatür araştırması sırasında görülmüştür ki çok karmaşıktır. Birçok araştırmacı tarafından bu akışın hem deneysel hem de sayısal olarak incelendiği görülmektedir. Aynı zamanda sayısal çözümleme teknolojisinde de gelişmelerle olanakların iyileşmesi ve 3 boyutlu viskoz Navier-Stokes denklemlerinin çözülebilmesi kanatlar arasındaki akışın daha iyi anlaşılmasına imkân tanımaktadır.

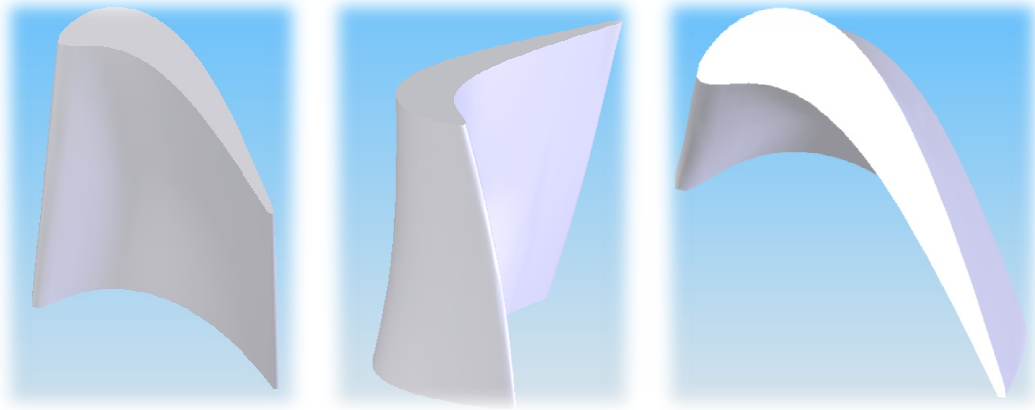
Bu tezde kanatlar arasındaki ikincil akışların incelenmesi amacıyla kanatlar arasındaki akış farklı türbülans modelleri çözümlemeleri dikkate alınarak ve çözüme olan etkileri karşılaştırmalı olarak verilerek incelenecektir. Elde edilen sonuçlar ise elde edilen deneysel sonuçlarla karşılaştırılacaktır.

Bu sayısal analizler yapılırken dikkat edilmesi gereken ve tezde irdelenecek olan husus ise türbülans modellerinin geometrinin veya akışın doğasından dolayı oluşan eğriliğinden dolayı yetersiz kaldığı ve türbülans modelinde bir modifikasyon yapılmasının gerekliliğidir. Türbin kanatlarının da eğriliğinin olduğu düşünülürse akışın tam ve doğru olarak etüt edilebilmesi açısından bu nokta önemlidir. Literatürde türbin kanatlarının sayısal analizlerine bakıldığında türbülans modellerinde standart $k-\epsilon$ türbülans modeli yaygın olarak kullanılan bir modeldir. Fakat bu türbülans modeli ile dönen ve eğriliğe maruz kalan akışlar da kompleks türbülanslı kayma tabakasını çözmede yetersiz kalmaktadır. Bundan dolayı literatürde yapılmış olan türbülans modifikasyon metotları incelenip farklı modifikasyon metotları ile çözümler yapılacak ve irdelenecektir.

Bu alanda yapılacak olan çalışmalar literatürde önemli bir açığı kapayacağı gibi kanatlar arasındaki ikincil akışların çok daha iyi anlaşılmasına imkân verecektir. Çalışmanın kapsamında lineer olarak dizilmiş türbin kanatları (stator ve rotor kanatları) kullanılacaktır.

Yapılacak olan sayısal analizler 3 boyutlu olarak FLUENT CFD paket programı ile gerçekleştirilecektir. Türbülans modelinde yapılacak olan modifikasyonlar ise “User Defined Functions” larla (UDF) FLUENT içinde programlanacak ve özömlmeler yapılacaktır.

Elde edilen özömler sayısal çözümü yapılan lineer dizilmiş kanatlar üzerinde yapılan deneysel çalışmalarla doğrulanacaktır. Şekil 2.35’de üzerinde sayısal çalışma yapılacak rotor kanadının 3 boyutlu çizimleri görölmektedir.



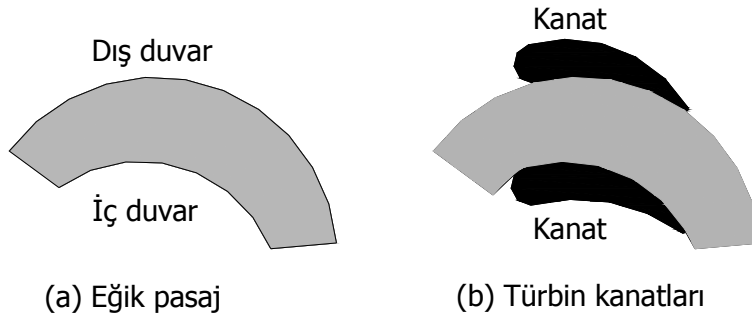
Şekil 2.35 : Sayısal analiz yapılacak olan türbin rotor kanatı.

3. MATEMATİKSEL MODEL VE TÜRBÜLANS

Bilgisayarların mühendislik uygulamalarında kullanım yetenekleri son yıllarda çok fazla gelişti ve artan hafızalarıyla ve işlemci hızlarıyla da sayısal hesaplamalarda çok önemli bir role sahip oldular. Bu özelliklerin gelişimi ile türbülanslı akışın sayısal analizleri için de yeni olanaklar sağlandı. Türbülanslı akışın beş ortak ana özelliği üç boyutluluk, yüksek Reynolds sayısı, rastgelelik, difüzyon ve dissipasyondur. Bundan dolayı türbülans için bir tek evrensel model yoktur. Aksine yönetici denklemlerin kapama probleminin çözümü için birçok model mevcuttur. Bu çerçevede akışın özelliklerine ve çözüm karakteristiklerine göre (problem tipi, doğruluk seviyesi, bilgisayar kaynakları, mevcut zaman vb) uygun bir türbülans modeli seçilir ve çözüm için uygulanır. Problemin tipinin belirlenmesi türbülans modelinin seçimi için en önemli kısımdır. Ayrılmış, dönen, jet, ard izi, eğri geometri boyunca, borularda akış vb gibi çeşitli akış tipleri mevcuttur.

Bugün bakıldığında iki denklemlili türbülans modelleri ve özellikle standart $k-\epsilon$ türbülans modeli yönetici denklemlerin kapama problemleri için en çok kullanılan model olarak görülmektedir. Fakat standart $k-\epsilon$ türbülans modeli yüksek eğrilığe sahip akışlarda kayma kuvvetlerinin tahmininde etkili değildir. Ve akışta eğrilik etkisi mühendislik uygulamalarında sıkça rastlanan bir durumdur. Türbin kanat pasajları boyunca akış buna çok iyi bir örnektir. Bu akış tipinde eğrilik kanadın eğri geometrisinden dolayı oluşmaktadır Kanadın basınç ve emme yüzeyleri boyunca pasaj içinde görülen bu etki geometrik eğrilik etkisi olarak isimlendirilebilir.

Basamak akışında oluşan resirkülasyon bölgesi mühendislik türbülanslı akışlarında eğrilik etkisinin görüldüğü farklı bir türdür. Basamaktan sonra akışta oluşan bu etki lokal akım çizgisi eğrilik etkisi olarak isimlendirilmektedir. Eğrilğin etkisi ister basamak akışından sonraki kısımda olduğu gibi lokal olarak görülsün isterse türbin pasajında olduğu gibi geometri eğrilüğinden dolayı oluşsun, akıştaki türbülansın yapısı değişir ve bundan dolayı daha iyi nümerik sonuçlar için eğrilğin etkisi dikkatli bir şekilde incelenmelidir. Bu konuda araştırmacılar birçok çalışma yapmışlardır.



Şekil 3.1 : Eğri pasaj ve türbin kanatları arasındaki geometrinin benzerliği.

Leschziner ve Rodi (1981) jet akışları üzerinde çalışmışlar ve türbülans kayma gerilmesi ile normal gerilmeleri arasındaki anizotropi derecesinin eğriliğe duyarlı olduğunu görmüşlerdir. Ayrıca, sayısal ağa ve türbülans modeline bağlı olarak resirkülasyon bölgesindeki akış özelliklerinin %30 daha az tahmin edildiğini belirtmişlerdir. Standart k- ϵ türbülans modelinin incelenen resirkülasyon bölgesinde başarısız olduğunu göstermişlerdir. Kim, Wiedner ve Camci (2000) eğri kanal üzerinde çalışmışlar ve eğriliğin etkisinin konkav ve konveks yüzeylerde etkin olduğunu görmüşlerdir. Oluşan pasaj vorteksi merkezindeki eğriliğin önemli olduğunu da belirtmişlerdir.

Bunların yanında Cheng and Farokhi (1992) çalışmalarında eğrilik etkisi altındaki türbülanslı akışlarda sayısal tahmini iyileştirmek için bir teknik geliştirmişler ve türbülans modelindeki türbülans viskozitesini eğriliğe bağlı formülize etmişlerdir. İncelemelerinde resirkülasyon bölgesinde türbülans viskozite değerinin büyüdüğünü görmüşlerdir. Patel ve Sotiropoulos (1997) ise türbülans sınır tabakasındaki geometri eğriliği etkisini incelemişlerdir ve çok küçük dahi olsa akıştaki eğrilik sonrasında türbülans sınır tabaka içinde momentum ve ısı transferinde önemli değişiklikler olduğunu görmüşlerdir.

Türbülanslı akışlardaki eğriliği dikkate almak amacıyla iki denklemlili türbülans modelleri için birçok model önerilmiştir. Wilcox and Chamber (1977) k- ω türbülans modelindeki k denklemini modifiye etmiş ve ω denklemini değiştirmeden eşitliğin sol tarafına kaynak terimi eklemiştir. Launder, Priddin and Sharma (1977) ise düşük Reynolds sayılı akışlarda standart k- ϵ türbülans modelinde ϵ denklemine akım çizgisindeki eğrilikle değişen Richardson sayısına bağlı yok edici bir terim eklemiştir.

Leschziner ve Rodi (1981) ile Gibson (1978) eğriliği dikkate almak ve türbülans modeline anizotropik etki eklemek amacıyla türbülans viskozitesinin değişmesini önermişler.

Sonuç olarak, analizlerde akıştaki eğriliğin etkisini dikkate almak amacıyla standart k-ε türbülans modelini temel alan birçok model sunulmuştur. Bazı araştırmacılar (Launder, Sharma ve Priddin, 1977) transport denklemlerine yeni kaynak terimleri tanımlamışlardır. Bazı araştırmacılar ise (Leschziner ve Rodi, 1981) eddy viskozite denklemini değiştirmiş ve akış eğriliğinden dolayı meydana gelen anizotropik etkiyi çözecek hale getirmişlerdir. Bundan sonraki bölümde bu araştırmacılar tarafından sunulan standart k-ε türbülans modelinde eğriliği dikkate alacak modifikasyonlar için matematiksel modeller ve denklemler hakkında bilgi verilecektir.

3.1 Sayısal Analiz Yönetici Denklemleri ve Kapama Problemi

Akışın sayısal analizinde zaman ortalamalı, düzgün, sıkıştırılamaz, türbülanslı akış için tanımlanan yönetici denklemler kullanılmaktadır. Bunlar;

Süreklilik (kütlenin korunumu) denklemi,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i)}{\partial X_i} = 0 \quad (3.1)$$

Burada U_i genel olarak kartezyen koordinatlardaki hızları, X_i ise kartezyen koordinatları temsil etmektedir. ρ ve t ise sırasıyla akışkanın yoğunluğu ve zamandır.

Veya süreklilik denklemi daha açık olarak yazılırsa;

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0 \quad (3.2)$$

Burada, u , v ve w sırasıyla kartezyen koordinatlardaki (x,y,z) hızları temsil etmektedir. Tez kapsamında incelenen akışlar sıkıştırılamaz olduğundan süreklilik denklemi aşağıdaki şekli almaktadır.

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3.3)$$

Sıkıştırılamaz akışlar için momentum (Momentumun korunumu) denklemi ise genel olarak;

$$\rho U_j \frac{\partial U_i}{\partial X_j} = \rho g_i - \frac{\partial P}{\partial X_i} + \frac{\partial}{\partial X_j} \left[\mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial X_j} + \frac{\partial U_j}{\partial X_i} \right) \right] \quad (3.4)$$

şeklinde yazılabilir. Burada, U_{ij} kartezyen koordinatlardaki hızlar ve X_{ij} ise kartezyen koordinatlardır. ρ , μ , P ve g ise sırasıyla akışkanın yoğunluğu, viskozitesi, basıncı ve yerçekimi ivmesidir.

Momentum denklemleri (x,y,z) kartezyen koordinatlarında yazılırsa;

x momentum denklemi;

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) &= \rho g_x - \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[2\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right] \\ &+ \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right] \end{aligned} \quad (3.5)$$

y momentum denklemi;

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right) &= \rho g_y - \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] \\ &+ \frac{\partial}{\partial y} \left[2\mu \frac{\partial v}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right] \end{aligned} \quad (3.6)$$

z momentum denklemi;

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) &= \rho g_z - \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right] \\ &+ \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[2\mu \frac{\partial w}{\partial z} \right] \end{aligned} \quad (3.7)$$

Yukarıda verilen üç boyutlu, zamana bağlı, sıkıştırılmaz momentum (Navier-Stokes) ve süreklilik denklemleri hem laminar hem de türbülanslı akışlar için geçerlidir. Fakat sayısal çözümlemelerde sonsuz sayıdaki zaman ve uzunluk ölçekleri nedeniyle türbülanslı akışlar için bu denklemlerin çözümleri en basit geometriler için dahi çok küçük zaman aralıkları için çok sayıda çözüm elemanının (10^6 - 10^8 adet) olmasını gerektirmektedir. Pratikte bunun yapılması günümüz bilgisayar teknolojisi ile mantıklı değildir. Bu durumu ortadan kaldırmak amacıyla, yönetici kısmi diferansiyel denklemler mevcut ölçekler üzerinden ortalama alınarak çözülmüştür.

Mevcut ölçekler üzerinden ortalama alınmasında birçok yöntem vardır. Bu tezde zaman ortalaması alınmış yönetici denklemler incelenecektir. Bu yöntemde yapılan varsayım ise bağımlı değişkenlerin bir ortalama değer ve onun etrafında değişen bir değerden oluştuğudur. Örnek olarak, bu durumda x,y,z yönündeki hız aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$u = U + \bar{u} \quad (3.8)$$

$$v = V + \bar{v} \quad (3.9)$$

$$w = W + \bar{w} \quad (3.10)$$

Burada, U, V, W ortalama hız değerleri iken $\bar{u}$, $\bar{v}$, $\bar{w}$ ise ortalama hız etrafında değişen hız değerleridir. Türbülanslı akışlar için yukarıda tanımlanan varsayım yönetici kısmi diferansiyel denklemlerle birlikte yazılır ve zamana göre ortalaması alınır; sıkıştırılamaz akışlar için momentum (Momentumun korunumu) denklemi ise genel olarak;

$$\rho U_j \frac{\partial U_i}{\partial X_j} = \rho g_i - \frac{\partial P}{\partial X_i} + \frac{\partial}{\partial X_j} \left[\mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial X_j} + \frac{\partial U_j}{\partial X_i} \right) - \rho \overline{u_i u_j} \right] \quad (3.11)$$

şeklinde yazılır. Burada yukarıdaki denklemlerden farklı olarak $\overline{u_i u_j}$ Reynolds gerilmeleridir. Kartezyen koordinatlarda daha açık olarak ise;

x momentum denklemi;

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} + W \frac{\partial U}{\partial z} \right) &= \rho g_x - \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[2\mu \frac{\partial U}{\partial x} - \rho \overline{uu} \right] \\ &+ \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) - \rho \overline{uv} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial x} \right) - \rho \overline{uw} \right] \end{aligned} \quad (3.12)$$

y momentum denklemi;

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial V}{\partial t} + u \frac{\partial V}{\partial x} + v \frac{\partial V}{\partial y} + w \frac{\partial V}{\partial z} \right) &= \rho g_y - \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) - \rho \overline{uv} \right] \\ &+ \frac{\partial}{\partial y} \left[2\mu \frac{\partial V}{\partial y} - \rho \overline{vv} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial V}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial y} \right) - \rho \overline{vw} \right] \end{aligned} \quad (3.13)$$

z momentum denklemi;

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial W}{\partial t} + U \frac{\partial W}{\partial x} + V \frac{\partial W}{\partial y} + W \frac{\partial W}{\partial z} \right) = \rho g_z - \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial x} \right) - \overline{\rho u w} \right] \\ + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial V}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial y} \right) - \overline{\rho v w} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[2\mu \frac{\partial W}{\partial z} - \overline{\rho w w} \right] \end{aligned} \quad (3.14)$$

şeklinde olur. Görüldüğü gibi, ortalama alma işlemi momentum denkleminde ek terimlerin oluşmasına sebep olmuştur. Bunlar, $\overline{\rho u u}$, $\overline{\rho u v}$, $\overline{\rho u w}$, $\overline{\rho v v}$, $\overline{\rho v w}$, $\overline{\rho w w}$ terimleridir ve Reynolds gerilmeleri olarak isimlendirilmektedir. Bu eklenen terimler ile birlikte, momentum ve süreklilik denklemleri ile birlikte 4 denklem ve U, V, W, P, $\overline{\rho u u}$, $\overline{\rho u v}$, $\overline{\rho u w}$, $\overline{\rho v v}$, $\overline{\rho v w}$, $\overline{\rho w w}$ terimleri ile 10 bilinmeyen vardır. Bundan dolayı momentum denklemindeki Reynolds gerilmeleri nedeniyle denklemlerin çözülebilmesi için ek denklemlere ihtiyaç vardır (Kapama problemi). Örnek olarak, sıfır seviye kapama modelinde Reynolds gerilmeleri direkt olarak bağımlı değişkenler U, V ve W'ye bağlanarak çözülmektedir.

Fakat genellikle sayısal çözümlerlerde birinci seviye kapama modeli kullanılmaktadır. Bu modelde, Boussinesq eddy viskozite kavramı kullanılmakta ve buna göre Reynolds gerilmeleri aşağıdaki gibi tanımlanmaktadır.

$$-\overline{\rho u_i u_j} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial X_j} + \frac{\partial U_j}{\partial X_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \quad (3.15)$$

Burada, k türbülans kinetik enerjisi iken δ_{ij} ise Kronecker delta değeridir. μ_t ise eddy veya türbülans viskozite değerleridir. Süreklilik ve momentum denklemlerinde Boussinesq eddy viskozite kavramı kullanılarak denklemler tekrar yazılırsa;

Süreklilik denklemi;

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho U}{\partial x} + \frac{\partial \rho V}{\partial y} + \frac{\partial \rho W}{\partial z} = 0 \quad (3.16)$$

x momentum denklemi;

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} + W \frac{\partial U}{\partial z} \right) = \rho g_x - \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[2(\mu + \mu_t) \frac{\partial U}{\partial x} \right] \\ + \frac{\partial}{\partial y} \left[(\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[(\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial x} \right) \right] \end{aligned} \quad (3.17)$$

y momentum denklemi;

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial V}{\partial t} + u \frac{\partial V}{\partial x} + v \frac{\partial V}{\partial y} + w \frac{\partial V}{\partial z} \right) = \rho g_y - \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left[(\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) \right] \\ + \frac{\partial}{\partial y} \left[2(\mu + \mu_t) \frac{\partial V}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[(\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial V}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial y} \right) \right] \end{aligned} \quad (3.18)$$

z momentum denklemi;

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial W}{\partial t} + U \frac{\partial w}{\partial x} + V \frac{\partial W}{\partial y} + W \frac{\partial W}{\partial z} \right) = \rho g_z - \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left[(\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial x} \right) \right] \\ + \frac{\partial}{\partial y} \left[(\mu + \mu_t) \left(\frac{\partial V}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[2(\mu + \mu_t) \frac{\partial W}{\partial z} \right] \end{aligned} \quad (3.19)$$

şeklinde olmaktadır. Burada tanımlanması gereken terim ise μ_t eddy veya türbülans viskozitesidir.

Sayısal çözümlerlerde kapama problemi çözmek amacıyla birçok türbülans modeli sunulmuştur. Bunlardan çözümlerlerde en çok tercih edilen model Launder ve Spalding (1972) tarafından sunulmuş olan standart k-ε modelidir. Bu model 2 denklemlidir ve akış çözümlerinde en çok kullanılan türbülans modelidir. Bu denklemde μ_t eddy veya türbülans viskozitesi olarak tanımlanmaktadır. Standart k-ε türbülans modelinde yer alan türbülans viskozite ifadesi aşağıdaki gibi hesaplanmaktadır.

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.20)$$

Burada C_μ deneye dayalı bir değer olup standart k-ε türbülans modelindeki değeri 0.09'dur. k türbülans kinetik enerjisi, ε ise türbülans kinetik enerji dissipasyon hızıdır. Ayrıca, kapama problemi nedeniyle iki tane denkleme daha ihtiyaç vardır. Bunlar, k ve ε için elde edilmiş transport denklemleridir ve aşağıda tanımlanmıştır.

Genel olarak türbülans kinetik enerjisi denklemi aşağıda verilmiştir.

$$U_k \frac{\partial(\rho k)}{\partial X_k} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial X_k} + \frac{\partial U_k}{\partial X_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial X_k} + \frac{\partial}{\partial X_k} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial X_k} \right) - \varepsilon \quad (3.21)$$

Kartezyen koordinatlarda daha açık olarak ise türbülans kinetik enerjisi denklemi aşağıdaki gibidir.

$$\begin{aligned}
\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho U \frac{\partial k}{\partial x} + \rho V \frac{\partial k}{\partial y} + \rho W \frac{\partial k}{\partial z} &= \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right) \right] \\
+ \mu_t &\left[2 \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial W}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial x} \right)^2 + \right. \\
&\left. \left(\frac{\partial V}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial y} \right)^2 \right] - \rho \varepsilon
\end{aligned} \tag{3.22}$$

Genel olarak türbülans kinetik enerjisi dissipasyon denklemi aşağıda verilmiştir.

$$U_k \frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial X_k} = \frac{\partial}{\partial X_k} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial X_k} \right) + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial X_k} + \frac{\partial U_k}{\partial X_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial X_k} - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \tag{3.23}$$

Kartezyen koordinatlarda daha açık olarak ise türbülans kinetik enerjisi dissipasyon hızı denklemi aşağıdaki gibidir.

$$\begin{aligned}
\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \rho U \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \rho V \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} + \rho W \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} &= \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right) \right] \\
+ C_{\varepsilon 1} \mu_t \frac{\varepsilon}{k} &\left[2 \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial W}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial x} \right)^2 + \right. \\
&\left. \left(\frac{\partial V}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial y} \right)^2 \right] - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k}
\end{aligned} \tag{3.24}$$

Bu denklemlerdeki σ_k , $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$, σ_ε deneye dayalı katsayılar olup standart k- ε türbülans modeli için sırasıyla 1.0, 1.44, 1.92 ve 1.3 değerlerine sahiptirler. Standart k- ε türbülans modeli ile yukarıdaki işlemler sonucunda bilinmeyen terimler U, V, W, P, μ_t , k ve ε olmak üzere toplam 7 adettir. Denklemler ise 1 adet süreklilik denklemi, 3 adet momentum denklemi, 1 adet eddy viskozite denklemi, 1 adet türbülans kinetik enerji denklemi ve 1 adet türbülans kinetik enerji dissipasyon hızı denklemi olmak üzere toplam 7 adettir. Sonuç olarak başlangıçta bahsedilen kapama problemi ortadan kalkmış ve akış problemi için çözümleme yapılabilir hale gelmiştir.

Yukarıda belirtilen iki denklemlili türbülans modeli sayısız uygulamada tercih edilmekte ve genellikle de çözümlemelerde makul sonuçlar vermektedir. Fakat bu model gerekli durumlarda ayrılma içeren akışlardaki çözümlemelerde ayrılma noktasını tam belirleyememektedir. Bunu çözmek amacıyla standart k- ε türbülans modeli üzerinde modifikasyonlar yapılarak bu tip akışlar için daha doğru sonuçlar

elde edilmek istenmiştir. Bu türbülans modeli RNG k-ε türbülans modeli olarak isimlendirilmektedir. Bu modelde momentum denklemleri dalga sayısı boyutuna transfer edilir ve eddy viskozite değerinin hesaplanması için renormalizasyon grup teorisi kullanılır. Bu model daha çok teoriye bağlı olarak türetildiğinden daha doğru sonuçlar vermektedir. Fakat çözümlemeler de yakınsama problemleri daha sıklıkla oluşmaktadır. Bunu çözmenin yolu ise standart k-ε türbülans modeli ile çözüme başlayıp daha sonra RNG k-ε türbülans modeli ile çözümlemelere devam etmektir (Wilcox, 1998).

Bu modelde eddy viskozitesi değeri bu bölümde açıklandığı gibi aynı şekilde hesaplanmaktadır. Fakat fark C_μ katsayısıdır. Bu durumda bu ampirik katsayı 0.085 değerini almaktadır. Diğer farklı olan nokta ise türbülans kinetik enerji dissipasyon denkleminde bir kaynak teriminin eklenmesidir.

Genel olarak RNG k-ε türbülans modeli için türbülans kinetik enerjisi dissipasyon hızı denklemi aşağıda verilmiştir.

$$U_k \frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial X_k} = \frac{\partial}{\partial X_k} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial X_k} \right) + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial X_k} + \frac{\partial U_k}{\partial X_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial X_k} - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} - R_\varepsilon \quad (3.25)$$

Burada, R_ε kaynak terimidir. Bu terimin açılımı ise aşağıdaki denklemle verilmiştir.

$$R_\varepsilon = \frac{C_\mu \rho \eta^3 (1 - \eta / \eta_0) \varepsilon^2}{1 + \beta \eta^3} \frac{1}{k} \quad (3.26)$$

Burada; $\eta \equiv S.k/\varepsilon$, $\eta_0=4.38$ ve $\beta=0.012$ 'dir. S değeri ise aşağıdaki denklemle verilmiştir.

$$S^2 = 2 \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial W}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial y} \right)^2 \quad (3.27)$$

Eklenen kaynak terimi sonucunda türbülans kinetik enerjisi dissipasyon denklemi aşağıdaki formu alır.

$$U_k \frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial X_k} = \frac{\partial}{\partial X_k} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial X_k} \right) + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial X_k} + \frac{\partial U_k}{\partial X_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial X_k} - C_{\varepsilon 2}^* \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (3.28)$$

Burada, $C_{\varepsilon 2}^*$ terimi aşağıdaki gibi belirlenir.

$$C_{\varepsilon 2}^* = C_{\varepsilon 2} + \frac{C_{\mu} \rho \eta^3 (1 - \eta / \eta_0)}{1 + \beta \eta^3} \quad (3.29)$$

Türbülans kinetik enerji dissipasyon hızı denkleminde $\eta < \eta_0$ olduğu durumlarda R_ε kaynak terimi kinetik enerjisi dissipasyonuna pozitif olarak katkı yapmaktadır. Örnek olarak zayıf ve orta gerilmeli akışlarda RNG ve standart k- ε türbülans modelleri yaklaşık aynı sonuçları vermektedirler. Fakat yüksek gerilmenin olduğu akışlarda ise yani $\eta_0 < \eta$ olduğu durumlarda R_ε negatif katkı yapmakta ve $C_{\varepsilon 2}^*$ değeri $C_{\varepsilon 2}$ değerinden daha düşük olmaktadır. Standart k- ε türbülans modeli ile karşılaştırılmasında türbülans kinetik enerjisi dissipasyonu (ε) değeri artmakta ve türbülans kinetik enerjisi (k) değeri azalmaktadır. Bu da türbülans viskozite (μ_t) değerinin azalmasına sebep olmaktadır. Sonuç olarak akışta yüksek gerilmenin olduğu akışlarda RNG, standart k- ε türbülans modeli göre daha düşük türbülans viskozite değerinin oluşmasına sebep olmaktadır. Sonuç olarak, RNG akışa uygulanan gerilmenin büyük olduğu ve eğri akışlar için daha iyi çözüm sonuçları vermektedir. Bu modelde kullanılan sabit sayılar $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$ sırasıyla 1.42 ve 1.68'dir (Wilcox, 1998).

3.2 Eğri Kanallar Arasındaki Akışlarda Türbülans

Akış boyunca eğriliğe sahip olan akışlar mekanik birçok uygulamada karşımıza çıkmaktadır. Mesela, türbomakina içindeki akışlar bu durum için örnek teşkil etmektedir. Özellikle radyal veya eksenel kompresör, pompa veya türbin kanatları arasındaki akışlarda akışkan önemli oranda kanatlar arasında eğriliğe maruz kalmaktadır. Bu konuda yapılan deneysel çalışmalarda eğri kanallar arasındaki akışların karakteristiğinin anlaşılmasına olanak tanımıştır. Akışta, akışın doğasından dolayı meydana gelen eğrilik veya akışı sınırlayan geometriden dolayı oluşan eğrilik türbülansı önemli derecede etkilemektedir. Genel olarak bakıldığında akıştaki eğrilik yarıçapının büyümesiyle türbülans azalmakta ve tersi durumda ise türbülans artmaktadır. Bundan dolayı türbülans modelinde eğriliği dikkate almayan modeller sayısal çözümlemelerde önemli bir noktanın atlanması anlamına gelmektedir. Daha önceki bölümlerde de belirtildiği gibi standart k- ε türbülans modelinde akışın veya geometrinin eğriliğinden (konkav veya konveks yüzeylerden) dolayı türbülansı etkileyecek bir terim bulunmamaktadır. Fakat standart k- ε türbülans modeli için farklı uygulamalarla eğriliğin etkisini katmak mümkündür ve bu konuda birçok

çalışma sunulmuştur. Bunlardan birisi Leschziner ve Rodi (1981) tarafından sunulan modeldir.

Deneysel veriler türbülans kayma gerilmeleri ile normal gerilmeler arasındaki anizotropinin derecesinin akışın eğriliğine çok duyarlı olduğunu göstermiştir. Leschziner ve Rodi (1981) yaptıkları çalışmada yerel denge varsayımı ile Reynolds transport denklemindeki tüm konvektif ve difüzyon terimleri ihmal etmişlerdir. Ayrıca, hesaplamalarda kayma gerilmeleri ve buna bağlı uzamalar arasında hesapsal uyumluluk sağlamak amacıyla, elde edilen denklemlerden enine ortalama hız terimi, akış ve normal boyunca oluşan akış ve normal yönündeki türevler çıkarmışlardır. Sonuç olarak ise aşağıdaki matematiksel denklemler türetilmiştir.

Türbülans gerilmelerinin üretimi aşağıdaki denklemle verilmektedir.

$$P_{ij} = \alpha \frac{\varepsilon}{k} (\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k) + \beta (P_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} P_k) + \frac{2}{3} \varepsilon \delta_{ij} \quad (3.30)$$

Burada P_{ij} türbülans gerilmelerinin üretimini, P_k ise türbülans kinetik enerjisi üretimini göstermektedir. α ve β sırasıyla 1.5 ve 0.6 değerlerini almaktadır. Türbülans enerjisinin yerel dengesi varsayımı ile yani $P_k = \varepsilon$ olması ile denklem 3.30;

$$\frac{\overline{u_i u_j}}{k} = \frac{1-\beta}{\alpha \varepsilon} P_{ij} - \frac{2}{3} \frac{\delta_{ij}}{\alpha} (1-\alpha-\beta) \quad (3.31)$$

şeklını alır.

Akışın eğriliğinin gerilmeler üzerindeki etkisi akım çizgisi boyunca teğetsel ve normal koordinatlar (s, n) dikkate alınarak ele alınır, türbülans gerilmelerinin üretimi formülasyonu aşağıdaki şekilde olur.

$$P_{ss} = -2\overline{u_s^2} \frac{\partial U_s}{\partial s} - 2\overline{u_s u_n} \left(\frac{\partial U_s}{\partial n} + \frac{U_s}{R_c} \right) \quad (3.32)$$

$$P_{nn} = -2\overline{u_n^2} \frac{\partial U_n}{\partial n} + 4\overline{u_s u_n} \frac{U_s}{R_c} \quad (3.33)$$

$$P_{ns} = -\overline{u_n^2} \frac{\partial U_s}{\partial n} + (2\overline{u_s^2} - \overline{u_n^2}) \frac{U_s}{R_c} + \overline{u_s u_n} \frac{U_s}{r} \quad (3.34)$$

Burada R_c akım eğrisi boyunca akıştaki eğriliği, r ise simetri ekseninden uzaklığı U_s akım çizgisi boyunca, U_n ise akım çizgisine dik hız bileşenini göstermektedir. Eğer ki, ana akış, k türbülans kinetik enerjisi ve ε türbülans dissipasyonu biliniyorsa akım

çizgisi boyunca normal doğrultusundaki akışta oluşan türbülans gerilmelerini $\overline{u_s u_n}$, $\overline{u_n^2}$, $\overline{u_s^2}$ 'yi bulmak mümkün olur. Fakat burada önemli olan $\overline{u_s u_n}$ kayma gerilmesidir. Eğri kayma tabakası için bu terim momentum denkleminde önem kazanmaktadır. Buradaki amaç ise birim $(\partial U_s / \partial n + U_s / R_c)$ uzama hızıyla $\overline{u_s u_n}$ kayma gerilmesi ifadesini ilişkilendirmektir. Buna bağlı olarak da eğrilığe bağlı C_μ ifadesi elde edilecektir. Bu yapılırken kullanılan varsayım ise aşağıdaki denklemde verilmiştir.

$$\frac{U_r}{r} = \frac{\partial U_n}{\partial n} = \frac{\partial U_s}{\partial s} = 0 \quad (3.35)$$

Bu varsayımın kullanılmasında amaç C_μ üzerindeki ek eğrilik uzama hızını izole etmektir. Denklemler birleştirildiğinde;

$$\overline{u_s u_n} = \frac{-K_1 K_2}{\left[1 + 8K_1^2 \frac{k^2}{\varepsilon^2} \left(\frac{\partial U_s}{\partial n} + \frac{U_s}{R_c} \right) \right]} \frac{k^2}{\varepsilon} \left(\frac{\partial U_s}{\partial n} - \frac{U_s}{R_c} \right) \quad (3.36)$$

elde edilir. Burada;

$$K_1 = \frac{1 - \beta}{\alpha} \quad (3.37)$$

ve

$$K_2 = \frac{2(1 - \alpha - \beta)}{3\alpha} \quad (3.38)$$

olurken, sonuç olarak C_μ için ise;

$$C_\mu = \frac{-K_1 K_2}{\left[1 + 8K_1^2 \frac{k^2}{\varepsilon^2} \left(\frac{\partial U_s}{\partial n} + \frac{U_s}{R_c} \right) \left(\frac{U_s}{R_c} \right) \right]} \quad (3.39)$$

denklemini elde edilir.

Eğer ki, $(\partial U_s / \partial n + U_s / R_c)$ değeri negatif ise ve yeterli derecede büyük ise C_μ negatif değerler alabilir. Bunun için bir sınır değer C_μ için verilmesi gereklidir. Yapılan çalışmalarda C_μ için sınır değerlerin $[0.025; 0.09]$ olduğu görülmüştür. Ayrıca bu denklemde $\partial U_s / \partial n$ ve U_s / R_c değerlerinin hesaplanması gerekmektedir. Bunun için ise öncelikle akışın akım çizgisi boyunca eğrilik yarıçapının hesaplanması gerekir.

Akım çizgisinin eğrilik yarıçapı ifadesi aşağıdaki denklemle bulunmaktadır.

$$\frac{1}{R_c} = \frac{d^2 y / dx^2}{\left[1 + (dy / dx)^2\right]^{3/2}} \bigg|_{\psi=\text{sabit}} \quad (3.40)$$

Bu denklem diferansiyel denklemlerde çok kullanılan bir ifadedir. Eğer ki akım çizgisi için;

$$\frac{dx}{dy} \bigg|_{\psi=\text{sabit}} = V / U \quad (3.41)$$

denklem 3.40'da yerine yazılırsa;

$$\frac{1}{R_c} = \frac{U.V \left(\frac{\partial V}{\partial y} - \frac{\partial U}{\partial x} \right) + U^2 \cdot \frac{\partial V}{\partial x} - V^2 \cdot \frac{\partial U}{\partial y}}{(U^2 + V^2)^{3/2}} \quad (3.42)$$

denklemini elde edilir. Burada, U x-yönündeki, V ise y-yönündeki akış hızlarıdır. U_s terimi ise basitçe U ve V hızlarının vektörel toplamıdır. Yani;

$$U_s = (U^2 + V^2)^{1/2} \quad (3.43)$$

U_s hızının işaretine ise U, V ve R_c nin işaretleri göz önünde tutularak karar verilmelidir.

$\partial U_s / \partial n$ terimi ise şöyle hesaplanmaktadır. Ortogonal koordinat sistemindeki gerilme hızı tensörü $S_{ij}^{(1)}$ yardımıyla döndürülmüş sistemdeki hesaplanan $S_{ki}^{(2)}$;

$$S_{ki}^{(2)} = S_{ij}^{(1)} \cdot C_{ik} \cdot C_{ji} \quad (3.44)$$

şeklinde ifade edilir.

Buradaki, C_{ik} birim vektörler arasındaki $i^{(1)}$ ve $k^{(2)}$ arasındaki kosinüs değeridir. θ kadar dönme açısı sonucunda akım çizgisi boyunca kayma gerilmesi aşağıdaki gibidir.

$$S_{ns} = 0.5(S_{yy} - S_{xx}) \sin 2\theta + S_{xy} \cos 2\theta \quad (3.45)$$

Denklem 3.45'de;

$$S_{ns} = \frac{\partial U_s}{\partial n} - \frac{U_s}{R_c} \quad (3.46)$$

$$S_{xx} = 2 \frac{\partial U}{\partial x} \quad (3.47)$$

$$S_{yy} = 2 \frac{\partial V}{\partial y} \quad (3.48)$$

$$S_{xy} = \frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \quad (3.49)$$

$\partial U_s / \partial n$ ise U ve V hız vektörleri arasındaki θ açısı ile hesaplanmaktadır.

$$\theta = a \tan(V/U) \quad (3.50)$$

Direkt olarak türbülans viskozitesindeki C_μ katsayısında yapılan değişikliğin yanında eğrilikten kaynaklanan türbülans etkisini modellemek için türbülans kinetik enerji dissipasyonu (ε) denkleminde yapılan düzeltmelerde vardır. Bu düzeltmelerden biriside 1977 yılında Launder, Priddin ve Sharma tarafından sunulmuştur. Temelde bu çarpan ε denkleminde bir eklenen bir yıkım (destruction) kaynak teriminden ibarettir. Bu terim genel olarak akışın eğriliğine bağlı olarak değişmektedir.

Buna göre türbülans kinetik enerji dissipasyonu (ε) denkleminde;

$$C_{2\varepsilon} \rightarrow C_{2\varepsilon} (1 - C_c Ri_T) \quad (3.51)$$

değerini alır. Burada C_c değeri sabittir ve Launder ve diğerleri (1977) tarafından 0.2 olarak belirlenmiştir. Ayrıca teğetsel ve normal yöndeki (s,n) koordinatlar baz alındığında Ri_T türbülans Richardson sayısı aşağıdaki gibi tanımlanmıştır.

$$Ri_T = \left(\frac{k}{\varepsilon} \right)^2 \left[\frac{\partial U_s}{\partial n} + \frac{U_s}{R_c} \right] \left(\frac{U_s}{R_c} \right) \quad (3.52)$$

Sonuç olarak denklem 3.51, denklem 3.53'deki şekli alır.

$$C_{2\varepsilon} \rightarrow C_{2\varepsilon} \left[1 - 0.2 \left(\frac{k}{\varepsilon} \right)^2 \left[\frac{\partial U_s}{\partial n} + \frac{U_s}{R_c} \right] \left(\frac{U_s}{R_c} \right) \right] \quad (3.53)$$

Türbülans kinetik enerji dissipasyonu denkleminde $C_{2\varepsilon}$ terimi eklenirse, denklem aşağıdaki şekli alır.

$$\begin{aligned}
\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \rho U \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \rho V \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} + \rho W \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = & \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right) \right] \\
+ C_{\varepsilon 1} \mu_t \frac{\varepsilon}{k} & \left[2 \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial W}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial x} \right)^2 + \right. \\
& \left. \left(\frac{\partial V}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial y} \right)^2 \right] - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + C_{\varepsilon 2} \left[0.2 \left(\frac{k}{\varepsilon} \right)^2 \cdot \left[\frac{\partial U_s}{\partial n} + \frac{U_s}{R_c} \right] \cdot \left(\frac{U_s}{R_c} \right) \right] \rho \frac{\varepsilon^2}{k}
\end{aligned} \tag{3.54}$$

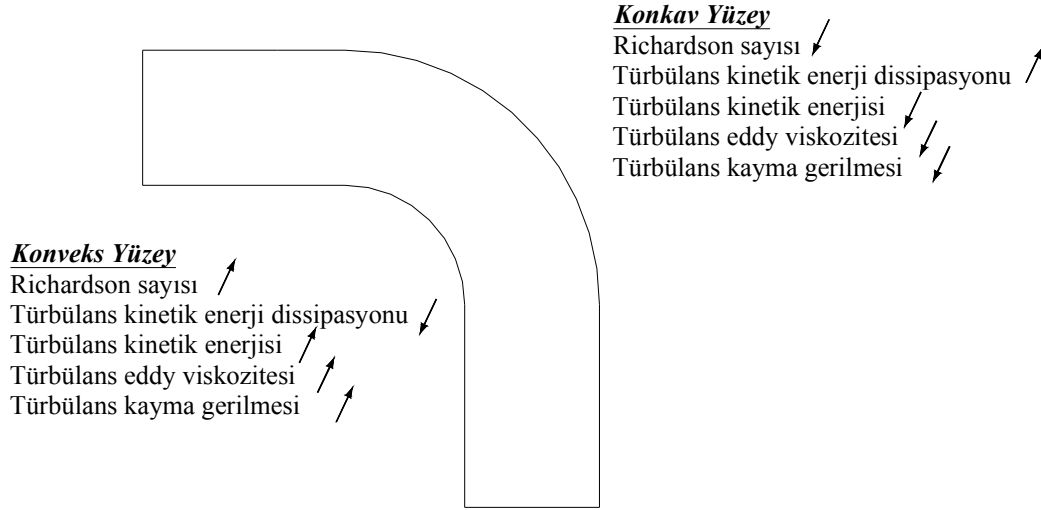
Sonuç olarak gerekli düzenlemeler yapıp, denklem 3.54 analiz edildiğinde ε denkleminde bir kaynak teriminin eklenmesinin gerektiği görülmektedir. Bu kaynak terim aşağıda verilmiştir.

$$S = C_{2\varepsilon} 0.2 \left(\frac{k}{\varepsilon} \right)^2 \left[\frac{\partial U_s}{\partial n} + \frac{U_s}{R_c} \right] \left(\frac{U_s}{R_c} \right) \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \tag{3.55}$$

Burada modellenerek standart k- ε türbülans modeline eklenecek olan kısım S kaynak terimidir. Bu kaynak teriminin modellenebilmesi için teğetsel ve normal koordinatlarda yazılmış R_c ve $\partial U_s / \partial n$ terimlerinin kartezyen koordinatlardaki değerlerinde hesaplanması gerekmektedir. Bu terimlerin matematiksel olarak nasıl modelleneceği ile ilgili olarak detaylı bilgi bu bölümde sunulmuştur.

Konveks eğriliğin olduğu yerlerde yani Richardson sayısının pozitif ($Ri_T > 0$) olduğu durumlarda türbülans kinetik enerji dissipasyonunun yıkım hızı azalmakta ve böylece türbülans kinetik enerji dissipasyonu (ε) artmaktadır. Buna bağlı olarak türbülans kinetik enerji denkleminde de anlaşılabacağı üzere türbülans kinetik enerjisi (k) azalmaktadır. Denklemde ε terimi eşitliğin sağında bulunduğu için ε değerinin artma eğilimi göstermesi (k) teriminin de azalmasına sebep olmaktadır. Ayrıca, türbülans kinetik enerjisinin (k) azalması ve türbülans kinetik enerji dissipasyonunun (ε) artması, türbülans eddy viskozite değeri (C_μ) ve türbülans kayma gerilmelerinin de artması anlamına gelmektedir.

Konkav eğriliğin olduğu durumlarda ise yukarıda anlatılan durumların tersi gelişecektir. Sonuç olarak konkav ve konveks eğriliğin olduğu geometrilere oluşacak durum azalma ve artma durumları Şekil 3.2 : özetlenmiştir.



Şekil 3.2 : Konkav ve konveks yüzeylerde türbülans terimlerinin değişimi.

3.3 Eğrilik Etkisinin Türbülans Modellerine Eklenmesi Amacıyla Modellenmesi

Bölüm 2.2 sayısal analizlerin FLUENT hesaplamalı akışkanlar dinamiği paket yazılımı ile yapılacağı belirtilmişti. Akıştaki eğriliği dikkate alan standart k- ϵ türbülans modelinde yapılan modifikasyonlar C programlama dili ile programlanıp, kullanıcı tanımlı fonksiyonlar (UDF - User Defined Functions) ile FLUENT yazılımına eklenmiştir. Buna göre, birinci modelde akıştaki eğriliği dikkate alacak şekilde türbülans viskozitesi (C_μ) programlanmış ve standart k- ϵ türbülans modelinde türbülans viskozite denkleminde eklenmiştir. İkinci modelde ise türbülans kinetik enerji dissipasyonu (ϵ) denkleminde bir kaynak terimi eklenerek akıştaki eğriliğin türbülans modeline etkisi ortaya konmuştur. Bundan sonraki bölümlerde bu kullanıcı tanımlı fonksiyonlar UDF- C_μ ve UDF- ϵ olarak isimlendirilecektir. Bu fonksiyonlar yazılırken kullanılan denklemler ve algoritmalar Bölüm 3.2’de açıklanmıştır

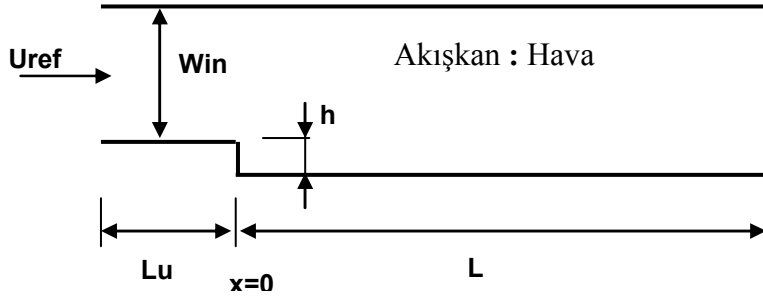
4. KULLANICI TANIMLI FONKSİYONLARIN DOĞRULANMASI

Bu tezde yapılan çalışma kapsamında türbin kanatları arasındaki ikincil akışlar, akışın eğriliğini dikkate alan kullanıcı tanımlı fonksiyonlar dikkate alınarak sayısal olarak incelenecektir. Bu çerçevede öncelikle akış eğriliğini dikkate alacak şekilde programlanan kullanıcı tanımlı fonksiyonların (UDF- C_μ ve UDF- ϵ) doğrulanması amacıyla bazı akışlar için çözümler yapılarak elde edilen sonuçların irdelenmesi gerekmektedir. Daha önce de belirtildiği üzere, akışta meydana gelen eğrilik ya akışın kendi doğasından ya da akışı çevreleyen geometrinin akışkanı eğri bir yol izlemesine zorlaması sonucunda oluşmaktadır. Buna göre yapılan doğrulama çalışmalarında her iki durumu içeren modeller için çözümler gerçekleştirilmiştir ve sonuçlar deneysel veriler yardımıyla analiz edilmiştir. Bu bölümde üzerinde çalışılacak olan akış tipleri ise şunlardır.

- Basamak akışı
- 90° kare kesitli dirsek akışı
- Goldman statoru pasajındaki akış

4.1 Basamak Akışının İncelenmesi

Basamak akışında akışın doğasından kaynaklanan bir eğrilik söz konusudur. Basamakta akışta oluşan ayrılma ve bu ayrılmanın yüzeye tekrar ulaşması yerel olarak akışta eğriliğe sebep olmaktadır. Bu bölümde iki boyutlu olarak basamak akışı 3. bölümde anlatılan akıştaki eğriliği dikkate alan türbülans modifikasyonları ile incelenmiştir. İncelenen model için geometrik özellikler aşağıda Şekil 4.1 ve Şekil 4.1'de verilmiştir.

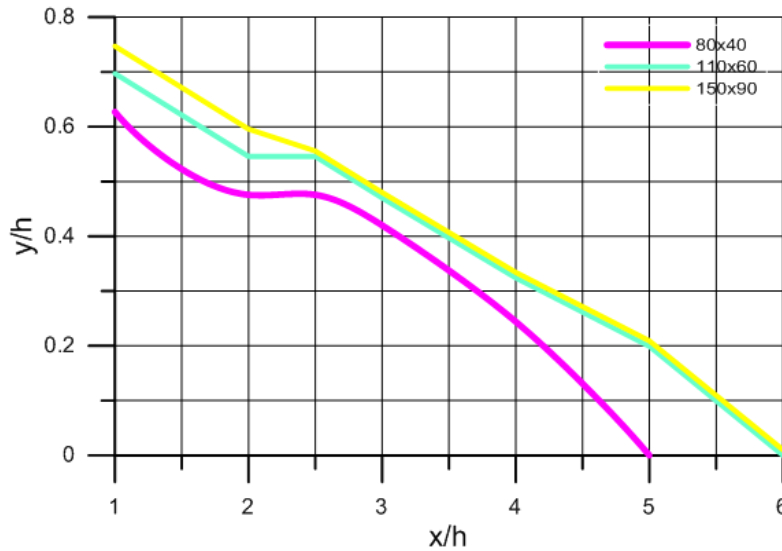


Şekil 4.1 : Basamak akışı geometrisi.

Çizelge 4.1 : Geometrik boyutlar ve giriş koşulları.

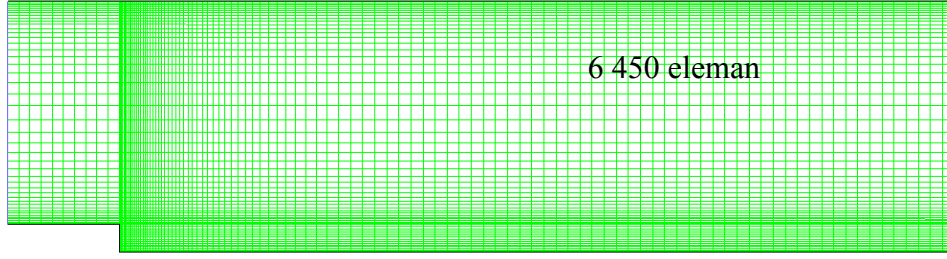
h	1.27 cm
W_{in}	$8h$
L	$30h$
L_u	$4h$
U_{ref}	44.2 m/s
δ_{BL}	1.9 cm
Re_h	35 800

Çözümlemelerde, öncelikle sayısal ağdan bağımsızlaştırma çalışmaları yapılmış ve akışta basamaktan sonra elde edilen ters akışın yörüngesindeki değişim referans alınarak en uygun çözüm ağı elde edilmiştir. Bu çalışmada üç farklı çözüm ağı ile çalışılmıştır. Bunlar, 60x40, 110x60, 150x90 yapısal çözüm ağlarıdır. Sonuç olarak, en uygun çözüm ağının 110x60 olduğu bulunmuştur.

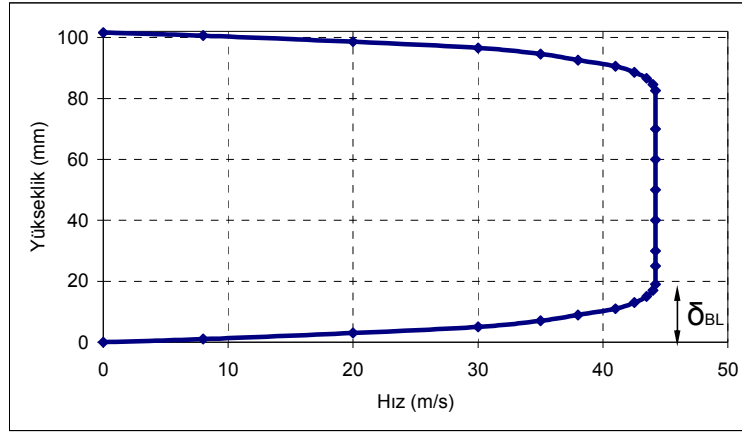


Şekil 4.2 : Basamak akışı için çözüm ağından bağımsızlaştırma çalışması.

Akış kanalına girişteki sınır tabaka hız profili ve çözüm ağı yapısı Şekil 4.3 ve Şekil 4.4’de verilmiştir.



Şekil 4.3 : 110x60 yapısal çözüm ağı.



Şekil 4.4 : Basamak akışına girişteki akışın hız profili ve sınır tabaka.

Sayısal çözümlemeler belli sınır koşulları ile sonlu hacimler metodu kullanan genel amaçlı viskoz akış çözücü FLUENT ile yapılmıştır. QUICK ayrıklaştırma metodu daha doğru sonuçlar için tercih edilmiştir. Sayısal analizlerde SIMPLE algoritması kullanılmıştır. Bu çalışmada FLUENT yazılımında bulunan diğer türbülans modelleri ile de çözümler yapılmış ve elde edilen çözümler deneysel verilerle değerlendirilmiştir. Sayısal analizlerde kullanılan standart ve RNG k- ϵ türbülans modelleri ile akıştaki eğriliği dikkate alacak şekilde düzeltilmiş türbülans modelleri (UDF- C_μ ve UDF- ϵ) yüksek Reynolds sayılı akışlar için geçerli modellerdir. Bundan dolayı sınır tabaka içindeki iç tabakada geçerli değildir. Yüksek Reynolds sayılı türbülans modelleri için ise duvar yüzeyine yakın yerlerde türbülanslı akışı modellemek amacıyla yukarıda tanımlanan akış için duvar fonksiyonları kullanılmıştır. Duvar yüzeyine yakın yerlerde standart duvar fonksiyonları türbülans modelinin yerini alır ve genel olarak sınır tabaka içinde bir düğüm noktasının olmasını gerektirir. Standart duvar fonksiyonlarının ana görevi denklem 4.1'deki formülasyonun sınır tabaka içinde uygulanmasını sağlamaktır.

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \log y^+ + B \quad (4.1)$$

Denklem 4.1’de B ve κ boyutsuz sabitler olup değerleri sırasıyla 5.5 ve 0.4’tür. Sınır içi tabakasındaki diğer parametreler U^+ ve y^+ ise denklem 4.2 ve 4.3’de tanımlanmıştır.

$$U^+ = \frac{U_t}{\sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}} \quad (4.2)$$

$$y^+ = \frac{\delta \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}}{\nu} \quad (4.3)$$

Bu denklemlerde U_t duvara paralel teğetsel hızı, τ_w duvar kayma gerilmesini, ρ akışkanın yoğunluğunu, δ duvardan uzaklığı, ν ise akışkanın kinematik viskozitesini göstermektedir. Standart duvar fonksiyonlarının geçerli olduğu aralık ise $30 < y^+ < 300$ ’dür. Pürüzlü yüzeyler için duvar fonksiyonunun nasıl değiştiği ve y^+ değerinin 30 ile 300 arasında olması için duvara en yakın düğüm noktasının duvara uzaklığının nasıl bulunacağı EK B’de detaylı olarak verilmiştir. Yapılan bu çalışmada y^+ değeri yaklaşık 30’dur ve duvar fonksiyonlarının kullanıldığı aralık içindedir. 2 boyutlu olarak yapılan analizlerde kullanılan sınır koşulları ise Çizelge 4.2 ’de verilmiştir.

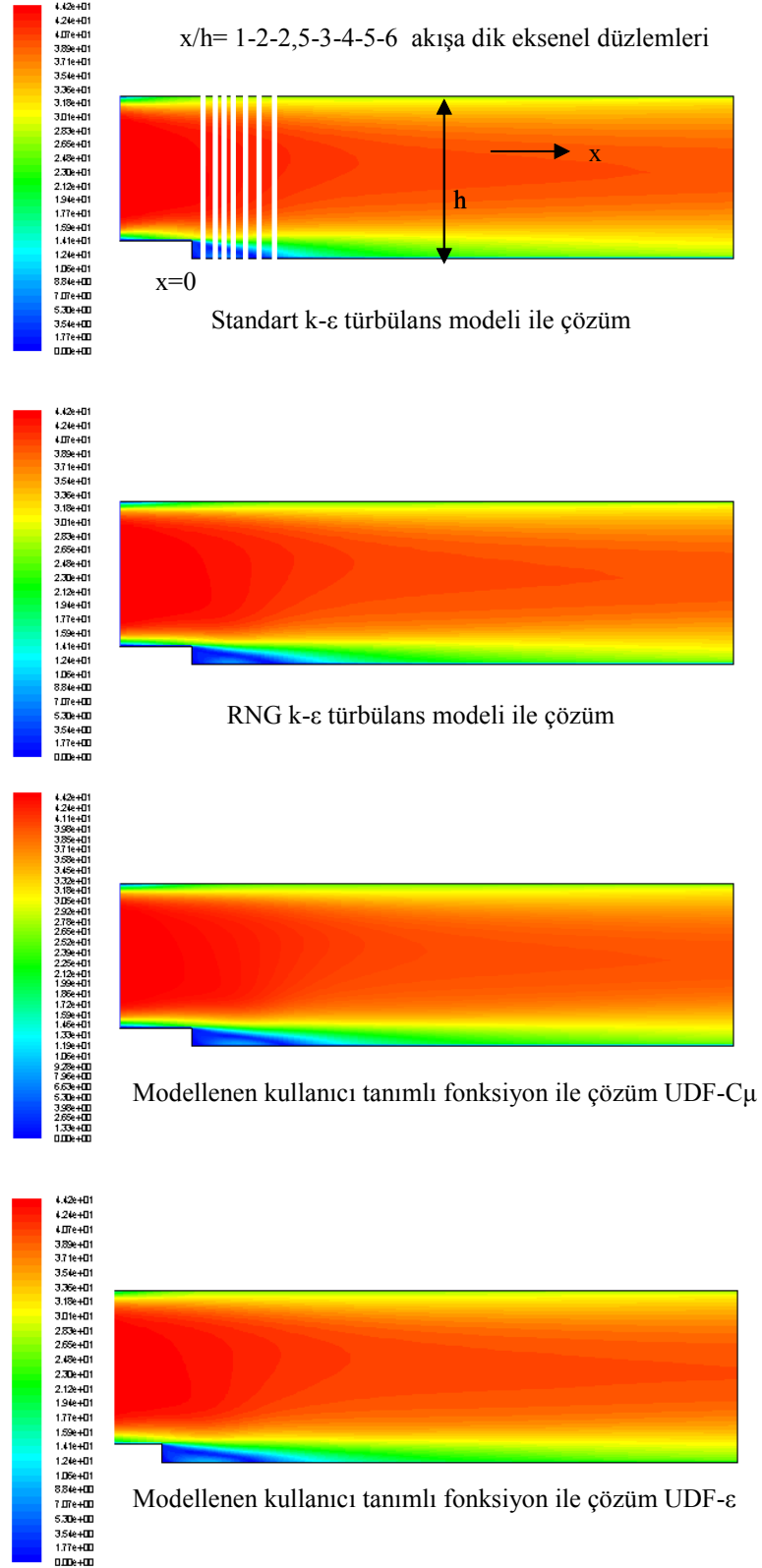
Çizelge 4.2 : Basamak akışı sayısal çözümü sınır koşulları.

