

**T.C.
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**SİKLON AYIRICI VE YAKICILARDA AKIŞ
KAREKTERİSTİKLERİNİN
İNCELENMESİ**

Gültekin TAŞDİREK

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
MAKİNE MÜHENDİSLİĞİ ANA BİLİM DALI**

BURSA 2006

T.C.
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

SİKLON AYIRICI VE YAKICILARDA AKIŞ
KARAKTERİSTİKLERİNİN
İNCELENMESİ

Gültekin TAŞDİREK

YÜKSEK LİSANS TEZİ
MAKİNE MÜHENDİSLİĞİ ANA BİLİM DALI

Bu tez 27/ 01/ 2006 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oybirliği/oy çokluğu ile kabul edilmiştir.

.....
Yrd.Doç. İhsan KARAMANGİL
(Danışman)

.....
Prof.Dr. Atakan AVCI
(Jüri Üyesi)

.....
Doç.Dr. Yücel TAŞDEMİR
(Jüri Üyesi)

ÖZET

Bu çalışmada, siklon içerisindeki akış modeli incelenmiştir ve CFD analizi yapılmıştır. Bir parametrenin akış üzerindeki etkisini inceleyebilmek için analizler yapılırken sadece o parametrenin değeri değiştirilerek diğerleri sabit tutulmuştur.

Farklı giriş hızlarında analizler yapılmıştır. Sonrasında 15 m/s sabit giriş hızında sadece pürüzlülük değerleri değiştirilerek analizlere devam edilmiştir. Son olarak da sıcaklığın etkisini incelemek için diğer parametreler sabit tutularak yine 15 m/s giriş hızında farklı sıcaklıklarda analizler yapılmıştır.

Analizler sonucunda bulunan değerlerin doğruluğunu kontrol etmek için literatür taraması yapılarak benzer çalışmalar bulunmuştur. Bu çalışmada elde edilen CFD analiz sonuçları ile bulunan ampirik ifadeler ve deneysel sonuçlar birbiriyle karşılaştırılmıştır.

ANAHTAR KELİMELER: Siklon, CFD, Giriş hızı, Pürüzlülük, Basınç düşüşü

ABSTRACT

This work presents, flow model in cyclone and CFD analysis. To examine effect of a parameter, only rate of the specific parameter has been changed and others were kept constant.

Some analysis were done in different inlet velocities. Then, these analysis were achieved by changing roughness rate. Finally to examine heat effect some analysis were done in diferent heats but keeping other paremeters were fixed.

To confirm the results of analysis, some similar works were found by searching litaretures. Likewise in this work experimental data which were results of CFD analysis and empricial results were compared.

KEYWORDS: Cyclone, CFD, Inlet Velocity, Roughness, Pressure Drop

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
İÇİNDEKİLER.....	iii
SİMGELER.....	v
ŞEKİLLER.....	vii
ÇİZELGELER.....	xi
1. GİRİŞ.....	1
2. KAYNAK ARAŞTIRMASI.....	3
2.1. Siklonların Genel Yapısı.....	9
2.2. Ters Akışlı Siklonlar.....	12
2.2.1. Ters Akışlı Siklonda Akış Modeli.....	12
2.2.2. Ters Akışlı Siklonda Partiküllere Etki Eden Kuvvetler.....	18
2.2.3. Daldırma Borusu Yarıçapındaki Çevresel Hız.....	20
2.3. Siklonda Basınç Kayıpları.....	23
2.3.1. Hava Kanallarındaki Daralma Kayıpları Ve Hesapları	28
2.3.2. Yön Değiştirme Kayıpları	30
2.4. Siklon Yanma Odaları.....	31
2.4.1. Genel Özellikleri.....	31
2.4.2. Siklon Yanma Oda Çeşitleri.....	35
2.4.3. Basınç Düşüşü	45
2.5. Besleme Ünitesi.....	49
2.5.1. Besleme Ünitesi Çeşitleri.....	49
2.6. Siklon Dizaynı.....	52
3. MATERYAL VE YÖNTEM.....	54
3.1. Hesaplmalı Akışkanlar Dinamiği (CFD).....	54
3.1.1. Korunum Denklemleri.....	55
3.1.2. Türbülans Modelleri.....	56
3.1.3. Cidara Yakın Akışın Modellenmesi.....	62
3.1.4. CFD ile Akış Çözüm Aşamaları.....	65
3.1.5. Sınır Şartları.....	67

3.1.6. Değişken Tanımlamaları.....	71
3.1.7. Ayrıklaştırma ve Çözüm Teorisi.....	73
4. SIKLONUN CFD ANALİZİ VE SONUÇLARI.....	91
4.1. Siklonun Genel Boyutları Ve Katı Modelin Oluşturulması.....	91
4.2. Sayısal Çözüm Ağının Oluşturulması.....	93
4.3. CFD Analizi.....	96
4.3.1. Farklı Giriş Hızlarında CFD Analizi.....	97
4.3.2. Farklı Pürüzlülük Değerlerinde CFD Analizi.....	109
4.3.3. Farklı Sıcaklık Değerlerinde CFD Analizi.....	118
5. ARAŞTIRMA SONUÇLARI VE TARTIŞMA.....	128
KAYNAKLAR	
TEŞEKKÜR	
ÖZGEÇMİŞ	

SİMGELER

a	Siklon giriş yüksekliği (m),
a_r	Radyal ivme (m/sn^2),
A	Karakteristik yüzey alanı (m^2),
A_e	Giriş kanalı kesit alanı (m^2),
A_i	Daldırma borusu giriş kesit alanı (m^2),
b	Siklon giriş genişliği (m),
c_o, c_i	Partikül giriş ve çıkış konsantrasyonu,
C	Boyutsuz geometrik parametre,
d	Partikül çapı (μm),
D_e	Siklon çıkış kanalının çapı (m),
D_r, D_o	Siklonun silindirik bölgesinin çapı (m),
\bar{f}_c	Partiküle etkiyen merkezkaç kuvveti (N),
\bar{f}_{col}	Partiküle etkiyen çarpışma kuvveti (N),
\bar{f}_D	Partiküle etkiyen aerodinamik sürüklenme kuvveti (N),
\bar{f}_G	Partiküle etkiyen yerçekimi kuvveti (N),
g	Yer çekimi ivmesi (m/s^2),
h	Daldırma borusu ile siklonun alt noktası arasındaki mesafe (m),
h_f	Ani daralmadan dolayı meydana gelen sürtünme kaybı (mmSS),
H	Toplam basınç kaybı (mmSS),
H_L	Ani genişlemeden dolayı meydana gelen basınç kaybı (mmSS),
H_b	Egzoz fırılının yüksekliği,
K_c	Daralma kaybı katsayısı,
L	Siklonun uzunluğu (m),
n	Vorteks eksponenti,
m	Kütle (kg),
\dot{m}	Kütlesel debi (kg/s),
m_f	Akışkan kütlesel debisi (kg/s),
M_a	r_a 'ya oranlanmış impuls momenti (Nm),
M_e	r_e 'ye oranlanmış impuls momenti (Nm),
P	Basınç (Pa),

dp/dr	Radyal yöndeki basınç dağılımı,
Q	Hacimsel gaz akış debisi (m^3/s),
r	Siklon eksenine olan radyal uzaklık (m),
r_a	a noktasındaki yarıçap (m),
r_i	Daldırma borusu yarıçapı (m),
r_w	Siklon ekseninden siklon dış duvarına olan uzaklık (m),
s	Swirl numarası,
S