Giriş	Hız profili
Çıkış	Tam gelişmiş çıkış *
Duvarlar	Kayma yok, $V=0$ m/s

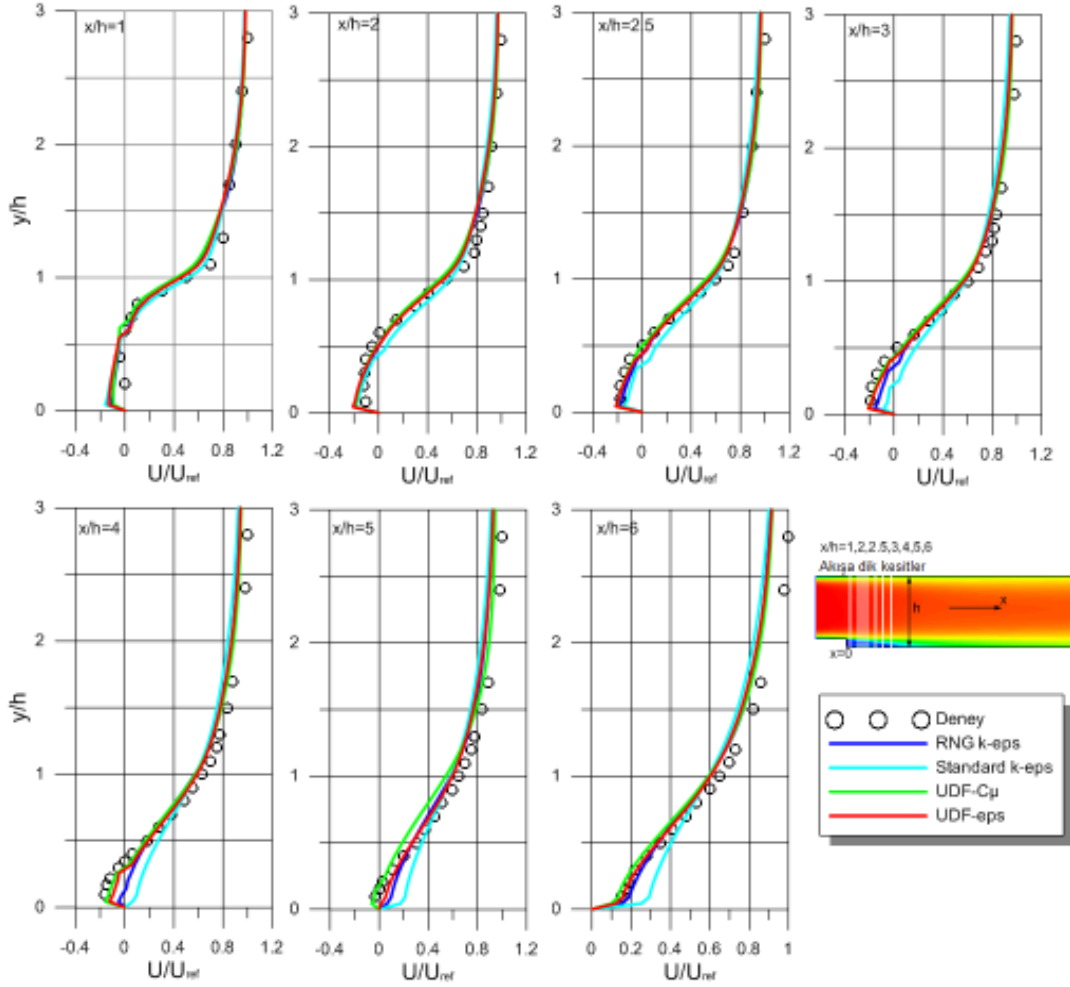
*Basınç hariç diğer tüm akış değişkenleri için normal gradyen sıfır (outflow)

Basamak akışında elde edilen sayısal sonuçlar aynı geometri üzerinde çalışan Driver ve Seegmiller (1985) tarafından yapılan deneysel çalışmalarla karşılaştırılmıştır. Sonuç olarak görülmektedir ki, eğriliği dikkate alarak türbülans modelindeki modifikasyonlar (UDF- C_μ ve UDF- ϵ) akışın hız profillerinin daha doğru olarak elde edilmesini sağlamaktadır. Bu durumun oluşmasındaki ana neden özellikle basamaktan sonra oluşan resirkülasyon bölgesinde akışta oluşan konveks eğrilikten

dolayı türbülans viskozitesindeki değişiminin sunulan kullanıcı tanımlı fonksiyonla modellenebilmesidir. Şekil 4.5 ve Şekil 4.6’da farklı türbülans modelleri ile elde edilen sonuçlar görülmektedir.



Şekil 4.5 : Basamak akışı hız dağılımları.



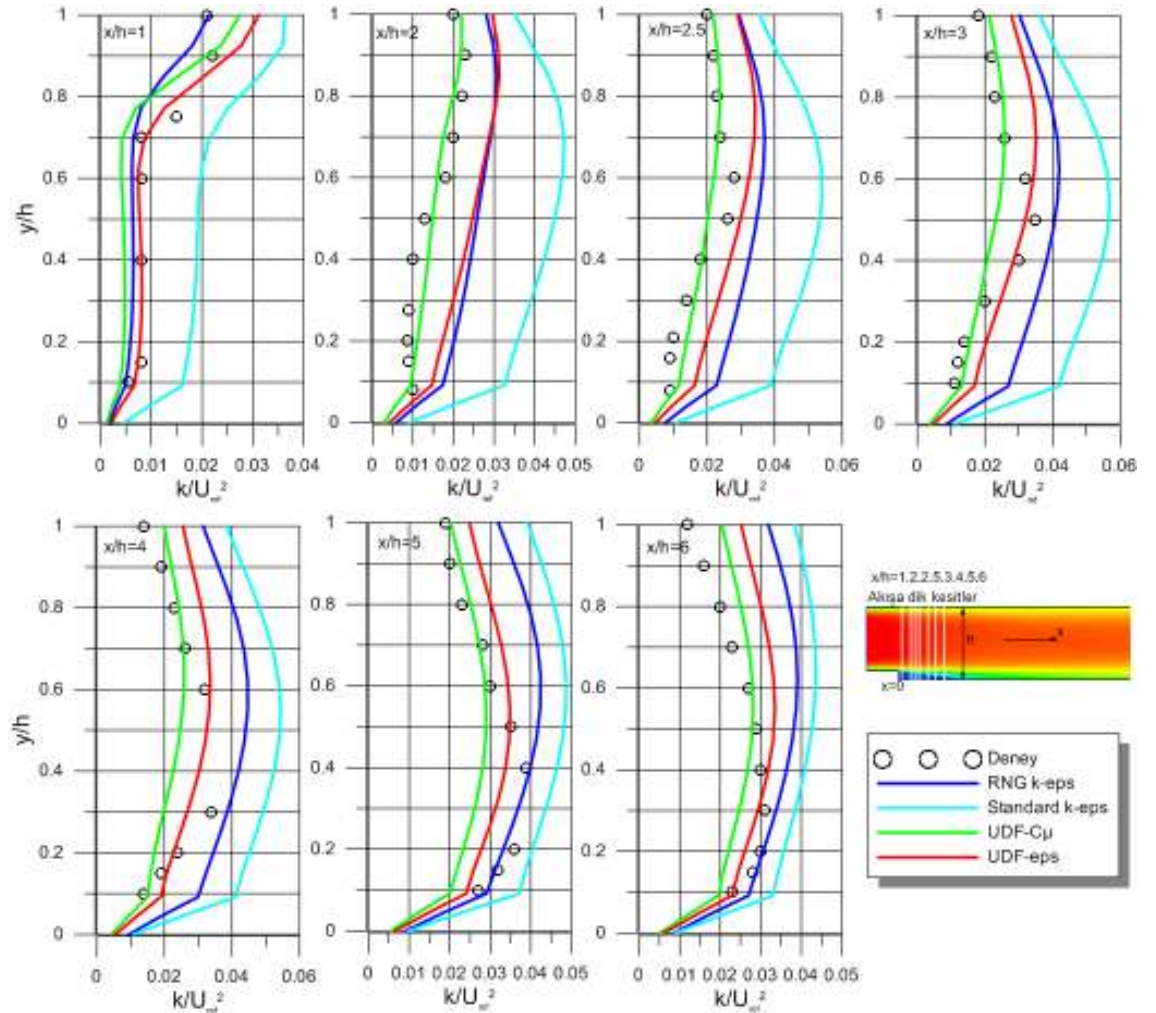
Şekil 4.6 : Basamak akışı boyunca hız profillerinin karşılaştırılması.

Modifiye edilmiş türbülans modelleri deneysel verilerle yaklaşık hız profilleri vermektedir (Şekil 4.6). Basamaktan sonraki resirkülasyon bölgesinden itibaren ($y/h < 1$), eğriliği dikkate almayan türbülans modelleri ile doğru sonuçlar elde etmek imkânsızdır ve modifiye edilmiş UDF- C_μ ve UDF- ϵ bu bölgelerdeki akışa doğru cevap vermektedir. Bu durum $x/h=4,5$ ve $x/h=6$ kesitleri boyunca yapılan karşılaştırmalarda özellikle görülmektedir. Bunun sebebi ise modifiye türbülans modellerinin özellikle resirkülasyon bölgesinde daha küçük türbülans viskozitesi üretmesi ve sonucunda izotropik türbülans modellerine göre basamaktan sonra daha geç duvara yeniden tutunması ve deney sonuçlarına daha yaklaşık hız profilleri vermesidir.

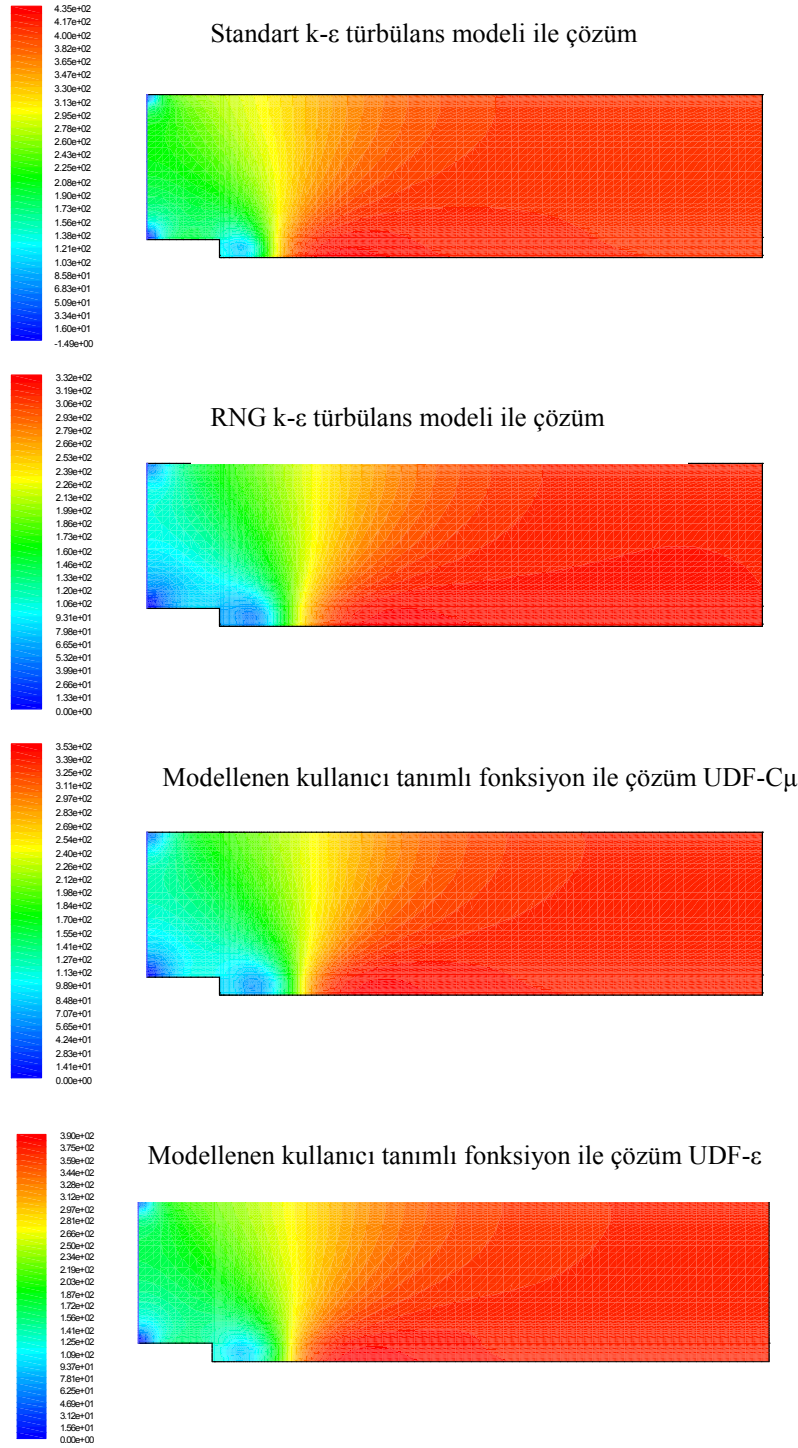
Standart ve RNG k- ϵ türbülans modellerinde basamaktan sonra oluşan resirkülasyon bölgesindeki ani hız değişimleri daha büyüktür ve türbülans viskozitesinin ürettiği daha büyük enerjiler elde edilmektedir.

Türbülans kinetik enerji profilleri de hız profillerinin karşılaştırıldığı kesitlerde ($x/h = 1, 2, 2.5, 3, 4, 5, 6$) karşılaştırılmıştır (Şekil 4.7). Bakıldığında modifiye türbülans modelleri ile resirkülasyon bölgesinde türbülans kinetik enerjisi azalmış ve deneysel verilerle kıyaslandığında daha iyi sonuçlar elde edilmiştir. Standart k- ϵ türbülans modeli ile elde edilen türbülans kinetik enerjiler deneysel ve modifiye türbülans modelleri ile elde edilen değerlerin çok üzerindedir. Türbülans kinetik enerji profillerinden konveks eğrilikten dolayı oluşan azalma görülmektedir.

Buna göre, basamak akışı için iki boyutlu yapılan analizlerde modifiye türbülans modelleri ile elde edilen sonuçlar hem akışın basamaktan sonraki yörüngesi hem de hız ve türbülans kinetik enerji profilleri dikkate alındığında gerçek deneysel sonuçlarla karşılaştırıldığında daha doğru sonuçlar vermektedir.

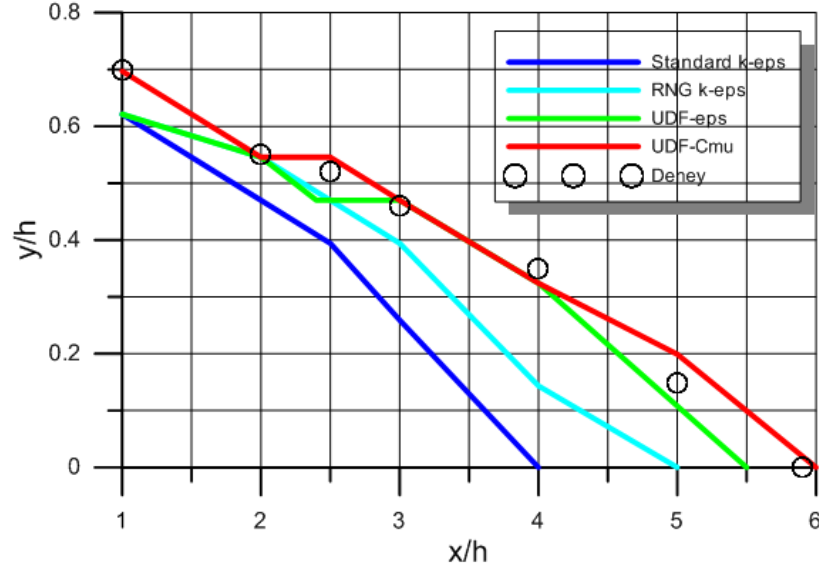


Şekil 4.7 : Basamak akışı boyunca türbülans kinetik enerjilerinin karşılaştırılması.



Şekil 4.8 : Basamak akışında statik basınç dağılımları.

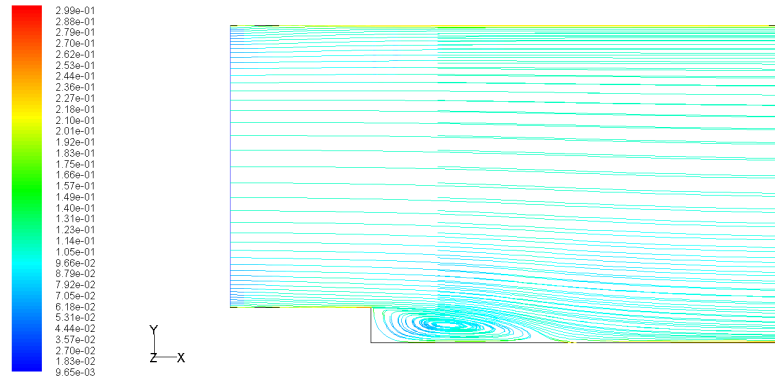
Çözümlerin karşılaştırılmasında değerlendirilebilecek diğer bir nokta ise basamaktan geçtikten sonra oluşan ters akışın alt duvara yeniden ulaştığı noktaya kadar çizdiği yörüngenin belirlenerek sayısal sonuçların deneylerle karşılaştırılmasıdır. Şekil 4.9’da bu karşılaştırma sonuçları yer almaktadır.



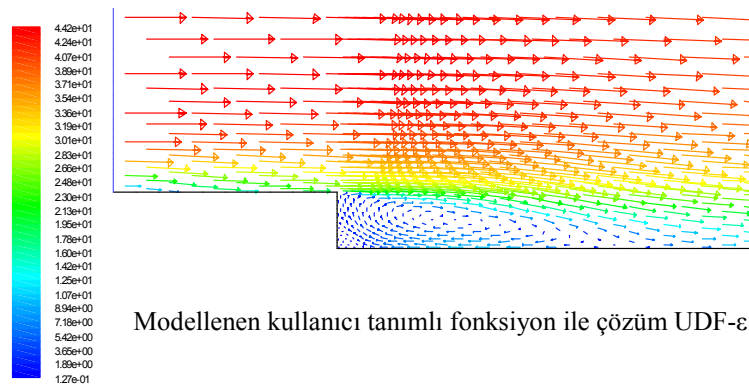
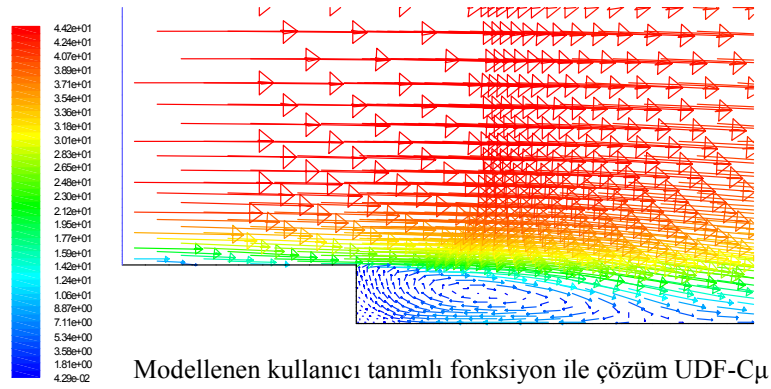
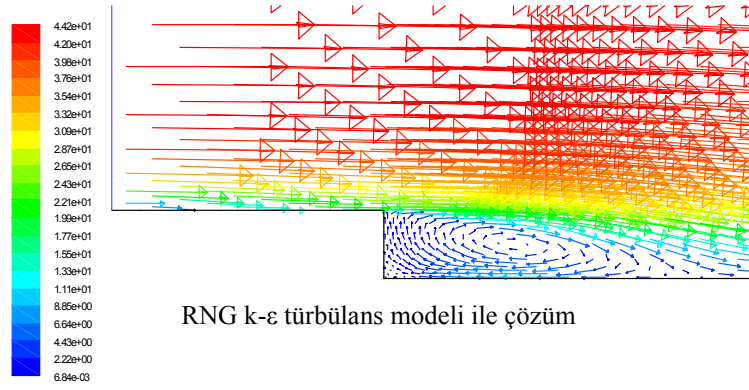
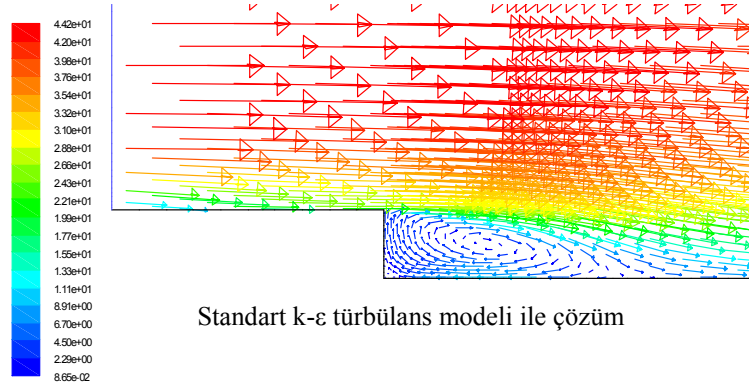
Şekil 4.9 : Basamaktan sonra oluşan ters akışın yörüngesinin karşılaştırılması .

Şekil 4.9’den da görüldüğü gibi akıştaki eğriliği dikkate alarak yapılan çözümlerde elde edilen sonuçlar deneyler ile uyumluluk göstermektedir. Daha önce de belirtildiği üzere basamaktan sonra oluşan bu bölgede türbülans viskozitesi konveks eğrilikten dolayı azalmakta ve bu bölgede sabit türbülans viskozitesini dikkate alan türbülans modellerine göre daha düşük türbülans kinetik enerjisi oluşmaktadır.

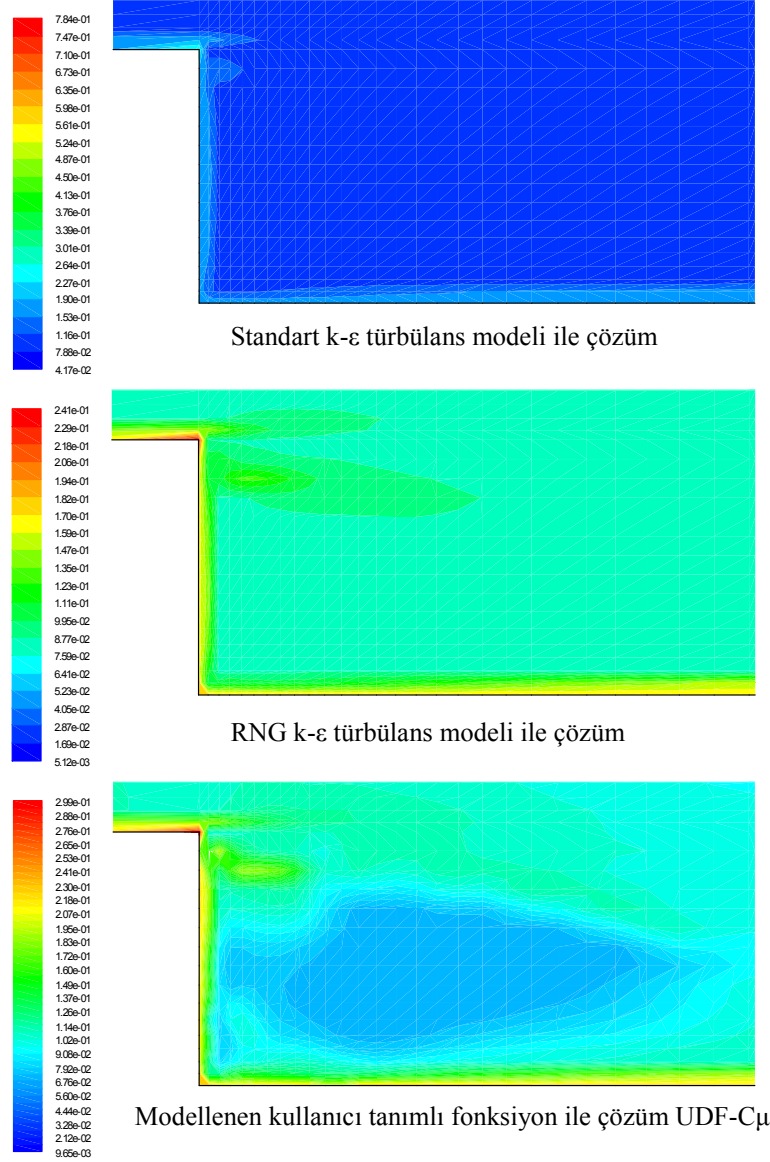
Standart k-ε türbülans modeli yeniden duvar bölgesine ulaşma lokasyonunu ve yörüngeyi deneysel verilere göre çok daha önce tahmin etmektedir. Çünkü standart k-ε türbülans modeli ayrılma bölgesinden sonraki konveks resirkülasyon bölgesinde türbülans viskozitesini çok daha fazla hesaplamakta ve bu da akışta bir dirence sebep olmakta ve izotropik olan bu modelle deneysel veriler uyumsuz sonuçlar vermektedir.



Şekil 4.10 : Basamak akışında oluşan akım çizgileri ve C_μ değişimi.



Şekil 4.11 : Basamak akışında elde edilen hız vektörleri.



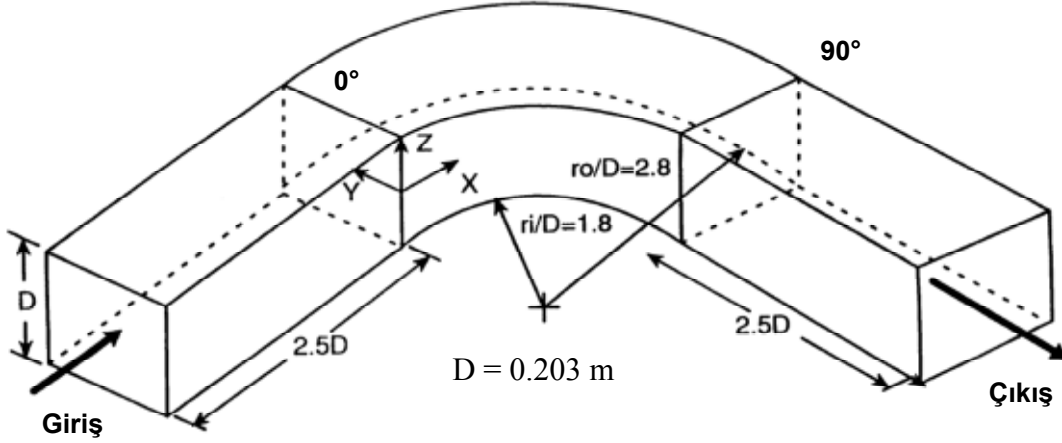
Şekil 4.12 : Basamak akışında türbülans viskozitesinin karşılaştırılması.

Sonuç olarak basamak akışı üzerinde yapılan araştırmalarda eğriliği dikkate alan kullanıcı tanımlı fonksiyonlarla yapılan çözümlemeler deneysel verilerle daha çok uyum göstermektedir ve yerel olarak akışın doğasından dolayı oluşan eğrilik için bu fonksiyonlar doğrulanmıştır.

4.2 90° Kare Kesitli Dirsek İçindeki Akışın İncelenmesi

Bölüm 4.1’de akışın doğasından dolayı akışta oluşan eğrilik ve bunu dikkate alan kullanıcı tanımlı fonksiyonların (UDF-C_μ ve UDF- ε) türbülans modeline eklenmesi sonucunda elde edilen çözümler ve sonuçların diğer türbülans modelleri ile karşılaştırılması verilmiştir. Bu bölümde ise akıştaki eğriliğin akışı sınırlayan

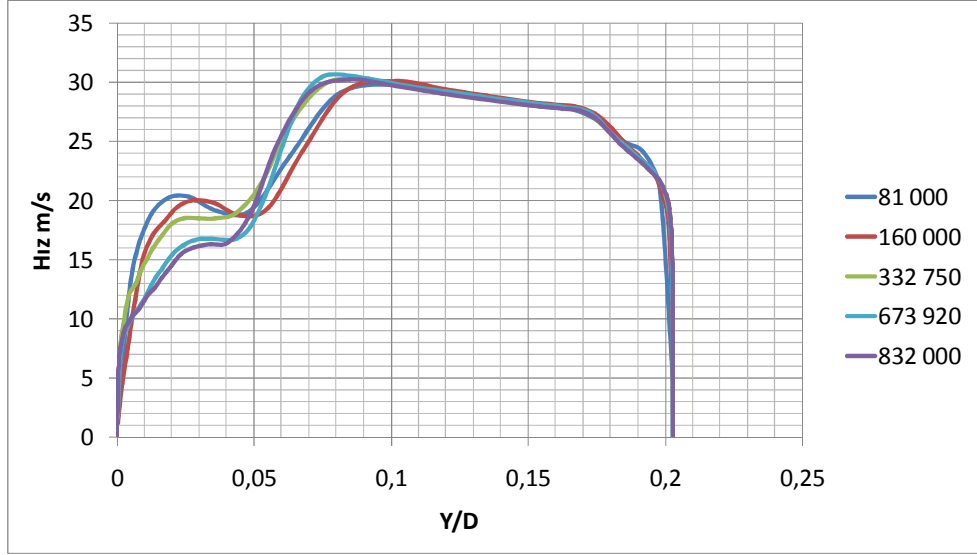
geometriden dolayı olduğu durum irdelenecektir. Bu geometri aynı zamanda türbomakina gibi belli bir eğriliği olan kanatlar arasındaki ikincil akışların anlaşılması içinde referans teşkil edeceği için 90° kare kesitli dirsek modeli olarak seçilmiştir. Şekil 4.13’de üzerinde çalışılan geometri ve boyutsal bilgiler yer almaktadır.



Şekil 4.13 : 90° kare kesitli dirsek modeli.

Bu çalışmada dirsek içindeki akış 3 boyutlu, sayısal olarak analiz edilecektir. 3 boyutlu sıkıştırılamaz Navier-Stokes denklemleri FLUENT yazılımında çözülecek ve elde edilen sonuçlar deneysel verilerle birlikte irdelenecektir. QUICK ayrıklaştırma metodu daha doğru sonuçlar için tercih edilmiştir. Sayısal analizlerde SIMPLE algoritması kullanılmıştır. Bu çalışmada kullanılan deneysel veriler Kim, Wiedner ve Camcı (2002) tarafından yapılan çalışmalardan elde edilmiştir. Karşılaştırmalar eğriliği dikkate alan modifikasyonlarla türetilen türbülans modelleri (UDF-C_μ ve UDF- ϵ) ile mevcuttaki standart ve RNG k- ϵ türbülans modelleri arasında yapılacaktır. Ancak yapılacak çalışmanın öncesinde çözüm ağından bağımsızlaştırma çalışması yapılarak analizlerde kullanılması gereken çözüm ağı sayısı belirlenmelidir. Bunun içinde geometrinin simetri ekseninde 90°'lik kesitteki hız profilleri kıyaslanmıştır.

Yapılan analizler sonucunda elde edilen hız profilleri kıyaslandığında çözüm elemanı sayısı 832 000 ve 673 920 olan çözümlerde elde edilen hız profilleri birbirine yakın sonuçlar vermektedir. Yani çözüm ağında daha fazla eleman kullanmak çözümü çok fazla değiştirmemektedir. Sonuç olarak, yapılan analizlerde yapısal çözüm ağı kullanılmış ve sayısal modeldeki toplam eleman sayısı 673 920 olmuştur.



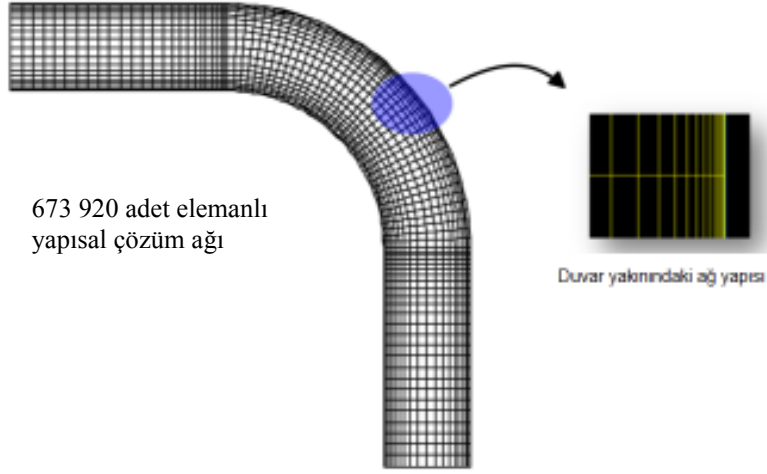
Şekil 4.14 : 90° kare kesitli dirsek modelinin çözüm ağından bağımsızlaştırılması.

Akış boyunca ve geometri eninde ve boyunda bulunan çözüm düğüm noktalarının sayısı 130x72x72'dir. Çözüm yapısal ağının yapısı Şekil 4.15'de görülmektedir. Sayısal analizlerde kullanılan diğer bilgiler ise aşağıdaki Çizelge 4.3 'de verilmiştir.

Çizelge 4.3 : Basamak akışı sayısal çözümü sınır koşulları

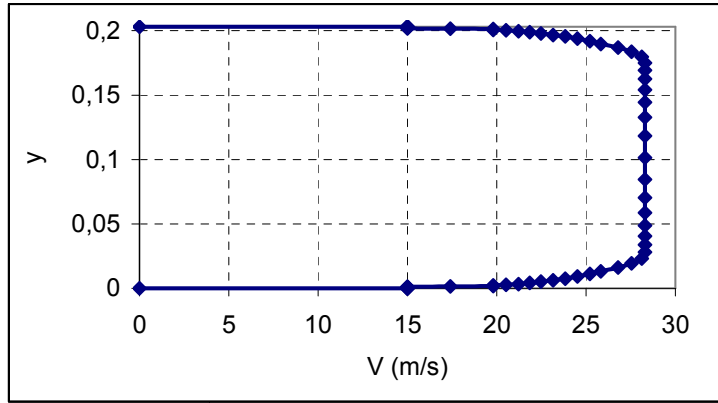
Kare kesit genişliği	0.203 m
Analizlerde kullanılan eleman tipi	Yapısal (Structured)
Girişteki ana hız	26.9 m/s
Analiz boyutu	3 Boyutlu
Akış tipi	Sıkıştırılmaz
Akış şekli	Daimi
Duvar analiz şekli	Enhanced near wall (Gelişmiş duvar işlemi)
Sınır koşulları – Giriş	Hız, türbülans kinetik enerjisi ve türbülans kinetik enerji dissipasyonu profili
Sınır koşulları – Çıkış	Tam gelişmiş çıkış*
Sınır koşulları – Duvar sınırları	Kayma yok, $V=0$ m/s
Reynolds sayısı	342 190

*Basınç hariç diğer tüm akış değişkenleri için normal gradyen sıfır (outflow)



Şekil 4.15 : Dirsek boyunca çözüm ağı.

Bu akış özelliklerine sahip modelin bu bölümde incelenmesi önemlidir. Çünkü akışın Reynolds sayısı da gaz türbinlerindeki akış için uygundur ve eğrilikte göz önünde tutulduğunda türbin kanatları arasındaki akış için benzer koşulları barındırmaktadır. Dirseğe girişte sınır koşulu olarak verilen hız profili aşağıdaki Şekil 4.16'da verilmiştir.



Şekil 4.16 : Dirseğe girişteki akışın hız profili ve sınır tabaka.

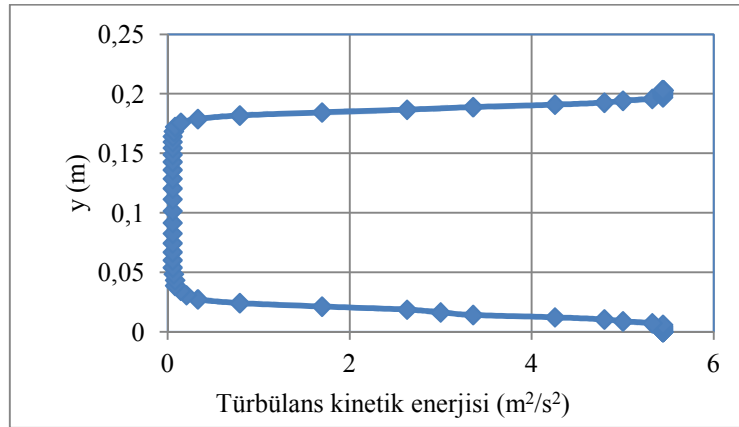
Girişteki türbülans kinetik enerji seviyesi akım boyunca izotropik türbülans varsayımına bağlı olarak hız dalgalanmalarından denklem 4.4 ile hesaplanmıştır.

$$k_{in} = \frac{3}{2} u_{in}^2 \quad (4.4)$$

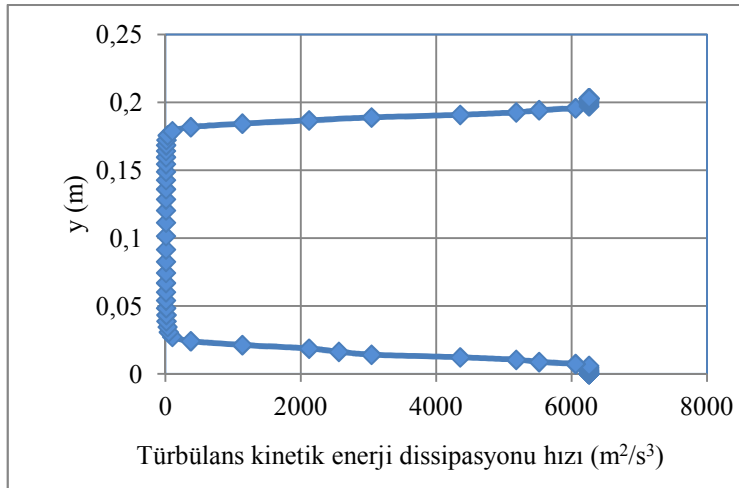
Girişteki kinetik enerji dissipasyon hızı da denklem 4.5 ile hesaplanmıştır.

$$\varepsilon_{in} = \frac{k_{in}^2}{0.01D} \quad (4.5)$$

Dirseğin sayısal analizlerinde duvar bölgesindeki akışı çözmek amacıyla gelişmiş duvar işlemi (near wall treatment) kullanılmıştır. Bu durumda laminar ara tabakanın çözülebilmesi için y^+ değerinin yaklaşık 1 olması gerekmektedir. Bu değerin elde edilmesi için duvara en yakın çözüm noktasının duvara uzaklığının ne olması gerektiği ile ilgili hesaplamalar EK B’de verilmiştir.



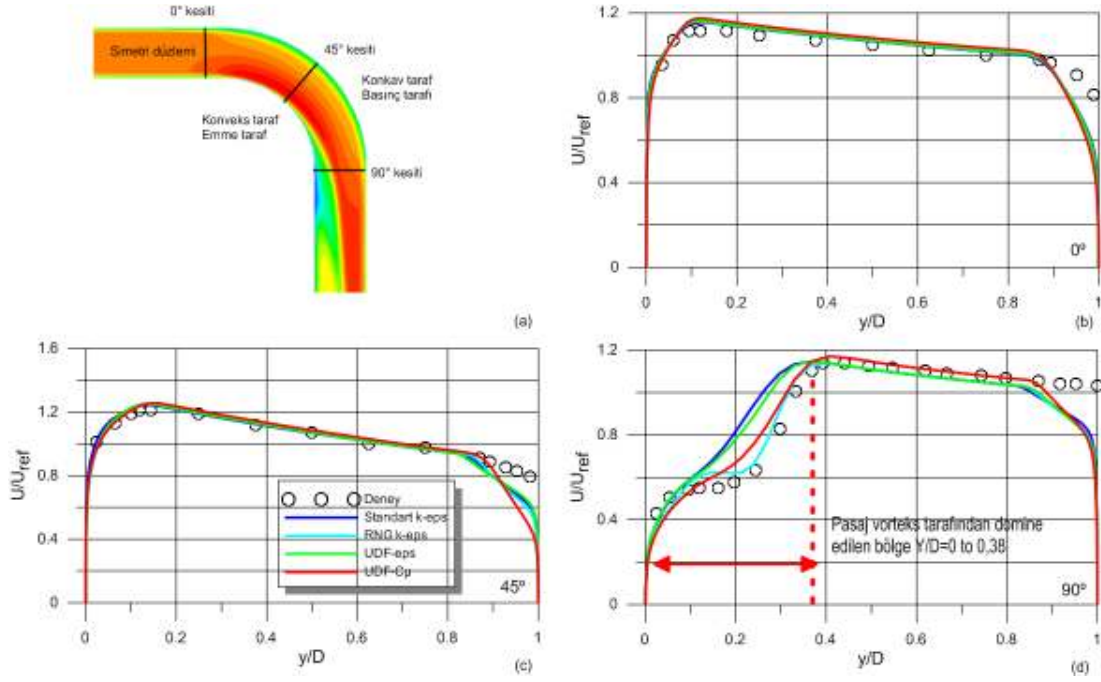
Şekil 4.17 : Dirseğe girişteki akışın türbülans kinetik enerji profili.



Şekil 4.18 : Dirseğe girişteki akışın türbülans kinetik dissipasyon hız profili.

4.2.1 90° Kare kesitli dirsek için hız profillerinin incelenmesi

Yapılan analizlerde ilk olarak karşılaştırılan değişken dirseğin orta düzlemi (simetri eksenini) boyunca 0°, 45° ve 90°'lik kesitlerde oluşan hız profilleridir (Şekil 4.19a).

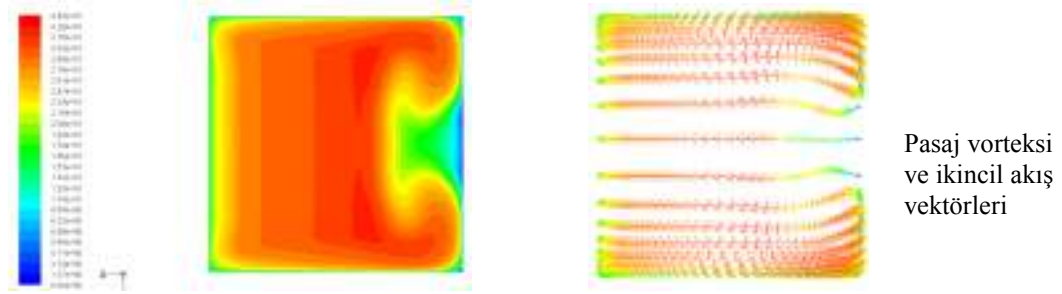


Şekil 4.19 : Simetri eksenini akışı boyunca 0° , 45° ve 90° kesitlerindeki hız profilleri.

Yapılan analizlerin deneysel verilerle karşılaştırılmasında modelin simetri ekseninde 0° 'lik ve 45° 'lik kesitlerde akış daha tam olarak eğrilığe maruz kalmadığından deneysel veriler ve diğer türbülans modelleri ile elde edilen sonuçlar uyumluluk göstermektedir (Şekil 4.19b,c). Türbülanslı akışta ana akışın maksimum hız noktası 0° 'lik ve 45° 'lik kesitlerde kanalın emme (konveks) tarafına yakın bölgede oluşmaktadır.

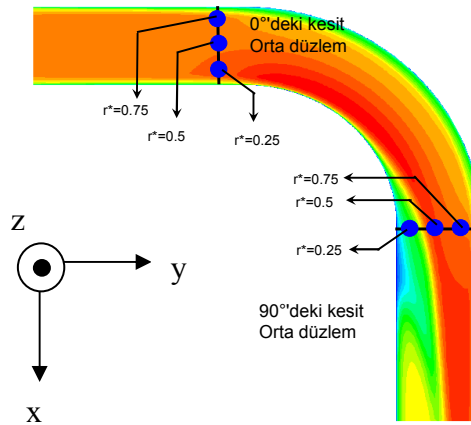
Eğri kanal içinde kanala girişteki akışın momentumundaki eksiklikten dolayı pasaj vorteksi oluşmaktadır. Kanal içindeki geometrinin konkav ve konveks yüzeylerinde sınır tabakanın oluşması da eğri kanalın çıkışındaki türbülansı etkilemektedir. Ana akış kanal boyunca geometrinin eğrilğine maruz kalmakta ve ters dönen vorteks ve sınır tabaka akışları ile şeklini almaktadır. Yapılan deneysel çalışmalarda laminar karakterdeki akış boyunca maksimum hız profili akışın orta noktasından basınç kenarına doğru hareket ettiği görülmüştür. Türbülanslı akış için ise akış boyunca oluşan maksimum hız profili eğrilik boyunca önce emme tarafına doğru daha sonra ise basınç tarafına doğrudur. Şekil 4.19c'de görülmektedir ki, konkav yüzeye yakın yerdeki hız 0° 'lik kesitten 90° 'lik kesite doğru hareket ederken akışın eğrilğine maruz kalmakta ve yüksek momentumlu akış orta bölüme doğru hareket ederken konveks yüzeye yakın bölgede hız profilinde bozulma olmaktadır. Yapılan deneylerde dirseğin 90° 'lik kesit boyunca konveks eğrilik kısmında ($y/D=0-0.38$)

arasında bozulma olduğu görülmüş ve bu sonuç sayısal sonuçlarla da teyit edilmiştir. Bu bozulmanın sebebi akışın dönmesi sonucu oluşan pasaj vorteksidir ve türbin kanatları için bu durumun incelenmesi önemlidir.



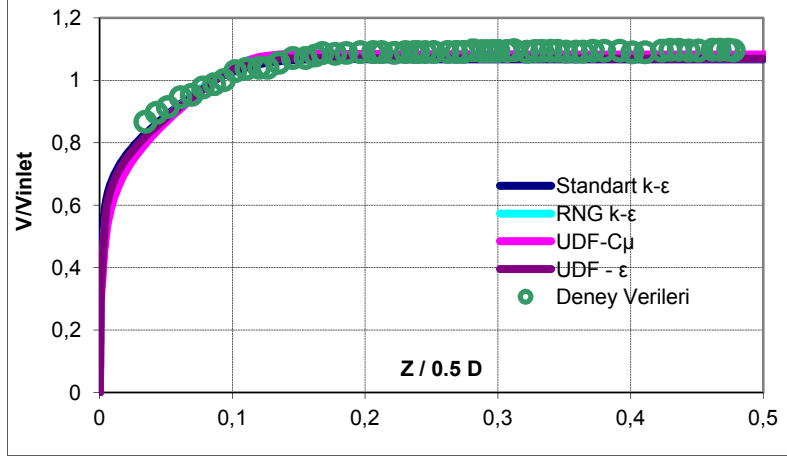
Şekil 4.20 : 90°’deki UDF-C_μ türbülans modeli ile elde edilen hız sonuçları.

Hız profili olarak karşılaştırma yapılan diğer kesitler ise 0°, 45°, 90°, düzlemleri boyunca z-yönündeki kesitlerdir. Bu kesitlerin şematik olarak gösterimi Şekil 4.21’de verilmiştir. Burada $r^* = r/D$ ’dir.

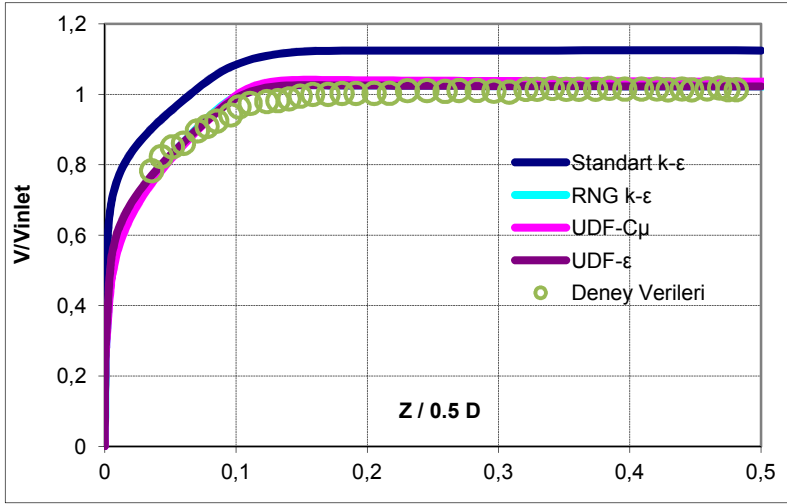


Şekil 4.21 : Orta düzlemden z-yönünde karşılaştırma yapılan kesitler.

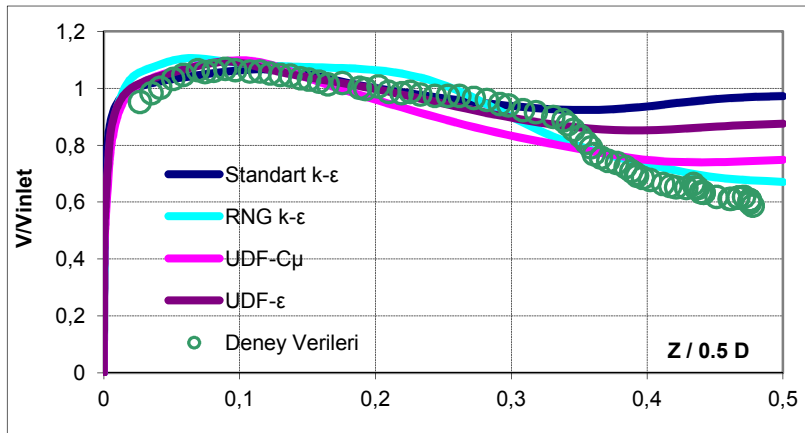
Sonuç olarak, Şekil 4.22, Şekil 4.23, Şekil 4.24, Şekil 4.25 ve Şekil 4.26’da hız profillerinin karşılaştırılmasından 90°’lik kare kesitli dirsek akışın sayısal sonuçlarının deneysel verilerle yaklaşıklık gösterdiği görülmektedir. Fakat, 90° düzleminde orta kesitte hız profillerinde yapılan karşılaştırmada RNG k-ε türbülans modeli ve C_μ modifikasyonu (UDF-C_μ) ile eğriliği dikkate alan kullanıcı tanımlı türbülans modeli ile yapılan çözümler deneysel verilere daha yakın sonuçlar vermektedir. Özellikle, eğrilikten dolayı dirseğin konveks yüzeyinde oluşan hız bozulması bu modellerle elde edilmiştir.



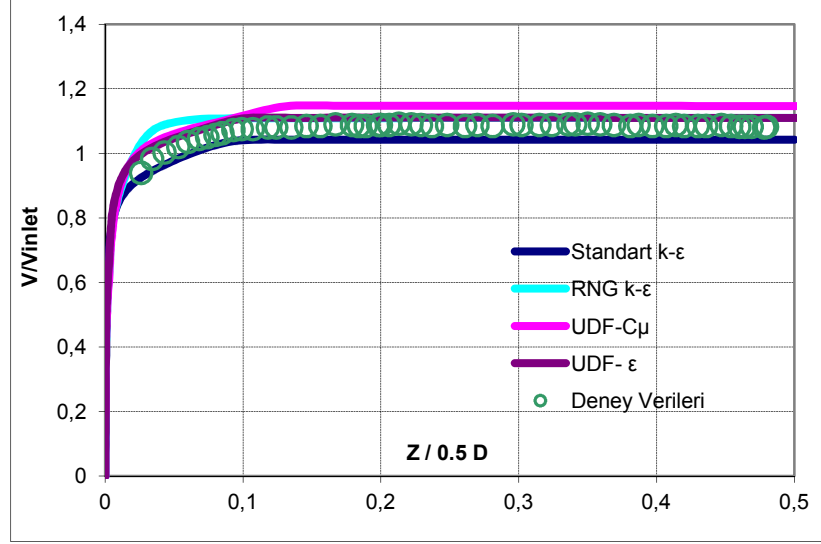
Şekil 4.22 : 0° düzleminde z-yönünde hızların karşılaştırılması – $r^*=0.5$.



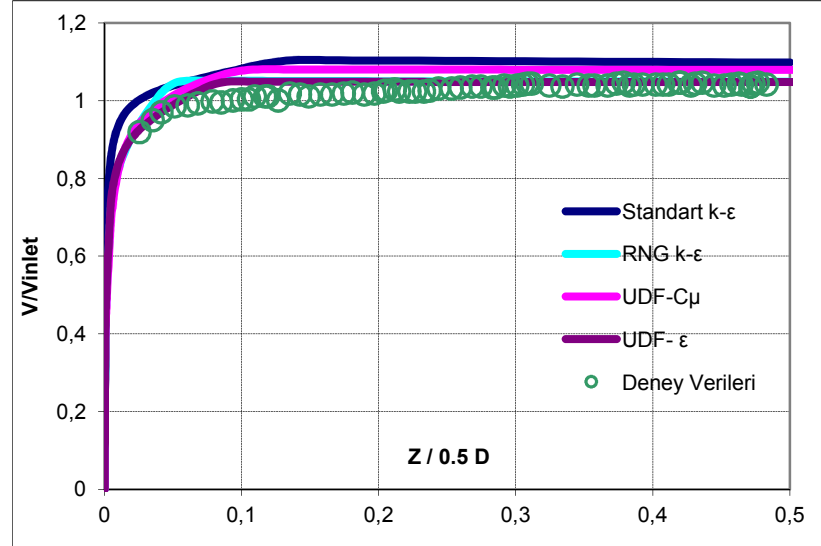
Şekil 4.23 : 0° düzleminde z-yönünde hızların karşılaştırılması – $r^*=0.75$.



Şekil 4.24 : 90° düzleminde z-yönünde hızların karşılaştırılması – $r^*=0.25$.



Şekil 4.25 : 90° düzleminde z-yönünde hızların karşılaştırılması – r*=0.50.

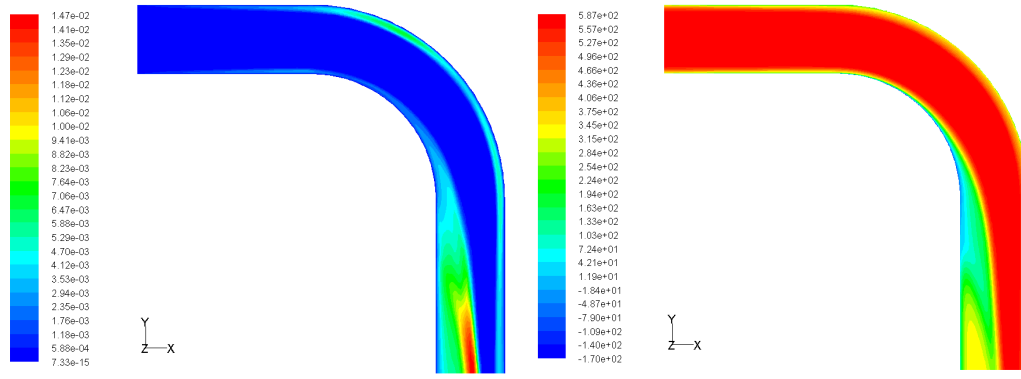


Şekil 4.26 : 90° düzleminde z-yönünde hızların karşılaştırılması – r*=0.75.

4.2.2 90° Kare kesitli dirsek için basınç profillerinin incelenmesi

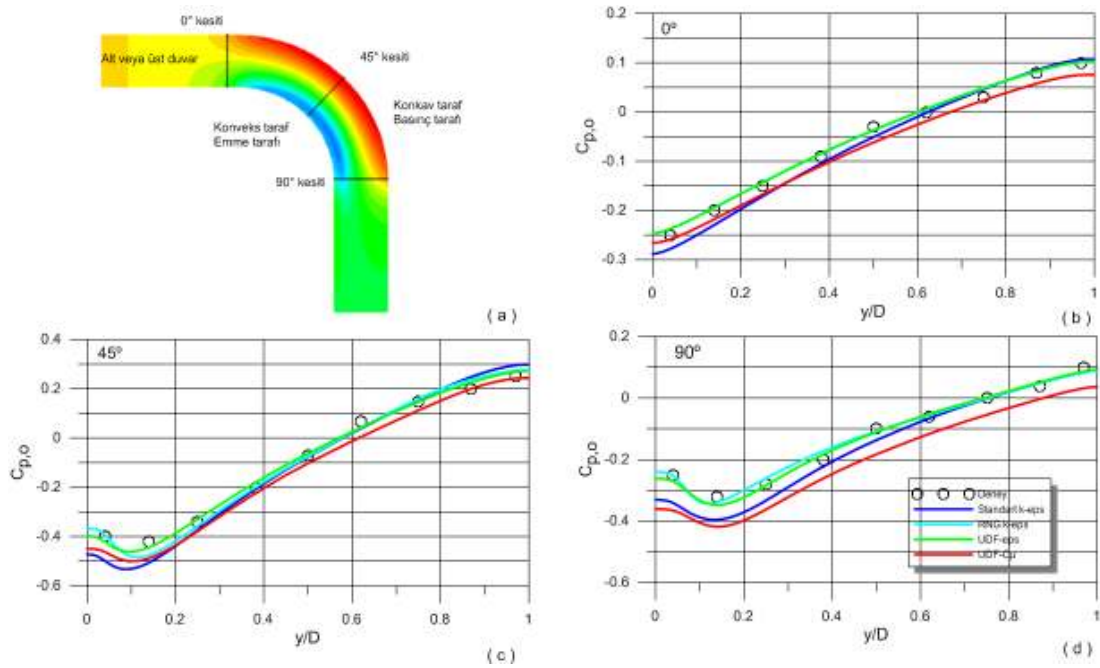
90°'lık kare kesitli dirsek üzerinde yapılan diğer bir karşılaştırma ise duvar yüzeyleri boyunca deneysel olarak belirlenmiş olan statik basınç katsayısının değişiminin incelenmesi ve deneysel verilerle karşılaştırılmasıdır. Statik basınç katsayısı aşağıdaki denklemde verilmiştir.

$$C_{p,s} = \frac{p - p_{in}}{0.5 \rho U_{in}^2} \quad (4.6)$$



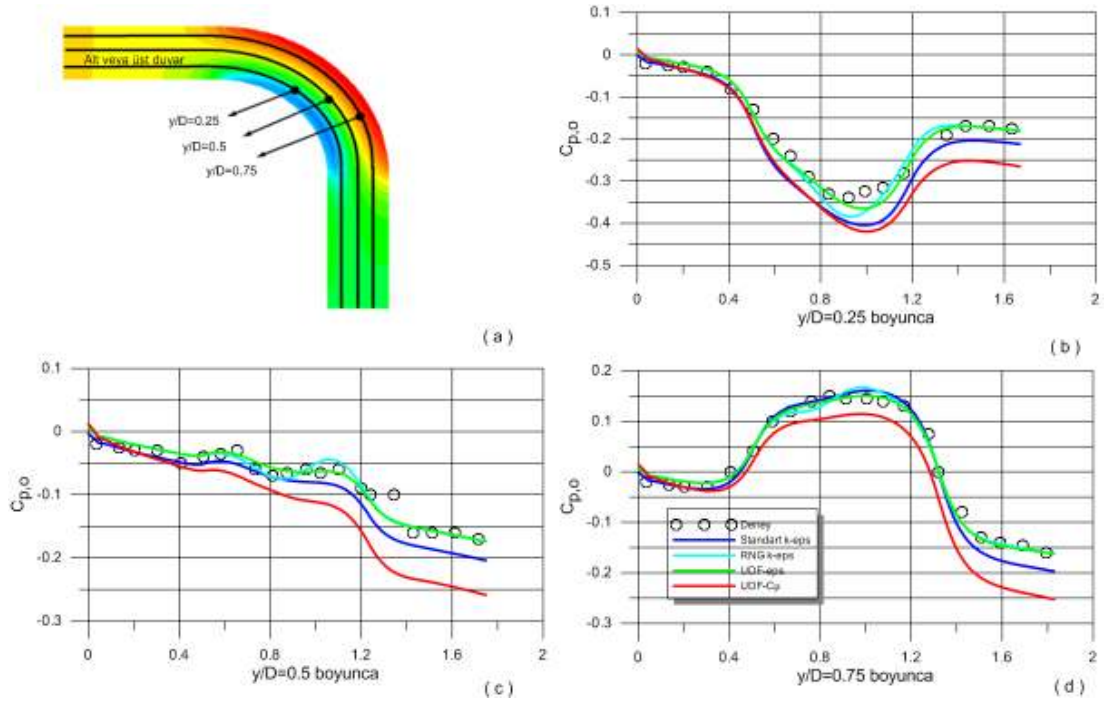
Şekil 4.27 : Orta düzlemde UDF-Cu için toplam basınç ve türbülans viskozitesi.

Bu denklemde; $C_{p,s}$, p , p_{in} , ρ ve U_{in} sırasıyla statik basınç katsayısı, duvar kenarında hesaplanan veya ölçülen statik basınç, girişteki ortalama statik basınç, akışkanın yoğunluğu ve girişteki ortalama hızdır. Modelin alt veya üst duvarlarında karşılaştırma yapılan kesitler Şekil 4.28a ve Şekil 4.29a’da verilmiştir.



Şekil 4.28 : Duvarlarda 0°, 45° ve 90° kesitlerindeki statik basınç katsayıları.

Sonuç olarak, statik basınç katsayısının karşılaştırılmasında türbülans kinetik enerji dissipasyonu transport denkleminde ($C_{\epsilon 2}$ 'de) yapılan modifikasyonu içeren kullanıcı tanımlı fonksiyonla (UDF- ϵ) elde edilen sonuçların deneysel verilere daha çok yaklaştığı Şekil 4.28b, c, d ve Şekil 4.29b, c, d’de yapılan karşılaştırmalarda görülmüştür.



Şekil 4.29 : Duvarlarda 0°, 45° ve 90° kesitlerindeki statik basınç katsayıları.

4.2.3 90° Kare kesitli dirsek için türbülansın incelenmesi

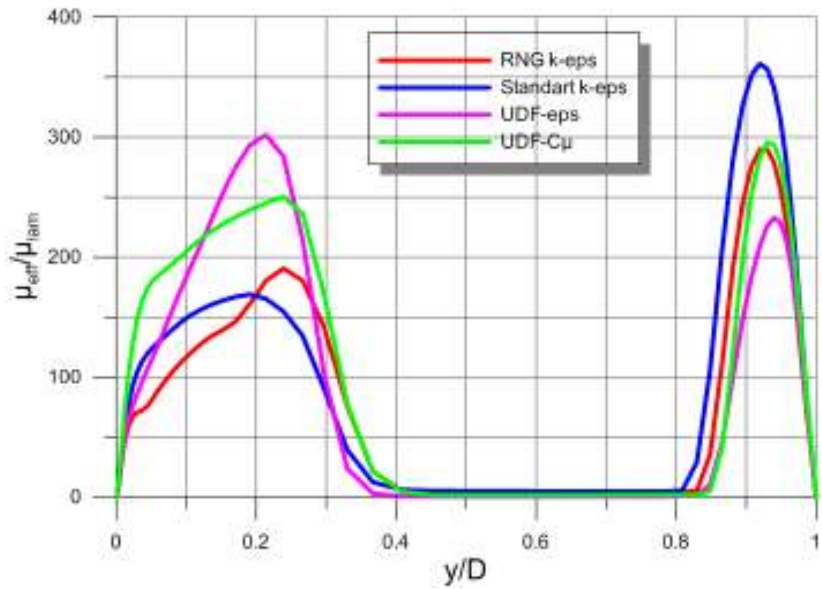
Karşılaştırma yapılan bir diğer nokta ise simetri eksenindeki 90° kesitinde yani pasaj vorteksinin en çok hissedildiği kesitte türbülans viskozite oranının karşılaştırılmasıdır. Türbülans viskozite oranı efektif viskozitenin laminar viskoziteye oranı olarak tanımlanmaktadır ve denklem 4.7 ve 4.8’de verilmiştir.

$$\mu_{eff} = \mu_{lam} + \mu_{tur} \quad (4.7)$$

$$\mu^* = \frac{\mu_{eff}}{\mu_{lam}} \quad (4.8)$$

Akım çizgisi eğrilığının etkisi modifiye edilmiş ve standart k-ε türbülans modellerinin simetri eksenindeki 90°’deki kesit boyunca efektif viskozitenin laminar viskoziteye oranının incelenmesi ile gözlemlenebilir (Şekil 4.30). Sonuçlar y/D=0 (konveks taraf) ve y/D=1,0 (konkav taraf) arasında verilmiştir. Şekil 4.30’dan da görüldüğü gibi, türbülanslı akış iç tarafta laminar viskoziteye ek olarak yüksek oranda türbülans viskozitesi üretmektedir. Konveks tarafta pasaj vortekslerinin yoğun etkileşimi sonucunda efektif türbülans viskozitesi artar. Fakat modifiye türbülans modelleri ile elde edilen sonuçlarda akış konveks tarafta türbülans

viskozitesi değerini arttırmıştır. Yani, türbülansa eğriliğin etkisinin katılması ile efektif viskozite değeri konveks tarafta artmıştır. Kesit boyuca büyük bir alan ise laminar akışın etkisi altındadır. Burada türbülans viskozite değeri sıfırdır ($y/D=0,4-0,8$) ve akışın viskoz kuvvetler yerine atalet kuvvetleri tarafından yönetildiği açıkça görölmektedir. Eğrilik modifikasyonu akışı konkav tarafta da önemli derecede etkilemektedir. $y/D=0,8$ ve $y/D=1,0$ arası bu etki ile domine edilmektedir. Modifiye UDF- ϵ ve UDF- C_μ türbülans modelleri ile elde edilen sonuçlarda efektif viskozite değeri izotropik türbülans modeline göre azalmıştır. Bu durum konveks tarafta gözlenen durumun tam tersidir.



Şekil 4.30 : Orta düzlemde 90° kesitinde türbülans viskozite oranının dağılımı.

4.2.4 Modifiye türbülans modelleri için parametrik analiz (UDF-C μ)

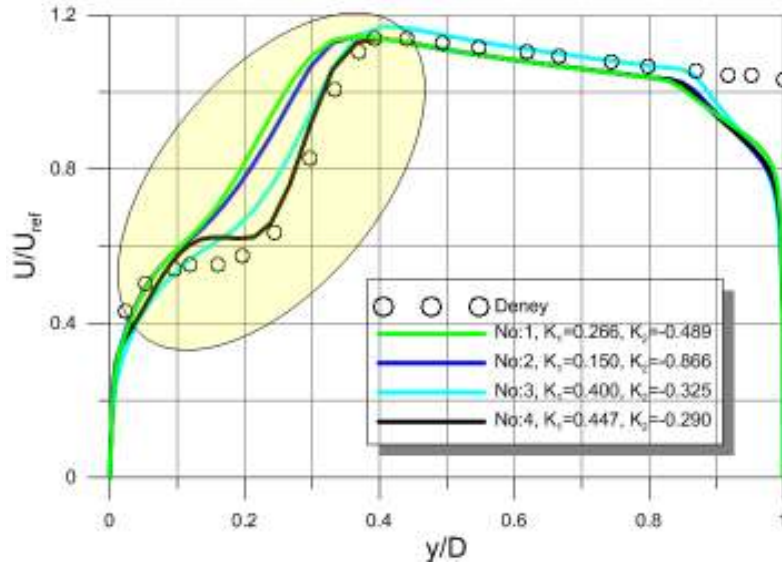
Buraya kadar akışın eğriliğini modellemek amacıyla iki farklı yaklaşımla standart k- ϵ türbülans modeli türbülans viskozite ve türbülans kinetik enerji dissipasyonu transport denklemlerinde yapılan iki farklı modifikasyon üzerinde duruldu. Türbülans modelinde akıştaki eğrilik nedeniyle yapılan ilk değişiklik türbülans viskozite denklemindeki C_μ katsayısının akışın eğriliğine göre değiştirilmesidir. Buna göre Leschziner ve Rodi (1981) tarafından önerilen türbülans viskozite katsayısı denkleminin en açık şekli denklem 4.9’da verilmiştir.

$$C_{\mu} = \frac{-K_1 K_2}{1 + 8K_1^2 \left(\frac{k^2}{\varepsilon^2} \right) \left[\frac{\partial U_s}{\partial n} + \frac{U_s}{R_c} \right] \left(\frac{U_s}{R_c} \right)} \quad (4.9)$$

Eğriliği dikkate alan modifiye edilmiş bu türbülans modeline bakıldığında (UDF- C_{μ}) bir çok ampirik katsayının varlığı söz konusudur (C_c , K_1 , K_2 , α , β). Bu katsayılar akışın doğru çözülebilmesi için büyük öneme sahiptir. Örnek olarak, denklem 4.9'da K_1 ve K_2 olmak üzere iki önemli katsayı vardır. En iyi değerleri elde etmek amacıyla bu katsayılar için parametrik çalışma yapılmıştır. Bu denklemde model katsayıları $K_1=0,266$ ve $K_2=-0.489$ 'dur. Sonuç olarak ta $-K_1 K_2=0.13$ ve $8K_1^2=0.57$ 'dir. Parametrik analiz için yapılan çalışmalarda $K_1 K_2$ çarpımı 0.13 sabit kalacak şekilde K_1 ve K_2 katsayıları değiştirilmiştir. Buna göre, parametrik olarak üç farklı denklem elde edilmiş (Çizelge 4.5) ve bu denklemler için kullanıcı tanımlı fonksiyonlar yazılarak 90°'lik kare kesitli pasaj için sayısal çözümler yapılmıştır. Pasaj vorteksinin en fazla hissedildiği modelin orta düzlemindeki 90° kesitindeki deneysel verilerle karşılaştırmalar yapılmıştır.

Çizelge 4.4 : Parametrik analizlerde kullanılan katsayılar ve denklemler

No	K_1	K_2	$-K_1 K_2$	$8.K_1^2$	C_{μ} Denklemi
1 (Mevcut durum)	0.266	-0.489	0.13	0.57	$\frac{0.13}{1 + 0.57 \left(\frac{k^2}{\varepsilon^2} \right) \left[\frac{\partial U_s}{\partial n} + \frac{U_s}{R_c} \right] \left(\frac{U_s}{R_c} \right)}$
2	0.150	-0.866	0.13	0.18	$\frac{0.13}{1 + 0.18 \left(\frac{k^2}{\varepsilon^2} \right) \left[\frac{\partial U_s}{\partial n} + \frac{U_s}{R_c} \right] \left(\frac{U_s}{R_c} \right)}$
3	0.400	-0.325	0.13	1.28	$\frac{0.13}{1 + 1.28 \left(\frac{k^2}{\varepsilon^2} \right) \left[\frac{\partial U_s}{\partial n} + \frac{U_s}{R_c} \right] \left(\frac{U_s}{R_c} \right)}$
4	0.447	-0.290	0.13	1.6	$\frac{0.13}{1 + 1.60 \left(\frac{k^2}{\varepsilon^2} \right) \left[\frac{\partial U_s}{\partial n} + \frac{U_s}{R_c} \right] \left(\frac{U_s}{R_c} \right)}$

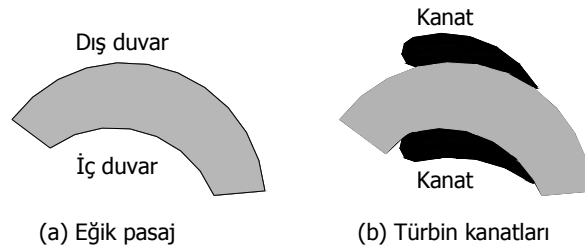


Şekil 4.31 : UDF- C_μ için K_1 ve K_2 değerlerinin optimizasyonu.

Sonuç olarak, denklemin paydasındaki katsayının artması ile C_μ değeri değiştirilerek elde edilen sayısal sonuçlar ile deney sonuçlarına özellikle konveks yüzeyde ($Y/D=0-0,38$) daha da yaklaşılmaktadır (UDF- C_μ No:4).

4.2.5 Kare kesitli dirsek eğriliğinin akışa etkisinin incelenmesi

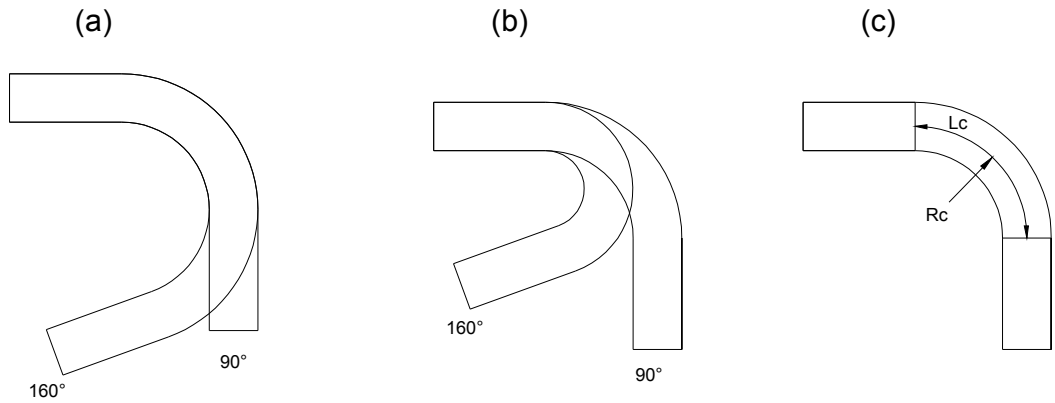
90°'lik kare kesitli model ile yapılan son çalışma ise farklı eğriliğe sahip geometrilerin incelenerek eğriliğin türbülans modeline ve kanal içinde pasaj vorteksinin oluşumuna etkisini incelemektir. Daha öncede bahsedildiği üzere türbin kanatları arasında oluşan ve kayba neden olan ana vorteksler pasaj vorteksi, atnalı vortekleri ve kaçak vortekleri gibi ikincil akışlardır. Bu ikincil akışlardan ise pasaj vorteksi kanatlar arasındaki vorteksler içinde en çok kaybın oluşmasına sebep olan vortekstir. Bundan dolayı, pasaj vorteksinin ana olarak oluşmasına sebep olan eğri kanaldaki akışın özellikle incelenmesi büyük önem taşımaktadır.



Şekil 4.32 : Eğri pasaj ve türbin kanatları arasındaki geometrinin benzerliği.

Özellikle gaz türbinlerinde kanat yüklemesinin (blade loading) arttırılması türbinin performans özelliklerinin artmasına sebep olurken kanadın dönme açısının artmasına da sebep olmaktadır. Dolayısıyla bu durum kanatlar arasında enlemesine oluşan basınç gradyenlerinin büyümesine ve sonuç olarak ta türbinin verimini azaltan pasaj vorteksinin oluşmasına veya etkisinin artmasına sebep olmaktadır. Bundan dolayıdır ki, kanat dönme açısının incelenmesi ve oluşacak olan pasaj vorteksinin analiz edilmesi türbinlerin performanslarının arttırılması için büyük önem taşımaktadır. Aynı zamanda, pasaj vorteksinin ve kayıpların daha iyi anlaşılması amacıyla pasaj boyunca oluşan kayıpların farklı türbülans modelleri ile incelenerek, irdelenmesi gerekmektedir.

Oluşturulan geometrilerde iki farklı metod izlenmiştir. Birincisinde, eğrilik yarıçapı sabit tutularak eğriliğin boyu değiştirilerek pasaj eğrilik açısı değiştirilmiş, ikinci metotta ise eğriliğin boyu sabit tutularak farklı pasaj dönme açıları için dönme boyu değiştirilmiştir. Oluşturulan modellerle ilgili boyutlar ve özellikler Şekil 4.33’de verilmiştir.



Şekil 4.33 : Geometri konfigürasyonları (a) Rc sabit (b) Lc sabit.

Çizelge 4.5 : Farklı eğrilik açılarındaki modellerin boyutsal değerleri.

α °	Lc sabit		Rc sabit	
	Lc (m)	Rc (m)	Lc (m)	Rc (m)
90	0.733	0.467	0.733	0.467
120		0.350	0.978	
140		0.300	1.141	
160		0.263	1.304	

Birinci durumda dönme boyunun sabit olduğu durum incelenecektir. Bu durumda eğrilik açısının artması dönme yarıçapının azalması anlamına gelmektedir. Bu

durumda farklı türbülans modelleri ve eğriliği dikkate alan kullanıcı tanımlı fonksiyonları içeren türbülans modelleri ile yapılan analizler ve sonuçlar (toplam basınç kaybı katsayısı, statik basınç katsayısı, vortisite ve pasaj vorteksinden dolayı toplam basınç kaybı katsayısı) Şekil 4.34, Şekil 4.35, Şekil 4.36 ve Şekil 4.37’de verilmiştir.

Statik basınç katsayısı;

$$C_{ps} = \frac{p - p_{ref}}{0.5 \rho V_c^2} \quad (4.10)$$

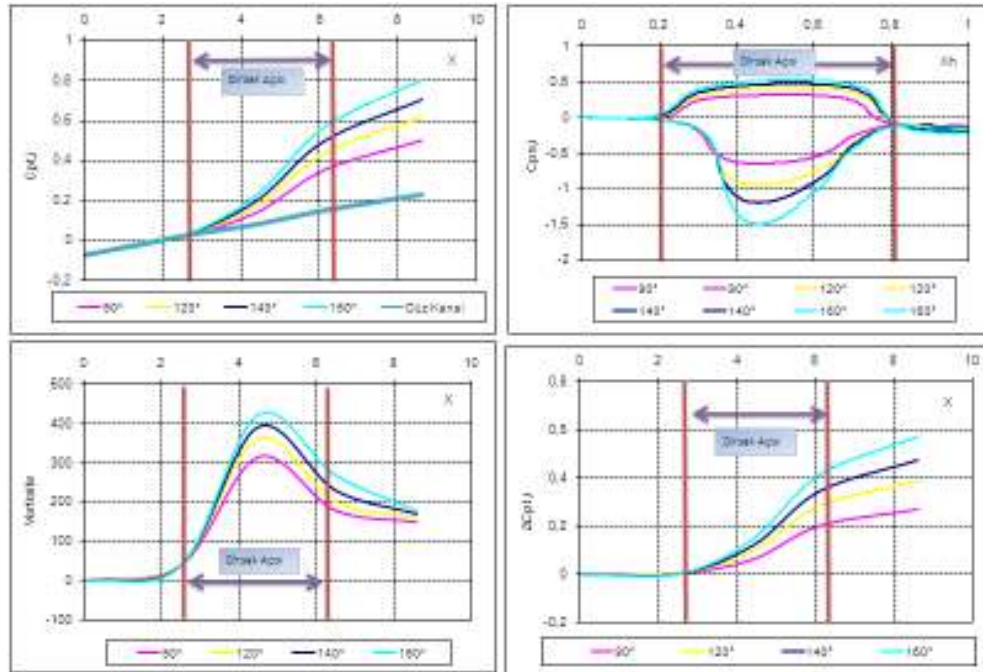
Toplam basınç kayıp katsayısı;

$$C_{pt} = \frac{p_{ref} - p_t}{0.5 \rho V_c^2} \quad (4.11)$$

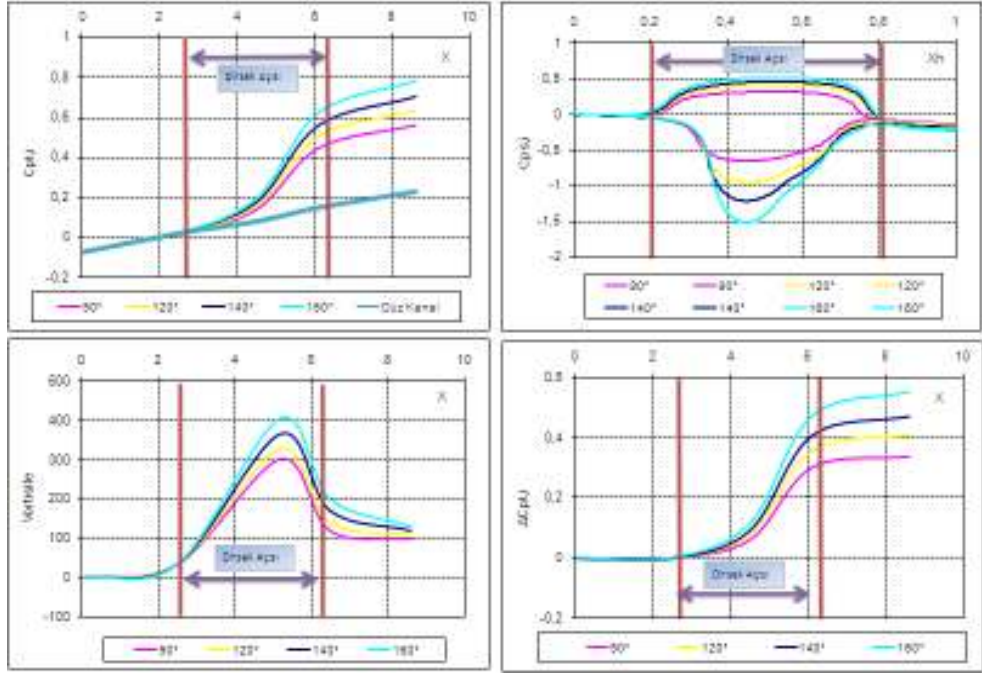
Pasaj vorteksinden dolayı oluşan toplam basınç kayıp katsayısı;

$$\Delta C_{pt} = C_{pt, eğik kanal} - C_{pt, düz kanal} \quad (4.12)$$

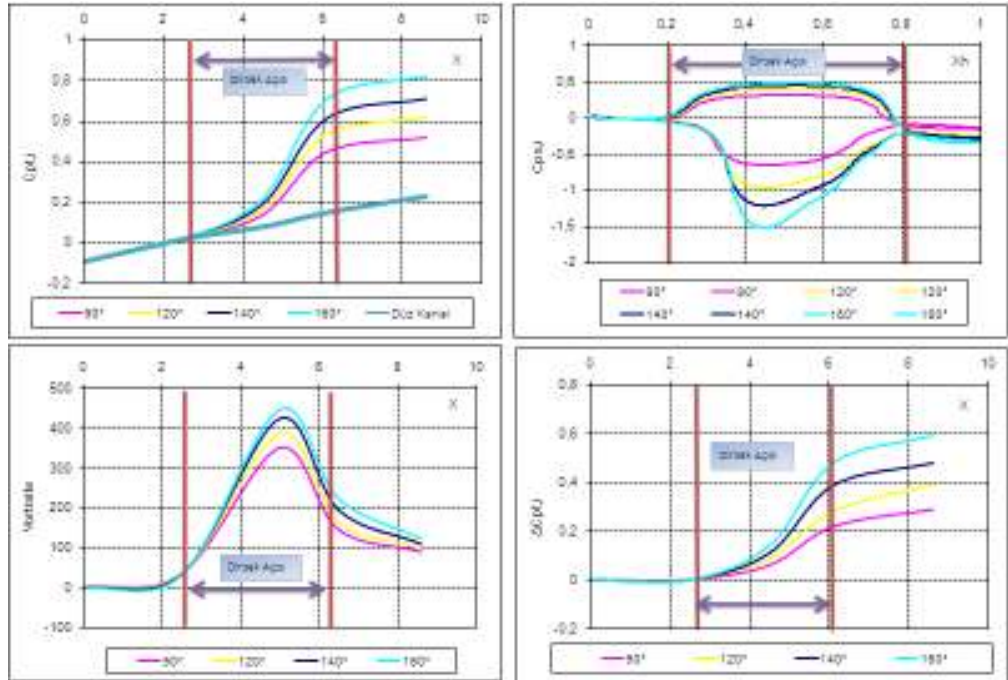
p statik basınç, p_{ref} girişteki statik basınç, p_t toplam basınç, ρ akışkanın yoğunluğu ve V_c ana hızdır.



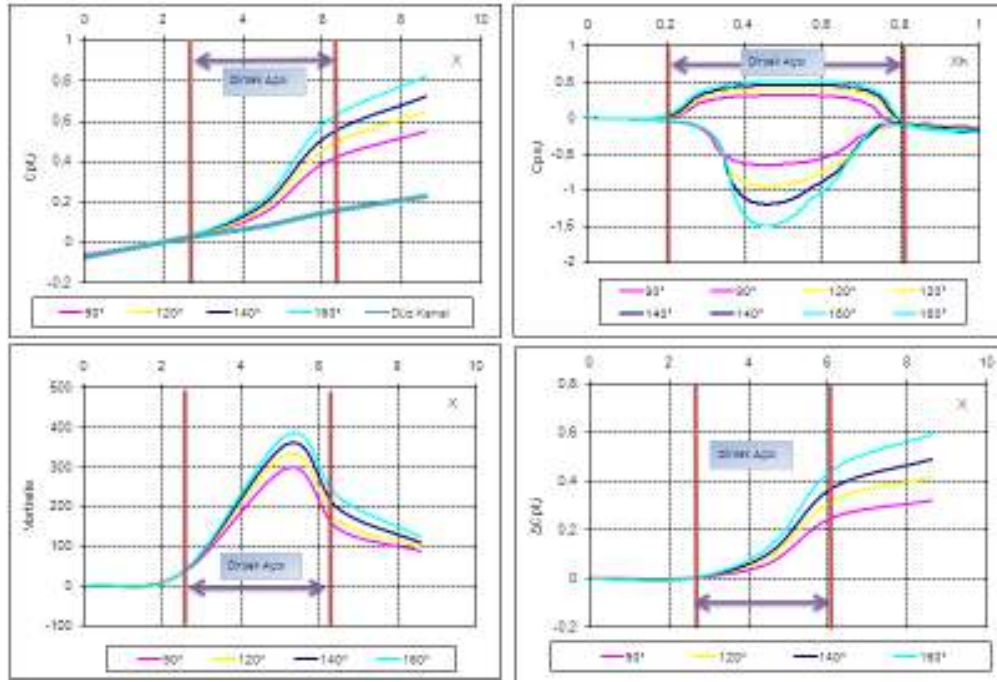
Şekil 4.34 : Eğrilik etkisinin standart k-ε türbülans modeliyle incelenmesi–Lc=sabit.



Şekil 4.35 : Eğrilik etkisinin RNG k- ϵ türbülans modeliyle incelenmesi – L_c =sabit .



Şekil 4.36 : Eğrilik etkisinin UDF-C μ türbülans modeliyle incelenmesi – L_c =sabit .



Şekil 4.37 : Eğrilik etkisinin UDF-ε türbülans modeliyle incelenmesi – L_c =sabit .

Çizelge 4.6 ve 0’de eğrilik uzunluğunun sabit olduğu durum için toplam basınç katsayısı ve statik basınç katsayısının maksimum ve minimum değerleri yer almaktadır.

Çizelge 4.6 : Geometri eğriliğinin toplam basınç katsayısına etkisi, L_c =sabit.

Toplam Basınç Katsayısı (mak-min)	Standart $k-\epsilon$	RNG $k-\epsilon$	UDF- C_μ	UDF- ϵ
90°	-0.05 / 0.56	-0.05 / 0.56	-0.05 / 0.56	-0.05 / 0.58
120°	-0.05 / 0.61	-0.05 / 0.63	-0.05 / 0.62	-0.05 / 0.63
140°	-0.05 / 0.70	-0.05 / 0.70	-0.05 / 0.70	-0.05 / 0.72
160°	-0.05 / 0.80	-0.05 / 0.80	-0.05 / 0.82	-0.05 / 0.81
Düz Kanal	-0.05 / 0.22	-0.05 / 0.22	-0.05 / 0.22	-0.05 / 0.22

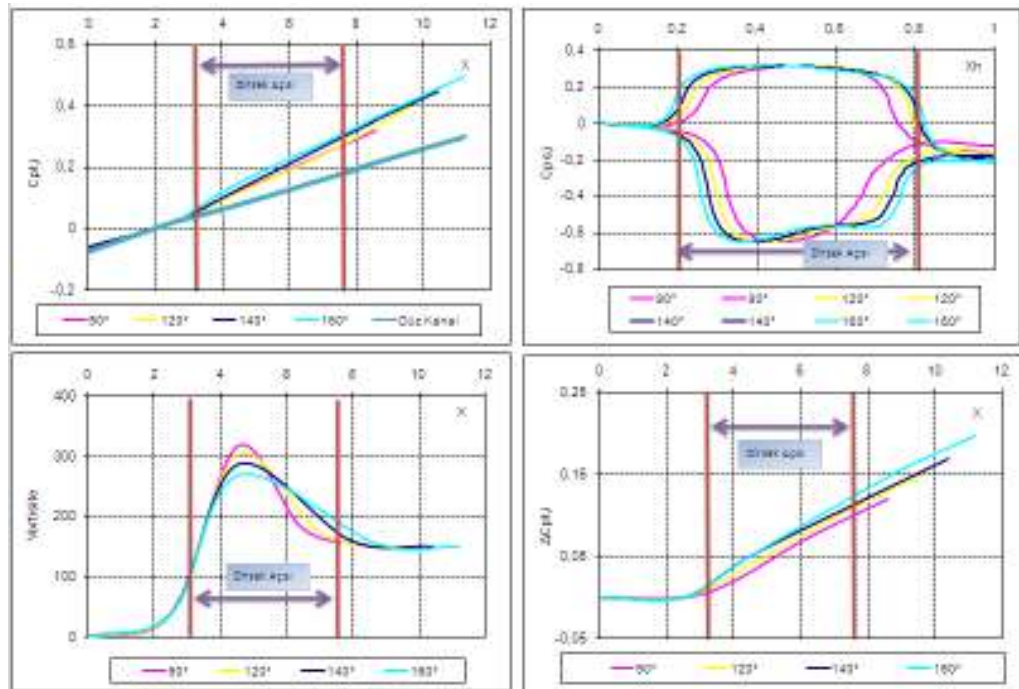
Çizelge 4.7 : Geometri eğriliğinin statik basınç katsayısına etkisi, L_c =sabit.

Statik Basınç Katsayısı (mak-min)	Standart $k-\epsilon$	RNG $k-\epsilon$	UDF- C_μ	UDF- ϵ
90°	-0.60 / 0.30	-0.60 / 0.30	-0.60 / 0.30	-0.60 / 0.30
120°	-1.00 / 0.40	-1.00 / 0.40	-1.00 / 0.40	-1.00 / 0.40
140°	-1.20 / 0.45	-1.20 / 0.45	-1.20 / 0.45	-1.20 / 0.45
160°	-1.50 / 0.50	-1.50 / 0.50	-1.50 / 0.50	-1.50 / 0.50

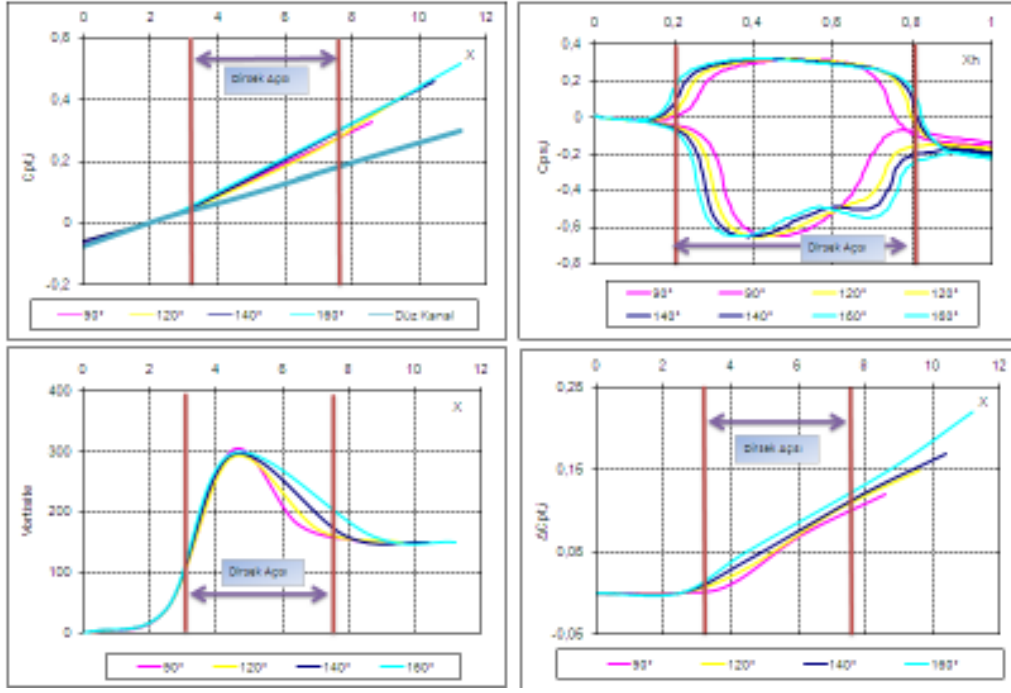
Vortisite grafiklerine bakıldığında ise eğriliğin artmasıyla da vortisite artmakta ve eğriliğin etkisi geçtikten sonra ise pasaj çıkışına doğru da pasaj vorteksinin etkisini kaybetmesiyle de azalmaktadır. Toplam basınç kaybı ise pasaj boyunca sürekli

artmaktadır. Bunun sebebi ise pasaj vorteksinin çıkışa doğru etkisini kaybetmesi ile karışma kayıplarının artmasıdır. Bu durum çıkışa doğru toplam basınç kaybının artması ve vortisitenin de azalmasıyla da açıkça görülmektedir. Pasaj eğriliğinin artması vortisite değerinin büyümesine sebep olmaktadır. Bu durum ise kanat yüklemesinin yani konkav ve konveks yüzeylerdeki statik basınç farkının artmasıyla pasaj vorteksinin artması ile ilişkilidir. Bundan dolayı, eğrilik açısının artması sürtünme kayıplarının ve karışma kayıplarının artması ile toplam basınç kaybının çıkışa doğru artmasını açıklamaktadır. Statik basınç katsayılarının karşılaştırılmasında ise türbülans modellerinde yapılan karşılaştırmada benzer sonuçlar elde edilmiştir. Sabit dönme uzunluğu boyunca geometrinin eğrilik dönme açısı arttıkça eğriliğin çıkışındaki pasaj vorteksinin etkisinin artması ile akış çıkış açısının azalmasına sebep olmaktadır.

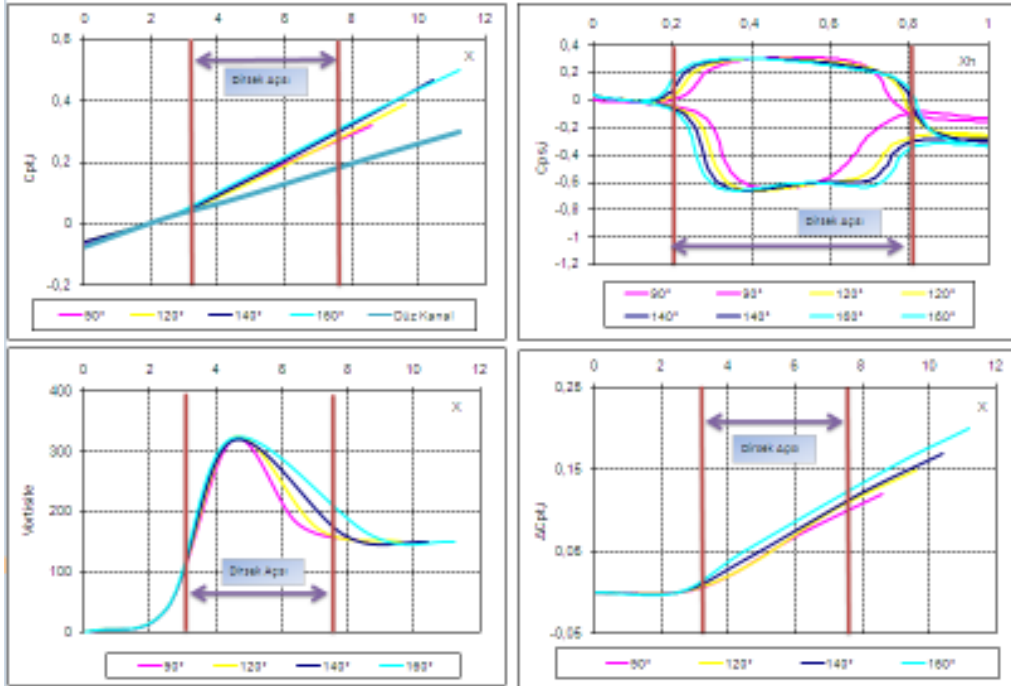
İkinci durumda eğrilik dönme yarıçapının sabit olduğu durum incelenecektir. Bu durumda farklı türbülans modelleri ve eğriliği dikkate alan kullanıcı tanımlı fonksiyonları içeren türbülans modelleri ile yapılan analizler ve sonuçlar (toplam basınç katsayısı, statik basınç katsayısı, vortisite ve toplam basınç kaybı) Şekil 4.38, Şekil 4.39, Şekil 4.40 ve Şekil 4.41’de verilmiştir.



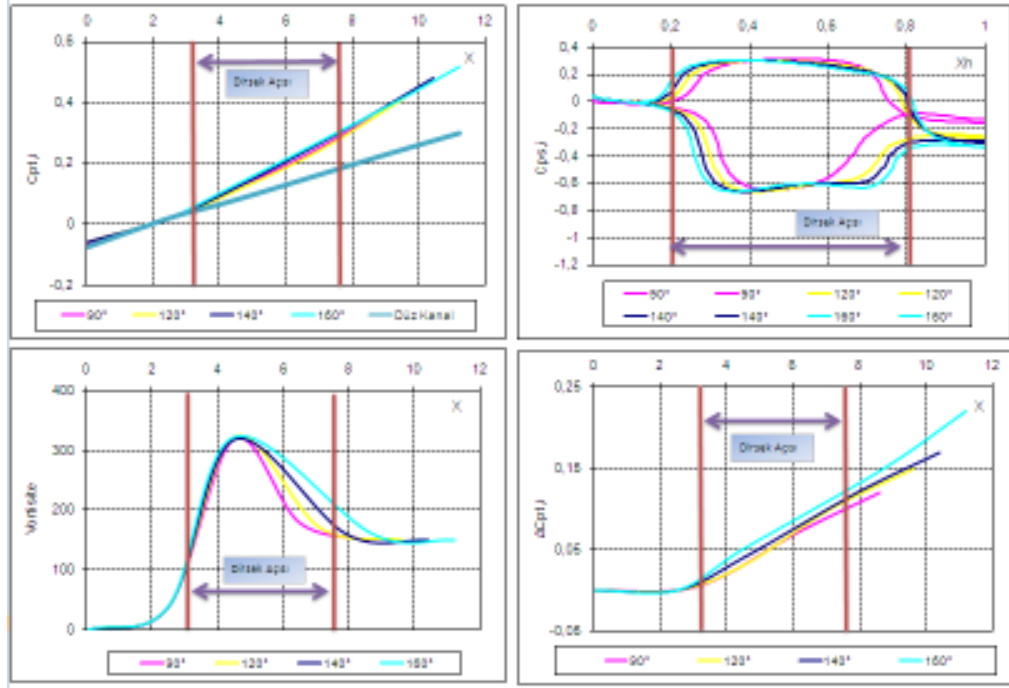
Şekil 4.38 : Eğrilik etkisinin standart k-ε türbülans modeli ile incelenmesi –Re=sabit.



Şekil 4.39 : Eğrilik etkisinin RNG k-ε türbülans modeli ile incelenmesi – Re =sabit .



Şekil 4.40 : Eğrilik etkisinin UDF-Cμ türbülans modeli ile incelenmesi – Re =sabit.



Şekil 4.41 : Eğrilik etkisinin UDF-ε türbülans modeli ile incelenmesi – R_c =sabit.

Eğrilik yarıçapının sabit kalarak eğrilik dönme açısının büyümesi sonucunda geometrinin eğri kısmındaki boyu uzayacağından akışkan daha fazla yüzey ile kontak halinde olduğundan sürtünme kayıpları artmıştır. Tüm türbülans modelleri için akış boyunca toplam basınç kaybı giderek artmıştır. Toplam basınç kaybının artış oranlarına bakıldığında ise her bir eğrilik için artış oranları yaklaşık aynıdır. Statik basınç katsayısının ve vortisitenin değişiminden de görülmektedir ki sabit eğrilik yarıçapı olması durumunda pasaj vorteksinin etkisi yaklaşık aynı olduğundan çok az etkilenmektedir.

Çizelge 4.8 ve Çizelge 4.9’da eğrilik uzunluğunun sabit olduğu durum için toplam basınç katsayısı ve statik basınç katsayısının maksimum ve minimum değerleri yer almaktadır.

Çizelge 4.8 : Geometri eğriliğinin toplam basınç katsayısına etkisi, R_c =sabit.

Toplam Basınç Katsayısı (mak-min)	Standart $k-\epsilon$	RNG $k-\epsilon$	UDF- C_μ	UDF- ϵ
90°	-0.05 / 0.30	-0.05 / 0.30	-0.05 / 0.30	-0.05 / 0.30
120°	-0.05 / 0.40	-0.05 / 0.40	-0.05 / 0.40	-0.05 / 0.40
140°	-0.05 / 0.45	-0.05 / 0.45	-0.05 / 0.45	-0.05 / 0.45
160°	-0.05 / 0.50	-0.05 / 0.50	-0.05 / 0.50	-0.05 / 0.50

Çizelge 4.9 : Geometri eğriliğinin statik basınç katsayısına etkisi, $Re=sabit$.

Statik Basınç Katsayısı (mak-min)	Standart k- ϵ	RNG k- ϵ	UDF- C_μ	UDF- ϵ
90°	-0.60 / 0.30	-0.60 / 0.30	-0.60 / 0.30	-0.60 / 0.30
120°	-0.60 / 0.30	-0.60 / 0.30	-0.60 / 0.30	-0.60 / 0.30
140°	-0.60 / 0.30	-0.60 / 0.30	-0.60 / 0.30	-0.60 / 0.30
160°	-0.60 / 0.30	-0.60 / 0.30	-0.60 / 0.30	-0.60 / 0.30

Sabit eğrilik yarıçapı ve sabit eğrilik uzunluğunda yapılan araştırmalar sonucunda, konkav ve konveks yüzeyler arasında statik basınç katsayısının maksimum farklarının karşılaştırmasından eğrilik uzunluğunun sabit olduğu durum daha fazla olduğu görülmektedir. Bu durum oluşan pasaj vorteksinin de daha fazla olması anlamına gelmektedir. Buna göre de, toplam basınç kayıplarının karşılaştırması yapıldığında yine sabit eğrilik uzunluğuna sahip modelin kayıpları daha fazladır. Bu durum pasaj vorteksinin daha büyük olması ve sürtünme kayıplarını arttırması ile açıklanabilir.

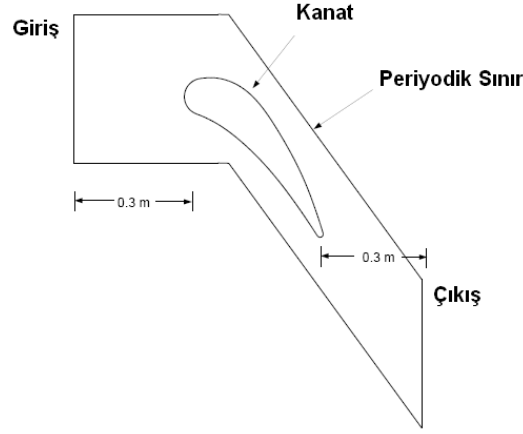
Yukarıda yapılan analizler ışığında 90°'lik kare kesitli dirsek üzerinde yapılan araştırmalarda aşağıda sıralanan sonuçlara varılmıştır.

- Hız profillerinde 0 ve 45°'lik kesitlerde tüm türbülans modelleri ile elde edilen sonuçlar ve deneylerle uyumludur. 90°'lik kesitte etkisi hissedilen pasaj vorteksi bu düzlemlerde etkilemekte ve ana akışın maksimum noktası konveks tarafa doğru kaymaktadır.
- 90°'lik kesitte ve bu kesite dik düzlemde yapılan hız profili karşılaştırmasında C_μ modifikasyonu ile elde edilen sonuçlar RNG k- ϵ türbülans modeli ile birlikte deneysel verilerle daha uyumludur.
- Statik basınç katsayısının karşılaştırmasında ise ϵ kaynak terimi modifikasyonu ile yapılan çözümler deneylerle daha uyumludur.
- Pasaj vorteksinin etkisinin hissedildiği 90°'lik kesitte türbülans viskozite oranı konveks yüzeye yakın bölgede kullanıcı tanımlı fonksiyonların çözümünde artarken yani daha yoğun olarak türbülans etkisi oluşurken, konkav yüzeye yakın bölgede azalmaktadır.
- Parametrik analizde C_μ modifikasyonu için kullanılan denklemin paydasının artmasıyla hız profillerinin karşılaştırmalarında deneylerle daha uyumlu sonuçlar elde edilmektedir.

- Eğrilik boyunca uzunluğun sabit olduğu durumda eğrilik açısının artması pasaj vorteksinin etkisini arttırmaktadır. Bu durum statik basınç katsayısının artması ile gözlenmektedir. Eğrilik uzunluğunun sabit kalması sürtünme kayıplarını sınırlarken, pasaj vorteksinin etkisinin eğrilik açısı ile artması sürtünme kayıplarını arttırmaktadır. Çıkışa doğru ise oluşan pasaj vortekslerinin karışması ile oluşan karışım kayıpları olmaktadır. Bu bölgede de vortisite etkisini kaybetmektedir. Farklı türbülans modelleri ile elde edilen sonuçlar yaklaşık aynı sonuçları vermektedir.
- Eğrilik yarıçapının değişmediği durumda eğrilik boyu artmakta ve bu da sürtünme kayıplarını arttırmaktadır fakat statik basınç katsayılarına bakıldığında da pasaj vorteksinin etkileri her bir eğrilik açısı için aynı olmaktadır. Türbülans modellerinde elde edilen sonuçlar ise yaklaşık aynı olarak elde edilmiştir.
- Dönme açısının artması akışın dönmesinin etkisini ve akışa etkiyen kuvveti arttırmaktadır. Genel olarak, dönme uzunluğu sabitken dönme açısının artması pasaj duvarları nedeniyle oluşan sürtünme etkini sınırlamaktadır. Aynı zamanda dönme yarıçapının azalmasıyla da pasaj vorteksinin artması söz konusu olmaktadır. Fakat, dönme yarıçapı sabit iken dönme açısının artması pasaj vorteksinin etkisini sınırlarken dönmenin boyunun dönme açısı ile artması duvarla akışın arasındaki sürtünme kayıplarının artmasına sebep olmaktadır.

4.3 Goldman Statoru İçindeki Akışın İncelenmesi

Bölüm 4.1 ve 4.2’de akışın doğasından ve akışı sınırlayan duvarlardan dolayı akışta oluşan eğrilik incelenmiş sayısal sonuçlar deneylerle birlikte verilerek eğriliği dikkate alan kullanıcı tanımlı fonksiyonlar doğrulanmıştır. Bu bölümde ise türbin kanatları içindeki akışın incelenmesinde kullanılacak olan kullanıcı tanımlı fonksiyonlar (UDF- C_μ ve UDF- ϵ) 2 boyutlu Goldman statoru içinde akış analiz edilerek deneysel verilerle doğrulanacaktır. Şekil 4.42 üzerinde çalışma yapılacak olan stator kanatlarının geometrisi görülmektedir.



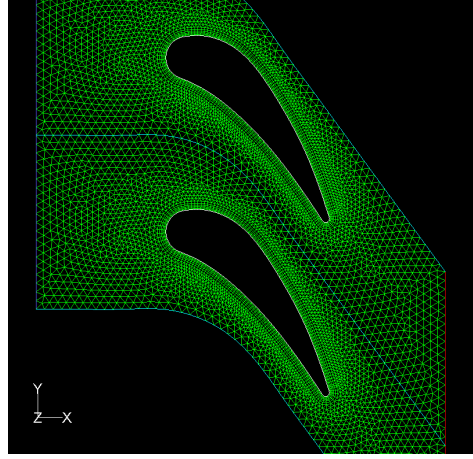
Şekil 4.42 : Goldman stator geometrisi.

Giriş ve çıkışlar kanadın giriş ve çıkış kenarlarına 0.3 m uzaklıkta konumlandırılmıştır. Akış için Reynolds sayısı kanat boyunun uzunluğu ve giriş hızı değeri temel alınarak hesaplanmış ve 500 000’dir. Buna göre akış türbülanslı akıştır. Akış için girişteki Mach sayısı 0.2 olup akış sıkıştırılmaz akış olarak karşımıza çıkmaktadır. Akış ve sınır koşulları ile ilgili diğer bilgiler Çizelge 4.10 ’da sunulmuştur.

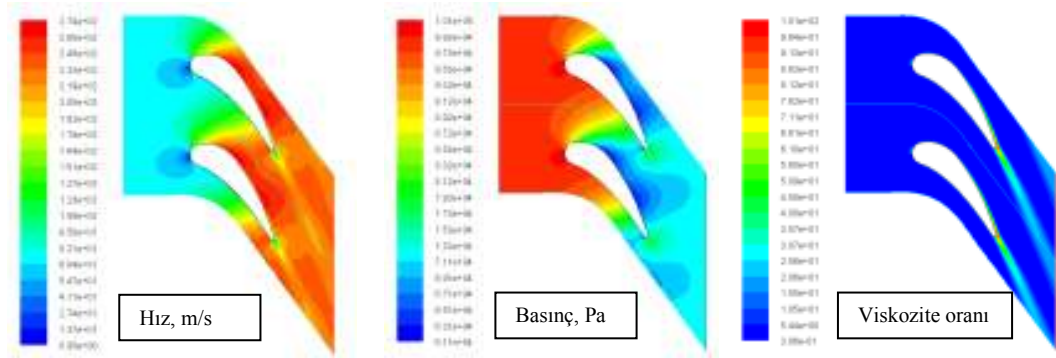
Çizelge 4.10 : Goldman statoru içindeki akış için bazı bilgiler.

Yer	Fiziksel Büyüklük	Değer
Giriş	Toplam Basınç	101 320 Pa
Giriş	Toplam Sıcaklık	287.91 K
Giriş	Türbülans Kinetik Enerjisi	10 m ² /s ²
Giriş	Türbülans Dissipasyon Hızı	90 000 m ² /s ³
Çıkış	Gösterge Basıncı	71 583 Pa

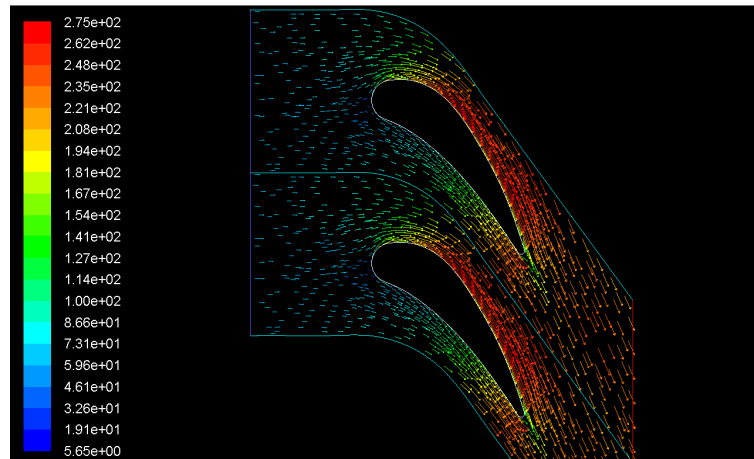
Sonuç olarak, UDF- C_μ ve UDF- ε kullanıcı tanımlı fonksiyonlarla elde edilen sayısal sonuçlar ile kanat için tanımlanmış olan basınç oranının (statik basıncın giriş toplam basıncına oranı) karşılaştırılması Şekil 4.44, Şekil 4.45, Şekil 4.46, Şekil 4.47’de sunulmuştur.



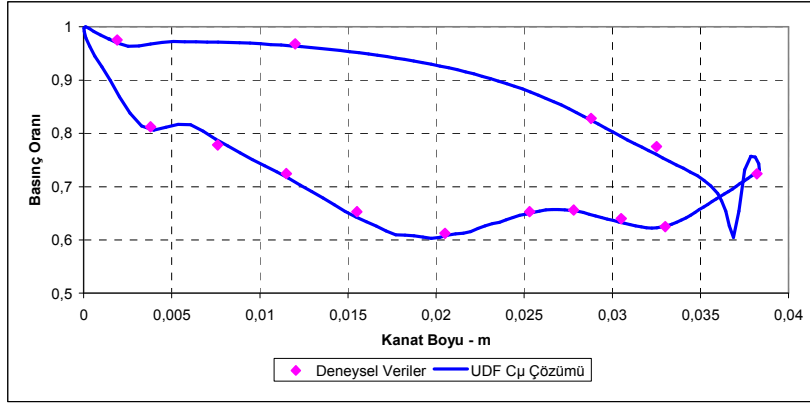
Şekil 4.43 : Goldman statoru çözüm ağı.



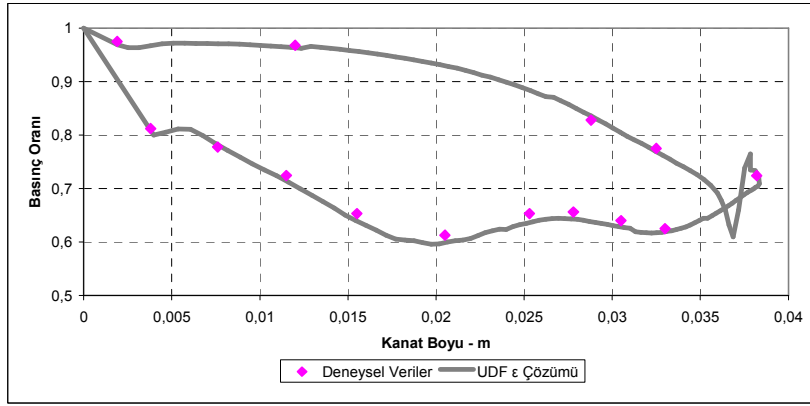
Şekil 4.44 : Goldman stator çözüm sonuçları.



Şekil 4.45 : Goldman stator kanadı boyunca vektörel hız dağılımı.



Şekil 4.46 : Goldman statoru boyunca basınç oranı (UDF-C μ).



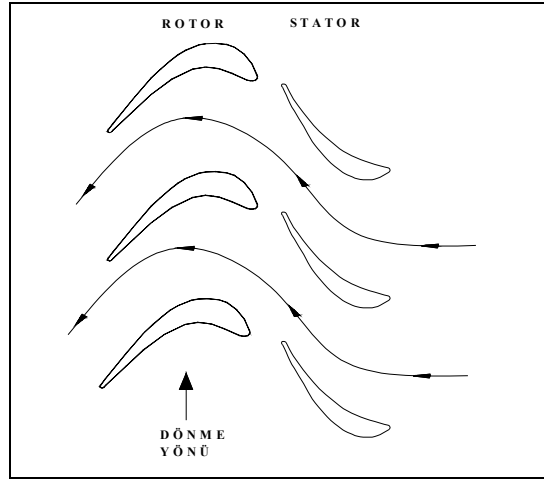
Şekil 4.47 : Goldman statoru boyunca basınç oranı (UDF- ϵ).

Sonuç olarak Şekil 4.46 ve Şekil 4.47'den anlaşılacağı üzere, sayısal olarak elde edilen sonuçlar deneysel verilerle uyumluluk göstermektedir. Deneysel ve sayısal sonuçlardaki maksimum sapma %2 olarak gerçekleşmiştir. Bu da göstermektedir ki, C μ ve ϵ için programlanan kullanıcı tanımlı fonksiyonların türbin kanatları arasındaki akışın çözümlemelerinde kullanılabilir oldukları doğrulanmıştır.

5. LİNEER DİZİLİ TÜRBİN KANATLARI İÇİNDEKİ AKIŞIN ANALİZİ

Bu bölümüne kadar yapılan çalışmalar, türbin kanatları arasında akışı incelemek için yapılacak sayısal analizlere temel oluşturan çalışmalardı. Bu kısımda önceki bölümlerde elde edilen türbülans modeli modifikasyonları (UDF- C_μ ve UDF- ϵ) ve sonuçları doğrultusunda örnek türbin kanatları arasındaki ikincil akışların oluşumu ve kanat boyunca gelişimi sayısal olarak incelenecektir.

Türbin kanadı denildiğinde temel olarak iki ana komponent akla gelmektedir. Bunlar sabit duran ve akışı bir sonraki rotor kanadına yönlendiren stator kanatları ile akışın etkisiyle dönen ve enerji üreten rotor kanatlarıdır. Rotor kanatlarının dönmesi ile rotorun bağlı olduğu şaft ve dolayısıyla generatör döndürülmekte ve mekanik enerji elektrik enerjisine dönüşmektedir.

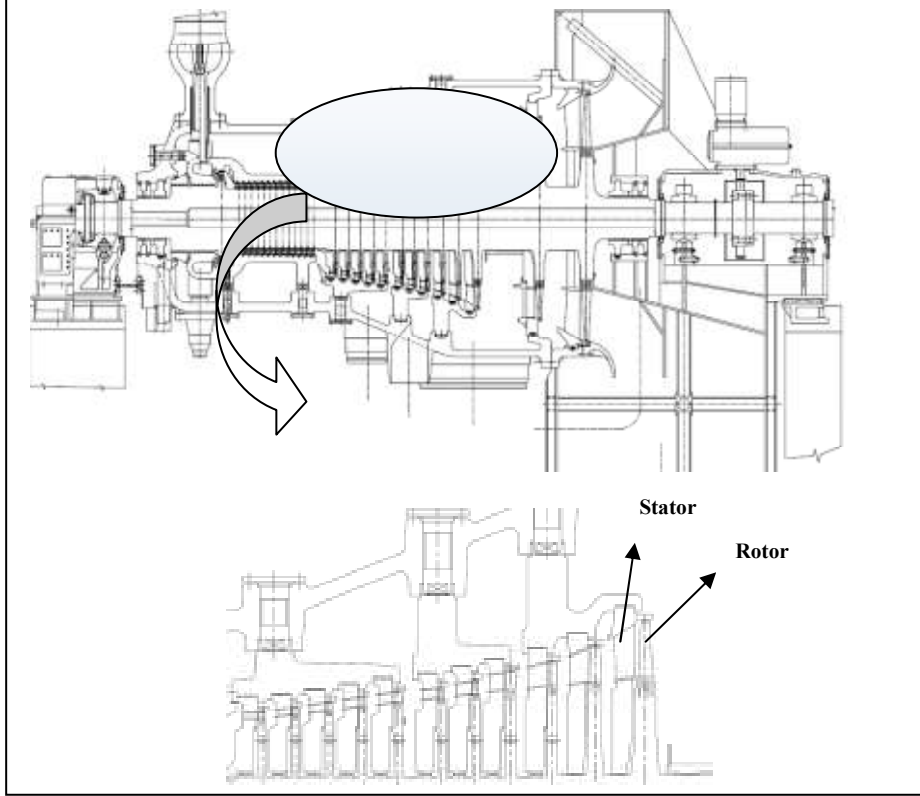


Şekil 5.1 : Türbin boyunca rotor ve stator dizilimi ve akış yönü.

Bu bölümde yapılan sayısal analizlerde Pennsylvania State Üniversitesindeki (Axial Flow Turbine Research Facility - ARTRF) lineer dizilmiş türbin statoru ve rotor kanatları kullanılmış, kanatlar arasındaki akış sayısal analiz edilerek elde edilen sonuçlar mevcut deneysel verilerle kıyaslanmıştır. Yapılan çalışmalar iki bölüm şeklinde sunulmuştur. İlk olarak lineer dizilmiş stator üzerinde çalışılmış ve ikincil akışların kanat pasajı boyunca gelişimi geliştirilen akışın eğriliğini dikkate alan türbülans modelleri ile yapılan analizler yardımıyla açıklanmış ve deneysel verilerle kıyaslamalar yapılmıştır. Ayrıca, stator üzerinde iki boyutlu analizlerle üç boyutlu

analizler arasındaki farklar ikincil akışların oluşumu doğrultusunda değerlendirilmiştir.

Çalışmanın ikinci bölümünde statordan çıkan akışla beslenen lineer dizilmiş rotor kanatları üzerinde çalışmalar yapılmış ve ikincil akışlar ile kanat ucu kaçak akım vorteksleri eğriliği dikkate alan türbülans modelleri ile irdelenmiştir.

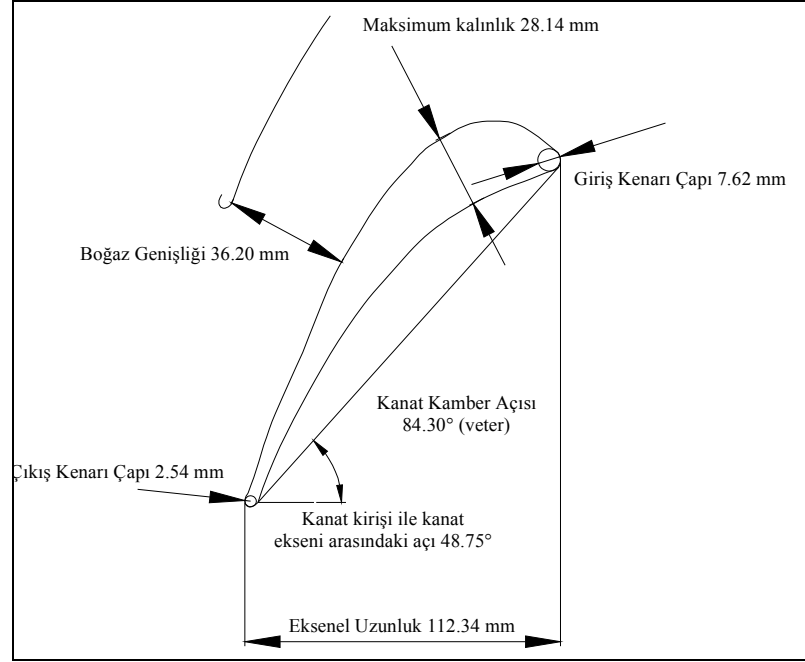


Şekil 5.2 : Türbin kesit resmi ve rotor ile stator kanatları.

5.1 Lineer Dizilmiş Stator İçindeki Akışın Sayısal İncelenmesi

Türbin kanatları üzerine yapılmış çalışmalar, inceleme kolaylığı nedeniyle genellikle lineer dizilmiş kanatlar üzerinde gerçekleştirilmektedir. Kanatlar lineer olarak dizilmekte ve pasaj boyunca yapılan deneysel ölçümlerle akışın yapısı üzerine değerlendirilmeler yapılabilmektedir. Bu kısımda yapılan sayısal analizler Şekil 5.3’de boyutsal özellikleri verilen lineer dizilmiş stator üzerinde yapılan çalışmalardan oluşmaktadır. Daha öncede belirtildiği gibi bu stator Pennsylvania State Üniversitesindeki (Axial Flow Turbine Research Facility) laboratuvarında deneysel çalışmalarda kullanılmaktadır. Bu statorun seçilmesinde ön önemli etmen, üzerinde yapılmış olan deneysel çalışmaların bulunması ve kanat içindeki vortekslerin oluşmasına meydan verecek bir yükün kanatların emme ve basınç

yüzeylerinde bulunması yani bir başka deyişle yüksek kanat dönme açısına sahip olmasıdır.



Şekil 5.3 : Statorun orta düzlemindeki kanat profilleri, (Camci, 2004).

Stator ile ilgili diğer boyutsal ve sayısal bilgiler Çizelge 5.1 'de verilmiştir.

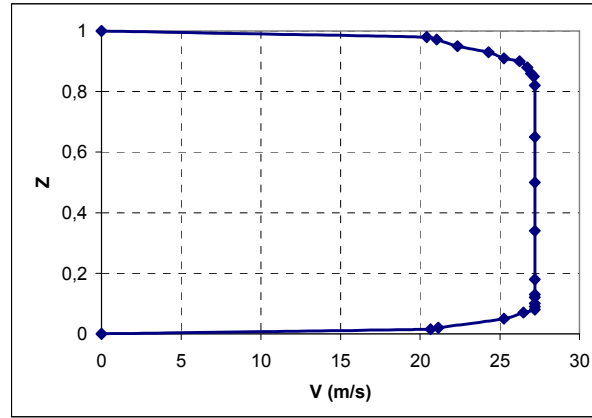
Çizelge 5.1 : Stator boyutsal bilgileri, (Camci, 2004).

Kanat yüksekliği	122,9 mm
Kanat sayısı	23
Kanat boyu	176,8 mm
İki kanat arası mesafe	130,8 mm
Kanat dönme açısı	70°
Maksimum kanat kalınlığı	38,81 mm
Akış Reynolds Sayısı (giriş hızına göre)	$3-4 \times 10^5$
Akış Reynolds Sayısı (çıkış hızına göre)	$9-10 \times 10^5$

Akışın incelenmesinde daha önceki bölümlerde açıklanan ve örnek akışlar ile doğrulanan akışın eğriliğini dikkate alacak şekilde modifiye edilmiş türbülans modelleri (UDF- C_μ ve UDF- ϵ) kullanılmıştır. Analizler zamandan bağımsız olarak sıkıştırılamaz Reynolds ortalama Navier-Stokes denklemlerini çözen FLUENT yazılımı ile üç boyutlu olarak gerçekleştirilmiştir. QUICK ayrıklaştırma metodu daha

doğru sonuçlar için tercih edilmiştir. Sayısal analizlerde SIMPLE algoritması kullanılmıştır.

Analizlerde, giriş sınır koşulu olarak giriş hızı profili (maksimum 27.2 m/s) ve çıkış içinde tam gelişmiş çıkış (outflow) tanımlamaları yapılmıştır. Ayrıca, duvar bölgelerinde kayma yok ve hız sıfır sınır koşulları uygulanmıştır. Bununla birlikte periyodik sınır koşulu kullanılarak tek bir kanat etrafındaki akış çözülmüştür. Akışa girişte kanat yüksekliği boyunca tanımlanan hız profili Şekil 5.4’de yer almaktadır ve bu profil deneylerden elde edilen verilerden alınmıştır (Camci, 2004). Bu profilin doğruluğu ve gerçekliği kanat pasaj girişinde oluşan at nalı vorteksinin ve pasaj içindeki pasaj vorteksinin incelenmesi açısından büyük önem taşımaktadır.



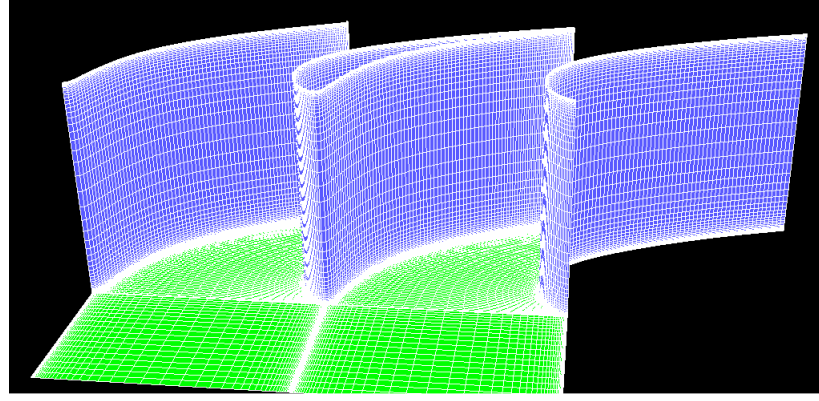
Şekil 5.4 : Stator yüksekliği boyunca giriş hız profili.

Giriş akışının özelliklerini belirtmek için sınır tabaka kalınlığı, yerdeğiştirme kalınlığı ve momentum kalınlıkları hesaplanmış ve Çizelge 5.2 ’de verilmiştir.

Çizelge 5.2 : Stator sınır tabaka özellikleri.

Sınır tabaka kalınlığı	δ	@u=0,99U	9,44 mm
Yerdeğiştirme kalınlığı	δ^*	$\int_0^\delta \left(1 - \frac{u}{U}\right) dy$	2,19 mm
Momentum kalınlığı	θ	$\int_0^\delta \frac{u}{U} \left(1 - \frac{u}{U}\right) dy$	1,11 mm

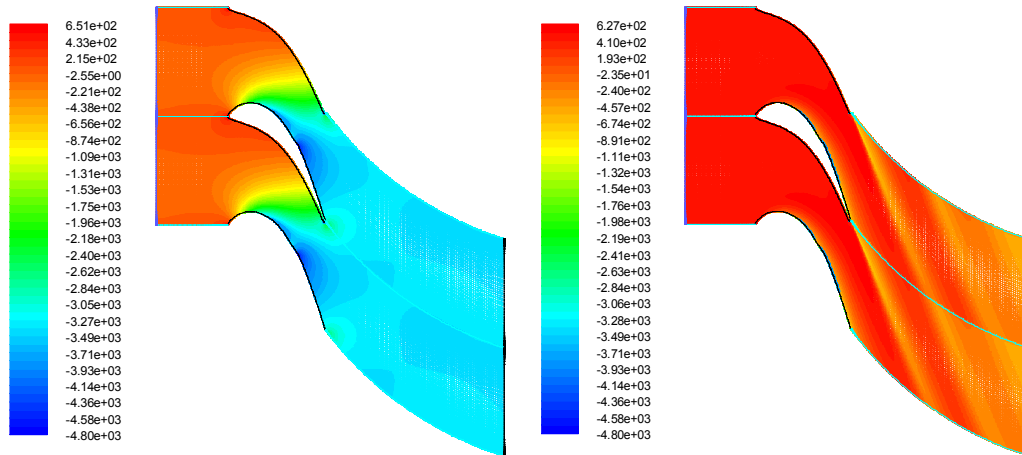
Şekil 5.5 ise analizlerde kullanılan çözüm ağını göstermektedir. Analizlerde tamamen yapısal (structured) çözüm elemanları kullanılmıştır.



Şekil 5.5 : Stator sayısal analizleri için yapısal çözüm ağı.

5.1.1 2 Boyutlu stator içindeki akışın incelenmesi

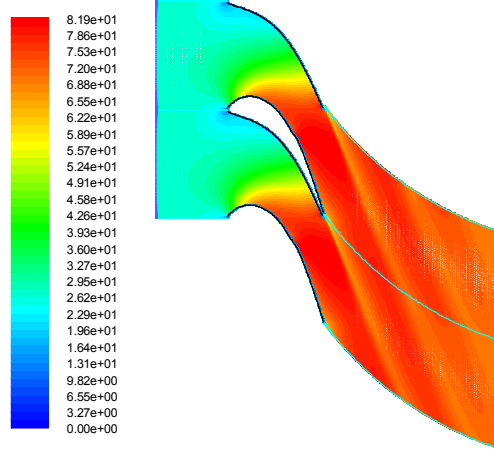
Çalışmanın bu bölümünde üç boyutlu olarak yapılan sayısal analizler iki boyutlu olarak orta düzlem geometrisi için yapılarak elde edilen sonuçlar irdelenmiştir. Her iki geometrinin çözüm ağı yapısal olarak modellenmiştir. İki boyutlu analizlerde kullanılan eleman sayısı 138 000, üç boyutlu analizlerde kullanılan modelde kullanılan sayısal eleman sayısı 931 000'dir. İki boyutlu analizler sonucu elde edilen hız, statik basınç, toplam basınç ve hız vektörleri Şekil 5.6, Şekil 5.7 ve Şekil 5.8'de verilmiştir. Sayısal analizlerde akışkan olarak 15 °C sıcaklıkta, 1,225 kg/m³ yoğunluklu, 1,7894x10⁻⁵ kg-m/s kinematik viskoziteli hava kullanılmıştır. Yapılan analizlerde duvar keanarlarında gelişmiş duvar formülasyonları uygulanmış ve boyutsuz duvar uzaklığı $y^+ \approx 1$ değeri sağlanmıştır.



Şekil 5.6 : İki boyutlu analizlerdeki kanat pasajındaki statik ve toplam basınçlar.

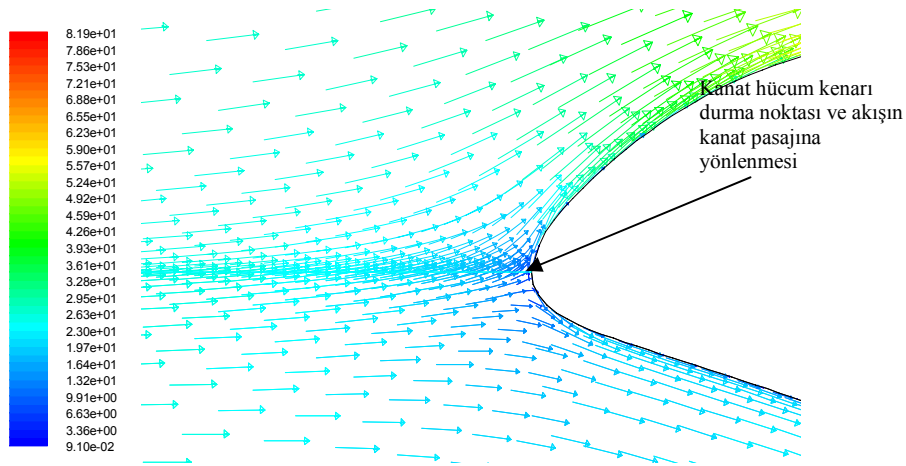
Statik ve toplam basınç analizleri incelendiğinde (Şekil 5.6) statik basıncın, kanat hücum kenarından firar kenarına doğru azaldığı ve kanat emme yüzeyindeki statik basıncın, basınç yüzeyine göre daha az olduğu görülmektedir. Bu fark kanatta yükün

oluşmasına ve dolayısıyla dönmenin gerçekleşmesine sebep olan etmendir. Toplam basıncın kanat pasajı boyunca çok değişmediği ve değişimlerin kanat fırr kenarından sonra oluşan kanat ard izlerinde ve özellikle kanat emme yüzeyinde sınır tabakaya yakın bölgede olduğu görülmektedir.



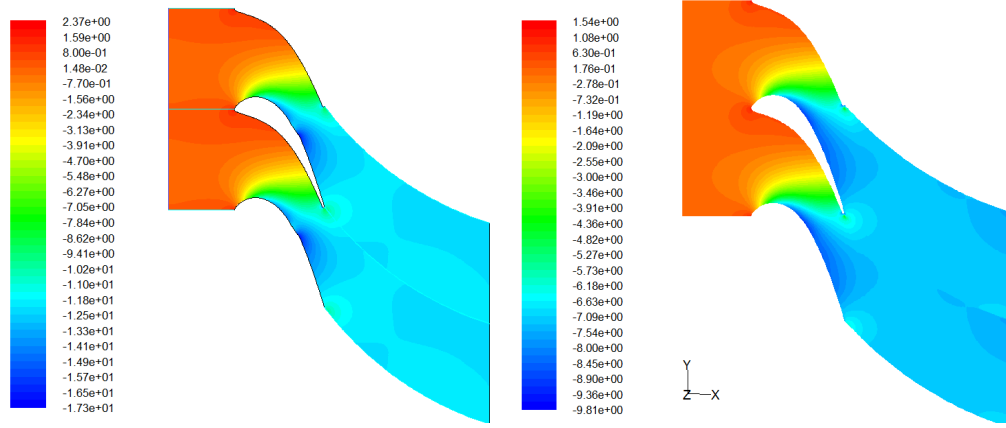
Şekil 5.7 : İki boyutlu analizlerde kanat pasajındaki hız dağılımı.

Stator pasajında akışın hız dağılımına bakıldığında ise kanata girişten çıkışa doğru hızın artışı görülmektedir. Hız dağılımında kanat emme kenarındaki hızların basınç tarafına göre daha fazla olduğu görülmektedir. Bu da basit olarak statik basınç dağılımında görülen emme yüzeyindeki basıncın, basınç yüzeyine göre az olmasını açıklamaktadır (Bernoulli eşitliği nedeniyle).



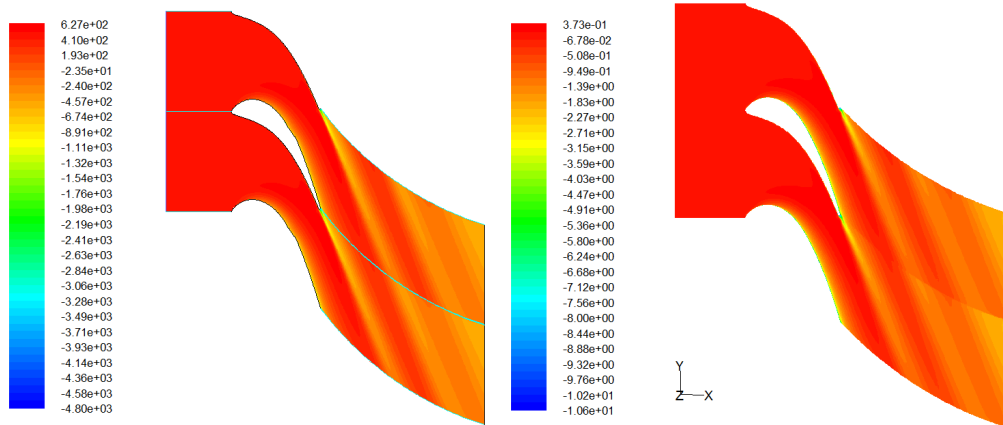
Şekil 5.8 : İki boyutlu analizlerdeki kanat hücum kenarında hız vektörleri.

Şekil 5.8’de kanat hücum kenarındaki hız vektörlerinin dağılımı görülmektedir. Kanat ucuna gelen akışın hızı yavaşlamakta ve durma noktasından itibaren kanat emme ve basınç yüzeyleri boyunca yönlenmektedir.



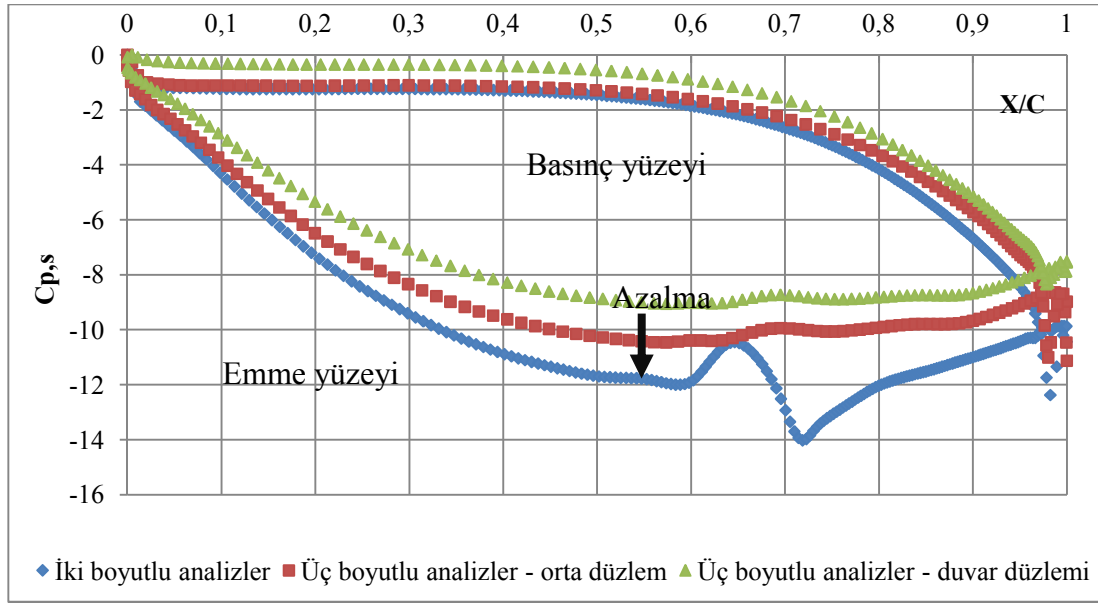
Şekil 5.9 : Statorun iki ve üç boyutlu analizlerindeki statik basınç katsayıları.

Ayrıca iki boyutlu analizler üç boyutlu analizlerle kıyaslanmıştır. Bu amaçla ilk olarak statik basınç katsayıları değerlendirilmiştir. Şekil 5.9 ve Şekil 5.10'da iki ve üç boyutlu olarak kanatların arasındaki statik ve toplam basınç katsayılarının değişimleri gösterilmektedir. Kanadın emme ve basınç kenarlarındaki statik basınç katsayılarının farkı kanadın yükünü ifade etmektedir.



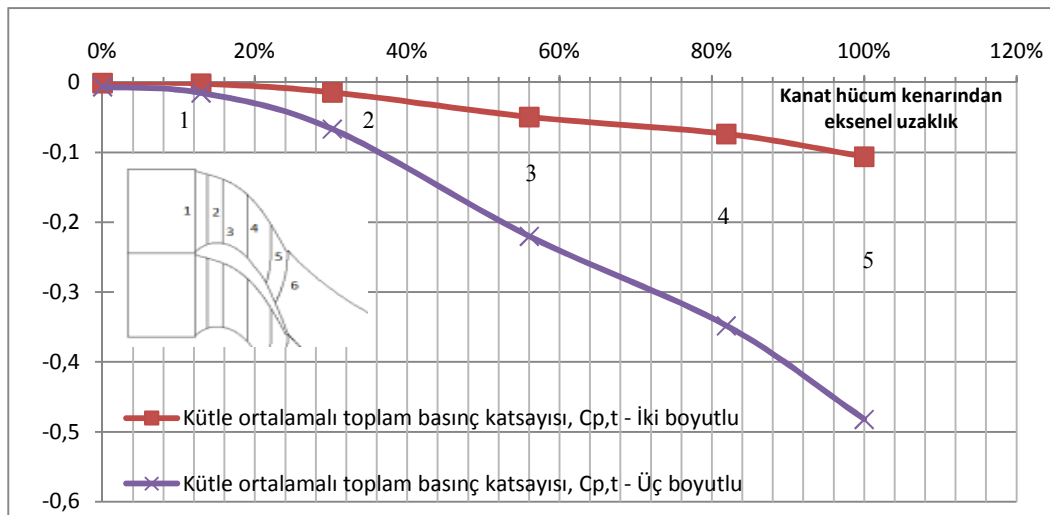
Şekil 5.10 : Statorun iki ve üç boyutlu analizlerindeki toplam basınç katsayıları.

Şekil 5.11'de ise statik basınç katsayılarının grafiği karşılaştırmalı olarak verilmektedir. Buna göre sonuçlardan görülmektedir ki, orta düzlemde iki boyutlu analizlere göre kanat emme tarafında statik basınç katsayısı üç boyutlu analizlerde daha azdır. İki boyutlu analizlerde emme yüzeyi boyunca $X/C=0.6$ ve 0.7 arasındaki artma ve azalma şeklindeki dalgalanma ise akışın o noktasındaki bozulmasından kaynaklanmaktadır. Üç boyutlu analizlerde bu bozulmanın etkisi daha az hissedilmektedir. Özellikle sınır tabakanın etkisi ise oluşan ikincil akışların etkisiyle üç boyutlu analizlerde duvar düzlemine doğru yaklaşıldıkça kanadın yükü özellikle kanat emme yüzeyinde azalmaktadır.



Şekil 5.11 : Orta düzlemde statik basınç katsayılarının karşılaştırılması.

Kanat basınç tarafındaki statik basınç katsayısı değerlerine bakıldığında değerlerin $X/C=0,6$ 'ya kadar yaklaşık aynı olduğu görülmektedir. Sonuç olarak, kanatın yükü yani kanadın emme ve basınç yüzeyleri arasındaki basınç farkı üç boyutlu analizlerde iki boyutlu analizlere göre daha az olmaktadır ve bu fark kanat alt üst duvar düzlemine doğru artmaktadır.



Şekil 5.12 : İki boyutlu analizlerde kütle ortalamalı toplam basınç katsayıları.

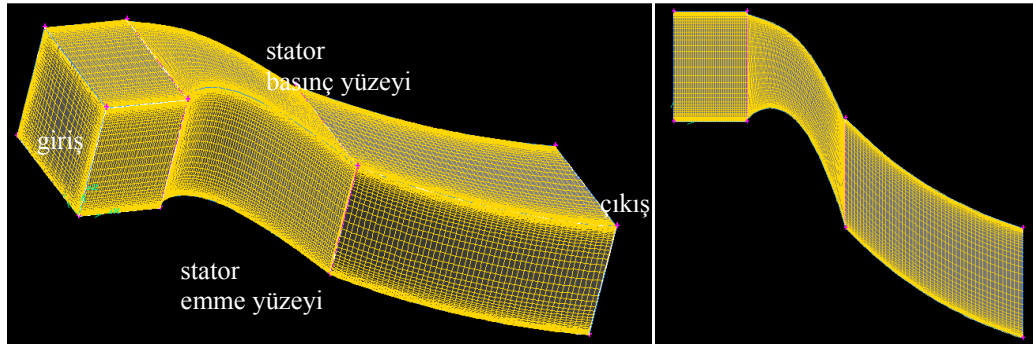
Bu yük azalmasının nedeni iki boyutlu analizlerdeki kanat genişliği boyunca akışın sınır tabakadan bağımsız hareket etmesi ve sınır tabaka olmadığından vortekslerin gelişmemesiyle kanatlar arasında yük azaltıcı bir etkinin olmamasından kaynaklanmaktadır. Bu vortekslerin etkisi ile kanat pasajı içinde oluşan toplam basınç katsayılarının değişimi Şekil 5.12'de verilmiştir. İncelendiğinde üç boyutlu

akışta oluşan kayıpların daha fazla olduğu ve 3 nolu kesitten itibaren hızla arttığı görülmektedir.

İki boyutlu çalışmada giriş profilinin düzgün olması ve kanatlar arasındaki akışta bozulma olmaması akışkanın daha rahat hareket etmesine sebep olmaktadır. Üç boyutlu analizlerde ise giriş profilindeki sınır tabaka nedeniyle akış bozulmakta ve daha az kütleli debi orta düzlemde geçmekte, bu da kanadın yükünde azalmaya sebep olmaktadır. Dolayısıyla analizlerde elde edilen sonuçlardan iki boyutlu kanadın daha verimli olacağı görülmektedir. Fakat bilinmelidir ki hiç bir sistem iki boyutlu değildir ve kanatlar arasındaki akışta sınır tabakanın sebep olduğu bir bozulma mutlaka vardır.

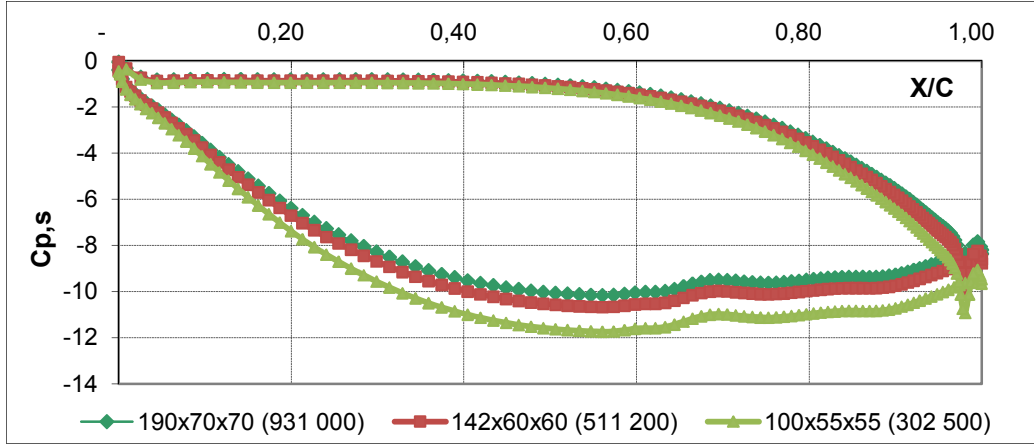
5.1.2 Üç boyutlu analiz sonuçlarının deney verileri ile karşılaştırılması

Bu bölümde üç boyutlu sayısal analizde elde edilen sonuçlar ile stator üzerinde yapılan deneysel veriler kanat boyunca farklı kesitler incelenerek karşılaştırılmıştır. Yapılan kıyaslamalarda eğriliği dikkate alan modifiye türbülans modelleri (UDF- C_μ ve UDF- ϵ) kullanılmış ve bu modifikasyonların etkisinin gözlemlenebilmesi için izotropik standart k- ϵ türbülans modeli de kıyaslamalarda kullanılmıştır.



Şekil 5.13 : Stator modeli ve yapısal sayısal çözüm ağı.

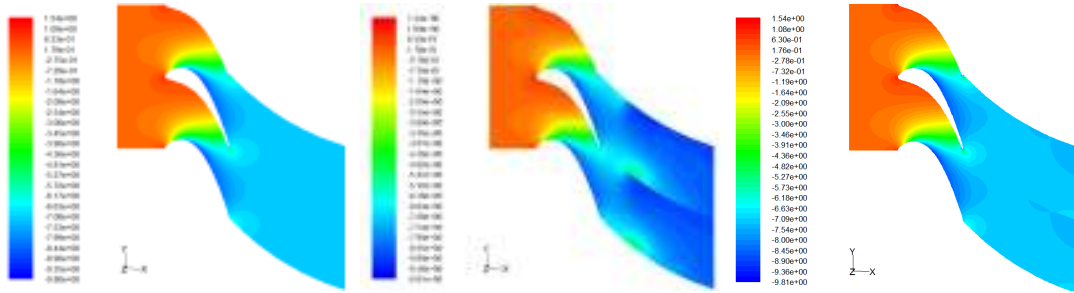
Çalışmalara başlamadan önce model üzerinde sayısal ağdan bağımsızlaştırma çalışmaları yapılmış ve kanat orta düzlemindeki statik basınç katsayısının değişimine göre sayısal ağ belirlenmiştir. Bu kapsamda üç farklı model üzerinde çalışılmıştır. Bu modellerin sayısal ağ yapıları 190x70x70 (931 000), 142x60x60 (511 200) ve 100x55x55 (302 500)'dir.



Şekil 5.14 : Stator modelinin sayısal ağdan bağımsızlaştırılması.

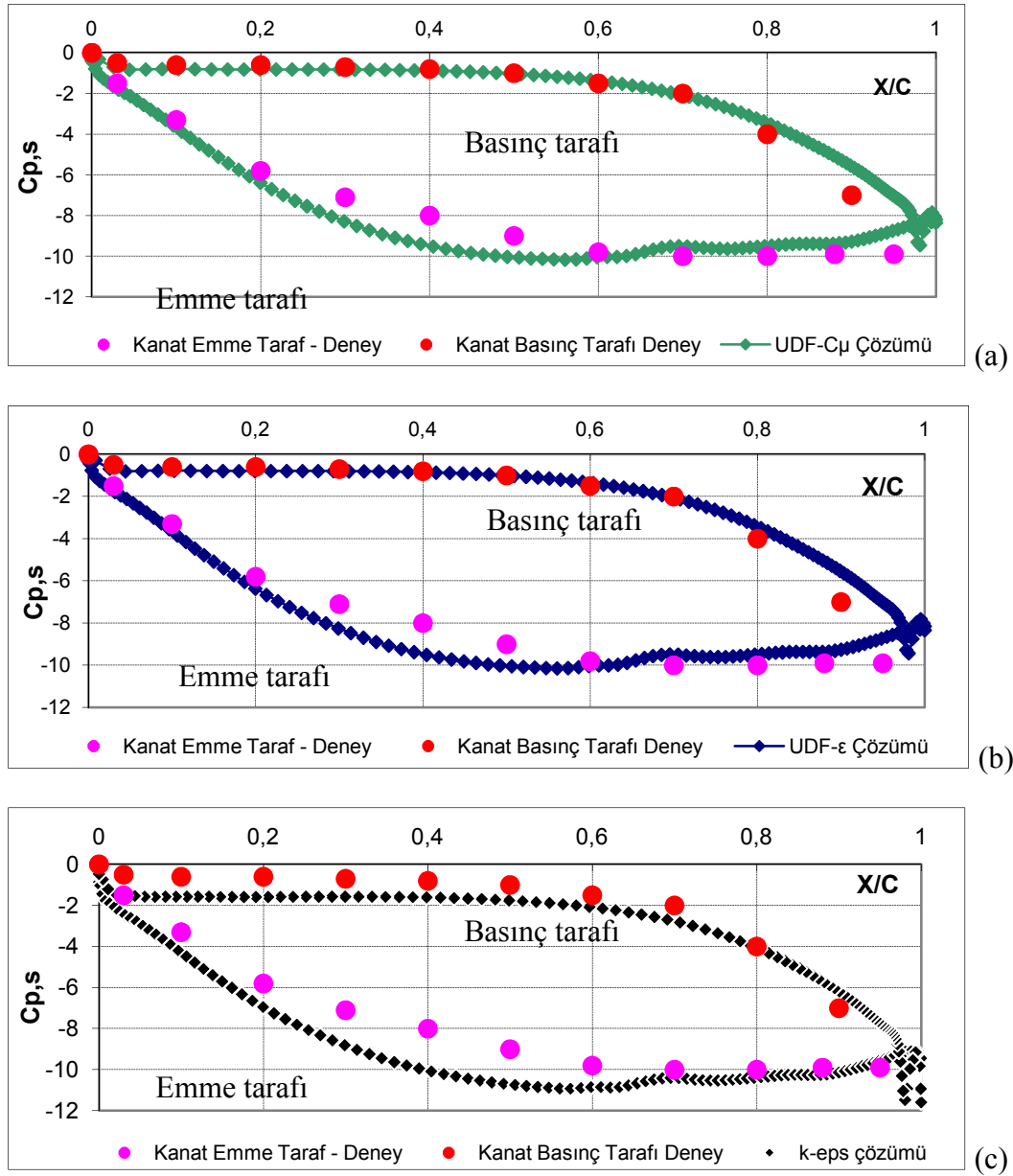
Bu analizlere göre statik basınç katsayısı dikkate alındığında 931 000 elemanlı model ile 511 200 elemanlı modelin sonuçlarının yaklaşık aynı olduğu görülmüştür. Buna göre de bundan sonraki çalışmalarda bilgisayarın kapasiteside dikkate alınarak 931 000 elemanlı model üzerinden çalışmalar yapılmıştır.

Deneyisel veriler bu stator üzerine Luo ve Lakshminarayana (1997) tarafından yapılmış olan çalışmalardan alınmıştır. Deneyisel çalışmalarda kanat yüksekliği boyunca farklı kesitlerde statik basınç ölçülerek statik basınç katsayısı hesaplanmıştır. Elde edilen sayısal sonuçların bu deneyisel verilerle karşılaştırmaları kanat yüksekliği boyunca $h/H=0,5$, $h/H=0,9$ ve $h/H=0,05$ kesitlerinde aşağıdaki grafiklerde verilmiştir.



Şekil 5.15 : Stator pasajında $h/H=0,5$ düzleminde statik basınç katsayısı dağılımı.

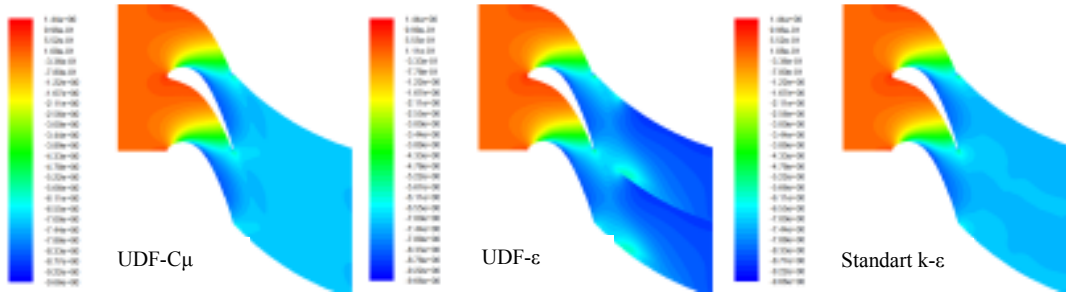
Şekil 5.15 statorun orta düzlemindeki ($h/H=0,5$) statik basınç dağılımlarını göstermektedir. Görüldüğü gibi akışın kanatlar arasına girmesi ile pasaj içinde kanadın eğriliğinden ve uyguladığı blokajdan dolayı kanat pasaj çıkışında hızlanmaktadır. Statik basınç dağılımına bakıldığında ise kanat yüklemesinin (kanadın emme ve basınç yüzeylerindeki basınç farkı) kanadın basınç tarafından emme tarafına doğru olduğu açık olarak görülmektedir.



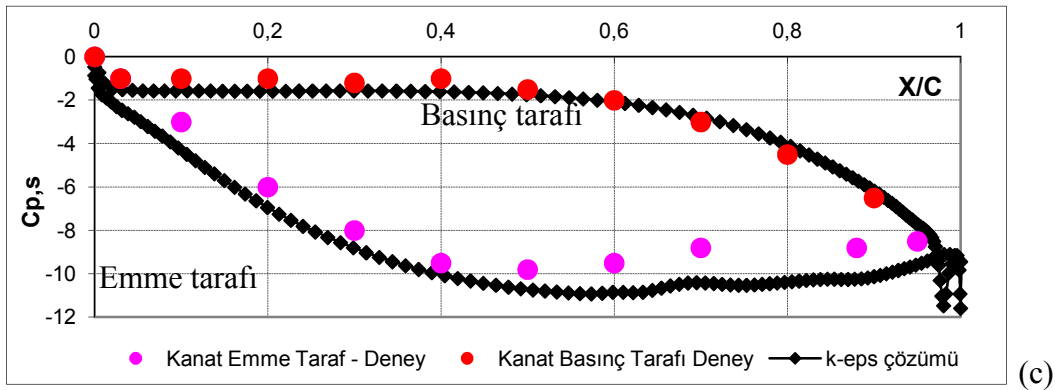
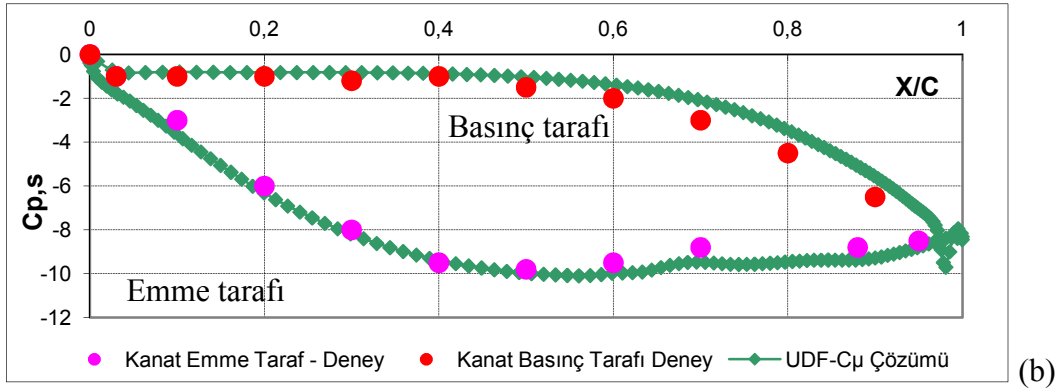
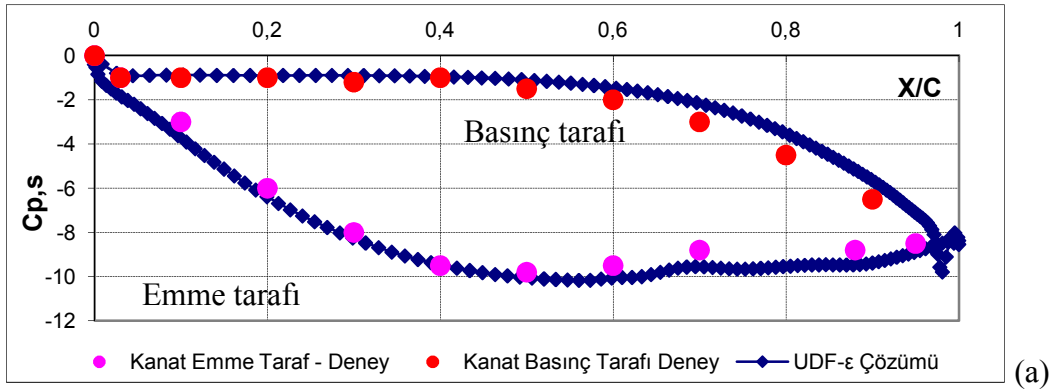
Şekil 5.16 : Stator boyunca $h/H=0,5$ 'de statik basınç katsayısının karşılaştırılması.

Statik basınç katsayısının deneysel verileriyle sayısal analizlerin $h/H=0,5$ orta düzleminde karşılaştırılması sonucunda eğriliğe sahip akışlarda izotropik k- ϵ türbülans modelinin akışı bir kez daha tam olarak modelleyemediği gözlemlenmektedir (Şekil 5.16 a, b, c). Modifiye edilmiş standart k- ϵ türbülans modelleri ile deneysel verilere çok daha yakın statik basınç katsayı değerleri elde edilmiştir.

Şekil 5.17 ise statorun $h/H=0,9$ düzlemindeki statik basınç katsayısı dağılımlarını göstermektedir.



Şekil 5.17 : Stator içinde $h/H=0,9$ düzleminde statik basınç katsayısı dağılımı.

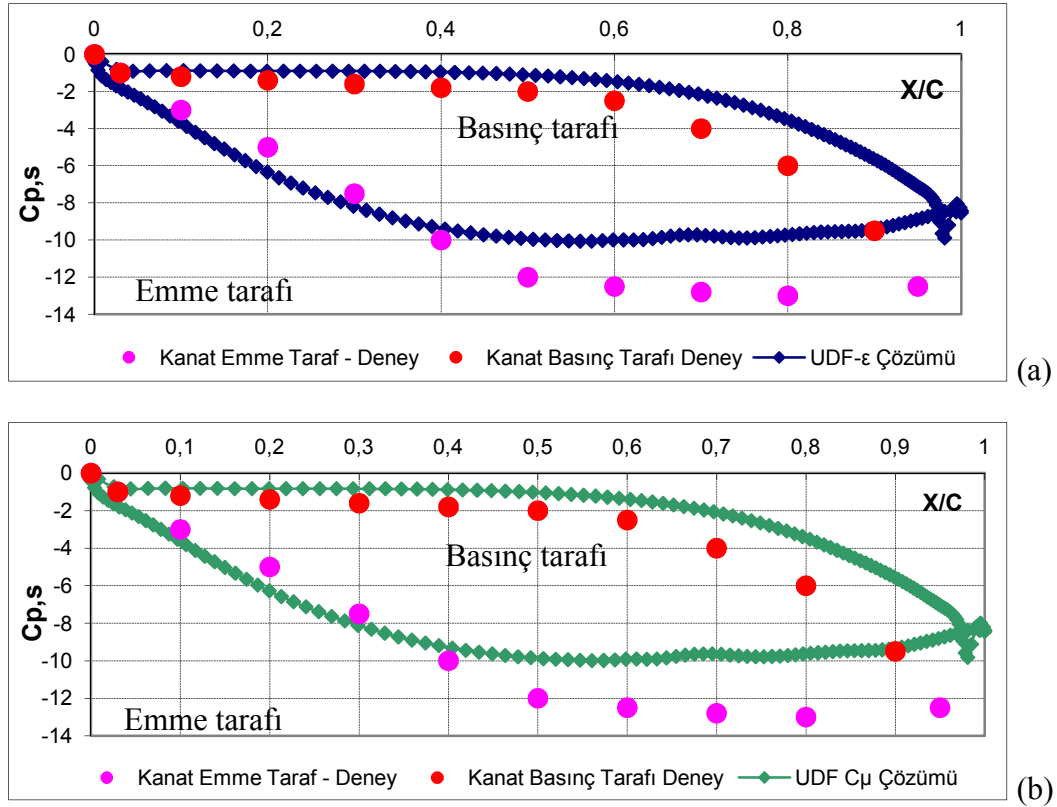


Şekil 5.18 : Stator boyunca $h/H=0,9$ 'da statik basınç katsayısı.

Şekil 5.18 a, b, c ise sayısal çözümlerden elde edilen sonuçların deneysel verilerle karşılaştırılmasını vermektedir. Sonuç olarak statik basınç katsayısı modifiye edilmiş

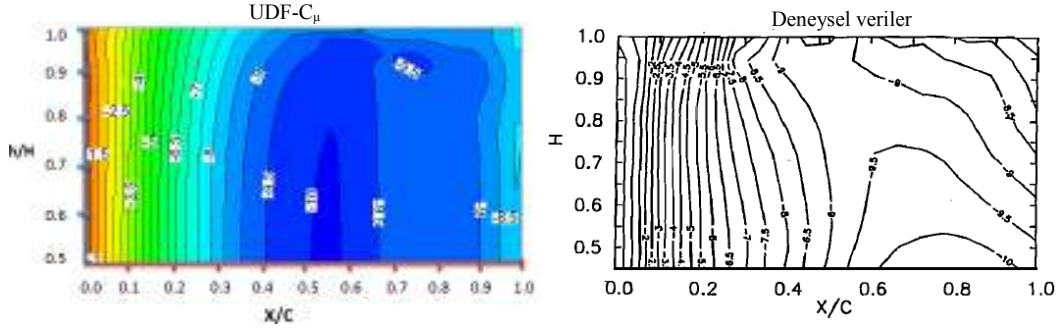
türbülans modelleri ile elde edilen çözümlerde deneysel veriler daha uyumludur. Ayrıca, izotropik standart k- ϵ türbülans modelinden elde edilen sayısal sonuçlarda kanat pasaj çıkışında ard izlerin oluştuğu yerde de farklılık gözlemlenmektedir ($X/C \approx 1$).

Şekil 5.19 a, b statorun $h/H=0.05$ kesitinde statik basınç katsayılarının modifiye edilmiş türbülans modelleri için karşılaştırmasını vermektedir.



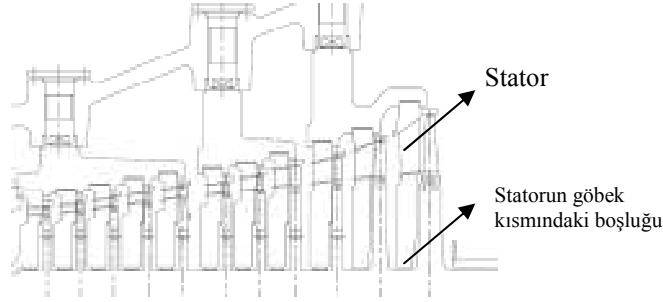
Şekil 5.19 : Stator boyunca $h/H=0,05$ 'de statik basınç katsayısı.

Sonuç olarak, eğriliği dikkate alan modifiye edilmiş türbülans modelleri ile yapılan sayısal analizlerde statik basınç katsayısının değişimi her iki modifiye edilmiş türbülans modeli içinde benzerlik göstermiştir. $h/H=0,9$ ve $h/H=0,5$ kesitlerinde elde edilen sonuçlara bakıldığında modifiye edilmiş türbülans modellerinden elde edilen sayısal sonuçlarla deneysel verilerin daha uyumlu olduğu görülmektedir. Standart k- ϵ türbülans modelleri ile yapılan sayısal analizler ise deneysel verilerle tam uyumluluk göstermemiştir. Bunun sebebi daha önceki bölümlerde de açıklandığı üzere bu türbülans modelinin eğri ve düz akışlar için aynı formülasyonlarla çözüm yapmasıdır.

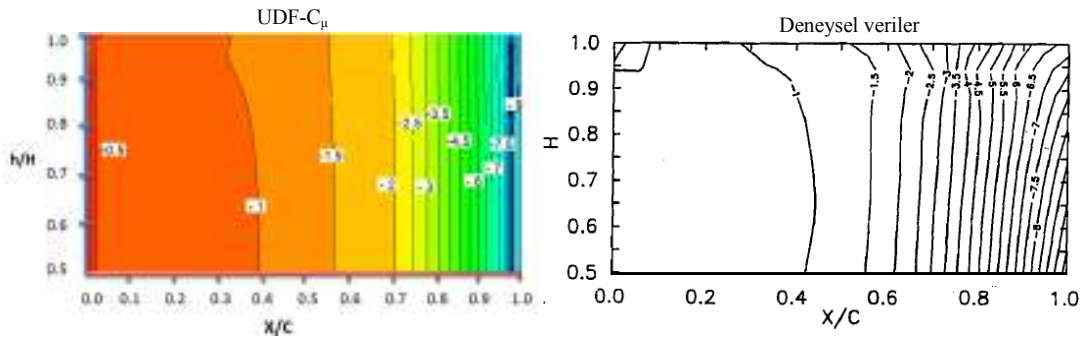


Şekil 5.20 : Stator emme yüzeyinde statik basınç katsayısının değişimi.

Fakat $h/H=0,05$ kesitindeki sonuçlar irdelendiğinde deneysel ve sayısal sonuçların tutarlı olmadığı görülmektedir. Statorda yapılan üç boyutlu analizlerde bu sapmanın olmasının nedeninin modelinin oluşturulmasının orta eksen profilininin uzatılarak türetilmesi varsayımından kaynaklandığı bilinmektedir. Buna göre normalde statorun alt düzlemine doğru olan profildeki farklılık (göbek kısmındaki boşluk) çözüme yansımamıştır (Şekil 5.21). Bir diğer nokta ise aynı çözüm içinde yaklaşık tüm kesitlerde orta düzlemde elde edilen statik basınç katsayılarına benzer değerler elde edilmesidir.



Şekil 5.21 : Stator göbek kısmındaki boşluk.

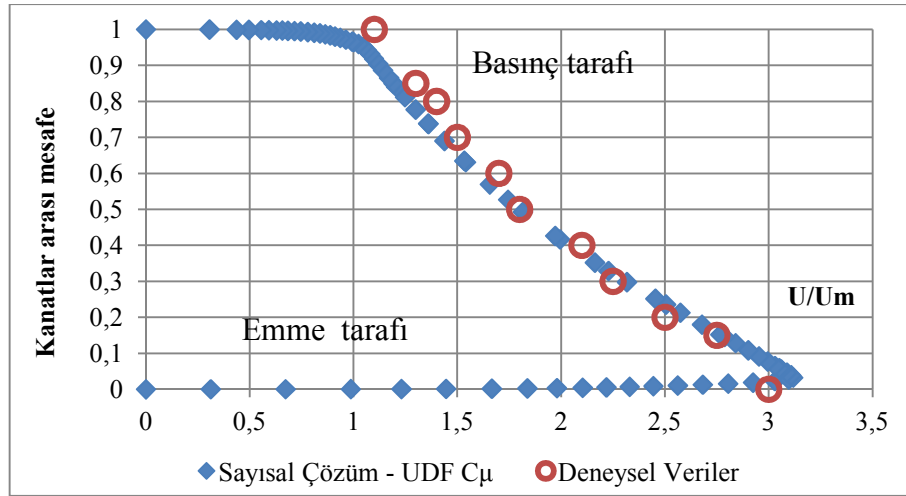


Şekil 5.22 : Stator basınç yüzeyinde statik basınç katsayısının değişimi.

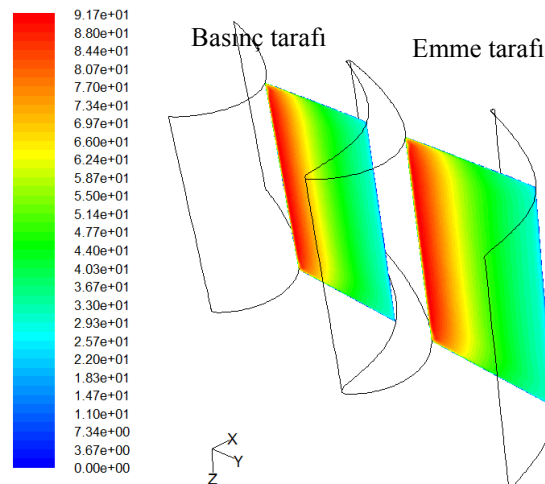
Şekil 5.20 ve Şekil 5.22 stator kanadı emme ve basınç yüzeyindeki statik basınç katsayılarını deneysel verilerle karşılaştırmalı olarak vermektedir. Basınç tarafındaki

kanat yüzeyine bakıldığında akışın yaklaşık iki boyutlu olduğu ve kanat yüksekliği boyunca katsayıların sabit değerler aldığı görülmektedir.

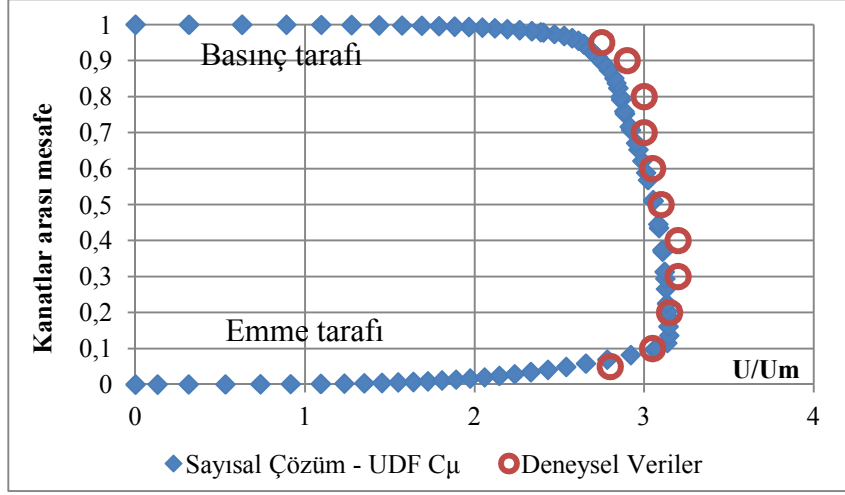
Kanat emme yüzeyinde ise $X/C=0,42$ 'ye kadar akış basınç tarafında olduğu gibi iki boyutlu kalmakta ve kanat yüksekliği boyunca katsayı değerleri sabit kalmaktadır. Bu bölgede değerler hızlı bir ivme ile değişmektedir. $X/C=0,55$ değerinde katsayı değerleri minimumdan geçmektedir ve akış üç boyutludur. Sayısal sonuçlar ile deneysel verilere bakıldığında burada sonuçların uyumlu olduğu görülmektedir (Şekil 5.20).



Şekil 5.23 : $X/C= 0,56$ düzleminde $h/H=0,5$ 'te sayısal analiz hız değerlerinin deneylerle kıyaslanması.

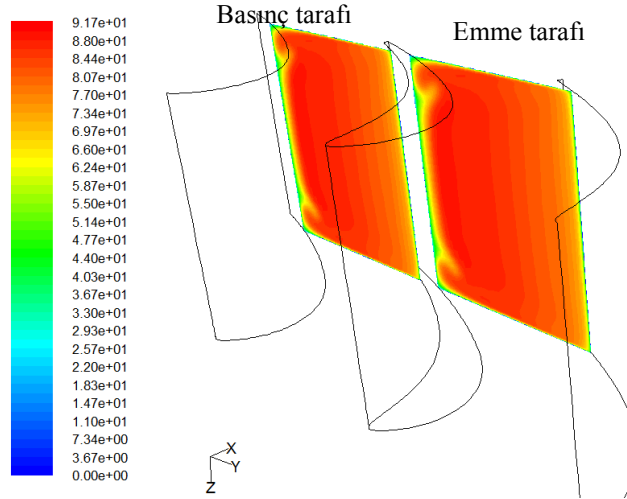


Şekil 5.24 : $X/C= 0,56$ düzleminde sayısal analiz hız değerlerinin (UDF- C_μ).



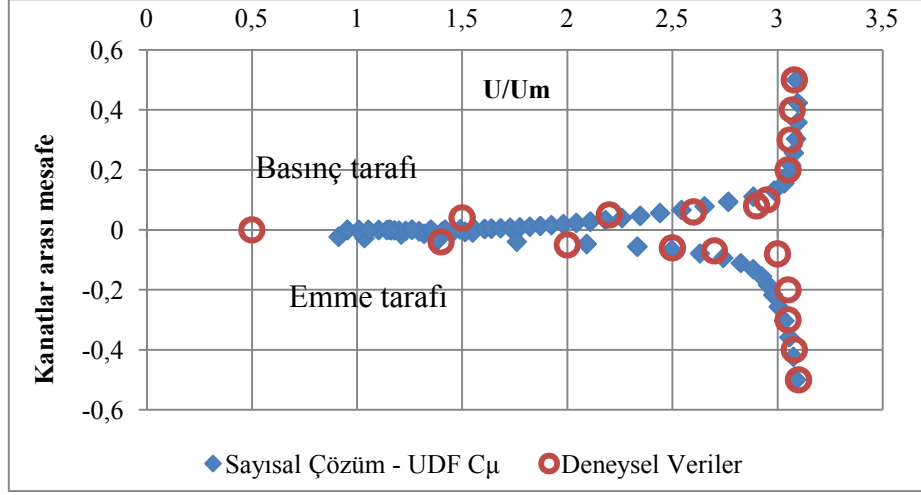
Şekil 5.25 : $X/C=0,935$ düzleminde $h/H=0,5$ 'te sayısal analiz hız değerlerinin deneylerle kıyaslanması.

Stator kanadının basınç tarafından emme tarafına kanat aksel uzunluğunun $X/C=0,56$ düzlemindeki $h/H=0,5$ orta eksenindeki hız dağılımı Şekil 5.23'de görülmektedir. Viskoz etkinin kanat emme ve basınç kenarlarına yakın bölgedeki sınır tabaka etrafında sıkıştığı görülmektedir. Ana akış hız profili ise sürtünmesiz bir yapıda hareket etmektedir. Emme tarafındaki hız değerleri daha fazladır. Modifiye edilmiş türbülans modeli ile elde edilen çözümün deneysel verilerle uyum içinde olduğu Şekil 5.23'den görülmektedir.

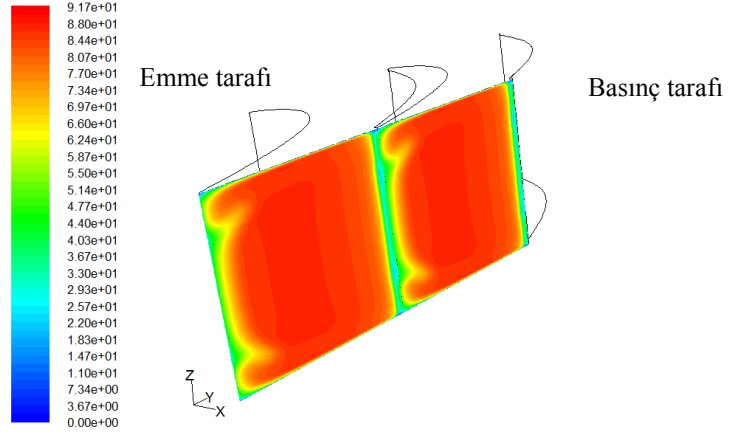


Şekil 5.26 : $X/C=0,935$ düzleminde sayısal analiz hız değerleri (UDF- C_μ).

Şekil 5.25 ise $X/C=0,935$ düzlemindeki $h/H=0,5$ orta eksenindeki hız dağılımını göstermektedir. Ana akış hız dağılımında deneysel verilerden az da olsa bir sapmanın olduğu görülmektedir. Fakat sayısal sonuçlar büyük oranda deneysel verilerle uyum içindedir.

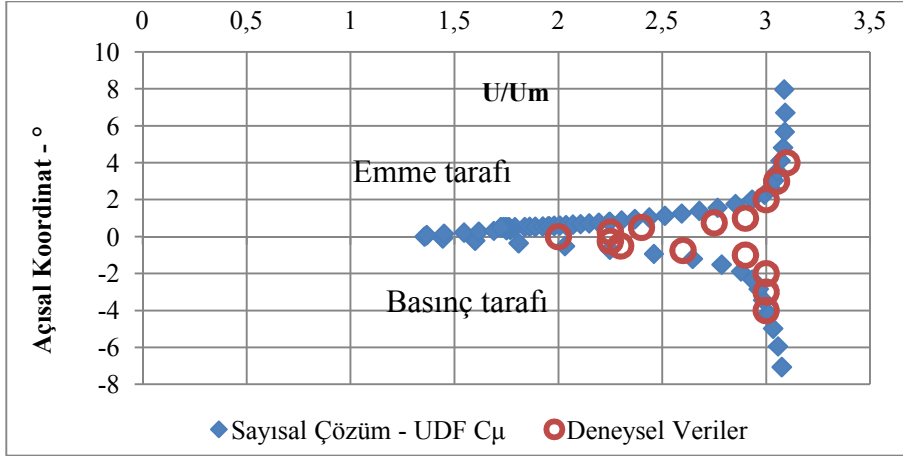


Şekil 5.27 : $X/C= 1,007$ düzleminde $h/H=0,5$ 'te sayısal analiz hız değerlerinin deneylerle kıyaslanması.



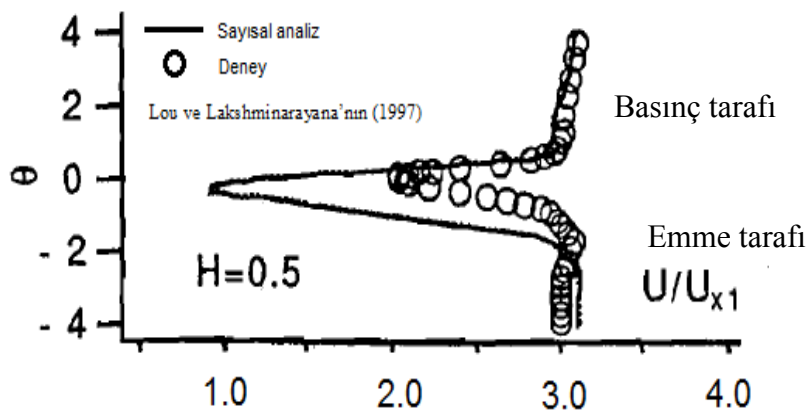
Şekil 5.28 : $X/C= 1,007$ 'de sayısal analiz hız değerleri (UDF- C_μ).

Şekil 5.27 $X/C=1,007$ düzlemindeki $h/H=0,5$ orta eksenindeki hız dağılımını göstermektedir. Kanat basınç ve emme tarafındaki akışta sayısal sonuçlar deneylerle uyumludur. Bu durum kanat firar kenarının basınç ve emme tarafındaki ard izi sınır tabaka akışının doğru çözüldüğü anlamına gelmektedir. Sadece emme tarafında ve ard izinin ortasında (kanat firar kenarı kalınlığının ortasında) deneysel ve sayısal sonuçlar birbirinden sapmıştır.

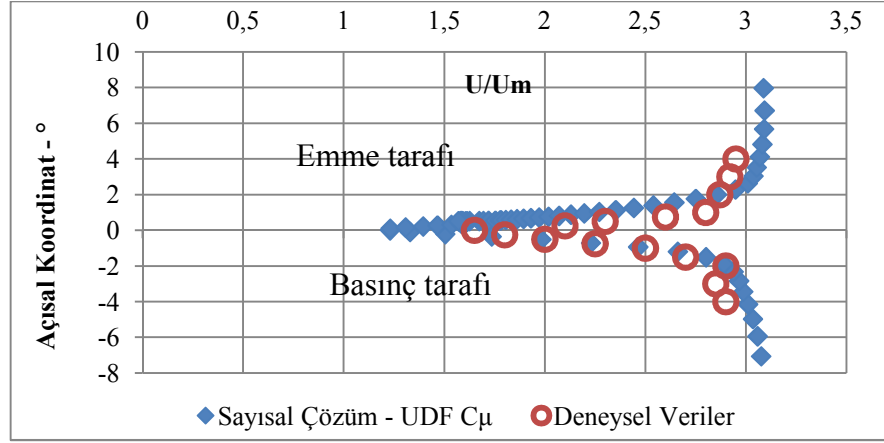


Şekil 5.29 : $X/C= 1,025$ düzleminde $h/H=0,5$ 'te sayısal analiz hız değerlerinin deneyle kıyaslanması.

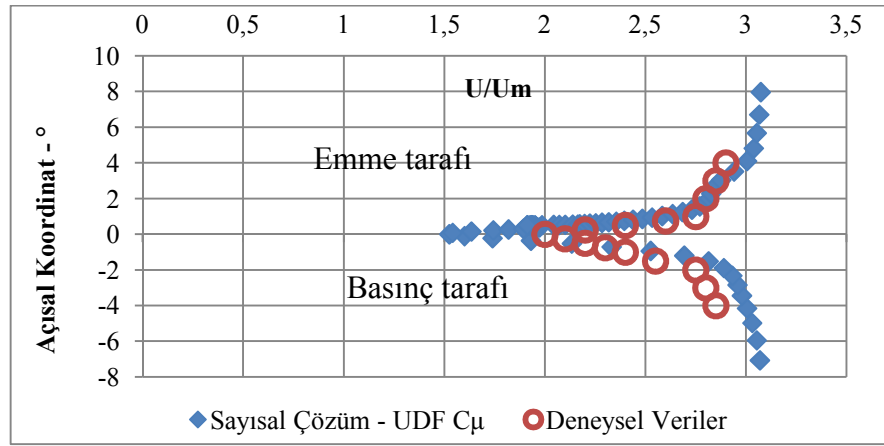
Kanat fırar kenarından sonra ard izi bölgesinde ($X/C=1,025$) kesitinde boyutsuz eksenel ve toplam hız değerleri üç farklı bölgede çizilmiştir (Şekil 5.29 - Şekil 5.35 arası). Buradaki açıl koordinat derece cinsinden teğetsel açı olup ve ard izi merkezinde sıfır derecedir. Pozitif değerler kanadın emme yüzeyi ve negatif değerleri kanadın basınç yüzeyleridir. Ard izlerinin profilleri $h/H=0,5-0,7$ ve $0,9$ 'da farklı hız bozulmalarına ve genişliklerine sahiptir. Ard izinin genişliği $h/H=0,9$ 'da daha fazladır. Genel olarak deneysel verilerle sayısal çözüm sonuçlarının uyumlu oldukları görülmektedir. Ayrıca, deneysel verilerin alındığı Lou ve Lakshminarayana'nın (1997) çalışmalarından elde edilen sayısal sonuçlardan özellikle $h/H=0,5$ lokasyonunda çok daha iyi sonuçlar elde edilmiştir (Şekil 5.30).



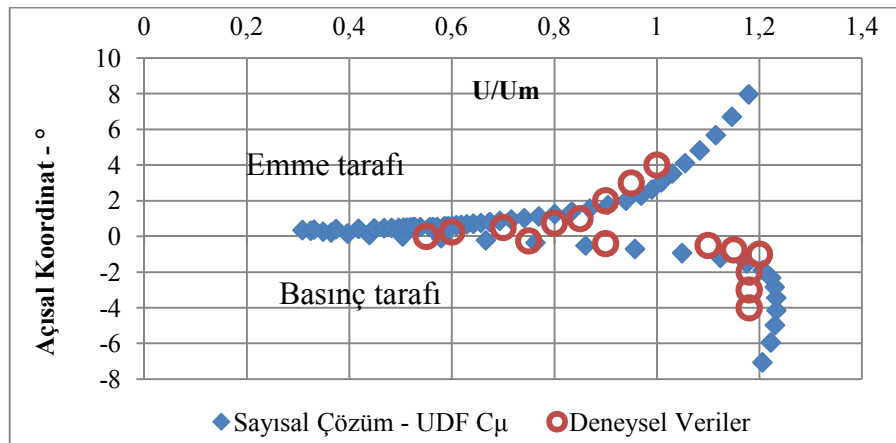
Şekil 5.30 : $X/C= 1,025$ düzleminde $h/H=0,5$ 'te sayısal analiz hız değerlerinin deneyle kıyaslanması, (Lou ve Lakshminarayana, 1997).



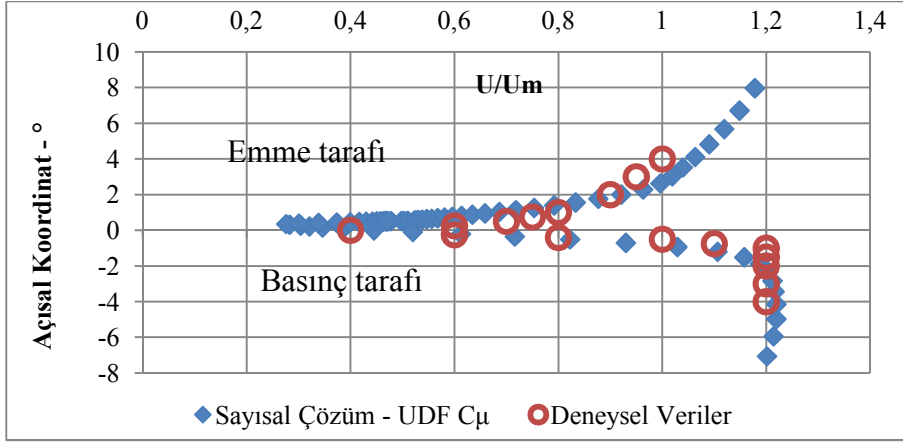
Şekil 5.31 : $X/C= 1,025$ düzleminde $h/H=0,7$ 'de sayısal analiz hız değerlerinin deneylerle kıyaslanması.



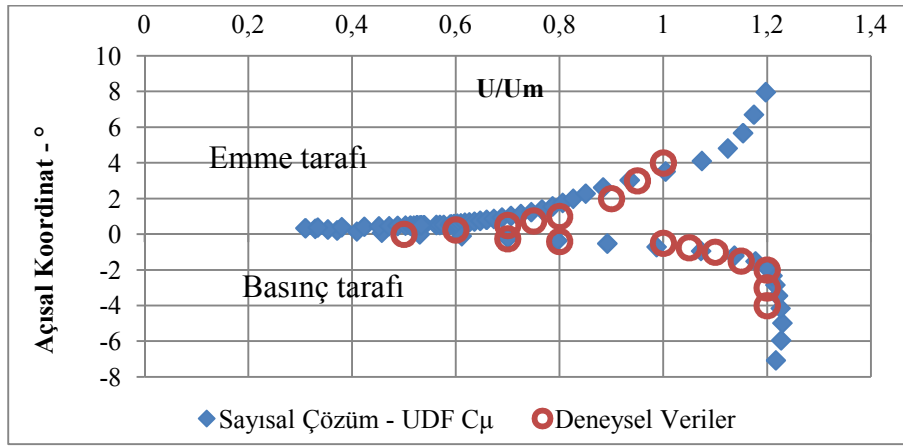
Şekil 5.32 : $X/C= 1,025$ düzleminde $h/H=0,9$ 'da sayısal analiz hız değerlerinin deneylerle kıyaslanması.



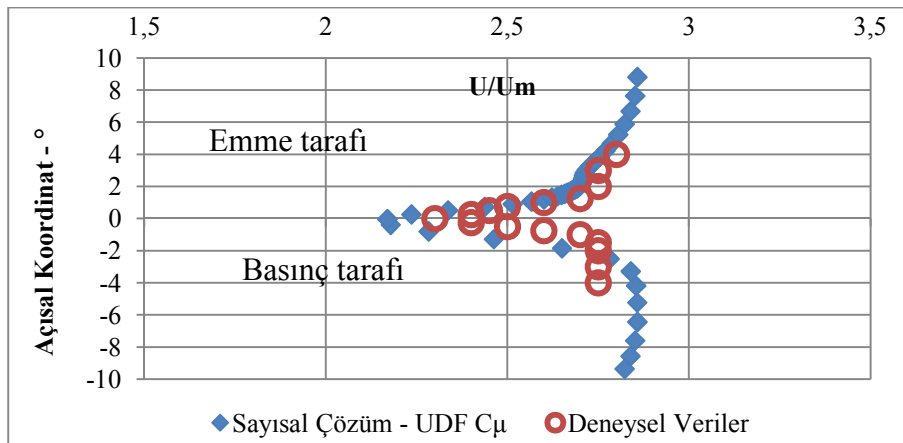
Şekil 5.33 : $X/C= 1,025$ düzleminde $h/H=0,5$ 'te sayısal analiz aksenal hız değerlerinin deneylerle kıyaslanması.



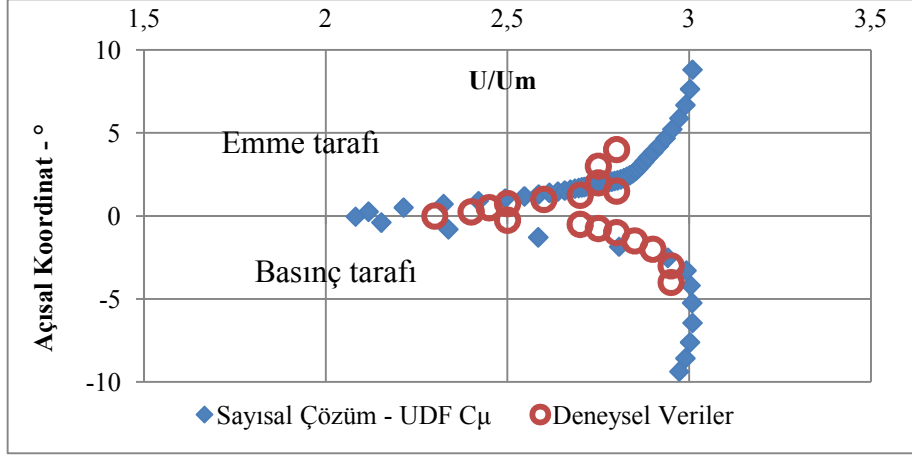
Şekil 5.34 : $X/C= 1,025$ düzleminde $h/H=0,7$ 'de sayısal analiz eksenel hız değerlerinin deneylerle kıyaslanması.



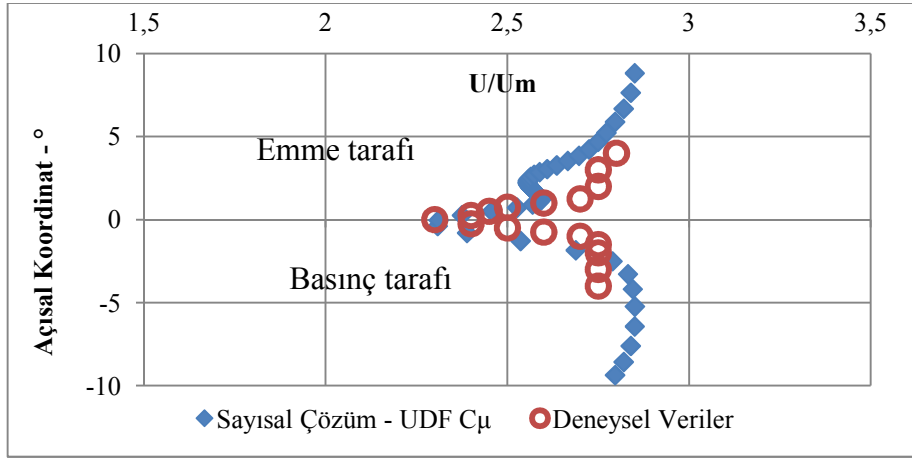
Şekil 5.35 : $X/C= 1,025$ düzleminde $h/H=0,9$ 'da sayısal analiz eksenel hız değerlerinin deneylerle kıyaslanması.



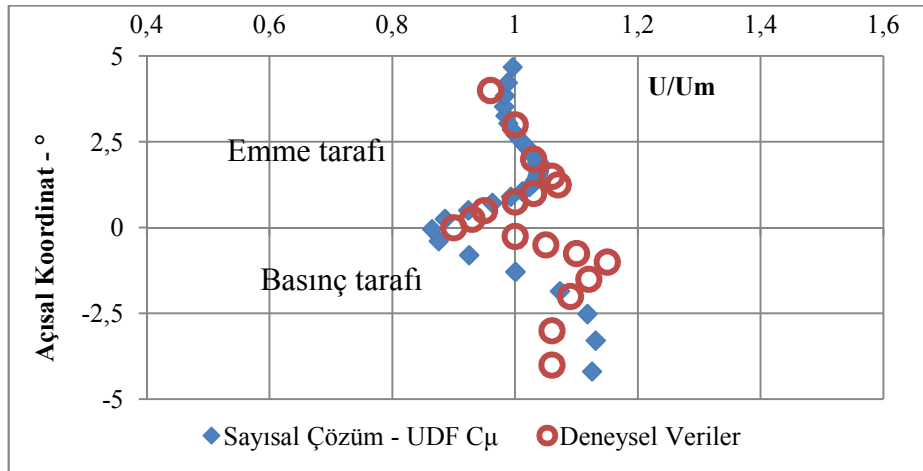
Şekil 5.36 : $X/C= 1,09$ düzleminde $h/H=0,5$ 'de sayısal toplam hız değerlerinin deneylerle kıyaslanması.



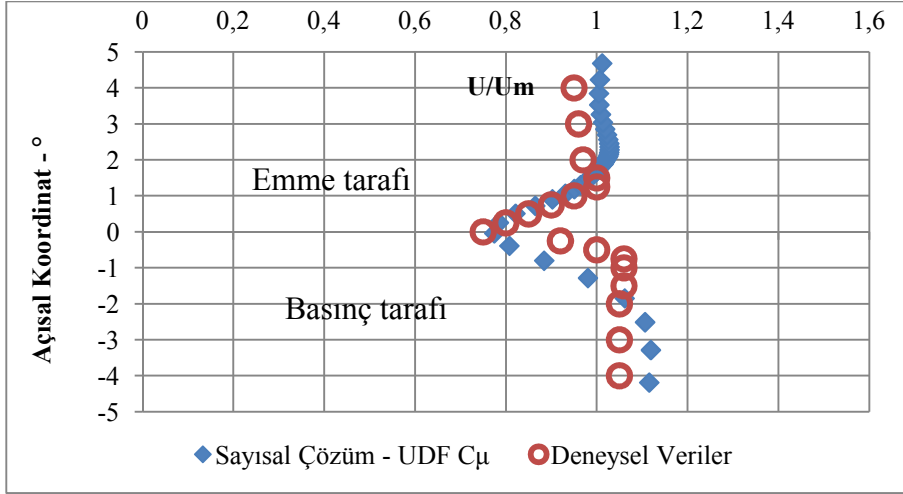
Şekil 5.37 : $X/C= 1,09$ düzleminde $h/H=0,7$ 'de sayısal toplam hız değerlerinin deneylerle kıyaslanması.



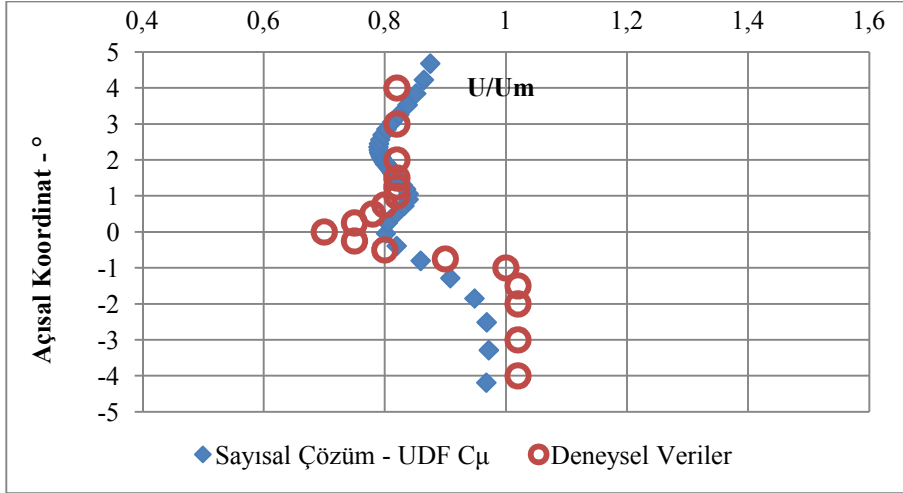
Şekil 5.38 : $X/C= 1,09$ düzleminde $h/H=0,9$ 'da sayısal toplam hız değerlerinin deneylerle kıyaslanması.



Şekil 5.39 : $X/C= 1,09$ düzleminde $h/H=0,5$ 'de sayısal analiz eksenel hız değerlerinin deneylerle kıyaslanması.



Şekil 5.40 : $X/C= 1,09$ düzleminde $h/H=0,7$ 'de sayısal analiz eksenel hız değerlerinin deneylerle kıyaslanması.



Şekil 5.41 : $X/C= 1,09$ düzleminde $h/H=0,9$ 'da sayısal analiz eksenel hız değerlerinin deneylerle kıyaslanması.

Kanat pasaj çıkışından sonraki $X/C=1,09$ düzleminde kanat ard izindeki hız ve eksenel hız profilleri ve deneysel verilerle karşılaştırılması Şekil 5.36 ve Şekil 5.41 arasındaki grafiklerde verilmiştir. Elde edilen sayısal sonuçların makul seviyede deneysel verilerle tutarlı oldukları görülmektedir.

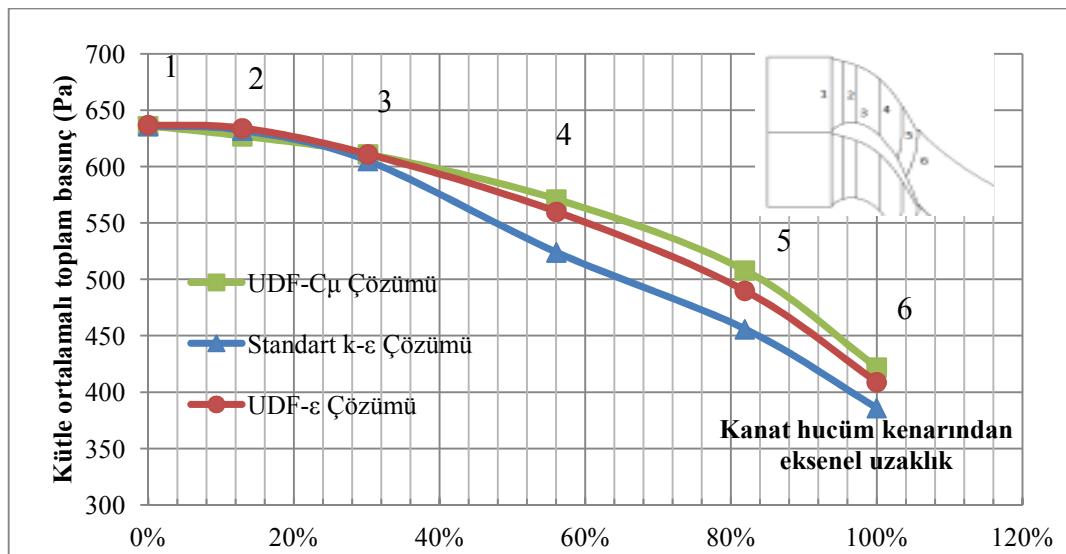
$X/C=1,007$, $1,025$ ve $1,09$ düzlemlerinde karşılaştırma yapılan profillerde meydana gelen farklılıklar ise şu nedenlerden dolayı olabilir. Deneysel çalışmalar dönen sistem üzerinde, sayısal çözüm ise sabit düzlemde gerçekleştirilmiştir. Deneyde statör çıkışından sonra akış rotor kanatlarına yönlendirilmektedir. Statörden sonra rotorun bulunması, basınç gradyenlerinin oluşmasına ve daimi olmayan akış özelliklerinin ortaya çıkmasına sebep olmaktadır böylece ard iz daha çabuk küçülmektedir (Luo ve

Lakshminarayana 1997). Bunun yanında sayısal analizlerde ard izi bölgesindeki yetersiz sayısal ağ yapısı deneysel verilerden sapmayı açıklamaktadır. Yapısal ağ yapısı ile bu bölgenin modellenmesinin zorluğu nedeniyle ard izi bölgesindeki çözüm ağının iyileştirilmesi zor olmaktadır.

Bu bölümde yapılan diğer bir kıyaslamada stator pasajı boyunca kütle ortalamalı toplam basıncın gelişimidir. Bu gelişim ile kanat pasajı boyunca verimi düşüren etkilerin yani vortekslerin ve sürtünme kayıplarının etkisi incelenmiştir. Kütle ortalamalı toplam basınç değeri, pasaj içinde her bir kesitteki birim kütle başına toplam basıncını göstermektedir. Böylece çözümlemeler bir değere getirilerek pasaj içinde verimsizliği etkileyen etmenler incelenebilir.

$$\overline{C_{pt}} = \frac{\int_{y_s}^{y_p} \int_0^H C_{pt} U dz dy}{\int_{y_s}^{y_p} \int_0^H U dz dy} \quad (5.1)$$

Kütle ortalamalı toplam basıncın stator pasajı boyunca gelişimine standart k-ε ve modifiye edilmiş türbülans modelleri ile çözümüne bakıldığında statorun ilk yarısında toplam basınçtaki düşüş yavaş olarak gelişirken özellikle vortekslerinde etkileşimi ve büyümesi ile ikinci yarısında toplam basınçtaki azalış çok daha hızlı artmaktadır. Bu da kanadın ikinci yarısında verimi azaltan etkilerin çok daha önemli ve baskın olduğunu göstermektedir. Sayısal çözümler arasındaki karşılaştırmaya bakıldığında da modifiye edilmiş türbülans modelleri ile elde edilen çözümlerin birbirine daha yakın olduğu da görülmektedir.



Şekil 5.42 : Kütle ortalamalı toplam basıncın kanat pasajı boyunca gelişimi.

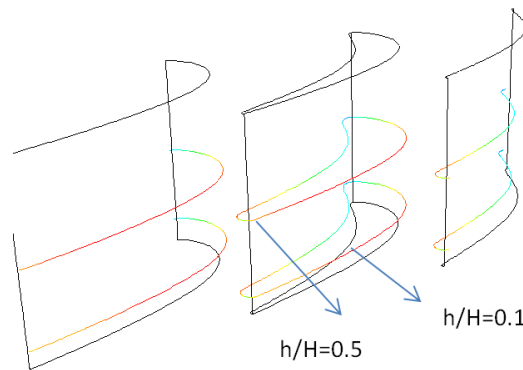
5.1.3 Üç boyutlu analiz sonuçlarının tasarım değerleri ile karşılaştırılması

Bu bölümde statorun tasarım değerleri irdelenmiştir. Bu amaçla sayısal çözümlerle kanat boyunca Mach sayıları karşılaştırılmıştır. Stator tasarlanırken akışın sürtünmesiz olduğu varsayımı ile tasarımlar yapılmış ve basitleştirilmiş Euler denklemi kanat için çözülmüştür. Buna göre de kanat yüzeyi boyunca belli kesitler için Mach sayısı grafikleri çıkarılmıştır. Bu tasarım değerleri Camcı (2004) tarafından yapılan çalışmalardan alınmıştır. Mach sayısının tanımına bakıldığında;

$$Ma = \frac{V}{c} \quad (5.2)$$

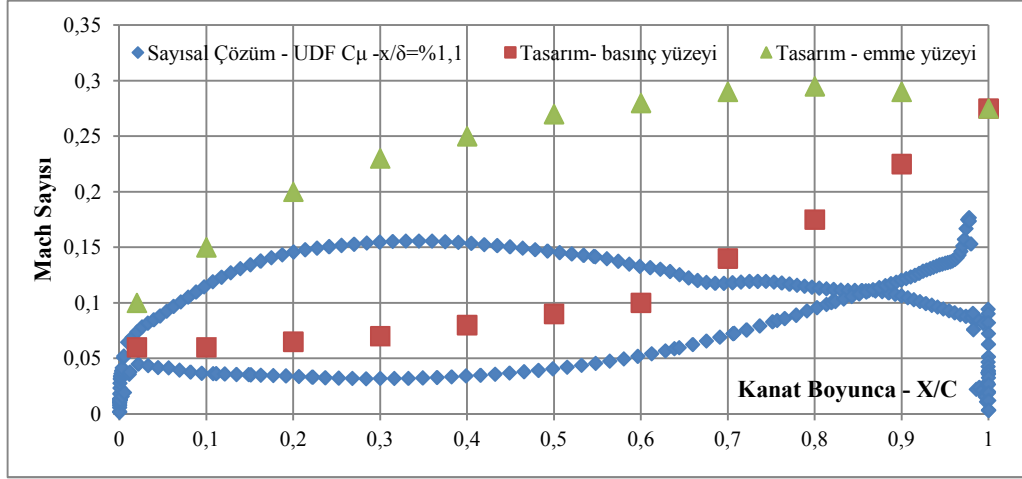
Denklem 5.2’de V akışın hızını ve c ise ses hızını (343 m/s) temsil etmektedir. Bu değer hava için 0,3’ü aşması durumunda akış sıkıştırılabilir olarak nitelendirilmektedir.

Fakat pratikte viskoziteden dolayı sürtünmesiz bir akışın olması söz konusu olmadığından bu hız profillerinin kanat yüzeyinde normal şartlar altında oluşması imkansızdır. Yapılan üç boyutlu sayısal analizlerde akış viskoz olarak analiz edildiğinden kanat yüzeyi boyunca hız sıfır olmaktadır. Kanadın üzerinde bir sınır tabaka vardır ve yüzeyde hız sıfırdır ve kanattan belli bir uzaklıkta sınır tabaka bitmektedir ve bu kısımda atalet kuvvetleri viskoz etkiler üzerine baskın olmaktadır. Bu amaçla bu bölümdeki karşılaştırmada sayısal veriler tasarım verileri karşılaştırılırken sınır tabaka boyunca ilerlenmiş ve tasarım Mach sayısının sayısal çözümlerle deneysel verilerin kesiştiği yere kadar karşılaştırılmıştır. Karşılaştırmalar kanat kesiti boyunca iki düzlemde gerçekleştirilmiştir. Bunlar kanat orta düzlemi yani $h/H=0,5$ ve $h/H=0,1$ düzlemleridir.

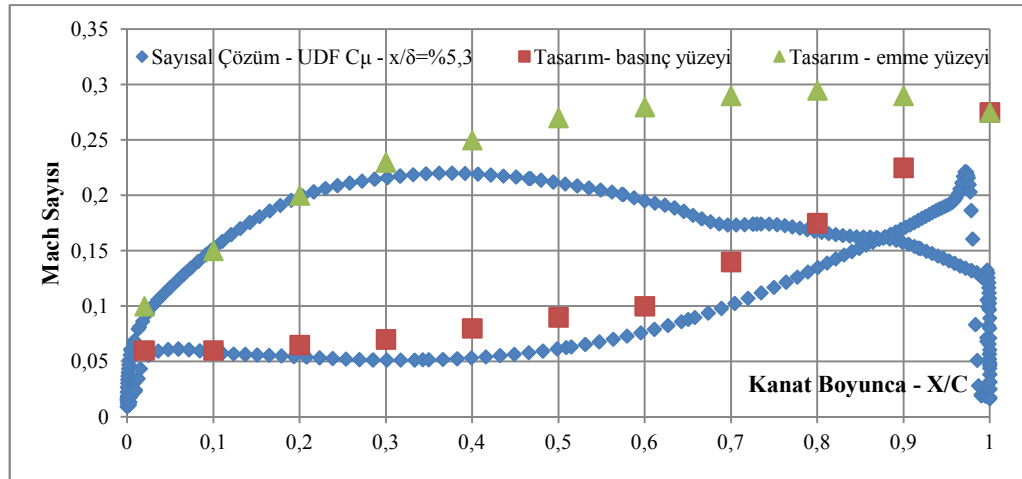


Şekil 5.43 : Stator için Mach sayısı karşılaştırılan kesitler.

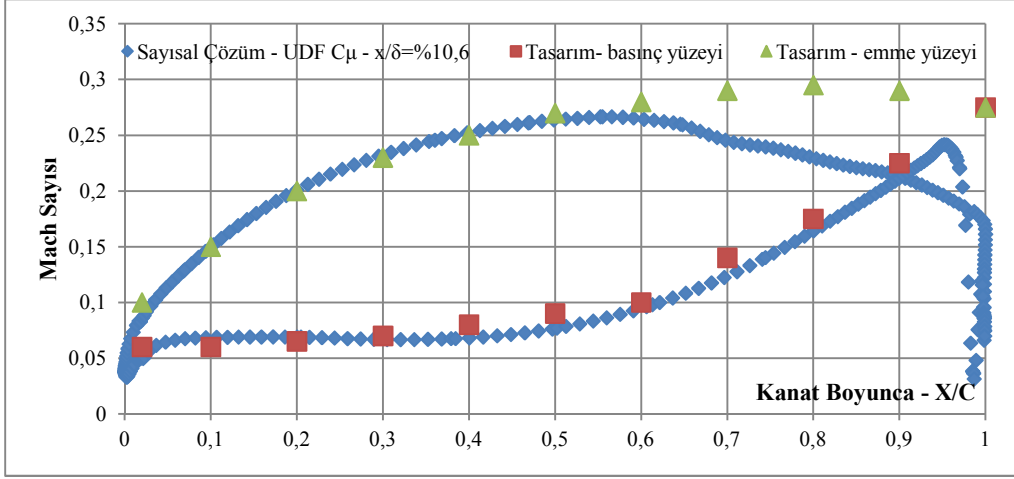
Orta düzlemde yapılan çalışmalar kanattan $x/\delta=1,1 - 5,3 - 10,6 - 53,0 - 84,7$ uzaklıkta yapılmıştır (Şekil 5.44, Şekil 5.45, Şekil 5.46, Şekil 5.47 ve Şekil 5.48). Buna göre sınır tabakanın etkisi ile $x/\delta=1,1 - 5,3$ uzaklıktaki karşılaştırmalarda kanat basınç yüzeyindeki Mach sayıları tasarım değerleri ile uyuşmamış fakat kanattan $x/\delta=10,6 - 53,0 - 84,7$ uzaklıktaki karşılaştırmalar tasarım değerleri ile uyumlu sonuçlar vermiştir.



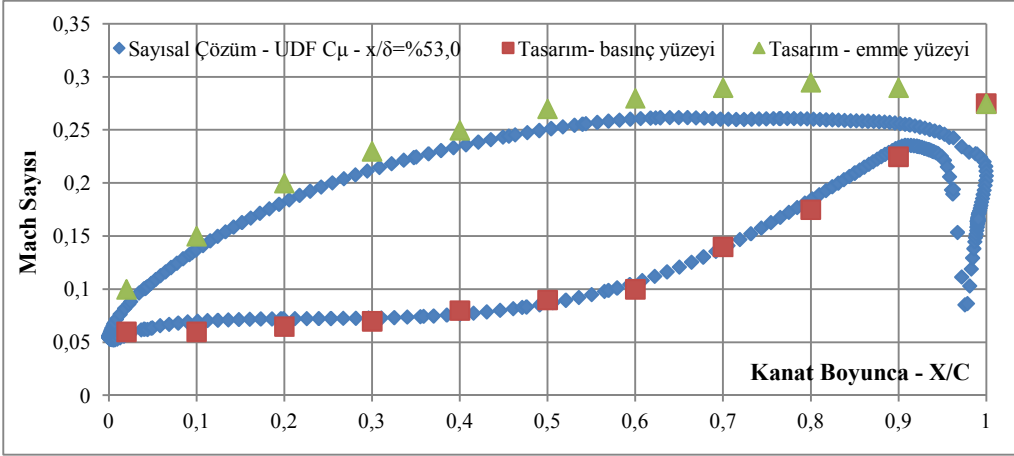
Şekil 5.44 : Stator emme ve basınç yüzeylerindeki Mach Sayısı dağılımı ($h/H=0,5$ kesitinde, kanattan $x/\delta=1,1$ uzaklıkta).



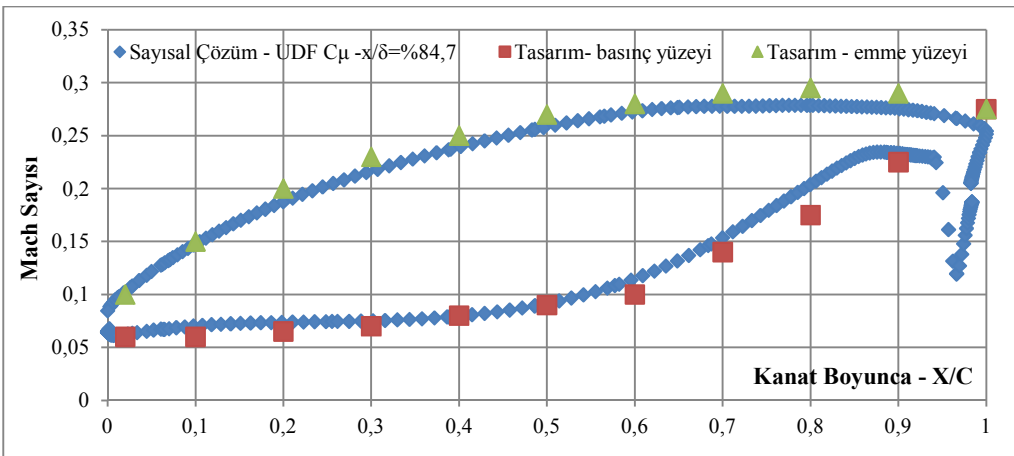
Şekil 5.45 : Stator emme ve basınç yüzeylerindeki Mach Sayısı dağılımı ($h/H=0,5$ kesitinde, kanattan $x/\delta=5,3$ uzaklıkta).



Şekil 5.46 : Stator emme ve basınç yüzeylerindeki Mach Sayısı dağılımı ($h/H=0,5$ kesitinde, kanattan $x/\delta=\%10,6$ uzaklıkta).

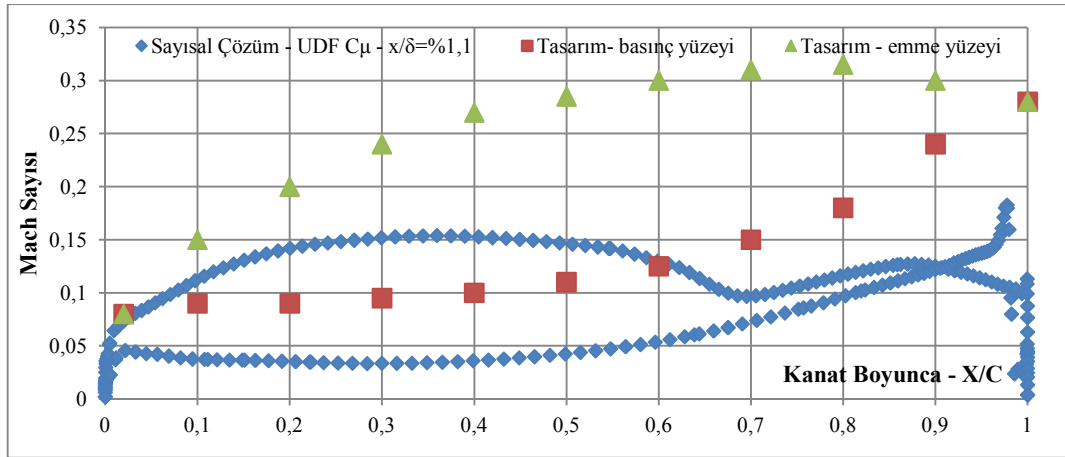


Şekil 5.47 : Stator emme ve basınç yüzeylerindeki Mach Sayısı dağılımı ($h/H=0,5$ kesitinde, kanattan $x/\delta=\%53,0$ uzaklıkta).

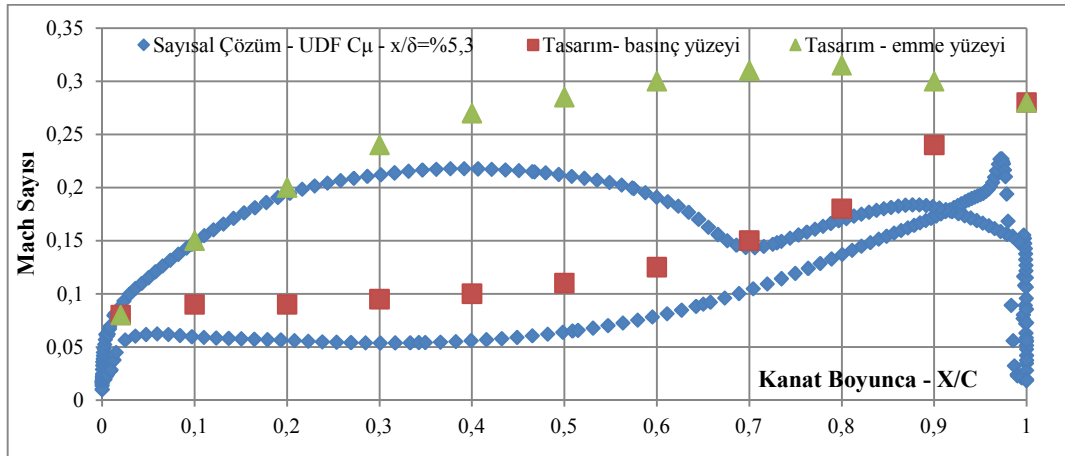


Şekil 5.48 : Stator emme ve basınç yüzeylerindeki Mach Sayısı dağılımı ($h/H=0,5$ kesitinde, kanattan $x/\delta=\%84,7$ uzaklıkta).

Statorun emme yüzeyindeki karşılaştırmaya bakıldığında ise tasarım değerleri ile sayısal sonuçlar kanattan $x/\delta=0,84,7$ uzaklıktaki sonuçlarla uyumlu sonuçlar vermiştir. Sonuç olarak tasarımda akışın sürtünmesiz olması varsayımı nedeniyle tasarım hız değerleri kanattan yaklaşık $x/\delta=0,84,7$ uzaklıkta tasarım değerleri ile uyumuştur. Ayrıca kanat firar kenarına yaklaştıkça ($X/C=0,95-1$) hız değerleri bir salınım yapmaktadır. Buna kanat pasaj çıkışında oluşan ard izleri sebep olmaktadır. Tasarımda viskoz etkiler dikkate alınmadığından bu salınım tasarım değerlerine yansımamıştır.



Şekil 5.49 : Stator emme ve basınç yüzeylerindeki Mach Sayısı dağılımı ($h/H=0,1$ kesitinde, kanattan $x/\delta=0,1$ uzaklıkta).

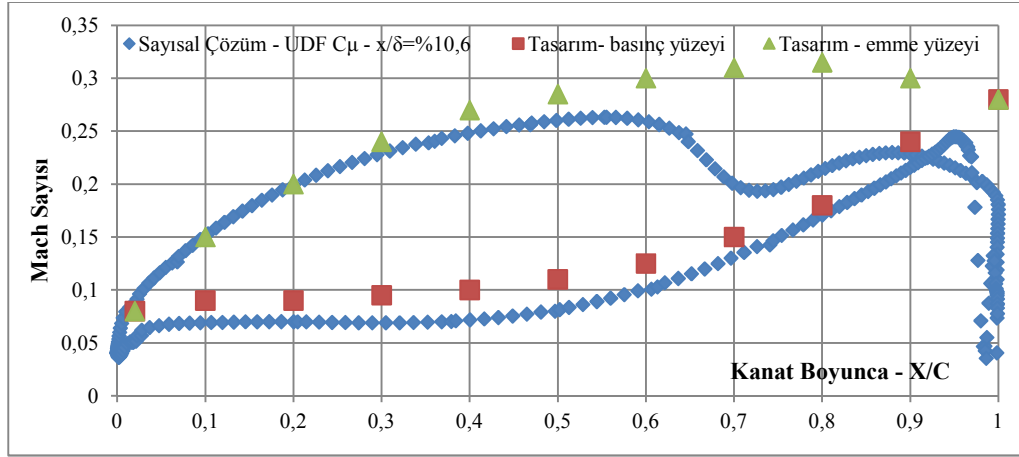


Şekil 5.50 : Stator emme ve basınç yüzeylerindeki Mach Sayısı dağılımı ($h/H=0,1$ kesitinde, kanattan $x/\delta=0,5,3$ uzaklıkta).

Diğer kıyaslama yapılan kesit $h/H=0,1$ kesitidir. Bu kesit akışın sınır tabaka kalınlığına çok yakındır. Akış sınır tabaka kalınlığı 9,44 mm'dir. $h/H=0,1$ kesiti ise yaklaşık duvardan 12,3 mm uzaklıktadır. Kıyaslamalara başlamadan önce bu

bölgenin vortekslerin etkisi altında olacağının bilinmesi gerekir. Bundan dolayı sürtünmesiz olarak elde edilen tasarım Mach sayısı değerleri ile viskoz sayısal çözümlerden elde edilen sonuçların kıyaslaması viskoz etkilerin buradaki Mach sayısı dağılımını nasıl etkilediğini incelemek üzere yapılmıştır.

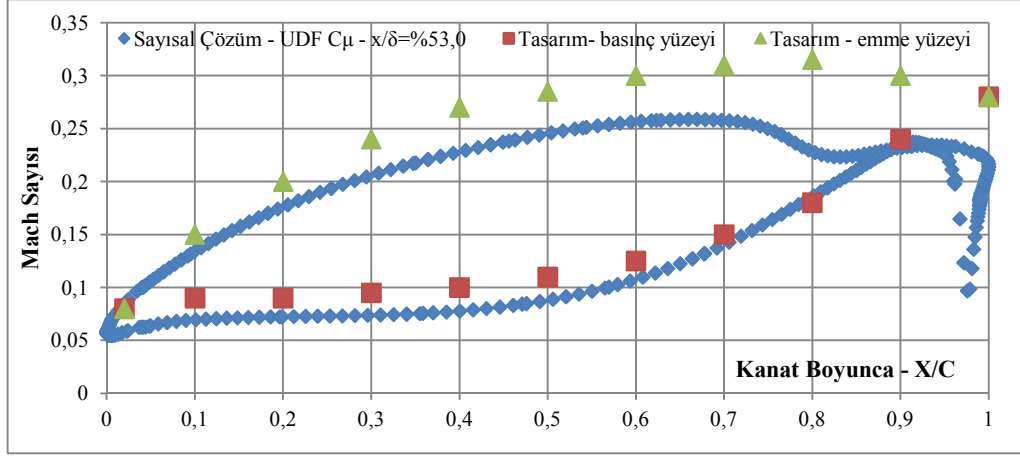
$h/H=0,1$ kesitinde yapılan çalışmalarda tasarım Mach sayısı ile sayısal çözüm karşılaştırmaları Şekil 5.49, Şekil 5.50, Şekil 5.51, Şekil 5.52 ve Şekil 5.53’de kanattan farklı uzaklıklarda ($x/\delta=1,1 - 5,3 - 10,6 - 53,0 - 84,7$) elde edilen hız profilleri elde edilen sonuçlarla verilmiştir. Sonuç olarak ana akış sınır tabaka kalınlığının hemen üzerinde bulunan bu kesit için kanat emme yüzeyinde kanattan $x/\delta=53,0$ uzaklığa kadar ki profillerde viskoz etkilerin baskın olmasından dolayı tasarım değerlerine yaklaşılamamıştır. Fakat kanattan $x/\delta=53,0 - 84,7$ uzaklıklarda tasarım ve sayısal sonuçlar uyumluluk arz etmektedir.



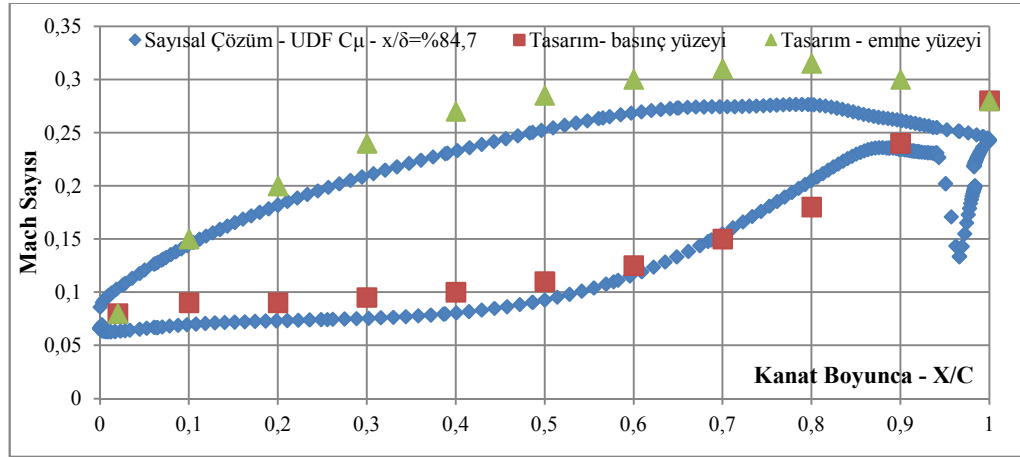
Şekil 5.51 : Stator emme ve basınç yüzeylerindeki Mach Sayısı dağılımı ($h/H=0,1$ kesitinde, kanattan $x/\delta=10,6$ uzaklıkta).

$h/H=0,1$ kesitindeki emme yüzeyindeki sonuçlara bakıldığında ise sadece kanattan $x/\delta=84,7$ uzaklıktaki sonuçlar nispeten uyumlu sonuçlar vermiştir.

Sonuç olarak, tasarım hız değerleri üç boyutlu sayısal analizlerle kıyaslanmış ve orta düzlemde ($h/H=0,5$) kanattan belli bir uzaklıkta sınır tabakanın etkisinin azaldığı bir bölgede tasarım ve sayısal sonuçlar uyumluluk göstermiştir. Fakat daha alt kesitte ($h/H=0,1$) ana akışın sınır tabakasına yakın vortekslerin etkisi altındaki bu bölgede sadece yaklaşık sonuçlar elde edilmiştir.



Şekil 5.52 : Stator emme ve basınç yüzeylerindeki Mach Sayısı dağılımı ($h/H=0,1$ kesitinde, kanattan $x/\delta=\%53,0$ uzaklıkta).



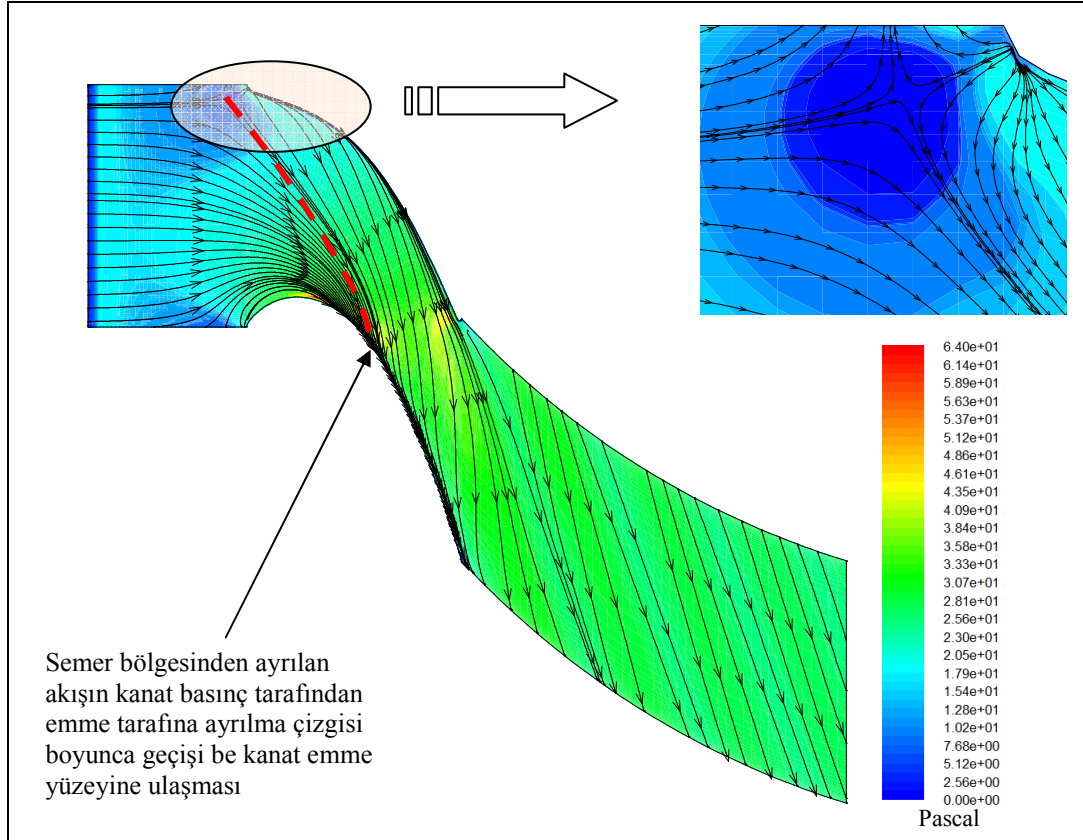
Şekil 5.53 : Stator emme ve basınç yüzeylerindeki Mach Sayısı dağılımı ($h/H=0,1$ kesitinde, kanattan $x/\delta=\%84,7$ uzaklıkta).

5.1.4 Stator pasajı boyunca akışın yapısının incelenmesi

Stator boyunca ikincil akışın yapısı öncelikle kanat alt ve üst duvar yüzeyinde kayma gerilmelerinin incelenmesi ile belirlenebilir. Buradaki duvar kayma gerilmelerinin vektörleri ve büyüklükleri bize akışta bir ayrılma olup olmadığını, ters akış bölgelerini ve vorteks merkezlerinin yerlerini belirlemeye fırsat verecektir. Bu bölümde stator pasajı boyunca akış incelenirken eğriligi dikkate alan modifiye edilmiş türbülans modeli ile (UDF-C_μ) elde edilmiş sonuçlar verilmektedir.

Şekil 5.54 duvar yüzeyindeki kayma gerilmesi dağılımını göstermektedir. Pasaj boyunca akış yönündeki girişten çıkışa doğru uzanan kuvvetli kayma gerilmeleri ihtiva eden bir doğru mevcuttur. Bu doğru boyunca kayma gerilmelerindeki ani değişiklikler organize olmuş bir akış yapısının burada olduğunu göstermektedir. Bu

çizgi stator için ayrılma çizgisidir. Kanat boyunca oluşan bu doğrunun kanat hücum kenarı tarafında lokal olarak gerilmenin minimum olduğu bir alan mevcuttur. Kayma gerilmelerinin minimum olduğu bu alan burada bir semer bölgesinin var olduğunu işaret etmektedir. Bunu doğrulamak ve burada yukarıda belirtilen tipte bir akışın olduğunu göstermek bu bölgedeki akıştaki akım çizgilerinin yönünün gösterilmesi ile mümkün olduğundan, kayma gerilmelerinin akım çizgileri (oil flow visualization) Şekil 5.54’de verilmiştir.

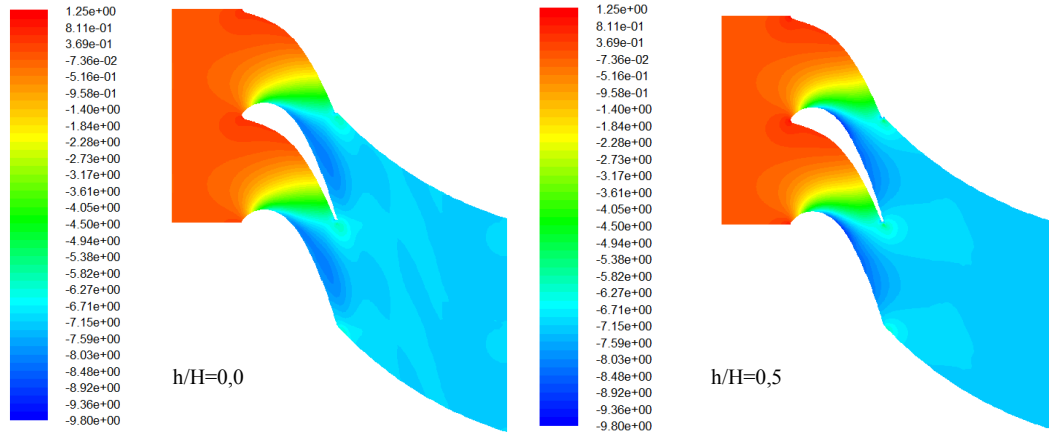


Şekil 5.54 : Kanat pasajı boyunca yağ akış görüntüleme (oil flow visualization).

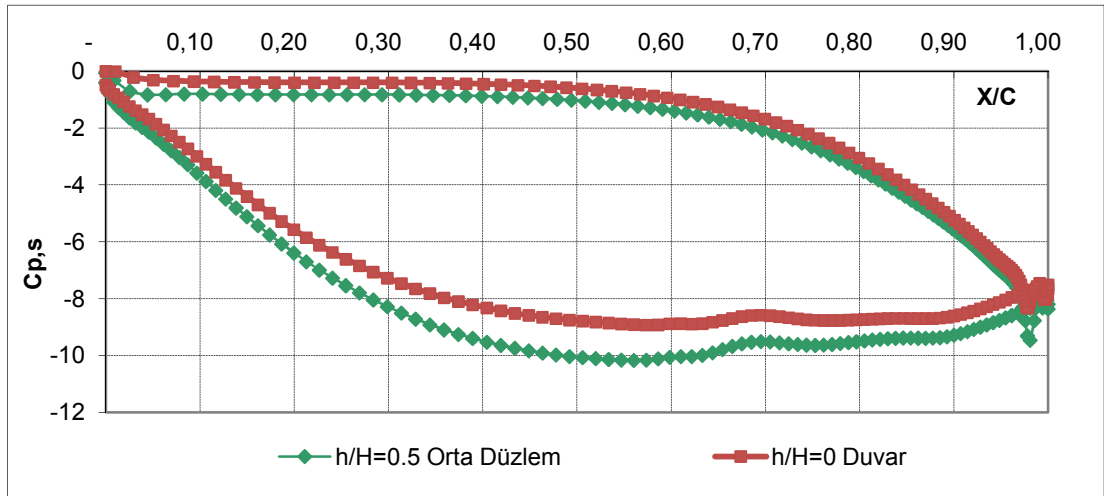
Burada görülen semer bölgesinin varlığı kanat hücum kenarı çevresinde at nalı vorteksinin olduğunu göstermektedir. Semer bölgesinin oluşması çoğunlukla at nalı vorteksi ile ilişkilendirilmektedir. Ayrıca akım çizgilerine bakıldığında semer bölgesi ile kanat hücum kenarı arasında bir ters akışın mevcut olduğu görülmektedir. Ayrılma çizgisi boyunca bakıldığında semer bölgesinin merkezinde kayma gerilmelerinin azaldığı ve yön değiştirdiği açıkça görülmektedir (Şekil 5.54).

At nalı vorteksi merkezinde radyal basınç gradyenlerinin varlığı görülmekte ve bu vorteks merkezinde statik basıncı azaltmaktadır. Sonuç olarak bu vorteks hareketi duvardaki statik basınç dağılımını etkilemektedir. Bu farklılığı duvardaki ve orta

düzlemdeki statik basınç dağılımlarının karşılaştırılmasından da görmek mümkündür. Burada oluşan vorteksin altında duvara yakın bölgedeki akış statik basıncın azalmasından dolayı ters akışın etkisi ile ivmelenmekte ve vorteksin arkasına geçtiğinde ise ters basınç gradyeni ile karşılaşmaktadır. Bu ters basınç gradyeni akışkanı yavaşlatmakta ve akışın ayrılma yaparak semer bölgesinden kanat pasajına doğru hareket etmesine sebep olmaktadır.



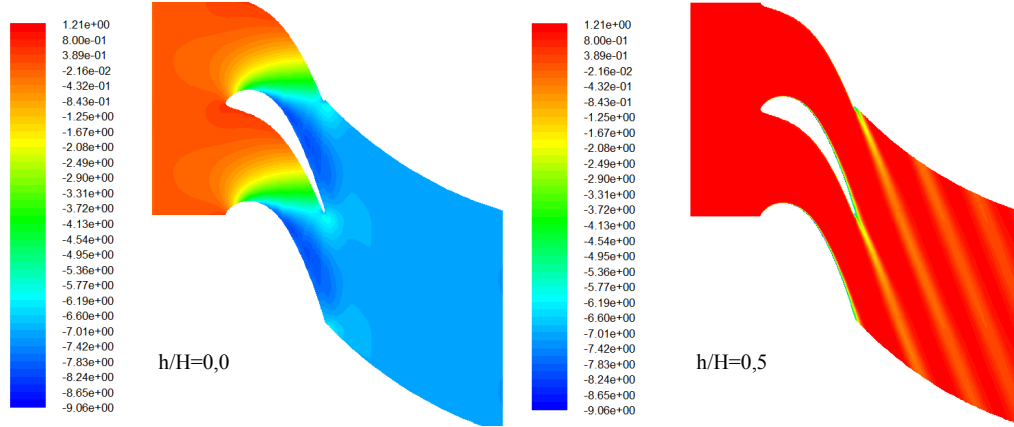
Şekil 5.55 : Stator alt duvarı ve orta düzlemdeki statik basınç katsayısı dağılımı.



Şekil 5.56 : Stator boyunca statik basınç katsayısının karşılaştırılması.

Şekil 5.55 ve Şekil 5.56'den de görüldüğü üzere sınır tabakanın etkisi ile oluşan vorteksler kanadın orta düzleminde ve kanat alt ve üst duvarlarına yakın bölgelerdeki statik basınç katsayısını etkilemekte ve duvara doğru katsayının azalmasına sebep olmaktadır. Eğer ki ana akışta sınır tabaka olmasa idi her kesitte bu katsayının aynı olması ve vortekslerin oluşmaması beklenirdi.

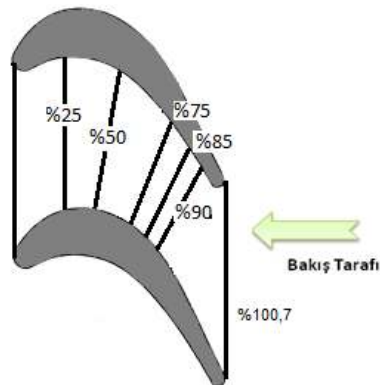
Sınır tabaka yakınında akışın değiştiğini ve kanadın üretebileceği gücün azaltıldığını ve kayıpların arttığını gösteren diğer bir gösterge de toplam basınç katsayısının izlenmesidir. Şekil 5.57’de $h/H=0,0$ ve $0,5$ kesitlerindeki toplam basınç katsayısının kıyaslanması verilmiştir. Görüldüğü gibi orta düzlemde akış düzgün olduğundan sadece kanat sınır tabakasında ve kanat art izinde kayıplar görülmektedir. Fakat duvardaki toplam basınç katsayısı dağılımı yüksek duvar kayma gerilmeleri nedeniyle kanat hücum keanrından firar kenarına kayıpların arttığını göstermektedir.



Şekil 5.57 : Stator toplam basınç katsayısı dağılımı ($\delta=9,44$ mm).

5.2 Kanatlar Arasında Pasaj Vorteksinin Oluşumu ve İncelenmesi

Kanat basınç tarafındaki at nalı vorteksinin gelişimi ve büyümesi ve pasaj vorteksinin dönüşmesi Şekil 5.59, Şekil 5.60, Şekil 5.61, Şekil 5.62 ve Şekil 5.63 boyunca gösterilmektedir. Pasaj boyunca vorteksin gelişimi $X/C=\%25-50-75-85-95-100,7$ pasaj düzlemleri boyunca incelenmiştir.

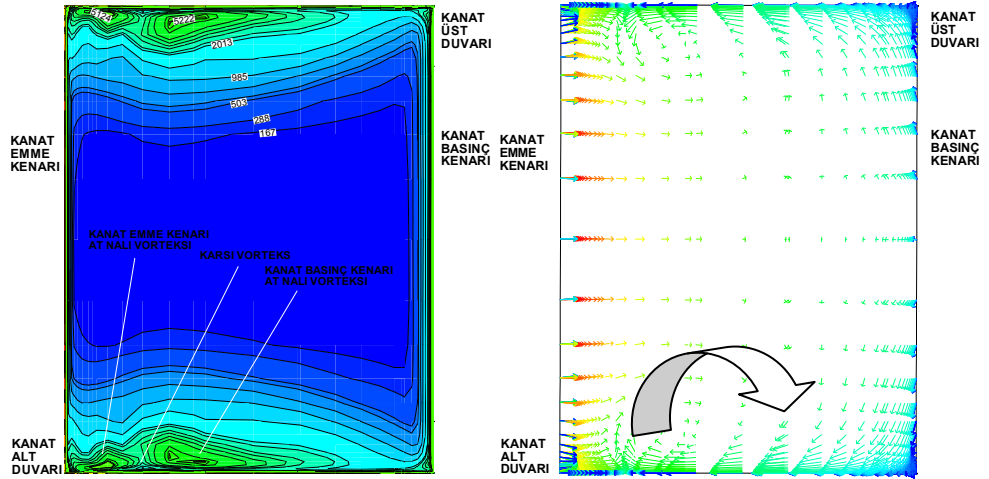


Şekil 5.58 : Stator boyunca incelenen düzlemler.

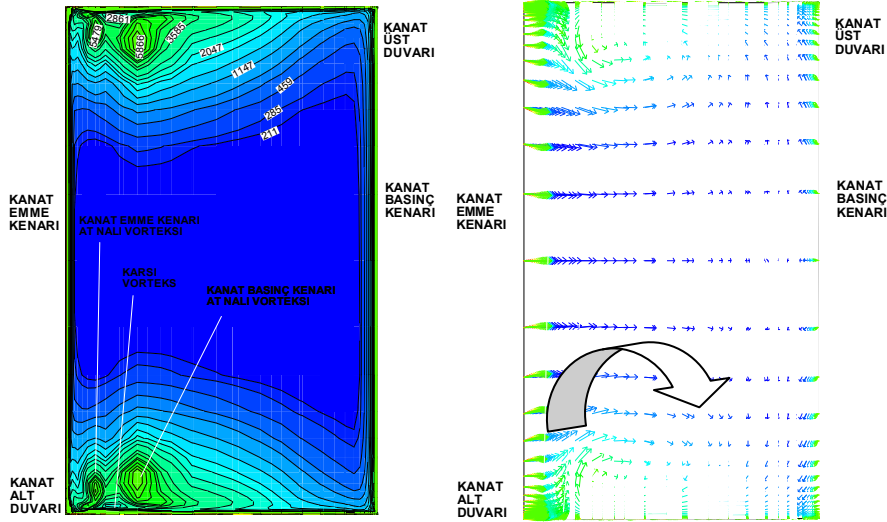
Kanadın hemen girişindeki düzlemde vortisite dağılımına bakıldığında kanadın emme ve basınç kenarlarında duvara yakın bölgede yaklaşık aynı şiddette iki vorteks

(emme ve basınç at nalı vorteksleri) oluşmaktadır. İki vorteksin arasında duvara yakın bölgede ise karşı vorteks görülmektedir.

Kanat %25 aksenal düzleminde emme ve basınç tarafındaki at nalı vortekslerinin değer olarak büyüklükleri artmış ve basınç tarafı at nalı vorteksinin kanat emme tarafına doğru görülmektedir. Özellikle kanat basınç tarafındaki at nalı vorteksinin büyüklüğünün artması kanat pasajına doğru gelen sınır tabaka akışının vortekse katılımı ile açıklanabilir. Ayrılma çizgisi boyunca gelen sınır tabaka akışı duvardan ayrılır. Akış ana akış bölgesine girdiğinde ise basınç gradyeninin etkisiyle ayrılma çizgisi boyunca akış boyunca süpürülür ve vorteks merkezine doğru yuvarlanır. At nalı vortekslerinin büyüklüklerinin artmasının yanında karşı vorteksinde büyüklüğü artmakta ve emme ve basınç vortekslerinin arasında emme tarafına yaklaşarak hareket etmektedir. Emme tarafındaki at nalı vorteksi ise basınç tarafı at nalı vorteksinde baskısıyla kanat emme tarafına doğru hareket etmektedir.



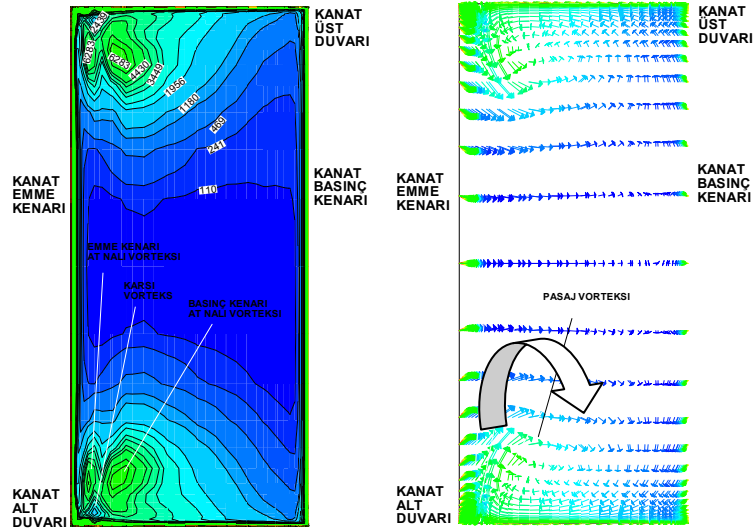
Şekil 5.59 : %25 Kanat aksenal düzlemindeki vortisite ve hız vektörü dağılımı.



Şekil 5.60 : %50 Kanat aksenal düzlemindeki vortisite ve hız vektörü dağılımı.

Kanadın %50 aksenal düzleminde girişte kanat basınç tarafına yakın olarak gelişen basınç tarafı at nalı vorteksi kanat pasajında ilerledikçe emme tarafına iyice yaklaştığı görülmektedir. Emme ve basınç at nalı vortekslerinin arasında oluşan karşı vortekste basınç tarafındaki at nalı vorteksi ile kanat emme tarafına yaklaşmıştır. Emme tarafındaki at nalı vorteksi ise iyice kanat duvarına bitişmiş ve kapladığı alan kanat pasaj girişinden itibaren azalmıştır. Bakıldığında da kanat pasaj girişinden itibaren vortisitenin değerinin arttığı gözlemlenmektedir.

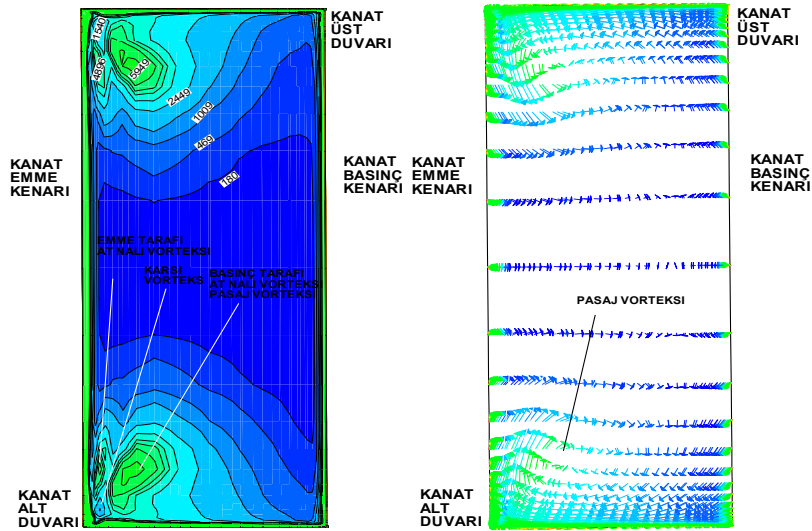
%75 kanat aksenal düzlemine bakıldığında kanat basınç tarafındaki at nalı vorteksi tamamıyla emme duvarına hareket etmiştir. Burada ayrı olarak emme tarafı at nalı vorteksi gürülmemektedir. Karşı vorteks ise kanat emme tarafına doğru hareket ederek emme tarafı duvarında yer almaktadır. Emme tarafı at nalı vorteksi pasaj vorteksinin etkisiyle yukarıya doğru hareket etmiş olan kanat emme tarafı vorteksini oluşturmuştur.



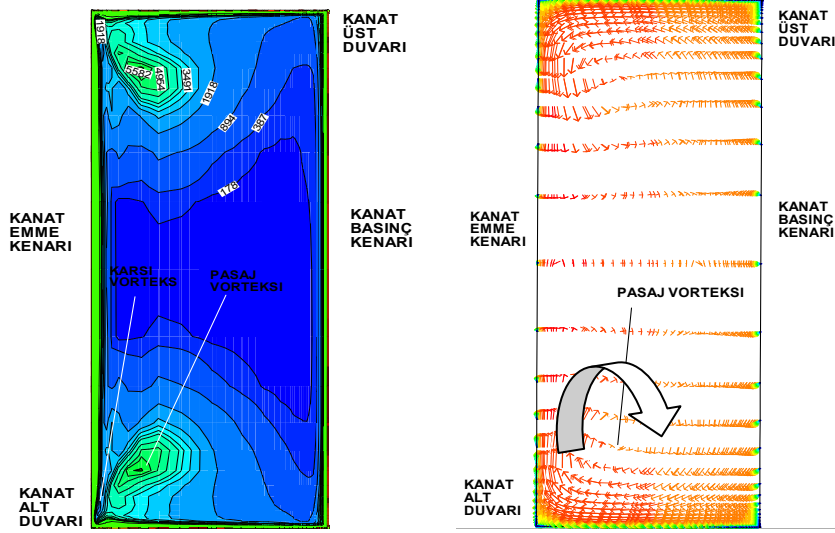
Şekil 5.61 : %75 Kanat eksenel düzlemindeki vortisite ve hız vektörü dağılımı.

Pasaj vorteksi çıkışa doğru gelişerek ve büyüyerek kanadı terk etmektedir. Çıkışa doğru vorteks, kanadın laminar sınır tabakasının büyümesiyle ve kanat yüzeyinden ayrılmasıyla kanattan uzaklaşarak ortaya doğru ilerlemiştir.

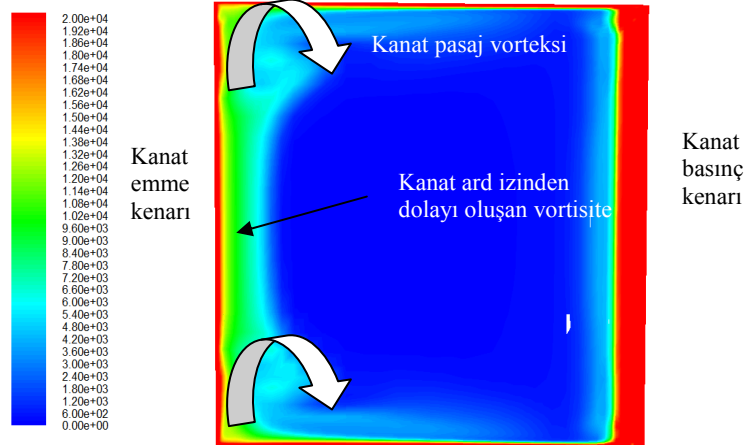
Sonuç olarak kanatlar arasındaki pasaj vorteksinin oluşumunu özetlemek gerekirse, kanat ucuna gelen sınır tabaka akışı öncelikle kanat ucu yakınında bir semer bölgesi oluşturarak ayrılmaktadır. Bu ayrılma çizgisi diğer kanadın emme yüzeyine doğru uzanmaktadır. Kanata doğru gelen sınır tabaka akışları ise ayrılma çizgisi boyunca duvarda yukarı doğru hareket etmekte ayrılma çizgisinin yanında ayrı bir vorteks oluşturmaktadır.



Şekil 5.62 : %85 Kanat eksenel düzlemindeki vortisite ve hız vektörü dağılımı.



Şekil 5.63 : %95 Kanat aksenal düzlemindeki vortisite ve hız vektörleri.



Şekil 5.64 : %100,7 Kanat aksenal düzlemindeki vortisite dağılımı.

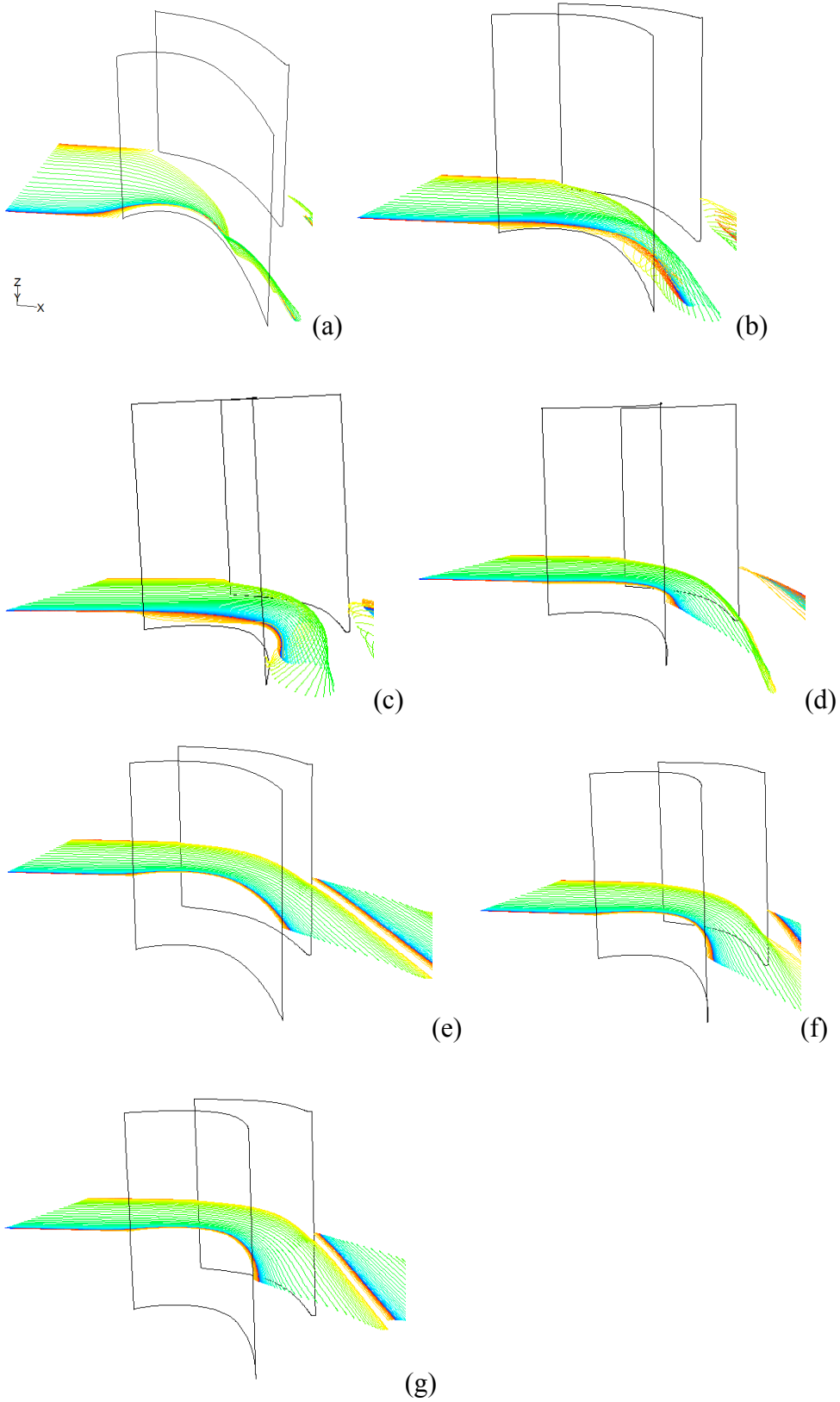
Şekil 5.65 ince sınır tabakalı akış için farklı yüksekliklerdeki akışın kanat içindeki yapısını göstermektedir. Bu akış için sınır tabaka kalınlığı yaklaşık 9,44 mm'dir. Şekil 5.65 (a) kanat yüksekliği $z/H=0,8$ için akışın yapısını göstermektedir. Buna göre kanat hücum kenarına gelen akış kanat durma noktasına ulaşmadan kanat durma noktasının etkisi ile semer bölgesi oluşturarak kanat pasajına yönlendirilmektedir. Basınç tarafındaki akış kanat ayrılma çizgisi boyunca hareket ederek kanat emme kenarına varması ile kanat boyunca yukarı doğru yönlendirilmektedir. Yukarı yönlendirme ile oluşan vorteks ana vorteksin dönme yönünün tersine olmaktadır. Emme kenarındaki akış ise kanat emme yüzeyinden uzaklaşarak hareket etmekte ve ayrılma çizgisi boyunca hareket eden akışın emme yüzeyine ulaştığı yerde basınç tarafından ayrılma çizgisi boyunca gelen akışla birleşerek yukarı doğru vorteks oluşturarak

hareketine devam etmektedir. Şekil 5.73 (b) kanat yükseliği $z/H=4,1$ için akışın yapısını göstermektedir. Kanat basınç tarafından gelen akış pasajı ayrılma çizgisi boyunca geçmekte ve bir alt katmandaki akışı sararak vorteksin büyümesine sebep olmaktadır. Bir alt katmandaki akışın kanat emme yüzeyine değdiği noktadan bir miktar ileride kanat boyunca yukarı doğru hareketine devam etmektedir. Kanat emme tarafındaki akış ise kanat hücum kenarında durma noktasına gelmeden aşağı doğru yönelenerek kanat pasajına kanat emme yüzeyi boyunca girmekte ve bir alt katmandaki akışın emme yüzeyine değdiği yerden kanat basınç tarafından gelen akışın yukarısına doğru hareket ederek vorteks hareketine devam etmektedir.

Şekil 5.73 (c) kanat yükseliği $z/H=8,1$ için akışın yapısını göstermektedir. Bu akışta $z/H=4,1$ katmanındaki akış ile benzerlik göstermektedir. Kanat basınç tarafındaki akış ayrılma çizgisi boyunca bir alt katmandaki akışın ayrılma çizgisini sararak pasajı geçmektedir. Şekil 5.73 (d) ve (e) kanat yüksekliği $z/H=8,1$ ve $16,3$ için akışın yapısını göstermektedir. Bu düzlemde emme tarafındaki akış tamamıyla kanat emme tarafını takip etmektedir. Basınç tarafında ise artık ayrılma çizgisi görülmemekle birlikte alt katmanlarda oluşan vorteksin etkisi ile kanat basınç yüzeyi boyunca aşağı doğru hareket etmektedir. Şekil 5.73 (f) ve (g) kanat yükseliği $z/H=24,4$ ve $40,7$ için akışın yapısını göstermektedir. Bu akış ise pasajdaki vortekslerden etkilenmemekte ve kanat profilini takip ederek pasajı geçmektedir.

Sonuç olarak, stator pasajı boyunca vorteksler bakımından üç ana katman oluşmaktadır. Bunlardan birincisi sınır tabaka akışının etkisi ile oluşan vortekler. Bu alanda akış kanat hücum kenarından itibaren kanat basınç ve emme yüzeyleri boyunca ayrılmakta ve kanat basınç tarafındaki akış pasajı ayrılma boyunca geçerek vorteks oluşturmakta ve emme kenarına değdiği yerde kanat yukarısına doğru ana vorteksin dönme yönünün tersine bir vorteks gelişmektedir. Emme tarafındaki vorteks ise ayrılma basınç tarafındaki akışın emme yüzeyine değdiği yere kadar kanat emme boyunca ilerlemekte ve sonrasında ana vorteksin yukarısına doğru hareketine devam etmektedir (Şekil 5.73 a-b-c).

İkinci katman ise sınır tabakanın hemen üzerindeki bölgeyi temsil etmekte ve emme tarafındaki akış yüzeyi takip etmekte, bir bozulma görülmemektedir. Basınç tarafındaki akış ise kanat basınç yüzeyi boyunca aşağıya doğru hareket etmektedir (Şekil 5.73 d-e).



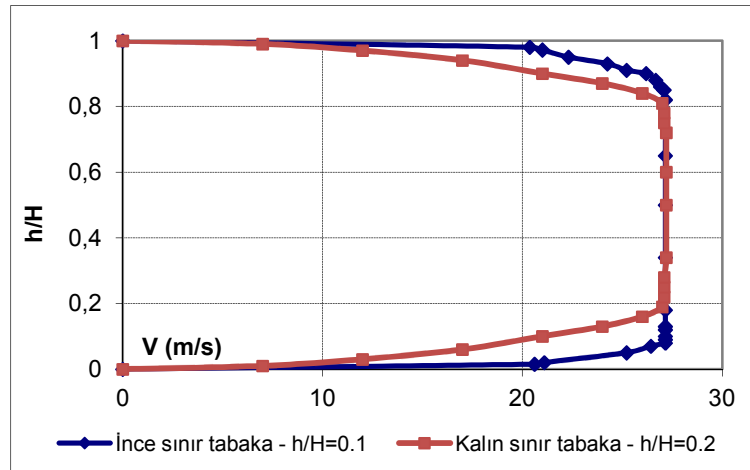
Şekil 5.65 : Stator pasajı boyunca akışın yapısı (İnce sınır tabakalı).

Üçüncü katma ise tamamıyla kanat profilini izleyen vorteks üretimine sebep olmayan düzgün akışı temsil etmektedir (Şekil 5.73 f-g).

Kanat pasajı içindeki ikincil akışın yapısına bakıldığında daha önce birçok araştırmacı tarafından sunulan modeller ile benzer sonuçlar elde edilmiştir. Elde edilen sonuçlar Goldstein ve Spores (1988) tarafından sunulan model ile benzerlik göstermiştir (Şekil 1.26). Fakat şu da not edilmelidir ki, kanat yapısı ve akış koşulları kanat içinde oluşan vortekslerin yapılarını değiştirebilmektedir. Bir kanat yapısında görülen vorteksler bir diğer kanat yapısında farklı bir yapıda olabilmektedir.

5.3 Sınır Tabaka Kalınlığının Kanat İçindeki Akışa Etkisi

Hız sınır tabakasının girişte farklı olmasının kanat pasajı içerisinde oluşan akışa ve etkisi büyük olmaktadır. Bunu incelemek amacıyla farklı giriş sınır tabaka kalınlıklarında ($\delta=9,44$ ve $23,08$) akış profilleriyle lineer dizilmiş stator içerisindeki akış analiz edilmiştir. Şekil 5.66'da analiz edilen giriş sınır tabakalarının yapıları ve büyüklükleri görülmektedir. Görüldüğü üzere kalın diye nitelendirilen akışın sınır tabaka kalınlığı ince sınır tabakalı akışa göre yaklaşık 2,5 kat daha büyüktür.

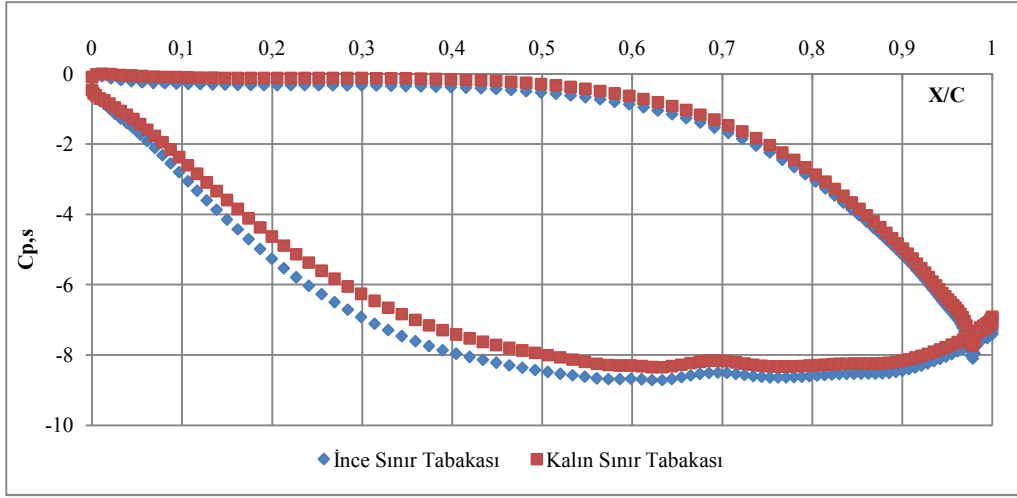


Şekil 5.66 : Analiz edilen farklı sınır tabakalarının kanat girişindeki profilleri.

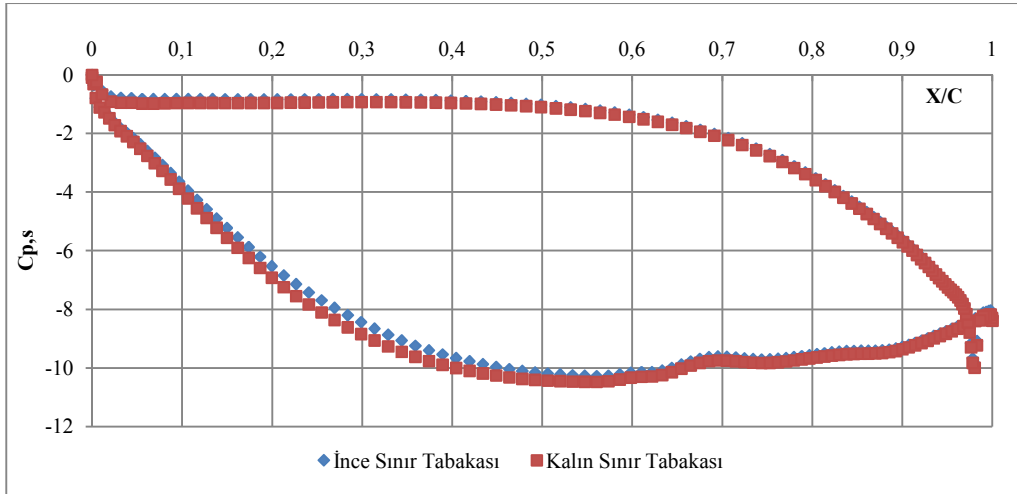
Çizelge 5.3 : Stator sınır tabaka özellikleri.

Özellikler		İnce Sınır Tabaka -mm	Kalın Sınır Tabaka -mm
Sınır tabaka kalınlığı	δ	9,44	23,08
Yerdeğiştirme kalınlığı	δ^*	2,19	6,84
Momentum kalınlığı	θ	1,11	3,62

Yapılan analizler sonucunda, statik basınç katsayısının kanat boyunca değişimi incelendiğinde kanat boyunca kanadın alt ve üst duvar bölgelerinde ve kanat orta düzleminde elde edilen grafiklerin yaklaşık aynı olduğu görülmektedir (Şekil 5.67).



Şekil 5.67 : Giriş sınır tabakasının statik basınç katsayısına etkisi ($h/H=0,0$).



Şekil 5.68 : Giriş sınır tabakasının statik basınç katsayısına etkisi ($h/H=0,5$).

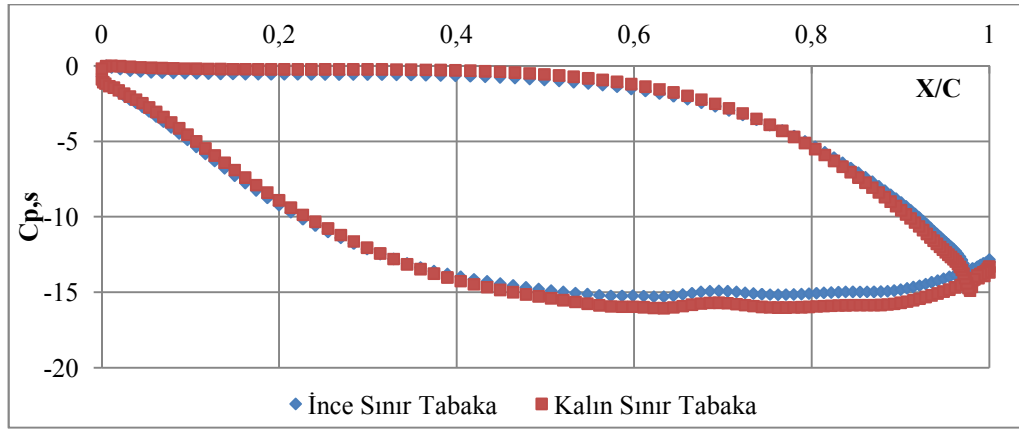
Şekil 5.67 ve Şekil 5.68'den görüldüğü gibi kanat profilinin aynı olmasından dolayı statik basınç katsayısı hem orta hem de duvar boyunca yaklaşık aynıdır. Bu durum statik basınç katsayısının tanımından ileri gelmektedir. Fakat sınır tabakanın kalın olması ile kanat pasajından geçen kütle azalmaktadır.

Sınır tabakanın etkisinin anlaşılmasının en iyi yolu kütle ortalamalı basınç katsayısının kanat boyunca karşılaştırılması olmaktadır (Şekil 5.69 ve Şekil 5.70). Karşılaştırmalardan görüldüğü üzere ince sınır takakalı akış için birim kütle başına kanat yükü artmaktadır. Sonuç olarak kanat pasaj girişinde hız sınır tabakasının

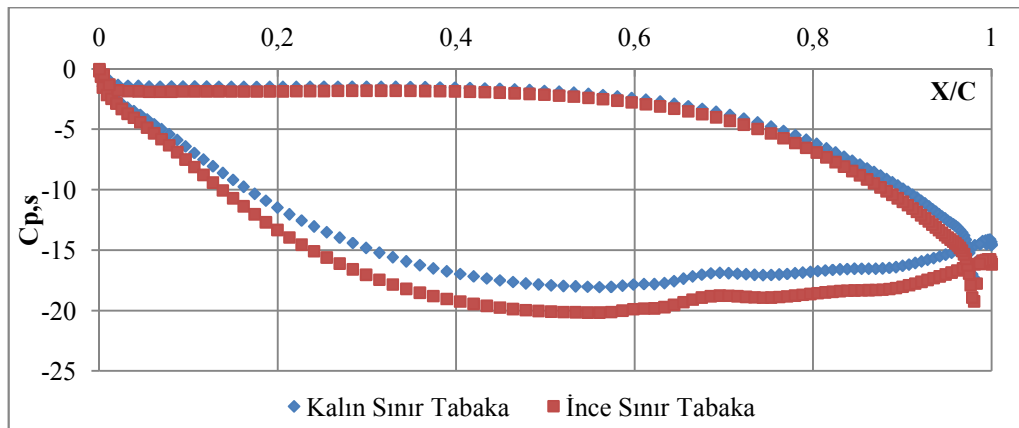
herhangi bir sebepten dolayı büyümesi kanadın üreteceği yükün azalmasına sebep olacağı açıkça görülmüştür. Özellikle sınır tabakanın 2,5 katına çıkması kanadın kütle ortalamalı statik basınç katsayısını kanat boyunca %25'e kadar azaltmıştır.

Çizelge 5.4 : Sınır tabakanın kütle akışına etkisi.

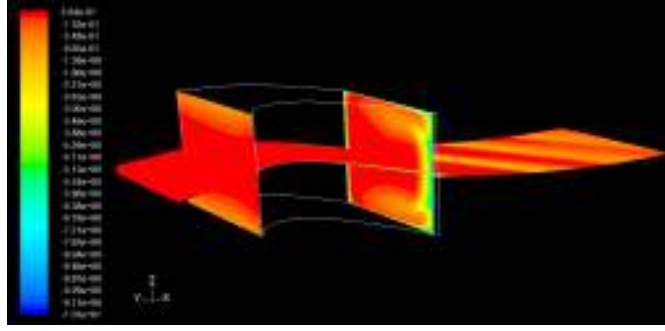
Özellikler		İnce Sınır Tabaka -mm	Kalın Sınır Tabaka -mm
Sınır tabaka kalınlığı	δ	9,44	23,08
Kütle debisi – kg/s	m	11,56	10,41
Tasarım debisi – kg/s	m_{tas}	11,05	11,05
Tasarım değerinden sapma	%	+4,6	-5,6



Şekil 5.69 : Kütle ortalamalı statik basınç katsayısının karşılaştırılması ($h/H=0,0$).



Şekil 5.70 : Kütle ortalamalı statik basınç katsayısının karşılaştırılması ($h/H=0,5$).

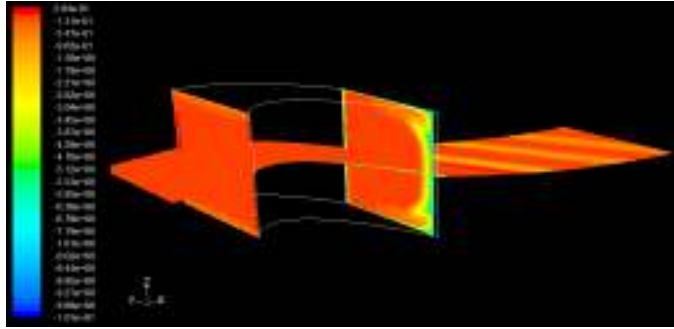


Şekil 5.71 : Kalın sınır tabakasının toplam basınca etkisi.

Sınır tabakanın diğer bir etkisi de kanat boyunca kayıpların değiştirmesidir. Sınır tabakanın değişmesi kanat içinde oluşan vortekslerin yapısını ve dolayısı ile kayıpların değişmesi anlamına geldiğinden kütle ortalama toplam basınç katsayısının kanat boyunca karşılaştırılması sınır tabakasının kayıplara etkisini gösterecektir.

Çizelge 5.5 : Sınır tabaka kalınlığının toplam basınca etkisi.

Özellikler	İnce Sınır Tabaka -9,44 mm			Kalın Sınır Tabaka – 23,08mm		
	Kanat Giriş	Kanat Çıkış	Fark	Kanat Giriş	Kanat Çıkış	Fark
Kütle ortalama toplam basınç katsayısı	-0,006	-0,4109	0,4049	-0,006	-0,4816	0,4756



Şekil 5.72 : İnce sınır tabakasının toplam basınca etkisi.

Şekil 5.71 ve Şekil 5.72 toplam basıncın kanat pasajı giriş ve çıkışında göstermektedir. Buna göre kalın sınır tabakalı akış için özellikle kanat pasaj çıkışında etkilenen alanın daha fazla olduğu görülmektedir. Bunun sebebi kanat içinde oluşan vorteks alanının kalın sınır tabakalı akış için daha fazla olmasından kaynaklanmaktadır. Çizelge 5.5 'de de kanat pasaj giriş ve çıkışı için ortalama

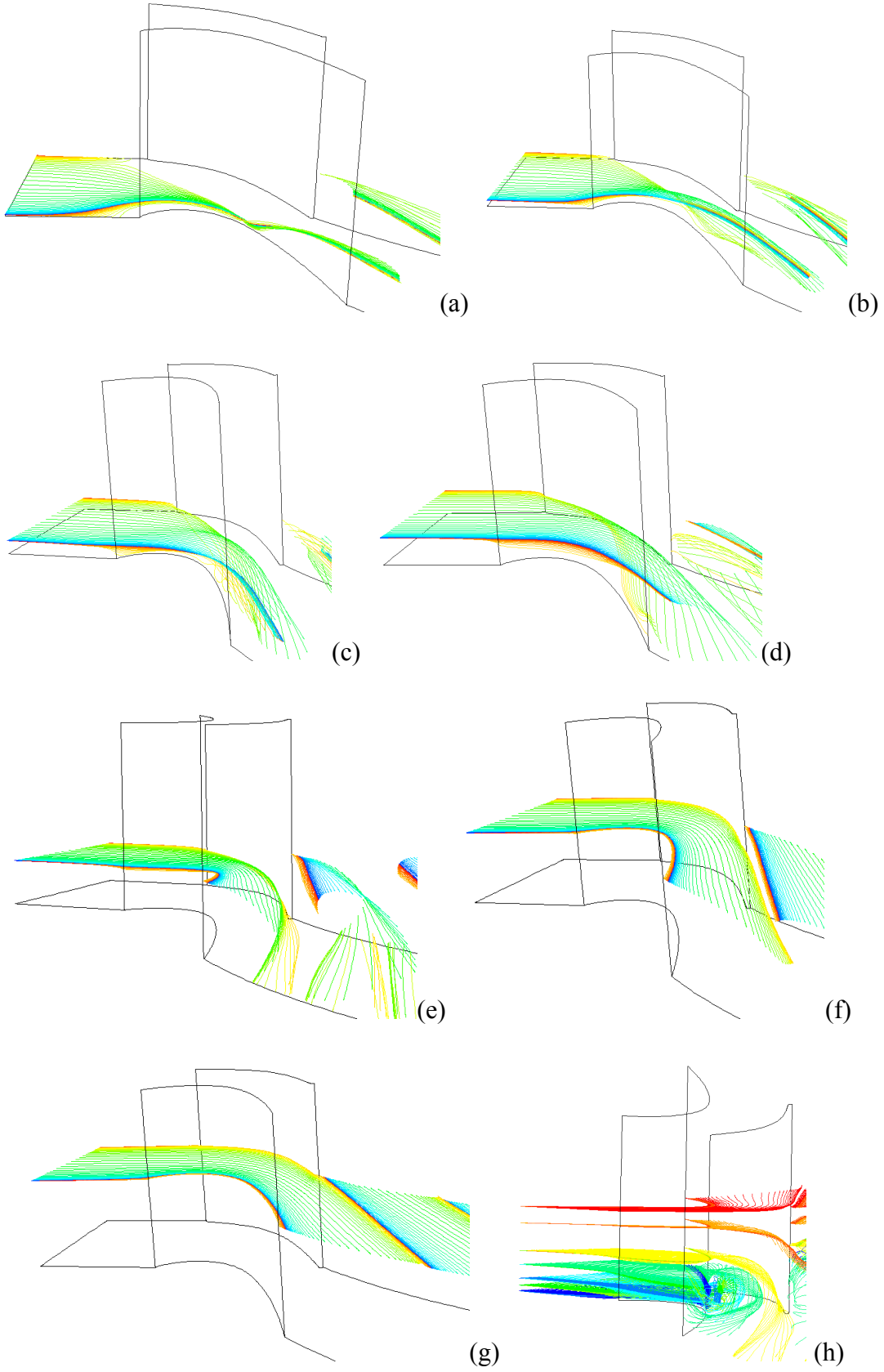
toplam basıncın değişimi görülmektedir. Kalın sınır tabakalı akışta ikincil akışların etkisi ile toplam basıncın %17,5 daha fazla azaltığı görülmüştür.

Burada toplam basınç katsayısı ile kanat içinde oluşan vortekslerin yapısı ve büyüklüğü arasında bir ilişki vardır. Bundan dolayı kanat içinde farklı kanat pasajı giriş yüksekliklerinde akışın yörüngeleri incelenmiştir ($z/H=0,8-4,1-8,1-16,3-24,4-40,7-50,4$).

Şekil 5.73 kalın sınır tabakalı akış için farklı yüksekliklerdeki akışın kanat içindeki yapısını göstermektedir. Şekil 5.73 (a)'da kanat yükseliği $z/H=0,8$ için akışın yapısı verilmiştir. Bu şekilden de görüldüğü üzere kanat hücum kenarına gelen akış kanat durma noktasına ulaşmadan kanat durma noktasının etkisi ile semer bölgesi oluşturarak kanat pasajına yönlendirilmektedir. Basınç tarafındaki akış kanat ayrılma çizgisi boyunca hareket ederek akışın kanat emme kenarına varması ile kanat boyunca yukarı doğru yönlendirilmektedir. Emme kenarındaki akış ise kanat emme yüzeyinden uzaklaşarak hareket etmekte ve ayrılma çizgisi boyunca hareket eden akışın emme yüzeyine ulaştığı yerde bu akışla birleşerek yukarı doğru vorteks oluşturarak hareketine devam etmektedir.

Şekil 5.73 (b) kanat yükseliği $z/H=4,1$ için akışın yapısını göstermektedir. Bu akış yapısında ise kanat hücum kenarına gelen akış yine semer bölgesi oluşturmakta fakat bu sefer oluşan semer bölgesi kanat hücum kenarına daha yakın olmaktadır. Kanat basınç tarafından gelen akış, pasajı ayrılma çizgisi boyunca geçmekte ve bir alt katmandaki akışı sararak vorteksin büyümesine sebep olmaktadır. Bir alt katmandaki akışın kanat emme yüzeyine değdiği noktadan bir miktar ileride kanat boyunca yukarı doğru hareketine devam etmektedir. Kanat emme tarafındaki akış ise kanat hücum kenarında durma noktasına gelmeden bir miktar aşağı doğru yönelenerek, kanat emme yüzeyinden ayrılarak kanat pasajına girmekte ve kanat basınç tarafından gelen akışın yukarısına doğru hareket ederek vorteks hareketine devam etmektedir.

Şekil 5.73 (c) ve (d) kanat yüksekliği $z/H=8,1-16,3$ için akışın yapısını göstermektedir. Bu akışta $z/H=4,1$ katmanındaki akış ile benzerlik göstermektedir. Kanat basınç tarafındaki akış ayrılma çizgisi boyunca bir alt katmandaki akışın ayrılma çizgisini sararak pasajı geçmektedir.



Şekil 5.73 : Kalın sınır tabakalı akış için kanat içindeki akışın yapısı.

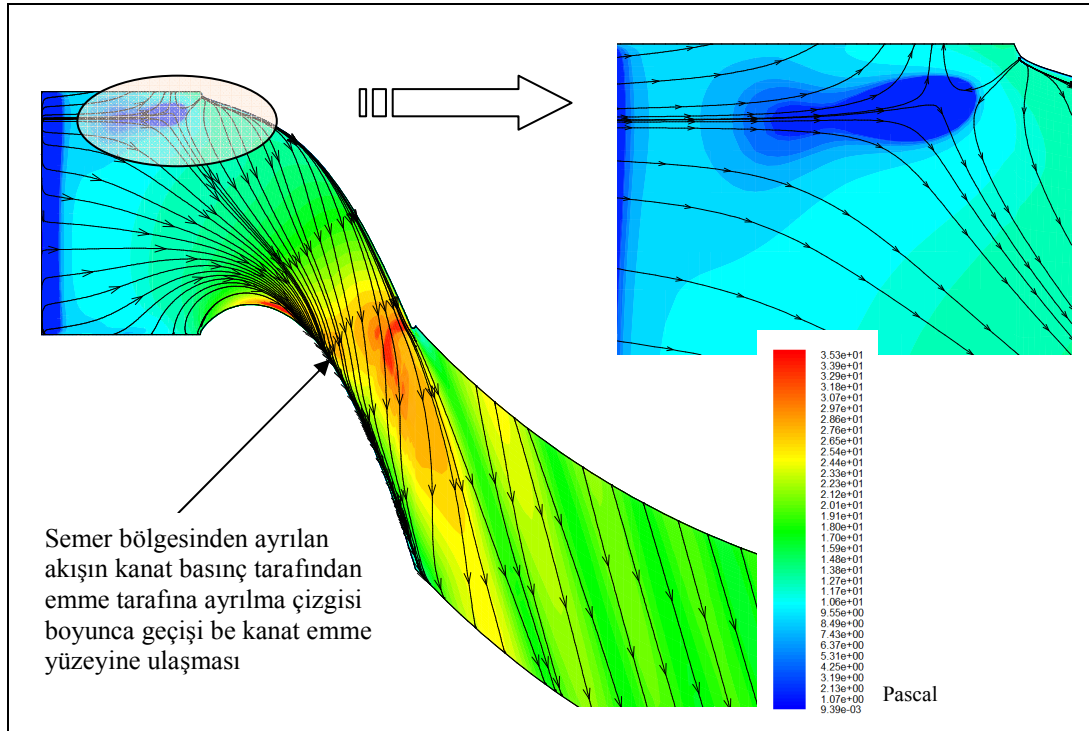
Şekil 5.73 (e) ve (f) kanat yüksekliği $z/H=24,4-40,7$ için akışın yapısını göstermektedir. Bu akışın emme tarafındaki akış tamamiyle kanat emme tarafını

takip etmektedir. Basınç tarafında ise artık ayrılma çizgisi görülmemekle birlikte alt katmanlarda oluşan vorteksin etkisi ile kanat basınç yüzeyi boyunca aşağı doğru hareket etmektedir. Şekil 5.73 (g) kanat yükseliği $z/H=50,4$ için akışın yapısını göstermektedir. Bu akış ise pasajdaki vortekslerden etkilenmemekte ve kanat profilini takip ederek pasajı geçmektedir.

Şekil 5.74 kalın sınır tabakalı akış için stator alt ve üst duvarları boyunca akım çizgilerini ve kanat hücum kenarında oluşan semer bölgesini göstermektedir. İnce sınır tabakalı akışa göre kalın sınır tabakalı akışta semer bölgesi kanat hücum kenarından daha ötede olduğu gözlemlenmiştir.

Stator üzerinde yapılan sayısal analizler sonucunda aşağıda özetlenen sonuçlar elde edilmiştir.

- Stator üzerinde öncelikle iki ve üç boyutlu sayısal analizler gerçekleştirilmiştir. İki boyutlu analizlerde sınır tabakanın ve dolayısıyla vortekslerin oluşması nedeniyle, statik basınç katsayısının karşılaştırılmasında iki boyutlu statorun yükünün daha fazla olduğu ve toplam basınç katsayısının ise kanat boyunca daha az azaldığı bulunmuştur. İki boyutlu analizler tek boyutlu kanat tasarımında tasarımın gözden geçirilmesi için hızlı çözümler için kullanılabilir fakat gerçek anlamda kanat içindeki akışı tam yansıtmamaktadır.



Şekil 5.74 : Kalın sınır tabakalı akışta yağ akış görüntüleme (oil flow visualization).

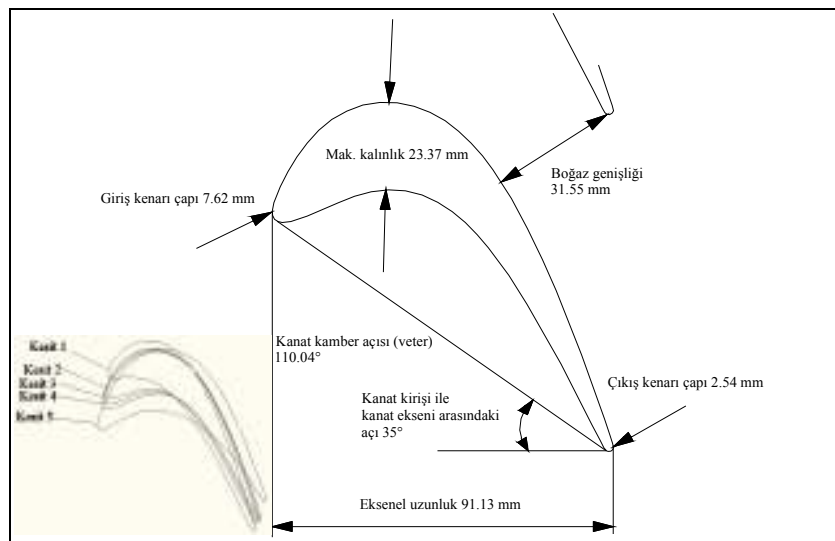
- Stator üzerinde eğriliği dikkate UDF- C_μ , UDF- ε ve standart k- ε türbülans modelleri ile analizler gerçekleştirilmiş ve deneysel verilerle kıyaslamalar yapılmıştır. Buna göre;
 - İzotropik standart k- ε türbülans modeli kanat emme ve basınç yüzeyleri boyunca statik basınç katsayısını doğru hesaplayamamıştır. Eğriliğin etkisinin katıldığı UDF- C_μ ve UDF- ε çözümleri ise deneysel verilerle $h/H=0,5$ ve $0,9$ 'da daha uyumlu sonuçlar vermiştir.
 - Kanat basınç tarafındaki kanat yüzeyine bakıldığında akışın yaklaşık iki boyutlu olduğu ve kanat yüksekliği boyunca katsayıların sabit değerler aldığı görülmüştür.
 - Kanat emme yüzeyinde ise $X/C=0,42$ 'ye kadar akış basınç tarafında olduğu gibi iki boyutlu kalmakta ve kanat yüksekliği boyunca katsayı değerleri sabit kalmaktadır. Bu bölgede değerler yüksek bir hızla değişmektedir. $X/C=0,55$ değerinde katsayı değerleri minimumdan geçmektedir ve akış üç boyutludur.
 - UDF- C_μ türbülans modeli ile yapılan analizlerle $X/C=0,56-0,935$ ve $1,007$ düzlemlerinde $h/H=0,5$ kesitinde elde edilen hız değerleri deneysel verilerle karşılaştırılmış ve uyumlu sonuçlar bulunmuştur. Fakat $X/C=1,007$ düzlemindeki karşılaştırma da ard izi merkezinde tam uyum sağlanamamıştır. Bunun sebebi ise hem deneylerin dönen referans düzleminde yapılmış olması hem de kanat fırar kenarındaki sayısal ağ yapısının çözünürlüğüdür.
 - UDF- C_μ türbülans modeli ile yapılan analizlerle kanadın çıkışındaki ard izi bölgesini incelemek için $X/C=1,025$ ve $1,09$ düzlemlerindeki $h/H=0,5-0,7-0,9$ kesitlerinde deneysel verilerle karşılaştırmalar yapılmış ve ard izi profilleri çok iyi doğrulukla tahmin edilmiştir.
- Eğriliği dikkate alan türbülans modelleri ile tasarım değerleri değerlendirilmiştir. Tasarım Mach sayısı değerleri kanat boyunca $h/H=0,5$ ve $0,1$ için karşılaştırılmış ve kanattan belli bir uzaklıkta ($x/\delta=84,7$) tasarım Mach sayıları ile sayısal analiz Mach sayılarının uyumlu oldukları gözlemlenmiştir.
- Stator boyunca akışın yapısı etüt edilmiş ve kayıpların oluşmasına ve kanat yükünün azalmasına sebep olan vortekslerin gelişimi incelenmiştir. Kanat ucunda durma noktası ile oluşan semer noktası kanat boyunca çapraz bir akışın ve ayrılma çizgisinin oluşmasına sebep olmaktadır. Ayrılma çizgisi üzerinden hareket eden

akışlar ise bu çizgi boyunca oluşan çapraz akışa sarılarak vorteksin büyüklüğünü arttırmaktadır.

- Kanat içinde oluşan ikincil akışların bir çok parametreye bağlı olduğu görülmüştür. Kanat profili, kanada gelen akışın açısı, gelen akışın sınır tabaka kalınlığı, kanatlar arasındaki mesafe vs başlıca kanat içindeki akışı ve vorteksleri etkileyen parametrelerdir. Sınır tabaka kalınlığının değiştirilmesiyle yapılan analizlerde sınır tabakanın kalınlaşması ile birlikte kanat hücum kenarında oluşan semer noktasının kanat ucundan daha uzakta meydana geldiği ve oluşan vortekslerin daha geniş bir alan kapladığı gözlemlenmiştir. Ayrıca, kanat toplam basınç katsayısının değişiminin arttığı ve kanat yükünün ise azaldığı görülmüştür.
- Genel olarak kanat alt ve üst duvarına yakın bölgelerde vortekslerin etkisi yoğun şekilde hissedilirken orta düzlem bölgesinde akış düzgün orta düzlemine yakın bölgede akış düzelmekte kanat profilini tam takip etmektedir. Sınır tabakanın kalınlaşması ile genel olarak durum değişmemekte fakat vortekslerin kapladıkları alan ve hacim genişlemektedir.

5.4 Lineer Dizilmiş Rotor İçindeki Akışın Sayısal İncelenmesi

Stator üzerinde yapılan çalışmaların ardından rotor kanadı ile ilgili sayısal analizler bu bölümde irdelenecektir. Daha öncede belirtildiği üzere statordan çıkan akışkan rotordan da geçerek bağlı olduğu şaftı ve dolayısıyla generatörü döndürmekte böylece mekanik veya elektrik enerjisi elde edilmektedir.



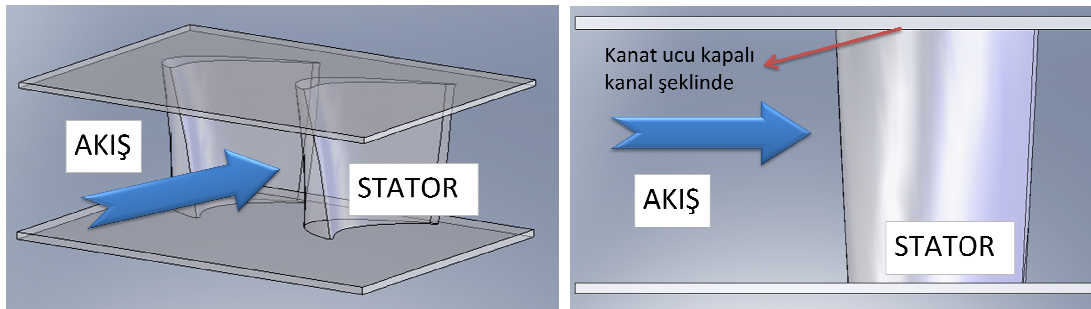
Şekil 5.75 : Rotorun orta düzlemindeki kanat profilleri, (Camci, 2004).

Bu bölümde yapılan sayısal analizler Şekil 5.75’de boyutsal özellikleri verilen Pennsylvania State Üniversitesinde bulunan (Axial Flow Turbine Research Facility) lineer dizilmiş rotor üzerindeki çalışmalardan oluşmaktadır. Tez kapsamında rotor modellenmesi kanat yüksekliği boyunca beş düzlemde rotora ait profillerden yararlanılarak tam olarak oluşturulmuştur. Rotor ile ilgili diğer boyutsal ve sayısal bilgiler Çizelge 5.6 ’da ayrıca verilmiştir.

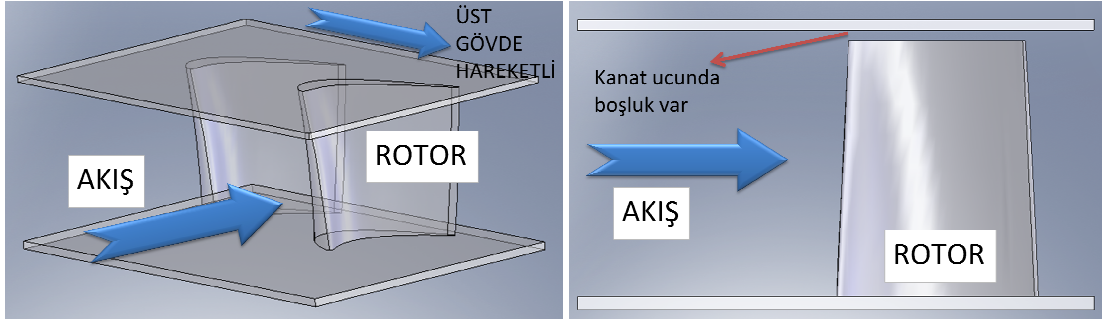
Çizelge 5.6 : Rotor boyutsal bilgileri, (Camci, 2004).

Kanat yüksekliği	122,9 mm
Kanat sayısı	29
Kanat boyu	128,7 mm
İki kanat arası mesafe	102,8 mm
Kanat dönme açısı, kanat ucu	95,42 °
Kanat dönme açısı, göbek kısmı	125,69 °
Maksimum kanat kalınlığı	22 mm
Kanat ucu boşluğu	1,27 mm
Akış Reynolds Sayısı (giriş hızına göre)	$2,5-4,5 \times 10^5$
Akış Reynolds Sayısı (çıkış hızına göre)	$5-7 \times 10^5$

Sayısal analizler bakımından rotor ve stator arasında bazı farklılıklar vardır. Bunlardan en temeli statorun sabit olması ve kapalı bir kanal gibi modellenebilmesi ama rotorun hareketli olmasıdır. Rotor hareketli olduğundan kanat ucu ile sabit gövde arasında bir boşluk vardır. Bu boşluktan dolayı kanat basınç tarafından emme tarafına doğru oluşan kaçak akış, rotorun verimliliği ve rotordan elde edilecek güç açısından büyük önem arz etmektedir. Şekil 5.76 ve Şekil 5.77’de stator ve rotorun modellenmesi açısından temel farklılıklar verilmiştir.



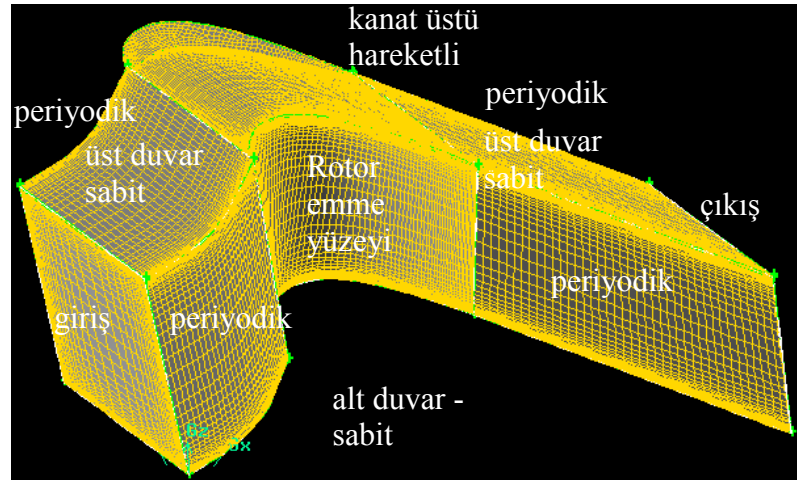
Şekil 5.76 : Stator ucunda boşluk yok, kanal şeklinde, hareketli eleman yok.



Şekil 5.77 : Rotor ucunda boşluk var, üst gövde hareketli.

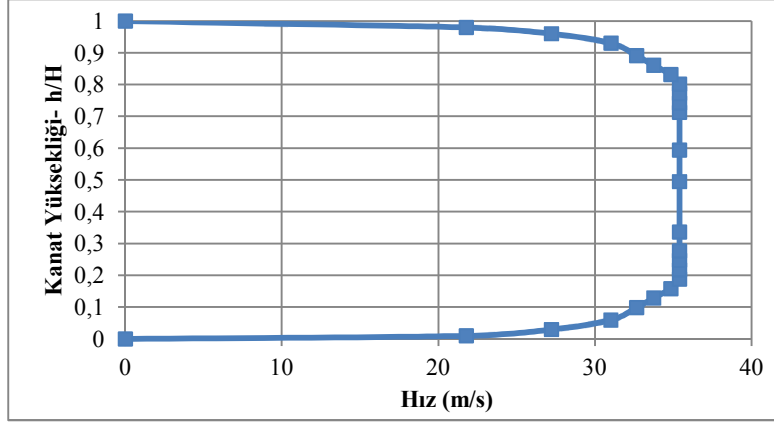
Akışın incelenmesinde tez kapsamında incelenen akışın eğriliğini dikkate alacak şekilde modifiye edilmiş türbülans modeli (UDF- C_μ) kullanılmıştır. Analizler zamandan bağımsız olarak sıkıştırılamaz Reynolds ortalama Navier-Stokes denklemlerini çözen FLUENT yazılımı ile üç boyutlu olarak gerçekleştirilmiştir. Analizlerde kullanılan akışkan havadır.

Analizlerde, giriş sınır koşulu olarak giriş hızı profili ve çıkış içinde tam gelişmiş çıkış (outflow) tanımlamaları yapılmıştır. Ayrıca, duvarlarda kayma yok ve hız sıfır sınır koşulları uygulanmıştır (Şekil 5.78).



Şekil 5.78 : Rotor modeli ve yapısal sayısal çözüm ağı.

Akışa girişte kanat yüksekliği boyunca tanımlanan hız profili Şekil 5.79'da yer almaktadır ve bu profil deneylerden elde edilen verilerden alınmıştır (Camci, 2004). Bu profilin doğruluğu ve gerçekliği kanat hücum kenarında oluşan at nalı vorteksinin ve kanatlar arasındaki pasaj vorteksinin incelenmesi açısından büyük önem taşımaktadır. Sayısal analizlerde girişte türbülans yoğunluğu %1,5 olarak tanımlanmıştır.

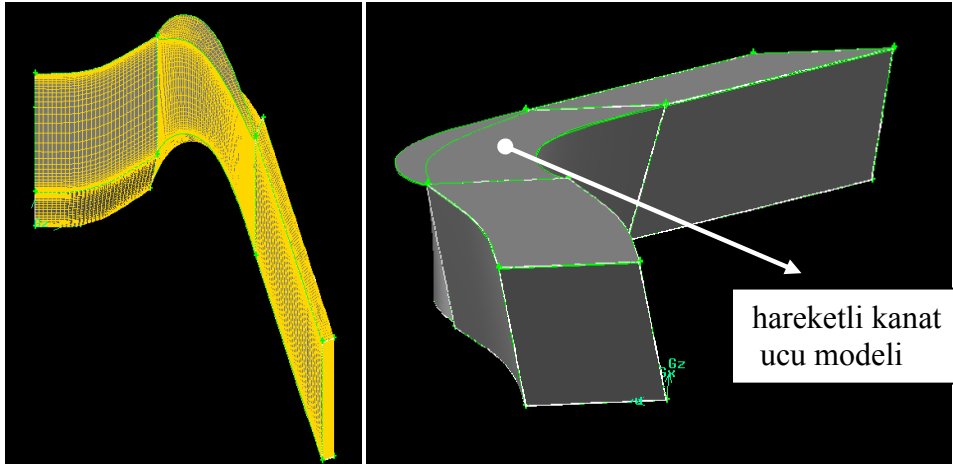


Şekil 5.79 : Rotor girişi hız profili.

Çizelge 5.7 : Rotor sınır tabaka özellikleri.

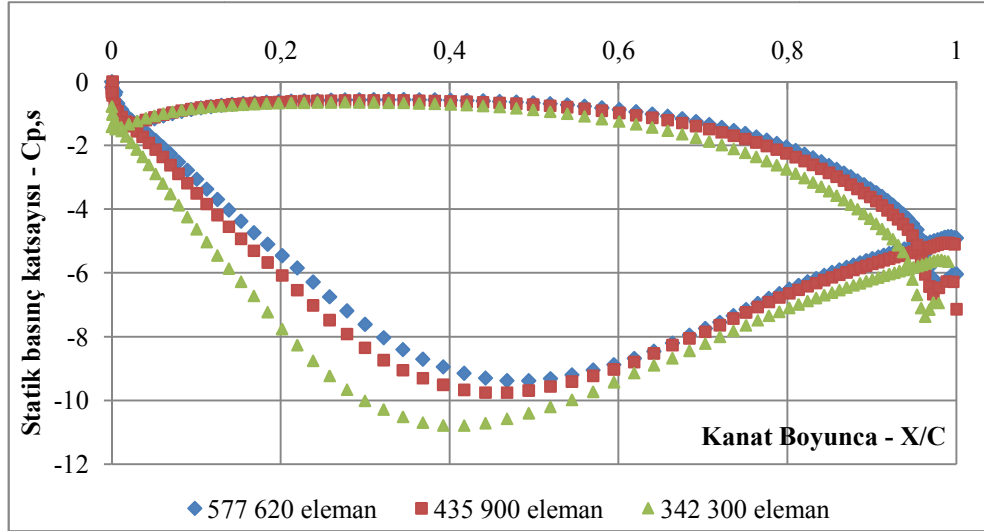
Özellikler		Sınır Tabaka - mm
Sınır tabaka kalınlığı	δ	20,1
Yerdeğiştirme kalınlığı	δ^*	3,2
Momentum kalınlığı	θ	2,1

Bunlarla birlikte akışın kanat pasaj girişinde ve çıkışında periyodik sınır koşulu kullanılarak tek bir kanat pasajı boyunca akış çözülmüştür. Kanat ucundaki akışları incelemek amacıyla kanadın pasajı üst kısmına kanadın üst kısmını da kapsayacak şekilde kanat ucu yüksekliği kadar bir kısım modellenmiştir. Lineer dizilmiş rotor kanatlarının analizinde rotorun hareket etmesi yerine gövde hareket ettirilerek çözümler yapılmaktadır. Bundan dolayı kanat üst kısmındaki bu bölge rotor basınç tarafından emme tarafına doğru hareketli olarak tanımlanmış olup bu kısmın hızı 62.4 m/s'dir.



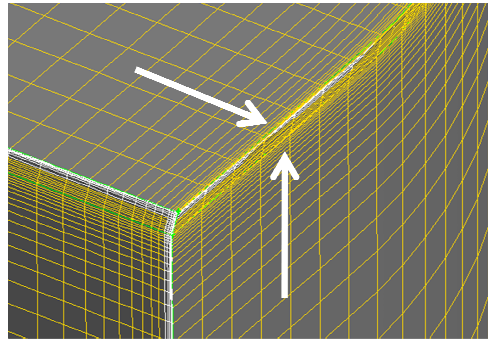
Şekil 5.80 : Rotor modelinin önden görünüşü ve kanat ucu boşluğu.

Sayısal analizlere başlamadan önce çözüm ağının sonuçlara etki etmemesi için sayısal ağdan bağımsızlaştırma çalışması yapılmış ve üç farklı sayısal ağ için çözümler gerçekleştirilmiştir. Sonuç olarak da kanat orta düzlemi boyunca statik basınç katsayısının değişimine bakılarak çözüm ağı belirlenmiştir.



Şekil 5.81 : Rotor için sayısal ağdan bağımsızlaştırma çalışması.

Yapısal olarak modellenen rotorun ağdan bağımsız toplam sayısal çözüm elemanı sayısı 577 620 adettir. Şekil 5.78 ve Şekil 5.80 rotor boyu, eni ve yüksekliği boyunca 152x50x60 sayısal düğüm noktalı çözüm ağını göstermektedir. Kanat üstündeki kanat ucu toplam kanat boyunun %1,03 (1,27 mm) olup buradaki akışın izleneceği model ise 82x50x15 düğüm noktasından oluşmaktadır.

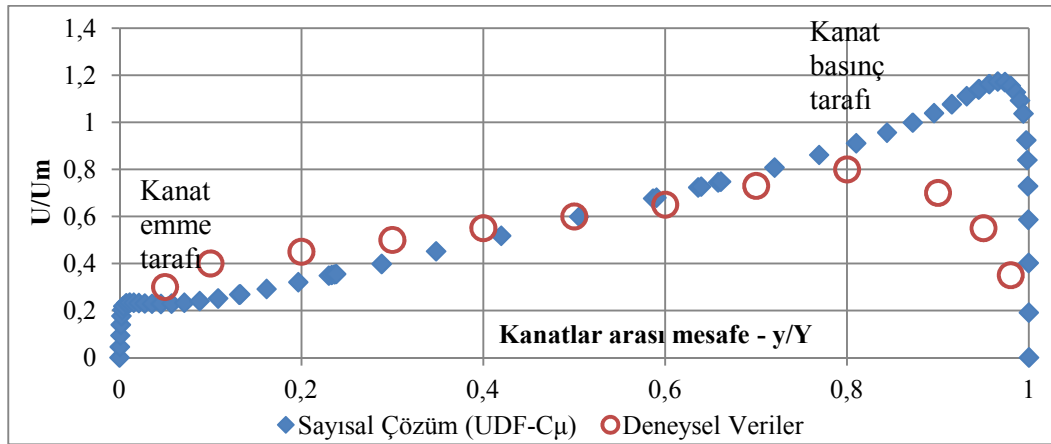


Şekil 5.82 : Duvar kenarlarına doğru sayısal çözüm ağının sıklaştırılması.

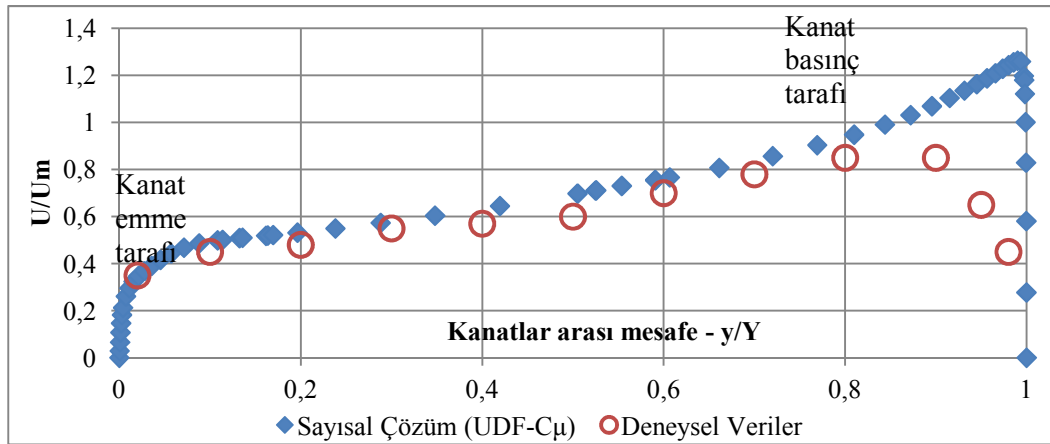
Duvar bölgesine yakın bölgelerde akışın doğru modellenebilmesi ve boyutsuz duvardan uzaklık $y^+ \approx 1$ değerinin sağlanabilmesi için çözüm elemanı sayısı bu bölgelerde sıklaştırılmış ve gelişmiş duvar fonksiyonları çözümlerde kullanılmıştır.

5.4.1 Rotor üç boyutlu analiz sonuçlarının deney verileri ile karşılaştırılması

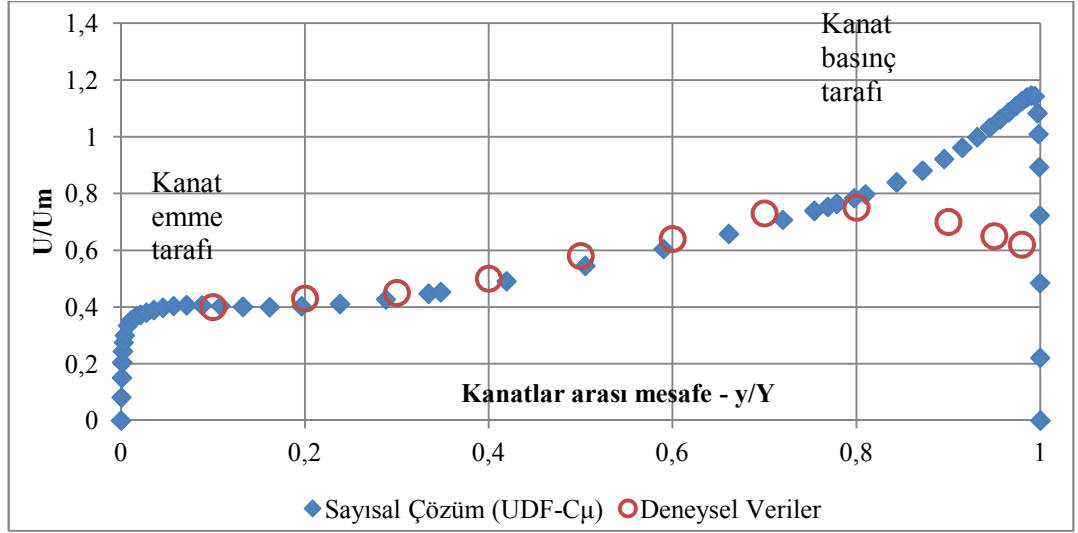
Şekil 5.83-Şekil 5.93 arasındaki grafiklerde rotor eksenel düzlemleri boyunca ($X/C=0,2-0,5$) kanat $h/H=0,8-0,91$ ve $0,98$ yükseklikleri boyunca deneysel verilerle sayısal çözümler karşılaştırılmıştır. Deneysel veriler Xiao (2001) tarafından rotor üzerinde yapılan deneylerden alınmıştır. Grafiklere bakıldığında deney ve sayısal analiz sonuçlarının eğilimlerinin yaklaşık aynı olduğu fakat özellikle kanat basınç ve emme duvarlarına yakın bölgedeki sonuçlarda bir farkın olduğu da görülmektedir. Bunun ana nedeni deneysel verilerin eldesinin dönen referans düzleminde yapılan verilerden elde edilmiş olmasıdır. Ayrıca deneysel veriler rotor ve statorun birlikte çalışması ile çıkarılmıştır. Ancak, sayısal analizler ise lineer dizilmiş rotor için gerçekleştirilmiştir. Temel olarak farklar bundan kaynaklanmaktadır. Bunlara rağmen özellikle kanatlar arasındaki mesafenin $y/Y=\%20-\%80$ 'i arasında sayısal ve deneysel veriler uyum sağlamıştır.



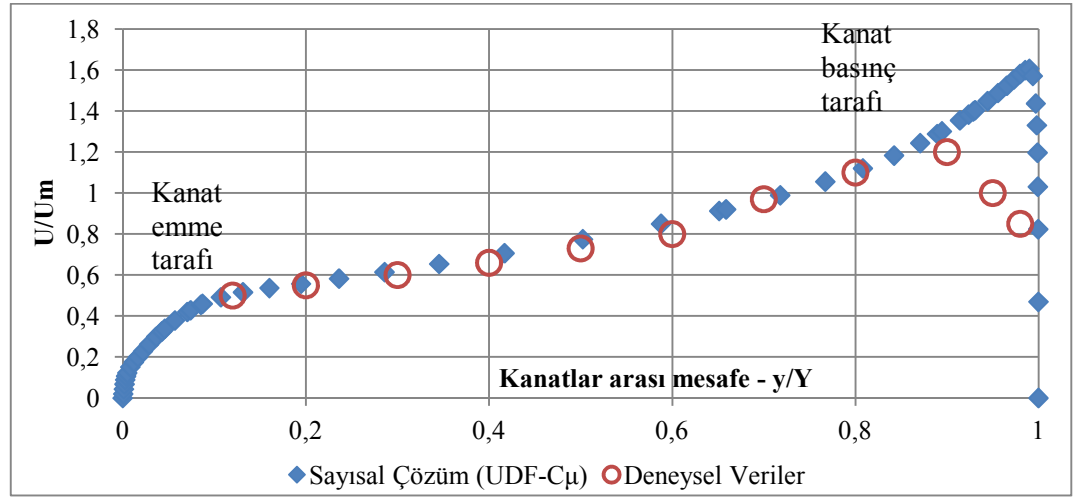
Şekil 5.83 : $X/C=0,2$ ve $h/H=0,8$ 'de deneysel ve sayısal sonuçlar.



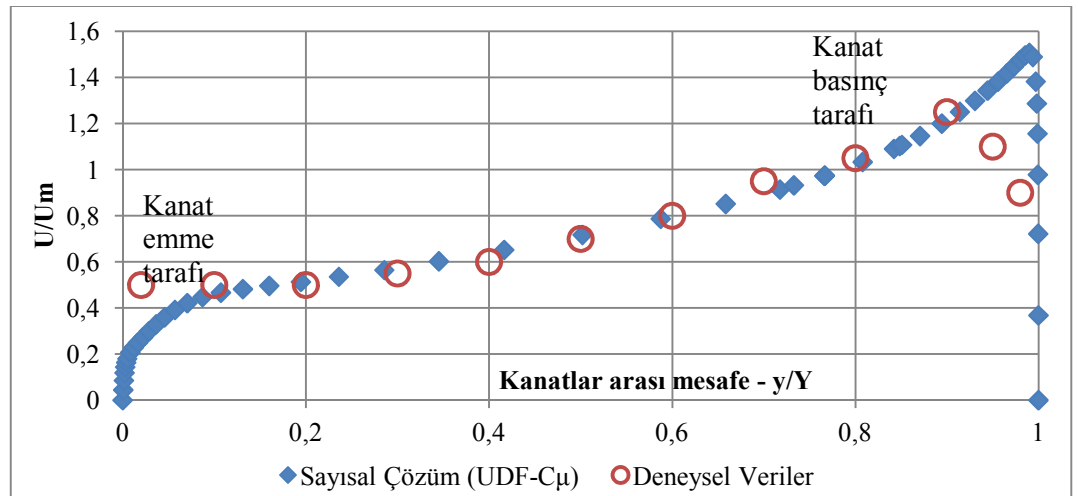
Şekil 5.84 : $X/C=0,2$ ve $h/H=0,91$ 'de deneysel ve sayısal sonuçlar.



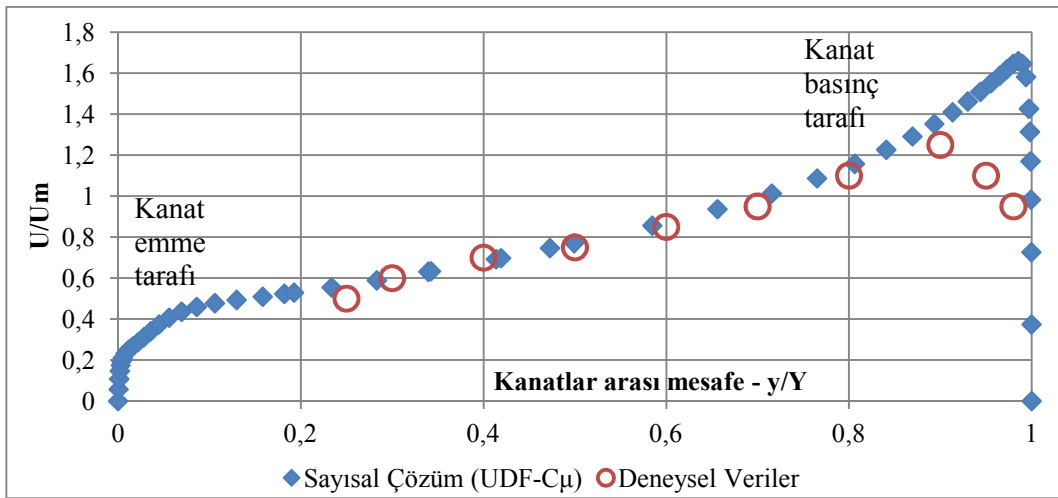
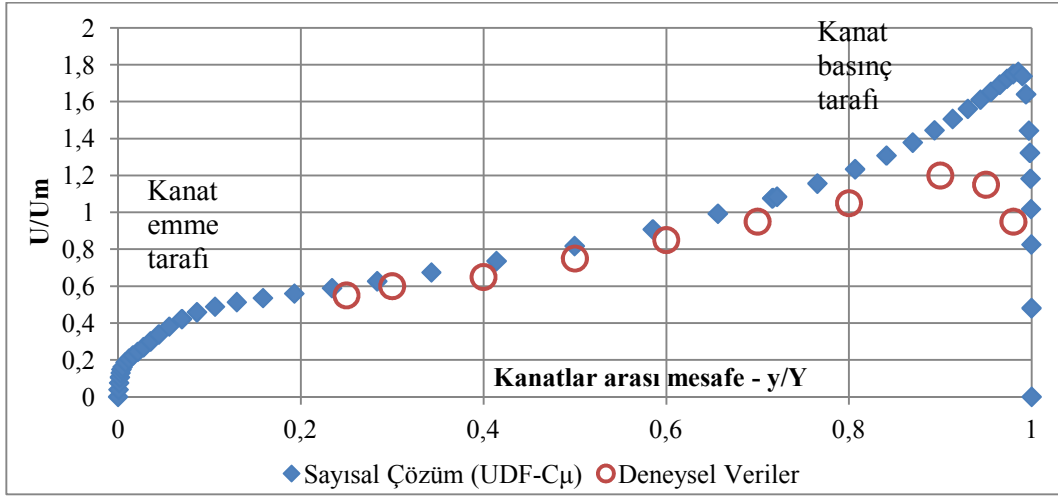
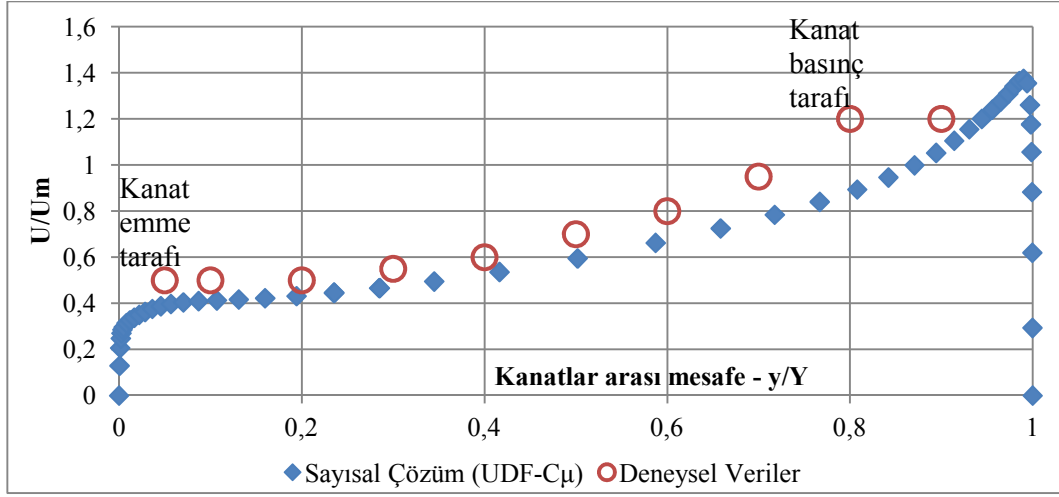
Şekil 5.85 : $X/C=0,2$ ve $h/H=0,98$ 'de deneysel ve sayısal sonuçlar.

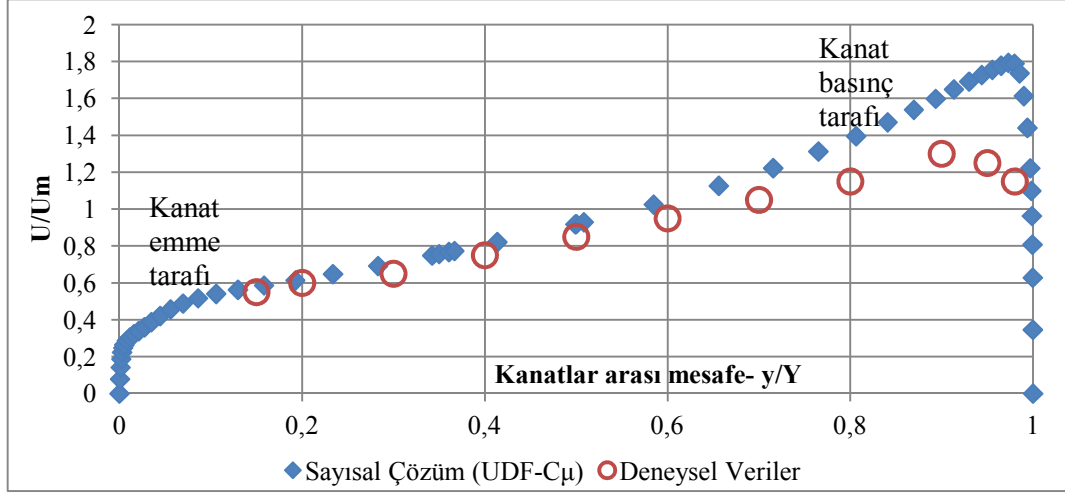


Şekil 5.86 : $X/C=0,3$ ve $h/H=0,8$ 'de deneysel ve sayısal sonuçlar.

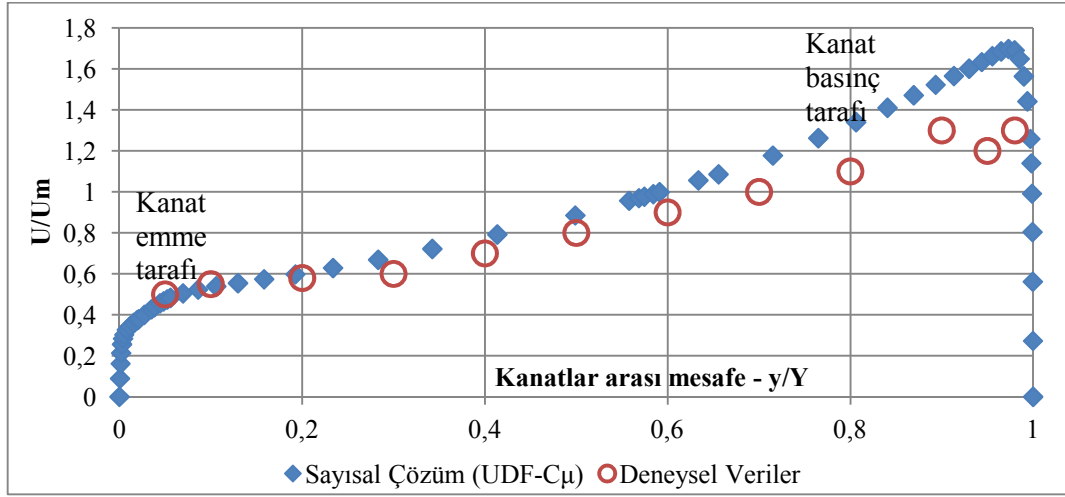


Şekil 5.87 : $X/C=0,3$ ve $h/H=0,91$ 'de deneysel ve sayısal sonuçlar.

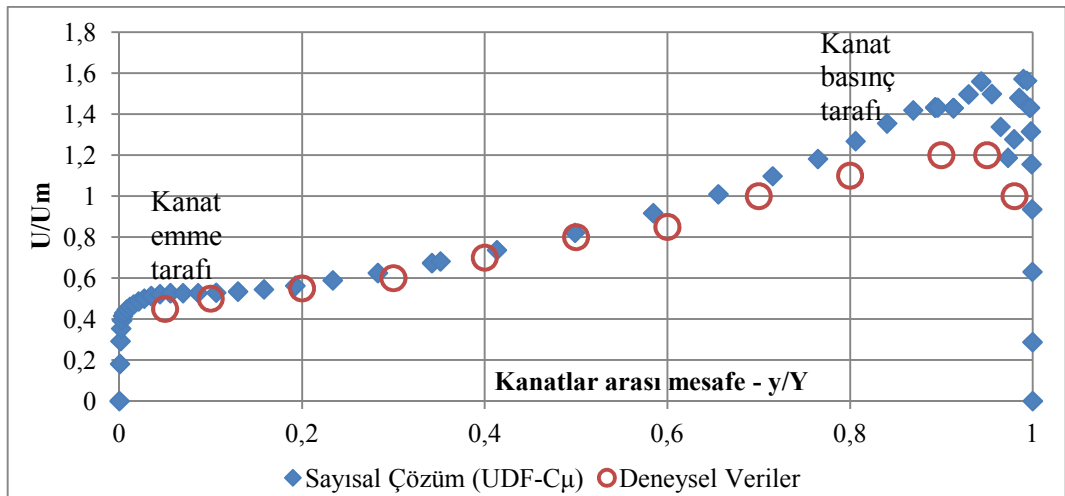




Şekil 5.91 : $X/C=0,5$ ve $h/H=0,8$ 'de deneysel ve sayısal sonuçlar.



Şekil 5.92 : $X/C=0,5$ ve $h/H=0,91$ 'de deneysel ve sayısal sonuçlar.



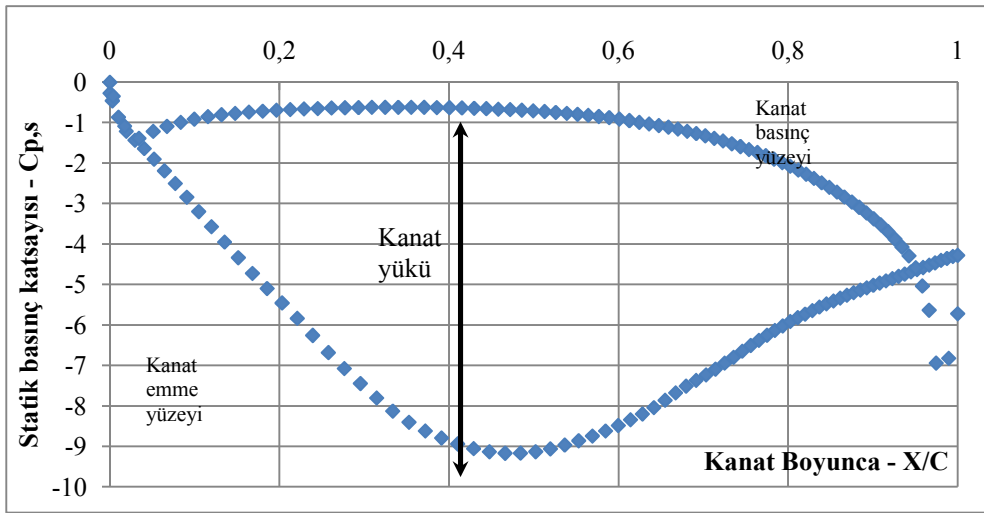
Şekil 5.93 : $X/C=0,5$ ve $h/H=0,98$ 'de deneysel ve sayısal sonuçlar.

5.4.2 Rotor içindeki akışın analizi ve ikincil akışlar

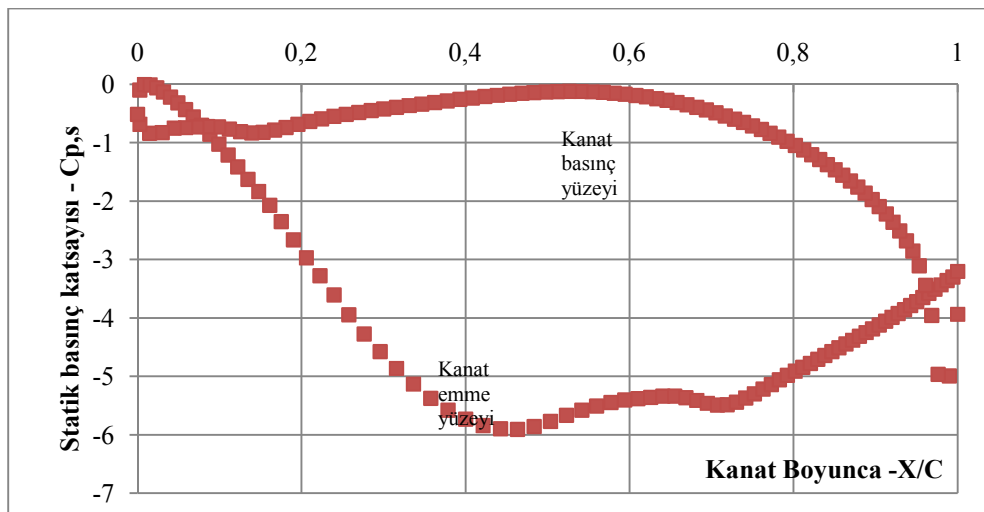
Rotor kanadı yüzeyleri üzerindeki statik basınç dağılımı bu bölümde verilmiştir. Statik basınç katsayısı dağılımı rotor kanadının hücum kenarından firar kenarına kadar ($X/C=0,0-1,0$ arasında) değişik kanat yükseklikleri boyunca ($h/H=0,0-0,5-0,90-0,95-1,0$) sunulmuştur. Buradaki statik basınç katsayısı aşağıdaki gibi tanımlanmıştır.

$$C_{ps} = \frac{p - p_{ref}}{0.5 \rho V_c^2} \quad (5.3)$$

Burada, P statik basıncı, P_{ref} girişteki ortalama statik basıncı, ρ akışkanın yoğunluğunu ve V_c ise girişteki ortalama akış hızını temsil etmektedir.

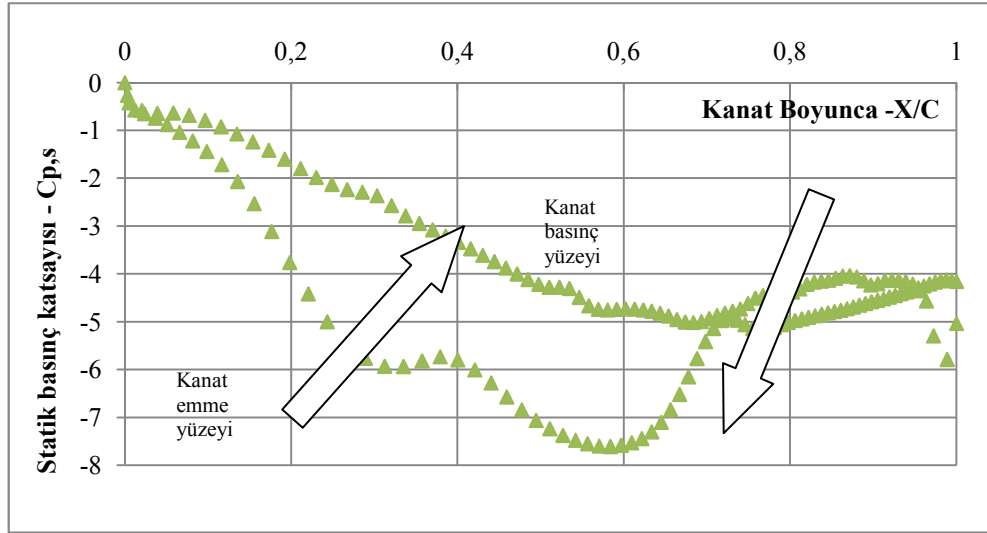


Şekil 5.94 : Rotor kanat statik basınç katsayısı – orta düzlem ($h/H=0,5$).



Şekil 5.95 : Rotor kanat statik basınç katsayısı – alt düzlem ($h/H=0,0$).

Şekil 5.94, Şekil 5.95 ve Şekil 5.96 kanat yüksekliği boyunca statik basınç katsayısında değişimi göstermektedir. Grafiklerden de görüldüğü üzere kanat orta düzleminde ($h/H=0,5$) kanat yükü en fazladır. Daha sonrasında kanat alt düzleminin ($h/H=0,0$) en son olarak ise kanat üst düzleminin ($h/H=1,0$) yükü büyükten küçüğe sıralanmaktadır. Orta düzlemdeki yükün diğer düzlemlere göre fazla olmasının nedeni sınır tabaka akışından ve oluşan vortekslerden, ikincil akışlardan etkilenmemesidir. Stator içinde yapılan analizlerde de orta düzlemdeki akışın vorteks oluşturmaya etkisinin olmadığı gözlemlenmişti. Orta düzlem ile diğer düzlemlerdeki yükün farklı olmasının bir nedeni de kanat profilinin kanat yüksekliği boyunca değişmesidir.



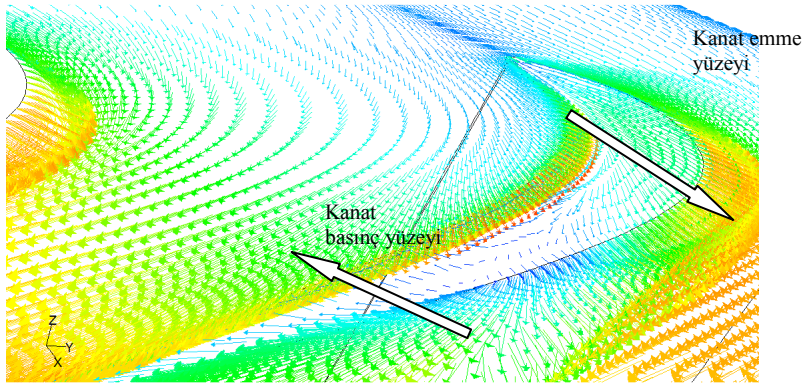
Şekil 5.96 : Rotor kanat statik basınç katsayısı – üst düzlem ($h/H=1,0$).

Şekil 5.94, Şekil 5.95 ve Şekil 5.96 kanat yüksekliği boyunca statik basınç katsayısında değişimi göstermektedir. Grafiklerden de görüldüğü üzere kanat orta düzleminde ($h/H=0,5$) kanat yükü en fazladır. Daha sonrasında kanat alt düzleminin ($h/H=0,0$) en son olarak ise kanat üst düzleminin ($h/H=1,0$) yükü büyükten küçüğe sıralanmaktadır. Orta düzlemdeki yükün diğer düzlemlere göre fazla olmasının nedeni sınır tabaka akışından ve oluşan vortekslerden, ikincil akışlardan etkilenmemesidir. Stator içinde yapılan analizlerde de orta düzlemdeki akışın vorteks oluşturmaya etkisinin olmadığı gözlemlenmişti. Orta düzlem ile diğer düzlemlerdeki yükün farklı olmasının bir nedeni de kanat profilinin kanat yüksekliği boyunca değişmesidir.

Orta düzlemdeki statik basınç katsayısının değişimine bakıldığında $X/C=0-0,4$ arasında yükte kanat emme tarafında hızlı bir düşüş görülmektedir ve $X/C=0,5$

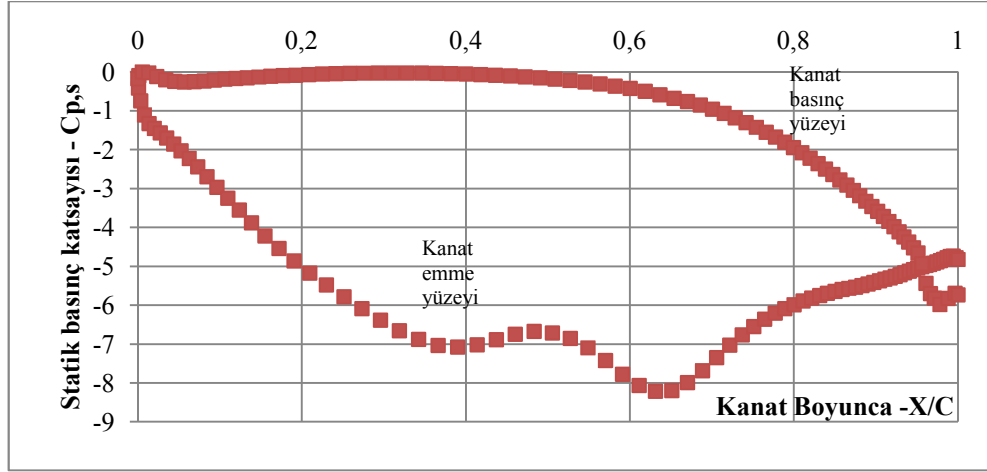
değerinde statik basınç minimumdan geçmektedir. Sonrasında kanat firar kenarına doğru yavaşça artmaktadır. Kanat basınç yüzeyinde ise statik basınç katsayısı $X/C=0,6$ değerine kadar yaklaşık sabit gitmekte ve sonrasında hızlı bir şekilde düşmekte ve kanat firar kenarında emme tarafındaki değer ile birleşmektedir.

Kanat $h/H=1,0$ düzlemindeki yükün değişimine bakıldığında ise diğer düzlemlere nispeten kanat basınç yüzeyinde yükün emme tarafında olduğu gibi hızla düştüğü görülmektedir. Bunun anlamı bu düzlemin diğer düzlemlere ($h/H=0,0-0,5$ vd) nazaran aynı derecede katkıda bulunamayacağıdır. Bu durumun oluşmasının ana nedeni kanat ucundaki boşlukta oluşan kaçak akımadır. Kanat basınç tarafından emme tarafına geçen akış buradaki yükün azalmasına sebep olmaktadır. Bu sebeple kanadın üreteceği güç de azalmaktadır. $h/H=1,0$ düzleminde $X/C=0,0-0,7$ arasında rotor yükü kanat basınç tarafından emme tarafına doğru iken, $X/C=0,7-1,0$ arasında kanat emme tarafından basınç tarafına doğrudur. Bu durum kanat ucunun hemen üzerindeki boşluktaki akış hız hız vektörlerinden de açıkça görülmektedir.

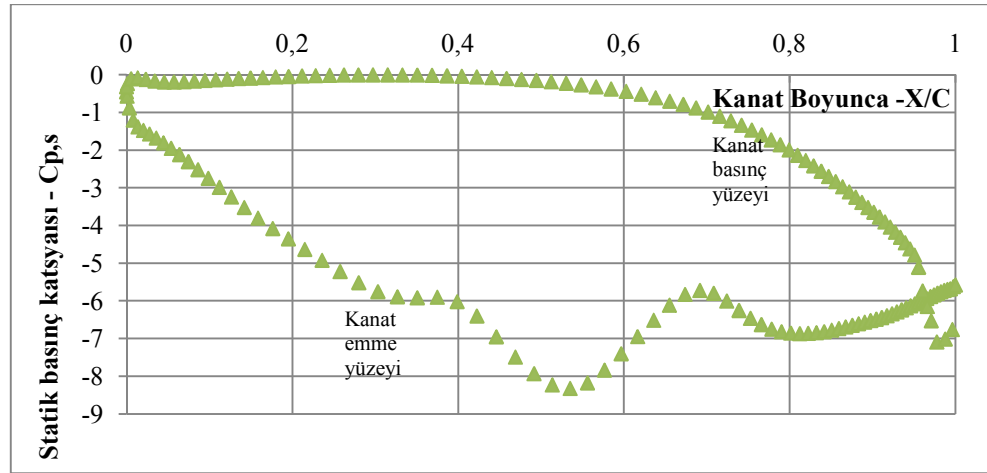


Şekil 5.97 : Rotorun hemen üzerindeki boşluktaki akışın yapısı.

Kanat ucu boşluğundan dolayı kaynaklanan kaçak akım vorteksinin oluşturduğu düşük basınç alanının etkisi özellikle statik basınç katsayısının $h/H=0,9 - 0,95 - 1$ yüksekliklerinde çizilen grafiklerde de açıkça görülmektedir (Şekil 5.96, Şekil 5.98 ve Şekil 5.99).

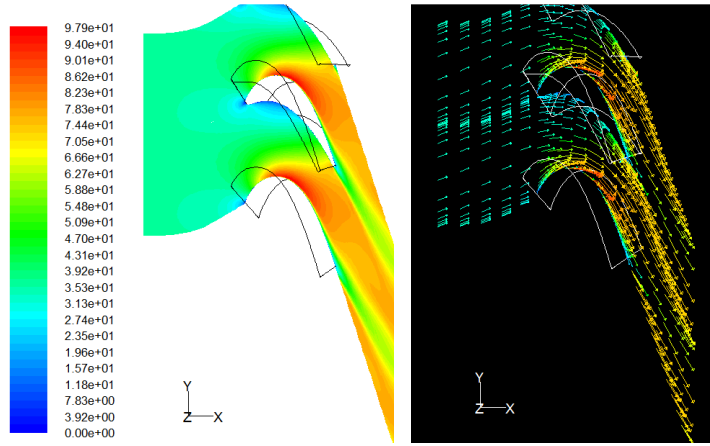


Şekil 5.98 : Rotor kanat statik basınç katsayısı – üst düzlem ($h/H=0,9$).

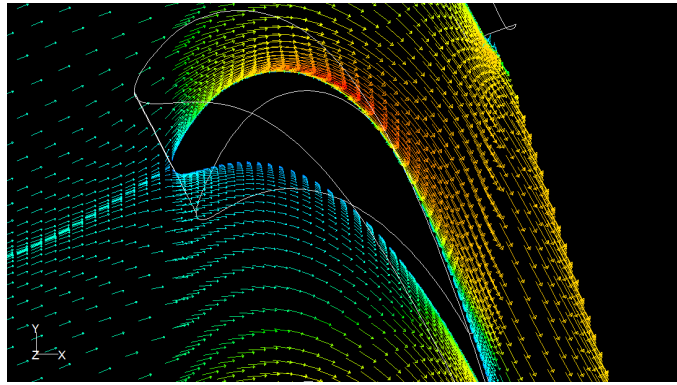


Şekil 5.99 : Rotor kanat statik basınç katsayısı – üst düzlem ($h/H=0,95$).

Grafiklerden de görüldüğü gibi kanat orta düzleminden itibaren kanat ucuna doğru rotor emme kenarı basınç katsayısı düşmekte ve kanat ucunda emme ve basınç yüzeylerindeki statik basınç katsayısındaki fark minimum olmaktadır. Temel olarak bu düşüşün sebebi bu bölgede pasaj vorteksi ve kaçak akım vortekslerinin etkileşimi ile oluşan düşük basınçlı akım bölgeleridir. Bu vortekslerin etkilerinin özellikle $X/C=0,2-0,6$ arasında etkin olduğunda açıkça görülmektedir. Kanat $h/H=1,0$ yüksekliği hariç kanat orta düzleminden kanat ucuna kadar basınç tarafındaki statik basınç katsayısında önemli bir değişiklik görülmemektedir. Kanat üst düzleminde ise kanat yükünün en az olmasının sebebi kanat ucundaki kanat ucu vortekslerinin ve üst taraftaki pasaj vorteksinin etkileşimin kanat yükünü azaltmasından kaynaklanmaktadır. Bu vortekslerin etkisiyle bu bölgede rotorun güç üretme kapasitesi azalmaktadır.

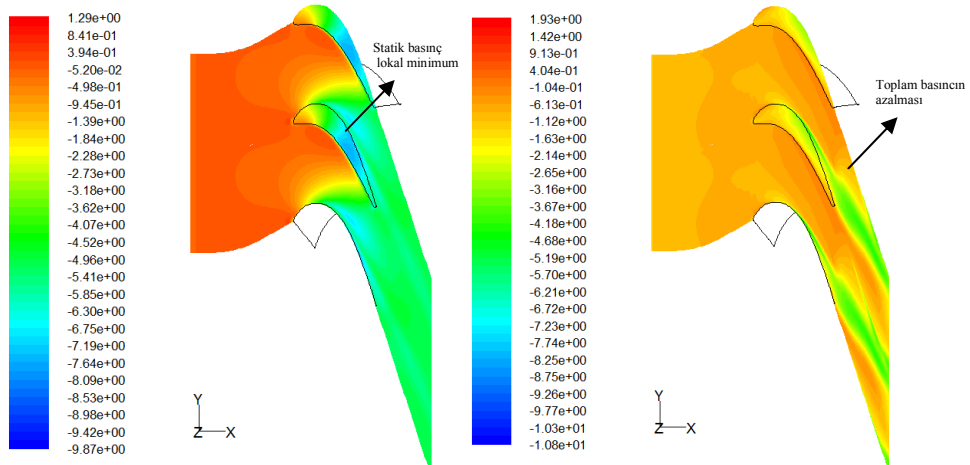


Şekil 5.100 : Rotor orta düzlemindeki hız dağılımı ve vektörleri.

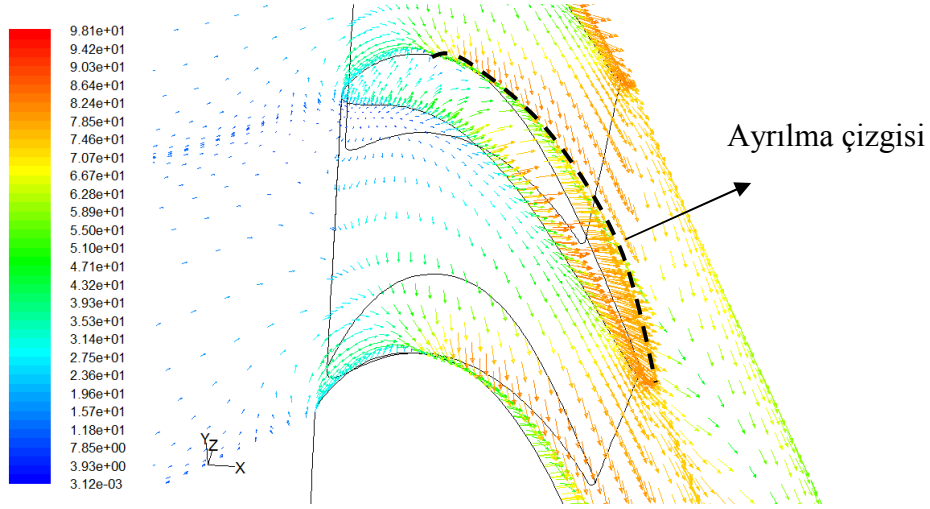


Şekil 5.101 : Rotor orta düzlemindeki hız vektörleri.

Şekil 5.101’de rotor orta düzlemindeki akışın hız vektörleri görülmektedir. Buradan akışın kanat profillerini izlediği ve herhangi bir ikincil akışın varlığı görülmemektedir.

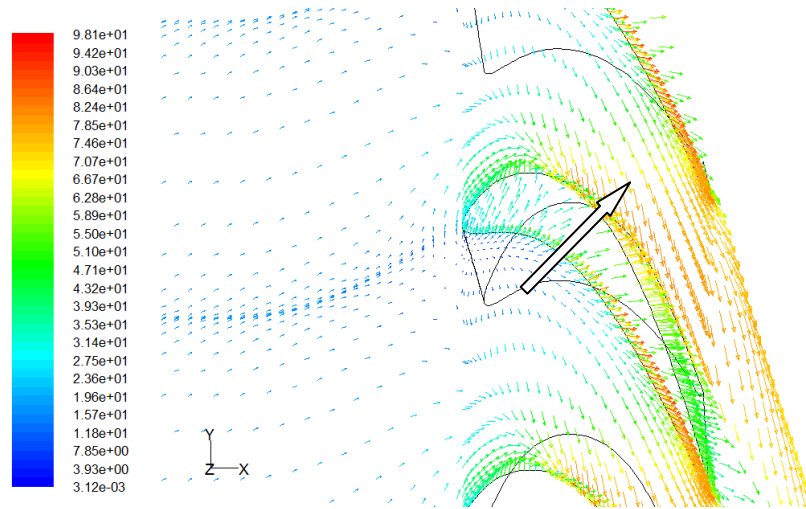


Şekil 5.102 : Kanat ucu orta düzlemindeki statik ve toplam basınç katsayıları.



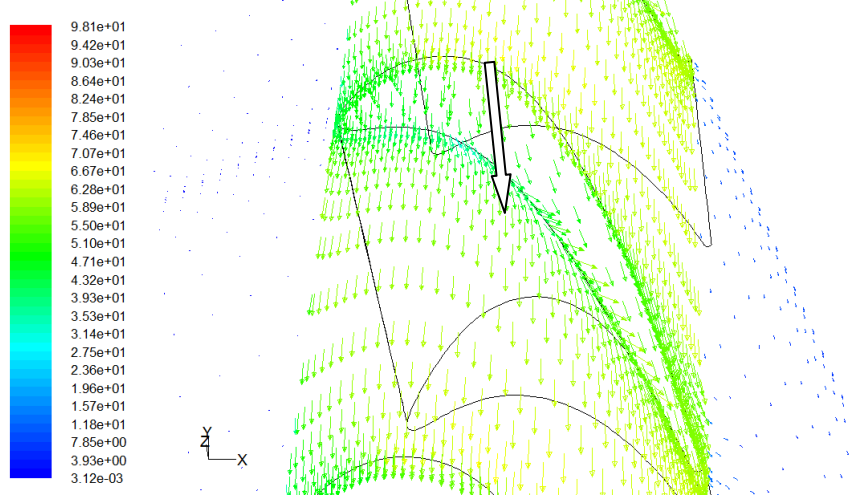
Şekil 5.103 : Kanat ucu boşluğu orta düzleminde hız vektörleri.

Şekil 5.102 ve Şekil 5.103 kanat ucu boşluğundaki gövdeden 0,85 mm uzaklıktaki (kanat ucu orta düzlemi) statik ve toplam basınç katsayıları ile hız vektörleri verilmiştir. Kanat emme yüzeyi tarafında hız vektörlerinden pasaj vorteksi ile etkileşime girerek kaçak akım vorteksi için ayrılma çizgisini oluşturduğu açıkça görülmektedir (Şekil 5.103). Statik basınç katsayısı grafiklerinden pasaj vorteksin etkisi ile oluşan lokal minimum bölgesi kanat emme tarafında gözlemlenmektedir. Ayrıca rotor yüzeyleri boyunca görülen statik basınç katsayıları değerleri kanat basınç tarafından emme tarafına doğru akışı zorlayan ve kaçak akım vorteksinin oluşmasına sebep olan basınç gradyeninin varlığının işaretidir. Toplam basınç katsayısı dağılımı incelendiğinde pasaj vorteksi ile kaçak akım vorteksinin etkileştiği alanda yüksek miktarda kaybın olduğu da açıktır (Şekil 5.102).



Şekil 5.104 : Kanat ucu %10 uzaklıktaki boşluk düzlemindeki hız vektörleri.

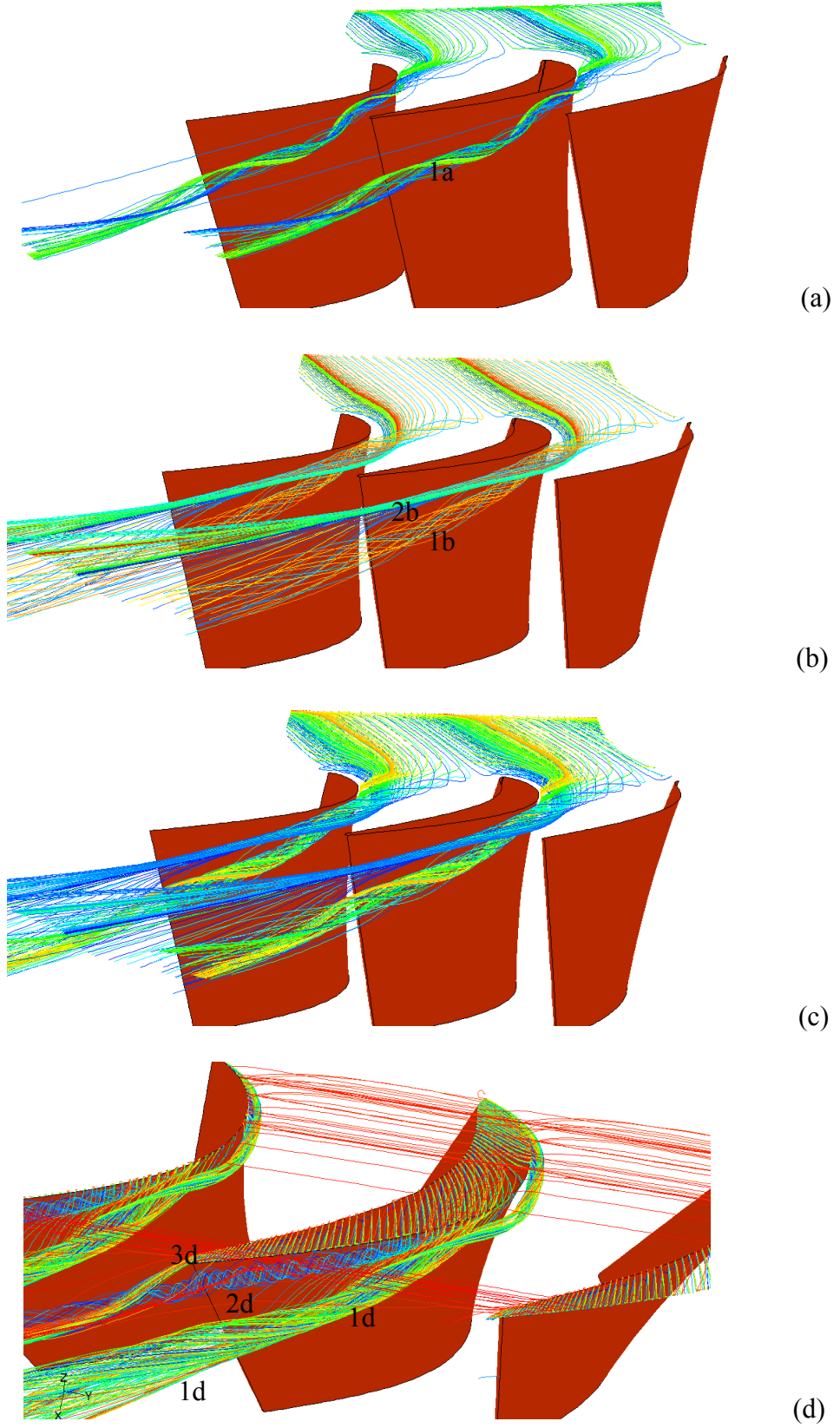
Şekil 5.104 ise kanat ucundan %10 uzakdaki düzlemde hız vektörlerini göstermektedir. Burada da kanat ucu orta düzlemindeki duruma benzer durum gözlemlenmektedir. Kaçak akış vorteksinin etkisinin bu düzlemde etkisinin daha fazla olduğu ayrılma çizgisinin karşılaştırılması ile gözlemlenmektedir. Şekil 5.105 ise kanat ucundan %90 uzakdaki düzlemde hız vektörlerini göstermektedir. Bu düzlemde kanat ucundaki hız vektörlerinin yönlerinin hareketli üst duvar nedeniyle kanat emme tarafından basınç tarafına yönlendiği görülmektedir.



Şekil 5.105 : Kanat ucu %90 uzaklıktaki boşluk düzlemindeki hız vektörleri.

Kanat emme tarafından basınç tarafına doğru hareketli üst duvar kanat boşluğundaki basınç tarafından emme tarafına olan akışın ve basınç gradyeninin oluşmasına boşluğun belli bir yüksekliğinden itibaren izin vermemektedir. Bu kritik yükseklikte durma düzlemi oluşmakta, bu yüksekliğin üst kısmında ise akış kaçak akımın tersine kanat emme tarafından basınç tarafına doğrudur. Toplam olarak kaçak akım debisine bakıldığında kaçak akımdan dolayı kanat basınç tarafından emme tarafına geçen akışkan debisi daha fazladır.

Şekil 5.106 ise kanat ucundaki vortekslerin gelişimini göstermektedir. Buna göre, rotora girişten kanat ucu boşluğu boyunca gelen akış ($h/H=1,0-1,014$) kanat hücum kenarında emme ve basınç kenarları boyunca ayrılmakta ve ayrılma boyunca hareket ederek kanat basınç yüzeyine değmektedir. Kanat basınç yüzeyine ulaştığı yer basıncın lokal olarak minimum olduğu yerdir. Bu değme noktasından itibaren emme ve basınç tarafından gelen akış birlikte sarılarak saat dönme yönünün tersine doğru dönerek kanat pasaj vorteksine katılmakta ve pasaj vorteksini oluşturmaktadırlar (Şekil 5.106 a-1a).



Şekil 5.106 : Kanat uc kısmındaki vortekslerin gelişimi.

Rotora girişten $h/H=0,9 -1,0$ boyunca gelen akış kanat hücum kenarına gelmeden semer bölgesinde ayrılmakta ve kanat basınç kenarındaki akışkan ayrılma çizgisi

boyunca ilerleyerek kanat emme yüzeyine ulaşmakta ve pasaj vorteksini oluşturmaktadır (Şekil 5.106 b-1b). Emme kenarında kanat ucunda ayrılan akışkan ise kanat emme tarafı at nalı vorteksini oluşturmaktadır (Şekil 5.106 b-2b). Bu vorteks ana pasaj vorteksinin üzerinden geçerek büyüklüğü çıkışa doğru çok değişmeden kanadı geçmektedir. Pasaj vorteksi ise kanat boyunca büyüyerek kanadı terk etmektedir.

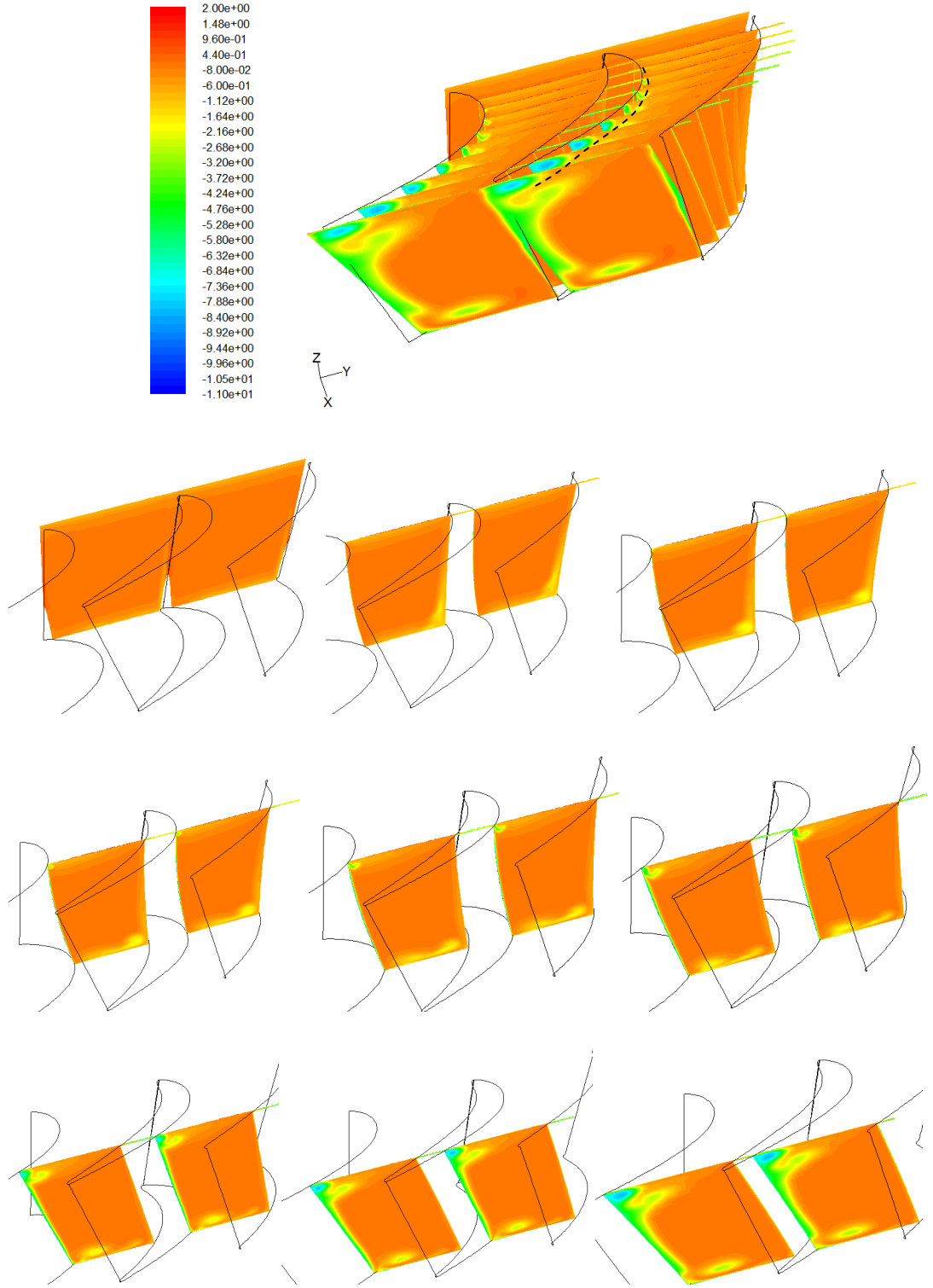
Şekil 5.106 c ise kanat $h/H=0,9-1,014$ arasındaki akışın kanat içindeki yapısını göstermektedir. Kanat pasaj vorteksi ve emme tarafı at nalı vorteksleri grafikte görülmektedir.

Kanat ucu boşluğunda kanat basınç tarafından emme tarafına kaçak vorteksi oluşmaktadır. Bu vorteks ise iki kısımdan meydana gelmektedir. Birincisi kanat hücum kenarına yakın bölgedeki kaçak akımdan dolayı oluşan ve pasaj vorteksine katılan kısımdır (Şekil 5.106 d-1d). İkincisi ise kanat $X/C=0,25$ 'den itibaren kanat ucunda oluşan ve pasaj vorteksine katılmayan ve kanat ucuna yakın bölgede pasaj vorteksinin dönme yönünün tersine dönerek ilerleyen kaçak akım vorteksidir (Şekil 5.106 d-2d). Son olarak ise kanat firar kenarına yakın bölgede kanat boşluğundan kanat ard izine doğru oluşan kanat firar kenarı vorteksi görülmektedir (Şekil 5.106 d-3d).

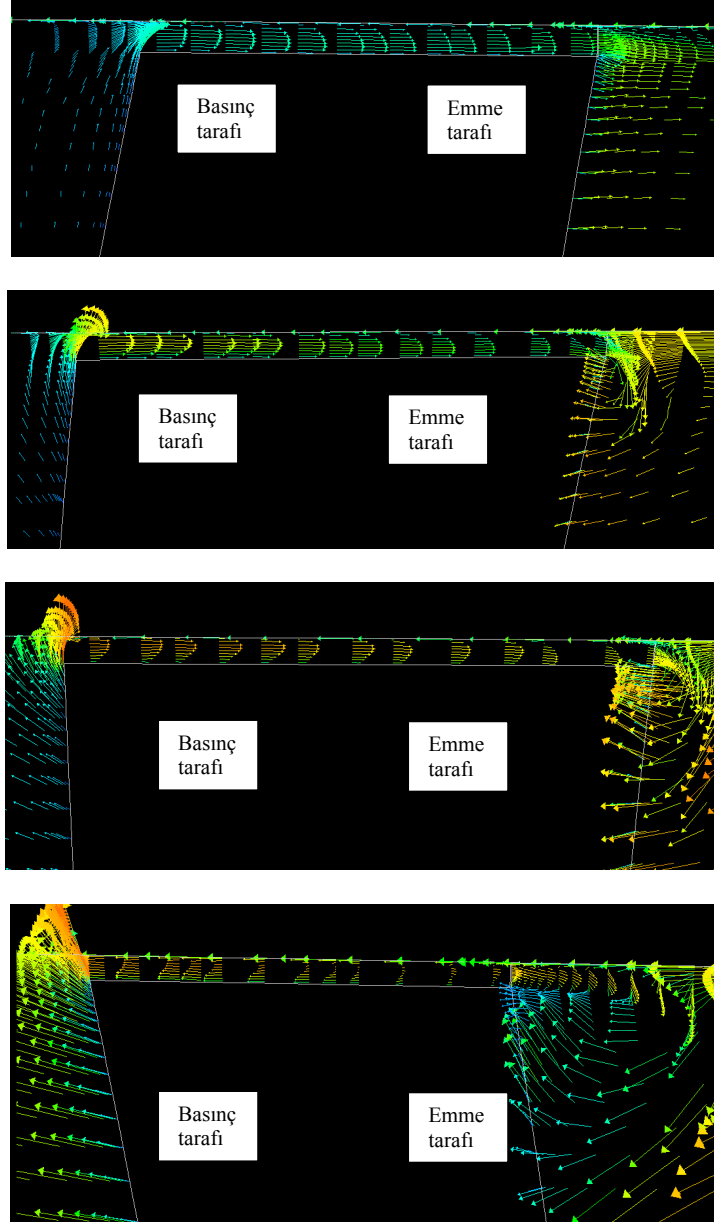
Sonuç olarak kanat uc kısmında dört farklı vorteksin meydana geldiği görülmektedir. Bunlar, kaçak akım vorteksi (2d), kaçak akımın bir kısmı ile etkileşerek gelişen pasaj vorteksi (1a, 1b, 1d), emme tarafı at nalı vorteksi (2b) ve kanat firar kenarında ard izine katılan kaçak akım vorteksidir (3d). İncelendiğinde pasaj vorteksi ile kaçak akım vorteksinin dönüş yönlerinin birbirinden farklı olduğu görülmektedir.

Yapılan analizlerde bir kanat pasajından geçen akışın kütle debisi 0,4820 kg/s olup toplamda yirmiüç adet rotor bulunduğu göz önüne alındığında toplam kütle debisi 11,08 kg/s'dir. Rotor tasarım değerlerine bakıldığında ise kütle debisi 11,05 kg/s'dir. Tasarım ile sayısal analizler arasında sadece %0,3'lük bir fark vardır.

Kaçak akışının kütle debisine bakıldığında ise bir kanat ucundan kaçan akışın kütle debisi 0,0092 kg/s olup yirmiüç rotor kanadı düşünüldüğünde toplam kaçak akım debisi 0,212 kg/s'dir. Bu kaçak akış kanat pasajı boyunca geçen kütle debisinin %1,91'idir.



Şekil 5.107 : Toplam basınç katsayısı $X/C=0-0,2-0,3-0,4-0,5-0,6-0,7-0,8-0,9-1,0$.



Şekil 5.108 : $X/C=0,2-0,4-0,6-0,8$ 'da hız vektörleri (1,27 mm boşluklu).

Çalışmada yapılan diğer bir analizde, kanat ucu kalınlığının kaçak akış ile ilişkisini incelemektir. Bu kapsamda kanat ucu kalınlığı 1,27 mm'den 2,5 mm'ye çıkarılmış ve sayısal analizler gerçekleştirilmiştir. Bu değer toplam kanat boyunun %2,03'üne denk gelmektedir.

Yapılan analizlerde bir kanat pasajından geçen akışın kütle debisi 0,4882 kg/s olup toplamda yirmiüç adet rotor bulunduğu göz önüne alındığında toplam kütle debisi 11,29 kg/s'dir. Rotor tasarım değerlerine bakıldığında ise kütle debisi 11,05 kg/s'dir. Tasarım ile sayısal analizler arasında sadece %2,17'lik bir fark vardır.

Kaçak akışının kütle debisine bakıldığında ise bir kanat ucundan kaçan akışın kütle debisi 0,017 kg/s olup yirmiüç rotor kanadı düşünüldüğünde toplam kaçak akım debisi 0,391 kg/s'dir. Bu kaçak akış kanat pasajı boyunca geçen kütle debisinin %3,46'sıdır. Sonuç olarak kanat ucu boşluğunun artması kanat basınç tarafından emme tarafına olan kaçak akımının artmasına sebep olmaktadır.

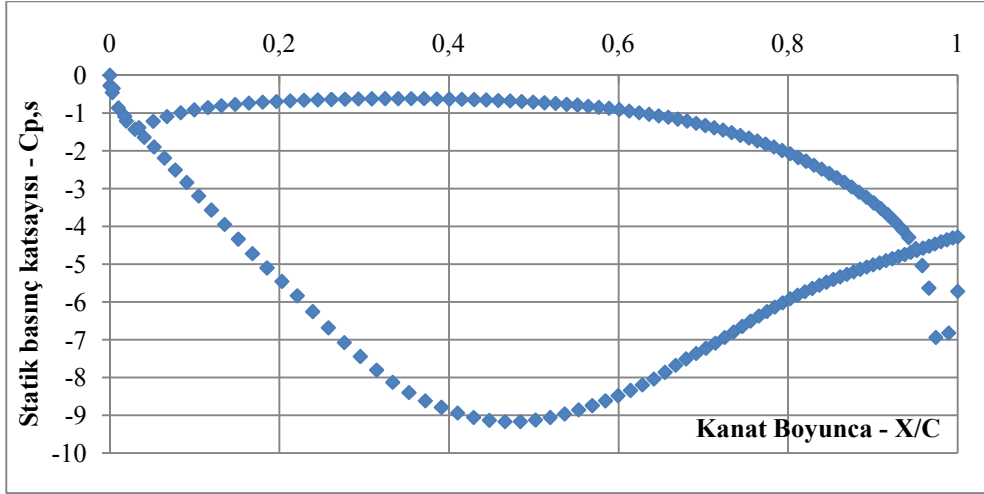
Çizelge 5.8 : Rotor içinde kütle debilerinin karşılaştırılması.

Kanat ucu boşluk yüksekliği	Toplam kütle debisi – kg/s			Kaçak kütle debisi - kg/s		
	Analiz	Tasarım	Fark- %	Analiz	Tasarım	Fark- %
1,7 mm	11,08	11,05	%0,3	0,212	11,05	%1,9
2,5 mm	11,29	11,05	%2,17	0,391	11,05	%3,5

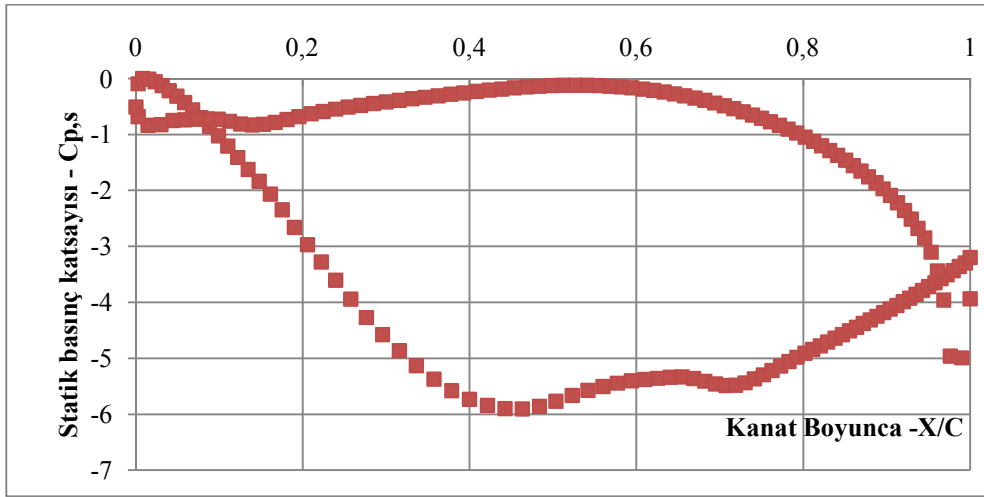
Çizelge 5.9 : Rotor girişinden çıkışına toplam basınç katsayısı.

Kanat ucu boşluk yüksekliği	Toplam basınç katsayısı		
	Giriş	Çıkış	Fark
1,7 mm	0,0012	-0,583	-0,58312
2,5 mm	0,0004	-0,749	-0,7494

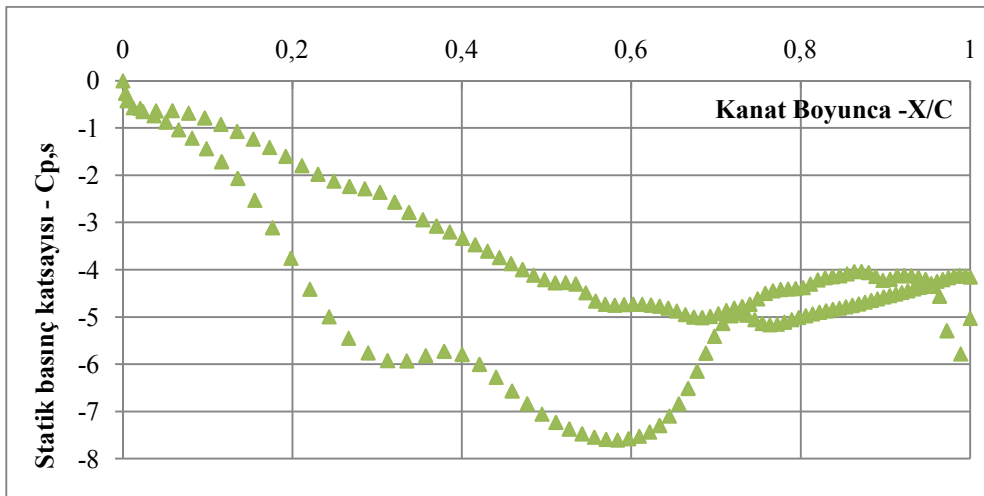
Ayrıca kanat pasajı boyunca toplam basıncın kaybı karşılaştırılmıştır. Buna göre giriş ve çıkıştaki toplam basınç değerleri karşılaştırılmıştır (0). Buna göre kanat ucu boşluğunun artması ile kanat pasajı boyunca toplam basıncın daha fazla azaldığı görülmektedir. Sadece kanat ucu boşluğunun 0,8 mm arttırılması toplam basınç katsayısının yaklaşık 0,16628 azalmasına sebep olmuştur. Bu ise normaldeki 1,7 mm boşluklu rotorun toplam kaybının %28,5 artması anlamına gelmektedir ki bu durum kanat ucu boşluğunun kayıplara olan etkisinin önemini ortaya koymaktadır.



Şekil 5.109 : $h/H=0,5$ 'de statik basınç katsayısı (2,5 mm boşluklu model).



Şekil 5.110 : $h/H=0,0$ 'da statik basınç katsayısı (2,5 mm boşluklu model).

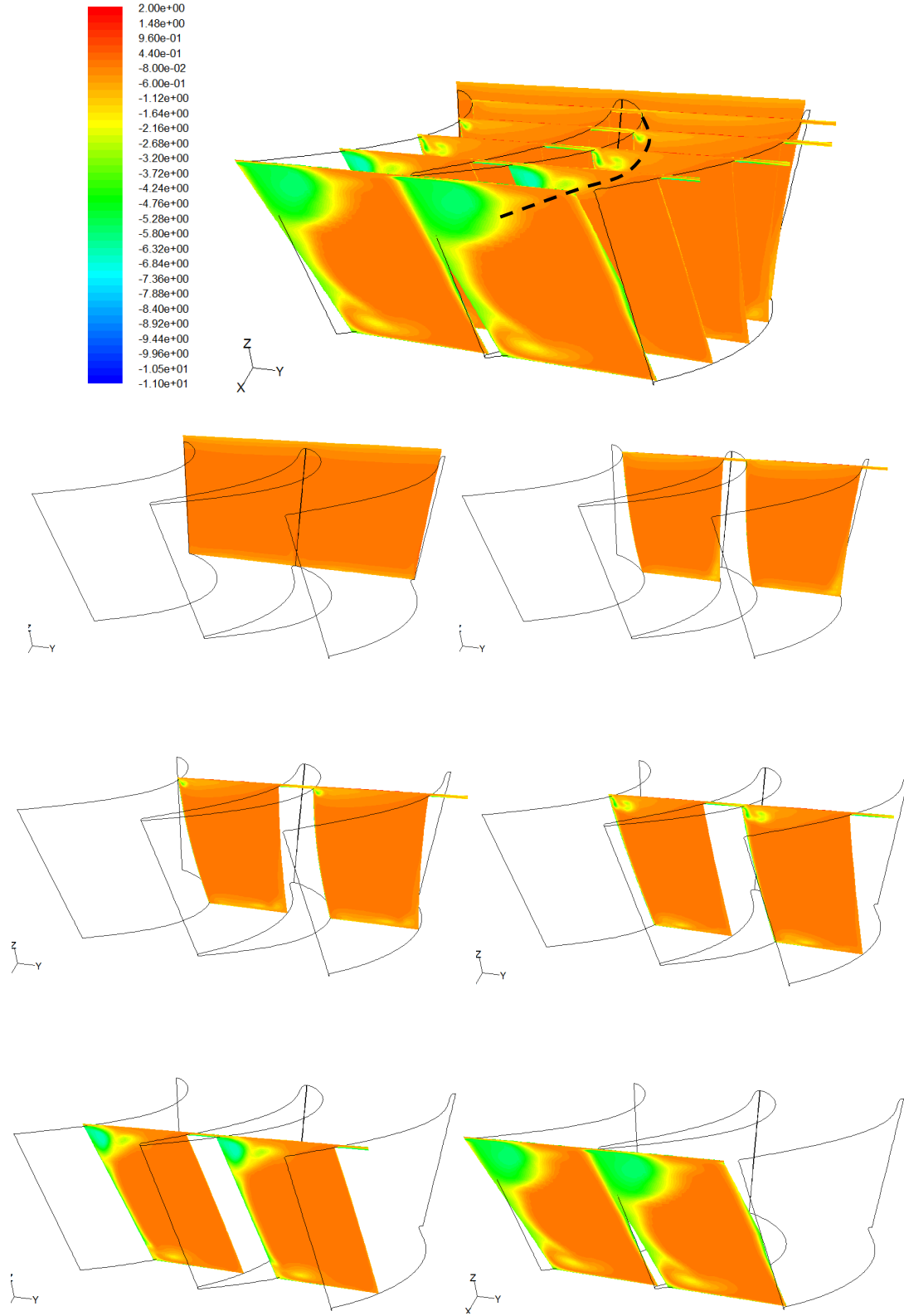


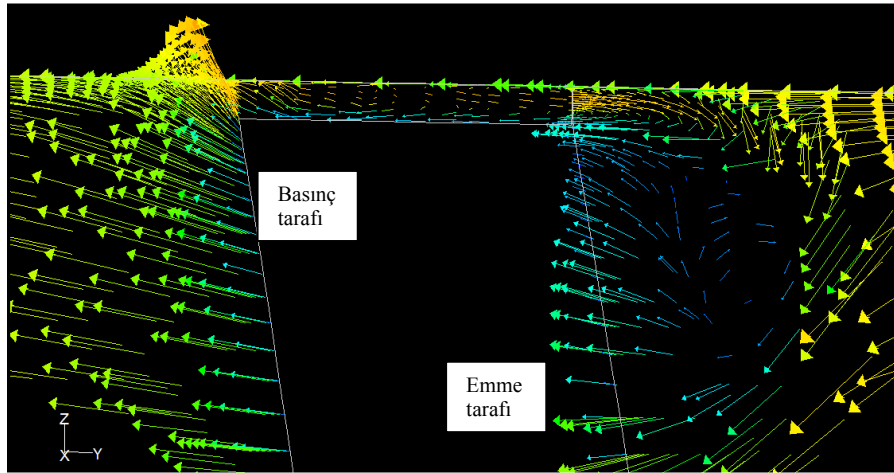
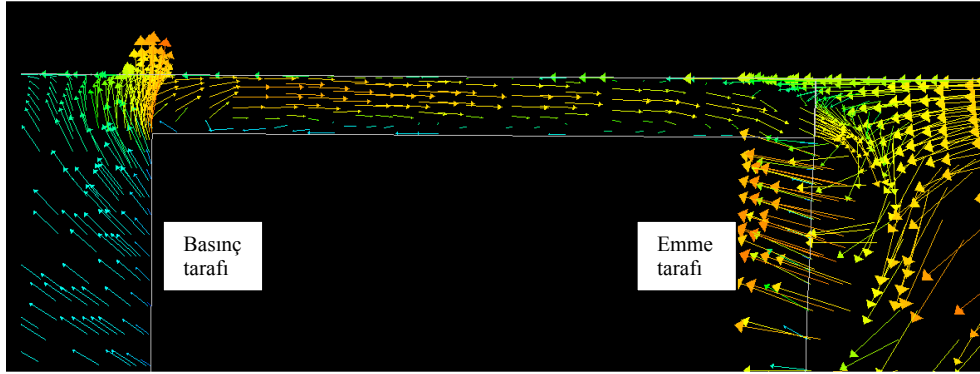
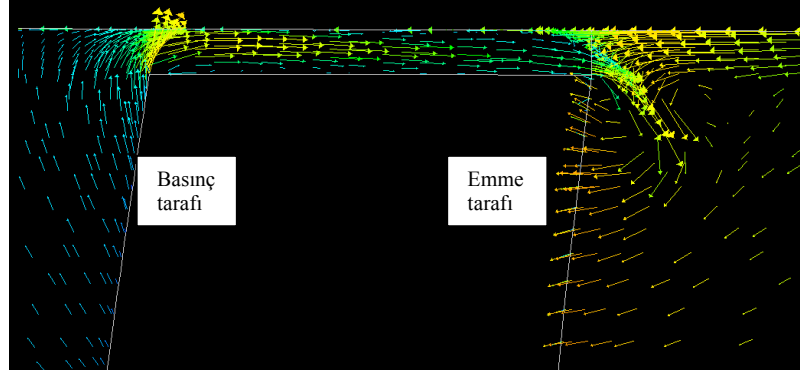
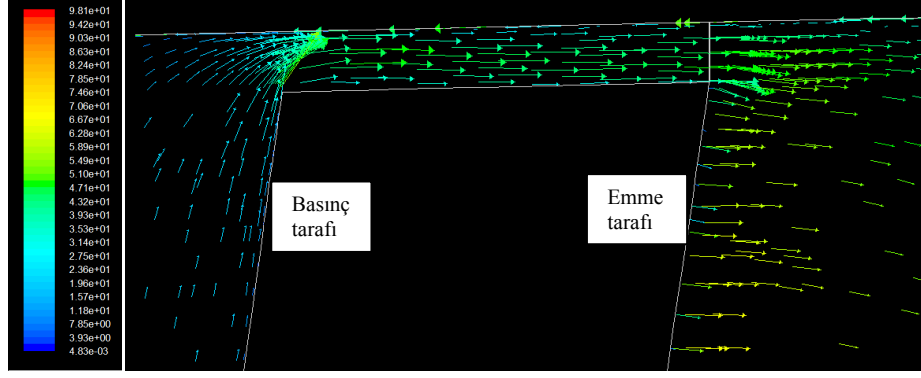
Şekil 5.111 : $h/H=1,0$ 'de statik basınç katsayısı (2,5 mm boşluklu model).

Şekil 5.109, Şekil 5.110 ve Şekil 5.111 2,5 mm kanat ucu boşluklu model için statik basınç katsayısının $h/H=0,0-0,5$ ve $1,0$ yüksekliklerindeki değişimini vermektedir. Ancak bu grafiklerin 1,7 mm boşluklu model için statik basınç katsayısı grafikleri (Şekil 5.94, Şekil 5.95 ve Şekil 5.96) ile karşılaştırılması sonucunda bir farkın olmadığı görülmektedir. Bu durumda kanat ucu boşluğunun kanat yüküne bir etkisi yoktur, kanattan aynı güç elde edilebilir fakat toplam basınç azalımı boşluğun artması ile daha fazla olduğundan kanadın verimi daha az olmaktadır. Şekil 5.112’de 2,5 mm boşluklu rotor için kanat pasajı boyunca toplam basınç katsayısının gelişimini göstermektedir. Şekil 5.107’deki 1,7 mm boşluklu toplam basınç grafikleri ile kıyaslandığında özellikle kaçak akım vorteksinin olduğu alanın çok daha fazla bir alanı kapladığı görülebilmektedir.

Rotor üzerinde yapılan sayısal analiz çalışmalarından elde edilen sonuçlar ise aşağıda sıralanmıştır.

- Stator ve rotorun sayısal analizleri arasında temel olarak bir fark vardır. Rotorun dönen bir eleman olması nedeniyle lineer dizilmiş rotorun sayısal analizleri sırasında kanat üst kısmının hareketli olarak modellenmesi gerekmektedir.
- Kanat aksenal uzunluğu boyunca kanat orta düzleminde kanat ucuna kadar yapılan hız karşılaştırmalarında $y/Y=0,2$ ile $0,8$ arasında modifiye UDF- C_μ ile elde edilen sonuçlar deneysel verilerle uyumlu iken kanat emme ve basınç taraflarındaki yakın bölgelerde bir sapmanın olduğu görülmüştür.
- Rotor boyunca yapılan statik basınç katsayısı incelemesinde yükün en fazla olduğu düzlemin kanadın simetri düzlemi olduğu ($h/H=0,5$), en az yükün ise kanat ucunda ($h/H=1,0$) gerçekleştiği görülmüştür. Kanat ucundaki yükün azalmasının nedeninin ise kanat ucu boşluğundan dolayı meydana gelen kaçak akım vorteksi ve pasaj vorteksi olduğu görülmüştür.





Şekil 5.113 : $X/C=0,2-0,4-0,6-0,8$ boyunca hız vektörleri (2,5 mm boşluklu).

- Kanat ucu boşluğunun olduğu bölgede dört farklı vorteksin olduğu görülmüştür. Bunlardan birincisi, stator analizlerinde de karşılaşılan ana pasaj

vorteksidir. Bu vortekse kanat ucundaki akıştan dolayı oluşan kaçak akım vorteksi de katkıda bulunmaktadır. İkincisi ise, kanat ucu boşluğundan basınç tarafından emme tarafına doğru oluşan kaçak akım vorteksidir. Bir diğer vorteks ise kanat basınç tarafından gelen akışın kanat ucuna gelmeden semer bölgesinden itibaren ayrılmasıyla emme tarafı at nalı vorteksini oluşturması ile gerçekleşmektedir. Diğer bir vorteks ise kanat firar kenarında kanat ucundaki akışın kanat ard izine doğru yönelmesi ile olmaktadır.

- Kanat ucu boşluğunun %47 artırılmasıyla sayısal analizler tekrarlanmıştır ve şu sonuçlar elde edilmiştir. Buna göre kanat boyu boyunca yapılan statik basınç katsayısı karşılaştırılmasında bir fark görülmemiştir.
- Normal durumda kanat ucu boşluğundan kaçak akışı toplam akışının %1,91’iken kanat ucu boşluk yüksekliğinin %47 artması ile %3,46’a yükselmiştir. Toplam basınç katsayısı ise %28,5 azalmıştır. Buna sebep ise kaçak akım vorteksinin kanat ucu boşluğunun artmasıdır. Sonuç olarak kanat ucu boşluğunun artması kanadın veriminin düşmesine sebep olmaktadır.

6. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Enerji, her geçen gün daha da önem kazanan bir ihtiyaç olarak hayatımızın vazgeçilmez bir unsuru haline gelmiştir. Dünyaya ve Türkiye'ye bakıldığında enerjinin yaklaşık %90 oranında türbinlerin bulunduğu kömür ve doğalgaz yakan santrallarda, nükleer santrallarda veya hidrolik santrallarda üretildiği görülmektedir. Bu çerçevede gaz veya buhar türbinleri sürdürülebilir enerjinin yönetimi açısından da büyük bir öneme sahip olduğu görülmektedir. Santrallarda üretilen enerjinin daha verimli üretilmesi ile hem daha az yakıtla enerji ihtiyacı karşılanmış olacak hem de enerjinin üretimi sırasında çevreye salınan emisyonlar azalmış olacaktır. Bugün Türkiye'de elektrik üretimi için kullanılan türbinlerin verimlerinin sadece %1 artırılmasıyla elde edilecek olan enerji yeni kurulacak orta büyüklükte bir santralin üreteceği elektrik enerjisi ile aynı büyüklükte olmaktadır. Bundan dolayı, türbin üzerine birçok araştırma yapılmıştır. Bu doğrultuda türbin kanatları arasındaki akışın doğru bir şekilde etüt edilerek kanat içinde verimi azaltan akış bozukluklarının azaltılması sağlanmalı ve iyileştirmeler sağlanmalıdır. Bu çalışmada da kanat içindeki akışın doğru bir şekilde etüt edilmesi amacıyla lineer dizilmiş stator ve rotor kanatları sabit referans düzleminde sayısal analizler ve çalışmalar yapılmıştır, kanat içinde oluşan ikincil akışlar etüt edilmiştir. İkincil akışları incelemenin türbin kanatları için önemini özetlemek gerekirse;

- İkincil akıştan dolayı oluşan çıkış açılarındaki değişimler türbinden elde edilen işin değişmesine sebep olur. Yüksek basınç türbinindeki kayıpların yaklaşık %50'sini ikincil akışlar oluşturmaktadır.
- İkincil akışlar, kanatlar arasında sürtünmenin sebep olduğu kayıplara ek kayıpların oluşmasına sebep olur.
- İkincil akıştan dolayı çıkışta oluşan düzgün olmayan akış bir sonraki akışı etkilediğinden artarak kayıpların olmasına sebep olur. Bu da kayıpların artmasına verimin düşmesine sebep olur.

- Kademeler boyunca akışta artan düzgünsüzlük kanatların mekanik tasarımını da etkilemektedir.
- Kademeler boyunca ısı transferi ikincil akışlar münasebetiyle artar bundan dolayı film soğutma akışını için gerekli enerji miktarının artmasına sebep olarak negatif etki yapar.

Mekanik enerji üretiminde türbinler önemli bir yere sahiptir. Kayıplarda yapılacak olan azalma veya diğer bir değişle verimin artırılması birincil enerji kaynaklarımız olan yakıtların daha verimli kullanılması anlamına gelmektedir. Bunun sağlanabilmesi ise kanatlar arasındaki akışın çok iyi anlaşılmasından geçmektedir. Türbin kanatları arasındaki akış yapılan literatür araştırması sırasında görülmüştür ki çok karmaşıktır. Birçok araştırmacı tarafından bu akışın hem deneysel hem de sayısal olarak incelendiği görülmektedir. Aynı zamanda sayısal çözümleme teknolojisinde de gelişmelerle olanakların iyileşmesi ve 3 boyutlu viskoz Navier-Stokes denklemlerinin çözülebilmesi kanatlar arasındaki akışın daha iyi anlaşılmasına imkân tanımaktadır.

Bu tezde de kanatlar arasındaki ikincil akışların incelenmesi amacıyla kanatlar arasındaki akış farklı türbülans modelleri çözümlemeleri dikkate alınarak ve çözüme olan etkileri karşılaştırmalı olarak verilerek incelenmiştir. Elde edilen sonuçlar ise elde edilen deneysel sonuçlarla karşılaştırmalı verilmiştir.

Bu sayısal analizler yapılırken dikkat edilmesi gereken ve tezde irdelenen husus ise türbülans modellerinin geometrinin veya akışın doğasından dolayı oluşan eğriliğinden dolayı yetersiz kaldığı ve türbülans modelinde bir modifikasyon yapılmasının gerekliliğidir. Türbin kanatlarının da eğriliğinin olduğu düşünülürse akışın tam ve doğru olarak etüt edilebilmesi açısından bu nokta önemlidir. Literatürde türbin kanatlarının sayısal analizlerine bakıldığında türbülans modellerinde standart $k-\epsilon$ türbülans modeli yaygın olarak kullanılan bir modeldir. Fakat bu türbülans modeli ile dönen ve eğriliğe maruz kalan akışlar da kompleks türbülanslı kayma tabakasını çözmede yetersiz kalmaktadır. Bundan dolayı literatürde yapılmış olan türbülans modifikasyon metotları incelenmiş farklı modifikasyon metotları ile çözümler yapılarak irdelenmiştir.

Bu modifikasyonlar Leschziner ve Rodi (1981) ve Launder, Priddin ve Sharma (1977) tarafından sunulmuştur. Leschziner ve Rodi (1981) tarafından sunulan

modifikasyonda (UDF- C_μ) türbülans viskozitesi akıştaki eğriliği dikkate alacak şekilde modifiye edilmiştir ve sonuç olarak standart k- ϵ türbülans modeline akışın eğriliği ile ilgili matematiksel terimler eklenerek standart k- ϵ türbülans modeli izotropik olmaktan çıkarılmış ve akış eğriliğine cevap verir hale gelmiştir. Launder, Priddin ve Sharma (1977) tarafından sunulan modelde (UDF- ϵ) ise türbülans kinetik enerji dissipasyon denklemi modifiye edilmiş ve eğriliği dikkate alan terimler türbülans modeline eklenmiştir.

Bu çalışma kapsamında sayısal analizler 3 boyutlu olarak FLUENT CFD paket programı ile gerçekleştirilmiş ve türbülans modelinde yapılacak olan modifikasyonlar ise “User Defined Functions” larla (UDF) FLUENT içinde programlanarak çözümlemelere katılmıştır.

Bu tezde yapılan lineer dizilmiş stator ve rotor kanatlarının incelenmesinden önce kullanıcı tanımlı fonksiyonları oluşturulan türbülans modifikasyonları doğrulanması amacıyla bazı akışlar için çözümler yapılmış ve elde edilen sonuçlar irdelenmiştir. Akışta meydana gelen eğrilik iki şekilde gerçekleşebilir. Bunlar ya akışın kendi doğasından dolayıdır ya da akışı çevreleyen geometrinin akışkanı eğri bir yol izlemesine yol açması sonucunda oluşmaktadır. Buna göre yapılan doğrulama çalışmalarında her iki durumu da içeren modeller için çözümler gerçekleştirilmiştir ve sonuçlar deneysel veriler yardımıyla analiz edilmiştir. Üzerinde çalışılmış olan modeller ise şunlardır.

- Basamak akışı (Eğrilik akışın doğasından)
- 90° kare kesitli dirsek (Eğrilik geometriden)
- Goldman statoru (Eğrilik geometriden)

Modifiye türbülans modeli ile akışın doğasından dolayı oluşan eğriliği içeren basamak akışının iki boyutlu sayısal analizlerinde elde edilen sonuçlar aşağıda sıralanmıştır.

- Basamak akışı boyunca hız profillerine bakıldığında standart k- ϵ türbülans modeli için $x/h=2$ 'den ve RNG k- ϵ türbülans modeli için $x/h=3$ 'den itibaren deneysel verilerden sapmıştır. Yani akışın eğriliğine standart ve RNG k- ϵ türbülans modeli cevap verememektedir.
- Modifiye edilmiş türbülans modelleri ile yapılan çözümlemelerde (UDF- C_μ) ve UDF- ϵ) ise deneysel verilerle sayısal sonuçların daha uyumlu olduğu görülmüştür.

$X/h=2-2,5-3-4-5-6$ ve $y/h=0-1$ arasında deneysel verilerle uyum çok iyidir. Bu bölge özellikle eğri akışın bulunduğu resirkülasyon bölgesi olarak nitelendirilmektedir. $X/h=3-4-5-6$ ve $y/h=1,5-3$ arasında ise çözümler ile deneysel sonuçlar nispeten sapma göstermiştir.

- Basamak akışı boyunca türbülans kinetik enerjilerin karşılaştırılmasına bakıldığında ise modifiye UDF- C_μ ve UDF- ϵ türbülans modelleri standart ve RNG k- ϵ türbülans modellerine göre deneysel verilerle daha uyumludur. Deneysel verilere uyum açısından bir sıralama yapılırsa bu UDF- C_μ , UDF- ϵ RNG ve standart k- ϵ türbülans modelleri şeklinde olmuştur.
- Basamaktan sonraki akışın yörüngesini en iyi yakalayan model UDF- C_μ modifiye türbülans modeli olmuştur. İzotropik standart k- ϵ modeli ile elde edilen sonuçlarda yörüngeden sapma en fazladır.
- Basamaktan sonraki kısımda UDF- C_μ çözümlerinde türbülans viskozite değerinin küçüldüğü görülmüştür ve burada standart 0,09 C_μ değerinin akıştaki eğrilikten dolayı 0,06'ya kadar düştüğü görülmüştür.

Modifiye türbülans modeli ile geometrinin eğriliğinden dolayı oluşan eğriliği içeren 90° kare kesitli dirsek için üç boyutlu sayısal analizlerinde elde edilen sonuçlar aşağıda sıralanmıştır.

- Hız profillerinin 0 ve 45°'lik kesitlerde tüm türbülans modelleri ile elde edilen sonuçlar ve deneylerle uyumludur. 90°'lik kesitte etkisi hissedilen pasaj vorteksi bu düzlemleri de etkilemekte ve ana akışın maksimum noktası konveks tarafa doğru kaymaktadır.
- 90°'lik kesitte ve bu kesite dik düzlemde yapılan hız profili karşılaştırmasında C_μ modifikasyonu ile elde edilen sonuçlar RNG k- ϵ türbülans modeli ile birlikte deneysel verilerle daha uyumludur.
- 90°'lik kesitte tüm türbülans modelleri ile elde edilen çözümlerde pasaj vorteksinin etkili ($Y/D=0,38$) olduğu alan doğru olarak elde edilmiştir.
- Statik basınç katsayısının karşılaştırmasında ise ϵ kaynak terimi modifikasyonu (UDF- ϵ) ile yapılan çözümler deneylerle daha uyumludur.
- Pasaj vorteksinin etkisinin hissedildiği 90°'lik kesitte türbülans viskozite oranı konveks yüzeye yakın bölgede izotropik standart k- ϵ türbülans modeline göre

kullanıcı tanımlı fonksiyonların çözümünde (UDF- ε ve UDF- C_μ) artarken yani daha yoğun olarak türbülans etkisi oluşurken, konkav yüzeye yakın bölgede azalmaktadır. Sonuç olarak türbülans viskozite oranı konkav (basınç tarafı) yüzeye yakın yerlerde azalırken, konveks (emme tarafı) yüzeye yakın yerlerde artmıştır. Diğer türbülans modellerine göre oluşan bu durum akıştaki eğriliğin etkisiyle olmuştur.

- Ayrıca orta bölüme yakın yerlerde ($Y/D=0.4-0.8$ arasında) türbülans viskozitesinin neredeyse olmadığı akışın viskoz kuvvetler yerine atalet kuvvetleri tarafından yönetildiği açıkça görülmektedir. Konkav ve konveks yüzeylere yakın yerlerde ($Y/D- 0,0$ ile $0,4$ ve $Y/D- 0,4$ ile $1,0$ arasında) ise durum bunun tersidir.
- Parametrik analizde C_μ modifikasyonu için kullanılan denklemin paydasının artmasıyla hız profillerinin karşılaştırmalarında deneylerle daha uyumlu sonuçlar elde edildiği görülmüştür. Bu durumda eğrilğe göre kullanıcı tanımlı fonksiyonların sabit katsayılarının optimizasyonunu gerektirmektedir ve yapılmıştır.
- Eğrilik boyunca uzunluğun sabit olduğu durumda eğrilik açısının artması pasaj vorteksinin etkisini arttırmaktadır. Bu durum statik basınç katsayısının artması ile gözlenmektedir. Eğrilik uzunluğunun sabit kalması sürtünme kayıplarını sınırlarken, pasaj vorteksinin etkisinin eğrilik açısı ile artması sürtünme kayıplarını arttırmaktadır. Çıkışa doğru ise oluşan pasaj vortekslerinin karışması ile oluşan karışım kayıpları olmaktadır. Bu bölgede de vortisite etkisini kaybetmektedir. Farklı türbülans modelleri ile elde edilen sonuçlar yaklaşık aynı sonuçları vermektedir.
- Eğrilik yarıçapının değişmediği durumda eğrilik boyu artmakta ve bu da sürtünme kayıplarını arttırmaktadır fakat statik basınç katsayılarına bakıldığında da pasaj vorteksinin etkileri her bir eğrilik açısı için aynı olmaktadır. Türbülans modellerinde elde edilen sonuçlar ise yaklaşık aynı olarak elde edilmiştir.

Son olarak modifiye türbülans modellerinin doğrulanması çalışmasında iki boyutlu Goldman Statoru üzerinde çalışmış ve statik basınç katsayılarının kanat boyunca değişimine bakılmıştır. Sonuç olarak ta, eğriliği dikkate alan türbülans modelleri ile elde edilen katsayıların deneysel verilerden maksimum %2 saptığı belirlenmiştir.

Doğrulama çalışmaları sonucunda algoritmaları oluşturularak programlanan modifiye türbülans modelleri ile elde edilen sonuçların yukarıda belirtilen akışlar için izotropik standart k- ϵ modeline göre daha uyumlu ve doğru sonuçlar verdiği görülmüştür.

Tez kapsamında eğriliği dikkate alan türbülans modelleri (UDF- C_μ ve UDF- ϵ) ışığında Pennsylvania State Üniversitesindeki lineer dizilmiş stator üzerinde sayısal analizler gerçekleştirilmiştir. Böylece stator pasajı boyunca ikincil akışlar etüt edilmiştir. Bu kapsamda ayrıca sınır tabakanın vorteks oluşumuna etkisi de incelenmiştir. Bu kapsamda elde edilen sonuçlar ise aşağıda sıralanmıştır.

- Stator üzerinde öncelikle iki ve üç boyutlu sayısal analizler gerçekleştirilmiştir. İki boyutlu analizlerde sınır tabakanın ve dolayısıyla vortekslerin oluşması nedeniyle, statik basınç katsayısının karşılaştırılmasında iki boyutlu statorun yükünün daha fazla olduğu ve toplam basınç katsayısının ise kanat boyunca daha az azaldığı bulunmuştur. İki boyutlu analizler tek boyutlu kanat tasarımında tasarımın gözden geçirilmesi için hızlı çözümler için kullanılabilir fakat gerçek anlamda kanat içindeki akışı tam yansıtmamaktadır.
- Stator üzerinde eğriliği dikkate UDF- C_μ , UDF- ϵ ve standart k- ϵ türbülans modelleri ile analizler gerçekleştirilmiş ve deneysel verilerle kıyaslamalar yapılmıştır. Buna göre;
 - İzotropik standart k- ϵ türbülans modeli kanat emme ve basınç yüzeyleri boyunca statik basınç katsayısını doğru hesaplayamamıştır. Eğriliğin etkisinin katıldığı UDF- C_μ ve UDF- ϵ çözümleri ise deneysel verilerle $h/H=0,5$ ve $0,9$ 'da daha uyumlu sonuçlar vermiştir.
 - Kanat basınç tarafındaki kanat yüzeyine bakıldığında akışın yaklaşık iki boyutlu olduğu ve kanat yüksekliği boyunca katsayıların sabit değerler aldığı görülmüştür.
 - Kanat emme yüzeyinde ise $X/C=0,42$ 'ye kadar akış basınç tarafında olduğu gibi iki boyutlu kalmakta ve kanat yüksekliği boyunca katsayı değerleri sabit kalmaktadır. Bu bölgede değerler yüksek bir hızla değişmektedir. $X/C=0,55$ değerinde katsayı değerleri minimumdan geçmektedir ve akış üç boyutludur.
 - UDF- C_μ türbülans modeli ile yapılan analizlerle $X/C=0,56-0,935$ ve $1,007$ düzlemlerinde $h/H=0,5$ kesitinde elde edilen hız değerleri deneysel verilerle

karşılaştırılmış ve uyumlu sonuçlar bulunmuştur. Fakat $X/C=1,007$ düzlemindeki karşılaştırma da ard izi merkezinde tam uyum sağlanamamıştır. Bunun sebebi ise hem deneylerin dönen referans düzleminde yapılmış olması hem de kanat firar kenarındaki sayısal ağ yapısının çözünürlüğüdür.

- UDF- C_μ türbülans modeli ile yapılan analizlerle kanadın çıkışındaki ard izi bölgesini incelemek için $X/C=1,025$ ve $1,09$ düzlemlerindeki $h/H=0,5-0,7-0,9$ kesitlerinde deneysel verilerle karşılaştırmalar yapılmış ve ard izi profilleri çok iyi doğrulukla tahmin edilmiştir.
- Eğriliği dikkate alan türbülans modelleri ile tasarım değerleri değerlendirilmiştir. Tasarım Mach sayısı değerleri kanat boyunca $h/H=0,5$ ve $0,1$ için karşılaştırılmış ve kanattan belli bir uzaklıkta ($x/\delta=84,7$) tasarım Mach sayıları ile sayısal analiz Mach sayılarının uyumlu oldukları gözlemlenmiştir.
- Stator boyunca akışın yapısı etüt edilmiş ve kayıpların oluşmasına ve kanat yükünün azalmasına sebep olan vortekslerin gelişimi incelenmiştir. Kanat ucunda durma noktası ile oluşan semer noktası kanat boyunca çapraz bir akışın ve ayrılma çizgisinin oluşmasına sebep olmaktadır. Ayrılma çizgisi üzerinden hareket eden akışlar ise bu çizgi boyunca oluşan çapraz akışa sarılarak vorteksin büyüklüğünü arttırmaktadır.
- Kanat içinde oluşan ikincil akışların bir çok parametreye bağlı olduğu görülmüştür. Kanat profili, kanada gelen akışın açısı, gelen akışın sınır tabaka kalınlığı, kanatlar arasındaki mesafe vs başlıca kanat içindeki akışı ve vorteksleri etkileyen parametrelerdir. Sınır tabaka kalınlığının değiştirilmesiyle yapılan analizlerde sınır tabakanın kalınlaşması ile birlikte kanat hücum kenarında oluşan semer noktasının kanat ucundan daha uzakta meydana geldiği ve oluşan vorteklerin daha geniş bir alan kapladığı gözlemlenmiştir. Ayrıca, kanat toplam basınç katsayısının değişiminin arttığı ve kanat yükünün ise azaldığı görülmüştür.
- Genel olarak kanat alt ve üst duvarına yakın bölgelerde vortekslerin etkisi yoğun şekilde hissedilirken orta düzlem bölgesinde akış düzgün orta düzlemine yakın bölgede akış düzelmekte kanat profilini tam takip etmektedir. Sınır tabakanın kalınlaşması ile genel olarak durum değişmemekte fakat vortekslerin kapladıkları alan ve hacim genişlemektedir.

Stator üzerinde yapılan çalışmaların ardından rotor kanadı ile ilgili sayısal analizler incelenmiştir. Bu kapsamda özellikle statordan farklı olarak rotor kanatlarında meydana gelen kaçak akım vorteksleri etüt edilmiş ve kaçak akım vorteksinin boşluk kalınlığı ile değişimi gözlemlenmiştir. Rotor üzerinde yapılan çalışmalarda elde edilen sonuçlar aşağıda verilmiştir.

- Stator ve rotorun sayısal analizleri arasında temel olarak bir fark vardır. Rotorun dönen bir eleman olması nedeniyle lineer dizilmiş rotorun sayısal analizleri sırasında kanat üst kısmının hareketli olarak modellenmesi gerekmektedir.
- Kanat aksel uzunluğu boyunca kanat orta düzleminden kanat ucuna kadar yapılan hız karşılaştırmalarında $y/Y=0,2$ ile $0,8$ arasında modifiye UDF- C_μ ile elde edilen sonuçlar deneysel verilerle uyumlu iken kanat emme ve basınç taraflarındaki yakın bölgelerde bir sapmanın olduğu görülmüştür.
- Rotor boyunca yapılan statik basınç katsayısı incelemesinde yükün en fazla olduğu düzlemin kanadın simetri düzlemi olduğu ($h/H=0,5$), en az yükün ise kanat ucunda ($h/H=1,0$) gerçekleştiği görülmüştür. Kanat ucundaki yükün azalmasının nedeninin ise kanat ucu boşluğundan dolayı meydana gelen kaçak akım vorteksi ve pasaj vorteksi olduğu görülmüştür.
- Kanat ucu boşluğunun olduğu bölgede dört farklı vorteksin olduğu görülmüştür. Bunlardan birincisi, stator analizlerinde de karşılaşılan ana pasaj vorteksidir. Bu vortekse kanat ucundaki akıştan dolayı oluşan kaçak akım vorteksi de katkıda bulunmaktadır. İkincisi ise, kanat ucu boşluğundan basınç tarafından emme tarafına doğru oluşan kaçak akım vorteksidir. Bir diğer vorteks ise kanat basınç tarafından gelen akışın kanat ucuna gelmeden semer bölgesinden itibaren ayrılmasıyla emme tarafı at nalı vorteksinin oluşması ile gerçekleşmektedir. Diğer bir vorteks ise kanat firar kenarında kanat ucundaki akışın kanat ard izine doğru yönelmesi ile olmaktadır.
- Kanat ucu boşluğunun %47 artırılmasıyla sayısal analizler tekrarlanmıştır ve şu sonuçlar elde edilmiştir. Buna göre kanat boyu boyunca yapılan statik basınç katsayısı karşılaştırılmasında bir fark görülmemiştir.

- Normal durumda kanat ucu boşluğundan kaçak akışı toplam akışının %1,91’iken kanat ucu boşluk yüksekliğinin %47 artması ile %3,46’a yükselmiştir. Toplam basınç katsayısı ise %28,5 azalmıştır. Buna sebep ise kaçak akım vorteksinin kanat ucu boşluğunun artmasıdır. Sonuç olarak kanat ucu boşluğunun artması kanadın veriminin düşmesine sebep olmaktadır.

Bu tezde yapılan çalışmalar lineer dizilmiş rotor ve stator içinde verimi ve elde edilen gücü düşüren ikincil akışların incelenmesini içermektedir. Bu çerçevede farklı olarak türbülans modeli kanatlardaki eğriliği dikkate alacak şekilde modifiye edilerek çözümlerde kullanılmıştır. Türbinlerin gelecekteki sürdürülebilir enerji yönetimi için önemi düşünüldüğünde bundan sonraki çalışmaların yapılması türbin tasarımlarının daha da iyi anlaşılması açısından büyük önem taşımaktadır. Bundan sonraki yapılmasının gerekli olduğu düşünülen çalışmalar aşağıda sıralanmıştır.

- Tez kapsamında yapılan çalışmalar modifiye türbülans modelleri (UDF-C_μ, UDF-ε) ile birlikte dönen referans düzleminde tekrarlanmalıdır.
- Öncelikle lineer düzleminde daha sonrasında ise dönen referans düzleminde rotor ve stator etkileşimi çözümlmelidir. Sonrasında ise, türbinlerin kademeli bir çok rotor statordan oluştuğu düşünüldüğünde kademeli türbinin sayısal çözümü gerçekleştirilerek kademeler arası etkileşimde incelenmelidir. Bu çalışma için çözüm ağı sayısının çok fazla olacağı düşünüldüğünden iyi bir bilgisayarın kullanılması çalışmanın gerçekleştirilebilmesi için önemlidir. Ayrıca kanatlar arasındaki akış özellikle rotor stator etkileşimi düşünüldüğünde zamana bağlı olarak değişmektedir. Bundan dolayı çözümler zamana bağlı olarak çözülmeli ve irdelenmelidir. Yapılacak sayısal çalışmalar mutlaka deneysel çalışmalar ile desteklenmelidir.
- İkincil akışların etkilerini azaltıcı yöntemler üzerinde çalışılmalıdır. Kanat pasajı arasına çit konulmasıyla pasaj vorteksinin azaltılması, kanat ucunda geometrik modifikasyonlarla (wing led ve squarrel) kaçak akım vorteksinin azaltılmasının incelenmesi bunlardan bazılarıdır.

KAYNAKLAR

- Blanco, R., Hodson, H. P., Vazquez, R., and Torre, D.** (2003). Influence of the state of the inlet endwall boundary layer on the interaction between pressure surface separation and endwall flows, *Journal of Power and Energy*, Vol.217, Part A.
- Boletis E., and Sieverding C.H.** (1984). Experimental Study of the Flow Field Behind an Annular Turbine Nozzle Guide Vane With and Without Downstream Rotor, *ASME Paper*, **84-GT-15**.
- Brear, M. J., Hodson, H. P., Gonzalez, P., and Harvey, N. W.** (2002). Pressure Surface Separations in Low Pressure Turbines – Interaction With the Secondary Flow, *Journal of Turbomachinery*, Vol.124, 402-409.
- Camcı, C.** (2004). A Turbine Research Facility to Study Tip Desensitization Including Cooling Flows, *von Karman Institute Lecture Series*, VKI-LS 2004-02, pp:1-26.
- Cebeci, T., Stewartson, K., and Whitelaw, J.H.** (1984). *Calculation of two-dimensional flow past airfoils: Numerical and physical aspects of aerodynamic flows*, Springer, Berlin.
- Cheng, G. C., and Farokhi, S.** (1992). On Turbulent Flows Dominated by Curvature Effect, *Journals of Fluids Engineering*, **114**, 52-57.
- Dawes, W. N., and Richards, P. H.** (1983). A Comparison of Experimental and Numerical Results Obtained for the Secondary Flow in a Large Turbine Cascade, *Journal of Phys. D:Appl. Phys.*, **16**, 539-551.
- Dey, D.** (2001). Aerodynamic Tip Desensitization in Axial Flow Turbines, *PhD Thesis*, Pennsylvania State University, Aerospace Department.
- Driver, D.M., Seegmiller, and Lee, H.** (1985). Features of a Reattaching Turbulent Shear Layer in Divergent Channel Flow, *AIAA Journal*, Vol. **23**, No.2, pp.163-171.
- Eckerle W.A., and Langston L.S.** (1987). Horseshoe Vorteks Formation Around a Cylinder, *ASME Paper*, **86-GT-246 109**, 278-286.
- EÜAŞ.** (2007). *Elektrik Üretim A.Ş. 2007 Yıllık Raporu*, Elektrik Üretim A.Ş., Ankara.
- EÜAŞ.** (2008). *Elektrik Üretim A.Ş. 2008 Yıllık Raporu*, Elektrik Üretim A.Ş., Ankara.
- EÜAŞ.** (2009). *Elektrik Üretim A.Ş. 2009 Yıllık Raporu*, Elektrik Üretim A.Ş., Ankara.
- Gibson, M. M.** (1978). An algebraic stress and heat flux model for turbulent shear flow with streamline curvature. *Int. J. Heat Mass Transfer*, **21**: 1609-1617.

- Glynn, D.R., and Marsh, H.** (1980). Secondary Flow in Annular Cascades, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, **2**, pp.29–33.
- Gregory-Smith D.G., and Biesinger T.** (1992) Turbulence Evaluation within the Secondary Flow Region of a Turbine Cascade , *ASME Paper*, **92-GT-60**.
- Gregory-Smith D.G., and Cleak J.G.E.** (1992). Secondary Flow Measurement in a Turbine Cascade with High Inlet Turbulence, *Journal of Turbomachinery*, **114**, 173-183.
- Gregory-Smith D.G., and Graves C.P.** (1983). Secondary Flows and Losses in a Turbine Cascade, *AGARD*, **CP-351**, 17.1-17.24.
- Goldstein, R.J. and Spores, R.A.** (1988). Turbulent Transport on the Endwall in the Region Between Adjacent Turbine Blades, *ASME J of Heat Transfer*, Vol. **110**, pp. 862–869.
- Hazarika B.K., Raj R., and Boldman D.R.** (1986). Three Dimensional Fluid Flow Phenomena in the Blade Endwall Corner Region, *ASME Paper*, **86-GT-179**.
- Hermanson, K. S. and Thole, K.A.** (2000). Effect of Inlet Conditions on Endwall Secondary Flows, *Journal of Propulsion and Power*, Vol.**16**, No 2.
- International Energy Agency-OECD (IEA).** (2005). Energy Policies of IEA Countries – Turkey 2005 Review, OECD/IEA, Paris, France.
- İTÜ Görüşü.** (2007). *Türkiye’de Enerji ve Geleceği*, İTÜ Enerji Enstitüsü, İstanbul.
- Kavurmacioglu, L., Dey, D. and Camci, C.** (2004). Tip Leakage Flow Simulation in AFTRF (Axial Flow Turbine Research Facility) Blade Passages, *VKI Lecture Series on “Turbine Blade Tip Design and Tip Clearance Treatment”*, pp. 27-41.
- Kırkköprü, K., ve Ayder, E.** (2005). *Akışkanlar Mekaniği*, 2. Baskı, Literatür Yayıncılık, İstanbul.
- Kim, K., Wiedner, B., and Camcı, C.** (2002). Influence of Reynolds Number and Streamline Curvature on Viscous Flow Development, *International Journal of Rotating Machinery*, **8(2)**, pp. 109-123.
- Lakshminarayana, B., Camcı, C., Halliwell, I., and Zaccaria, M.** (1992). Investigation of Three Dimensional Flow Field in a Turbine Including Rotor Stator Interaction, *AIAA/SAE/ASME/ASEE 28th Joint Propulsion Conference and Exhibit*.
- Langston, L.S.** (1980). Crossflows in a Turbine Cascade Passage, *ASME J of Engineering for Power*, Vol. **102**, pp. 866–874.
- Langston, L.S., Nice, M.L., and Hooper, R.M.** (1977). Three-Dimensional Flow Within a Turbine Cascade Passage, *ASME J of Engineering for Power*, Vol. **99d**, pp. 21-28.
- Launder, B.E, Priddin, C.H, Sharma, B.I.** (1977). The calculation of turbulent boundary layers spinning and curved surfaces. *ASME Journal of Fluid Engineering*; **99I**: 231-239.

- Launder, B.E. and Spalding, D.B.** (1974). The Numerical Computation of Turbulent Flows, *Comp. Meth. Appl. Mech. Eng.*, **3**, 269-289.
- Lee, H.G., Yoo, J.Y.** (1997). Numerical simulation of turbulent cascade flows involving high turning angles, *Computational Mechanics*, **20**, 247-260.
- Leschziner, M. A., and Rodi, W.** (1981). Calculation of Annular and Twin Parallel Jets using Various Discretization Schemes and Turbulence-Model Variations, *ASME Journal of Fluids Engineering*, **103**, 352-360.
- Luo, J., and Lakshminarayana, B.** (1997). Three-Dimensional Navier-Stokes Computation of Turbine Nozzle Flow With Advanced Turbulence Models, *Transaction of the ASME*, Vol. **119**, pp.516-530.
- Marchal P., and Sieverding C.H.** (1977). Secondary Flow within Turbomachinery Blading, *AGARD*, CP-214, Paper 11.
- Moon, Y.J., and Koh, S.R.** (2001). Counter-Rotating Streamwise Vortex Formation In The Turbine Cascade With Endwall Fence, *Computer and Fluids*, **30**, 473-490.
- Moore H., and Gregory-Smith D.G.** (1995). Turbulence and Transition in Secondary Flows in a Turbine Cascade, *AGARD*, CP-57, Paper 8.
- Moore H., and Gregory-Smith D.G.** (1996). Transition Effect on Secondary Flows in a Turbine Cascade, *ASME Paper* , **96-GT-100**.
- Okamoto, S., and Sunabashiri, Y.** (1992). Vortex Shedding from a Circular Cylinder of Finite Length Placed on a Ground Plane, *J. Fluids Eng.*, **114**, 512-521.
- Papa, M., Goldstein, R.J., and Gori, F.** (2007). Numerical Heat Transfer Predictions And Mass/Heat Transfer Measurements in A Linear Turbine Cascade, *Applied Thermal Engineering*, **27**, 771-778.
- Patel, V.C, Sotiropoulos, F.** (1997). Longitudinal curvature effects in turbulent boundary layers, *Prog. Aerospace Sci.*, **33**, 1-70.
- Sharma, O.P., and Butler, T.L.** (1987). Predictions of Endwall Losses and Secondary Flows in Axial Flow Turbine Cascades, *ASME J of Turbomachinery*, Vol. **109**, pp.229-236.
- Shyy, W., and Vu, T.C.** (1986). A numerical study of incompressible Navier-Stokes flow through rectilinear and radial cascade of turbine blades, *Computational Mechanics*, **1**, 269-279.
- Sieverding C.H., and Van Den Bosche P.** (1983). The Use of Coloured Smoke to visualize Secondary Flows in turbine Blade Cascade, *J.Fluid Mechanics*, **134**, 85-89.
- Takeishi, K., Matsuura, M., Aoki, S., and Sato, T.** (1990). An Experimental Study of Heat Transfer and Film Cooling on Low Aspect Ratio Turbine Nozzles, *ASME J of Turbomachinery*, Vol. **112**, pp. 488-496.
- URL-1**<[http://www.bp.com/liveassets/bp_internet/russia/bp_russiaenglish/STAGING / local_assets/downloads_pdfs/s/Stat_Rev_2006_eng.pdf](http://www.bp.com/liveassets/bp_internet/russia/bp_russiaenglish/STAGING/local_assets/downloads_pdfs/s/Stat_Rev_2006_eng.pdf)>
, alındığı tarih 05.08.2006.

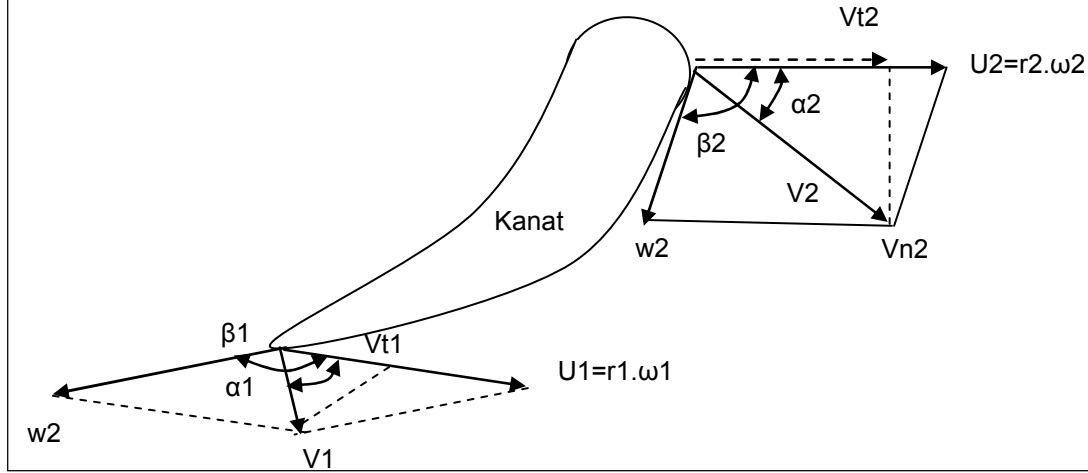
- Walraevens R.E., and Gallusn H.E.** (1995). Stator-Rotor-Stator Interaction in Axial Flow Turbine and its Influence on Loss Mechanisms, *AGARD*, CP-571, Paper No 39.
- Walsh, J.A., and Gregory-Smith, D.G.** (1990). Inlet Skew and the Growth of Secondary Losses and Vorticity in a Turbine Cascade, *ASME J of Turbomachinery*, **112**, 633-642.
- Wiedner B, Camci C.** (1997). Passage flow structure and its influence on end wall heat transfer in a 90° turning duct: Mean flow and high resolution endwall heat transfer experiments, *Journal of Turbomachinery*, **119**(1), 39-50.
- Wilcox, D. C.** (1998). *Turbulence Modeling for CFD*, 2nd Edition, DCW Industries INC.
- Wilcox, D. C, Chambers, T. L.** (1977). Streamline curvature effects on turbulent boundary layers. *AIAA J.*, **15**, 574-580.
- Xiao, X.** (2001). Investigation of Tip Clearance Flow Physics in Axial Flow Turbine Rotors, *PhD Thesis*, The Pennsylvania State University.
- Xu, C., and Amano, S.** (2004). Computational analysis of pitch width effect on the secondary flows of turbine blades, *Computational Mechanics*, **34**, 111-120.
- Yamamoto, A.** (1988). Interaction Mechanism Between Tip Leakage Flow and the Passage Vortex in a Linear Turbine Rotor Cascade, *Journal of Turbomachinery*, **110**, 329-338.

EKLER

- EK A** : Türbomakinalarda akış giriş çıkış açılarının değişiminin elde edilen işe etkisi
- EK B** : Pürüzlü yüzeyler için duvar fonksiyonu ve duvar kenarına en yakın düğüm noktasının duvara olan uzaklığının bulunması

EK A : Türbomakinalarda akış giriş çıkış açılarının değişiminin elde edilen işe etkisi

İkincil akıştan dolayı oluşan çıkış açılarındaki değişimler elde edilen işin değişmesine sebep olur. Bunu teorik olarak göstermek için bir türbomakina olan türbin kanadında akışkanın kanada aktardığı güç dikkate alınmıştır.



Şekil A.1: Kanat hücum ve firar kenarlarındaki akış hız üçgenleri.

Kanada uygulanan moment,

$$T = \rho Q (r_2 V_{t2} - r_1 V_{t1}) \quad (\text{A.1})$$

Burada V_{t2} ve V_{t1} akışın mutlak çevresel hız bileşenleridir. Sürtünme ihmal edilirse akışkanın kanada aktardığı güç,

$$P_w = \omega T = \rho Q (u_2 V_{t2} - u_1 V_{t1}) \quad (\text{A.2})$$

Yukarıdaki aktarılan güç denkleminde;

$$V_n = V_t \tan \alpha \quad (\text{A.3})$$

şeklinde radyal hız ile ilişkilendirilirse;

$$P_w = \omega T = \rho Q (u_2 V_{n2} \cot \alpha_2 - u_1 V_{n1} \cot \alpha_1) \quad (\text{A.4})$$

şeklindedir.

Sonuç olarak görülmektedir ki, türbin kanadına akışkanın aktardığı g  kanatlar arasındaki akışın giriş ve çıkış açılarına bağlıdır. Bu aıların değişimine göre türbinlerden elde edilen g  azalmakta veya artmaktadır.

EK B : Pürüzlü yüzeyler için duvar fonksiyonu ve duvar kenarına en yakın düğüm noktasının duvara olan uzaklığının bulunması

Pürüzlü duvar için Bölüm 4. de verilen duvar fonksiyonuna bazı ek terimler eklenerek aşağıdaki formu alır.

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \log y^+ + B - \frac{1}{\kappa} \log \left(1 + 0.3 \frac{r S_v}{\nu} \right) \quad (\text{B.1})$$

Denklemden verilen r duvardan ölçülen pürüzlülük yüksekliği, ν kinematik viskozite ve S_v kayma hızıdır. Pürüzlülüğün $r=0.0$ olması durumunda duvar fonksiyonunda pürüzlülüğün gelen ek terim yok olur.

Sayısal analizlerde dikkat edilmesi gereken diğer önemli bir nokta ise duvar fonksiyonlarının geçerli olabilmesi için duvara en yakın düğüm noktasının duvara olan uzaklığının belirlenmesidir. Standart duvar fonksiyonlarındaki boyutsuz duvar uzaklığı için $30 < y^+ < 300$ şartının, eğer ki gelişmiş duvar işlemi kullanılıyorsa $y^+ \approx 1$ şartının sağlanması gerekir. y^+ hesabı için gerekli formülasyon aşağıda verilmiştir.

$$y^+ = \frac{\delta \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}}{\nu} \quad (\text{B.2})$$

Bu denklemde kayma gerilmesi için aşağıdaki eşitlik yazılabilir.

$$\sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} = U_e \sqrt{\frac{C_f}{2}} \quad (\text{B.3})$$

Burada C_f yüzey sürtünme katsayısı, U_e ise referans akış hızıdır. Yüzey sürtünme katsayısının hesabı ise aşağıda verilen denklem ile gerçekleştirilir.

Düz yüzey boyunca akış için;

$$\frac{C_f}{2} = 0.037 \text{Re}_L^{-0.2} \quad (\text{B.4})$$

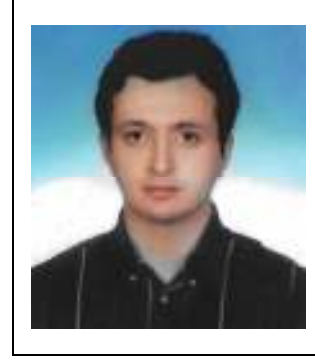
Boru içindeki akış için;

$$\frac{C_f}{2} = 0.039 \text{Re}_D^{-0.2} \quad (\text{B.5})$$

Sonuç olarak, yukarıdaki denklemler vasıtasıyla duvar fonksiyonlarının geçerli olabilmesi ve geçerli aralığın sağlanabilmesi için duvara en yakın düğüm noktasının

yeri belirlenir ve sayısal çözümleme için oluşturulacak çözüm ağıında sınır tabaka için bu değeri kullanılabilir. Fakat yapılan sayısal analizin ardından mutlaka elde edilen boyutsuz duvar uzaklığı y^+ değeri kontrol edilerek, olması gereken değerler arasında olup olmadığı kontrol edilmelidir. Eğer bu aralıkta değil ise gerekli revizyonlar yapıp çözüm tekrarlanmalıdır.

ÖZGEÇMİŞ



Ad Soyadı: SELÇUK ATAŞ

Doğum Yeri ve Tarihi: GÖLKÖY/ ORDU - 1980

Adres: Kurtköy Mah. Yonca Sok. Tuana Evleri D Blk. No:24
D:18 Pendik - İSTANBUL

Lisans ve Yüksek Lisans Üniversitesi:

İstanbul Teknik Üniversitesi – Makina Fak. - Makina Müh. - 2003

İstanbul Teknik Üniversitesi – Fen Bilimleri Ens. – Makina Müh.- 2005

Yayın Listesi:

Makaleler

- Erdem, H., Akkaya, V., Çetin, B., Dağdaş, A., Sevilgen, S., Şahin, B., Teke, İ., Güngör, E., **Ataş, S.**, 2009 : Comparative Energetic and Exergetic Performance Analyses for Coal-fired Thermal Power Plants in Turkey, *International Journal of Thermal Sciences* 48 2179 –2186.
- Erdem, H., Akkaya, V., Çetin, B., Dağdaş, A., Sevilgen, S., Şahin, B., Teke, İ., Güngör, E., **Ataş, S.**, 2009 : Thermodynamic Analysis of an Existing Coal-Fired Power Plant for District Heating/Cooling Application, *Applied Thermal Engineering*.

Konferans Tebliğleri

- **Ataş, S.**, 2012 : Termik Santrallarda Performans İzleme ve Değerlendirme, *IV. Termik Santrallar Çalıştayı*, Akyaka-Türkiye.
- **Ataş, S.**, 2011 : Toz Tutucular, *III Termik Santrallar Çalıştayı*, Muğla-Türkiye.
- **Ataş, S.**, 2009 : Termik Santral Dönüşüm ve Bölge Isıtma Sistemlerinin Fizibilitesi, *Türkiye 1. Bölge Isıtma/Soğutma Konferansı*, Mayıs 2009 Muğla-Türkiye.
- **Ataş, S.**, Gündoğdu, G., Tol, H., Kahraman, M., 2008 : Termik Santralların Atık Isılarının Faydaya Dönüştürme Yöntemleri ve Türkiye Atık Isı Potansiyeli, *14. Uluslararası Enerji ve Çevre Teknoloji Sistemleri ve Konferansı*, Mayıs 2008 İstanbul-Türkiye.
- **Ataş, S.**, Tol, H., 2008 : Kojenerasyon Sistemlerinde Isı Depolama Sisteminin Kullanılması, *14. Uluslararası Enerji ve Çevre Teknoloji Sistemleri ve Konferansı*, Mayıs 2008 İstanbul-Türkiye.

- Ataş, S., Hancıoğlu, E., 2004 : Radyal Akışlı Santrifüj Pompa Çark Tasarımında Optimum Meridyonel Profilin Çiziminde Teorik ve Deneysel Yaklaşım, 5. Pompa-Vana Kongresi, Kasım 2004 İstanbul-Türkiye.

Tezler

- Ataş, S., 2005 : Santrifüj Pompa İçindeki Akışın Sayısal Analizi, İstanbul Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Makina Mühendisliği.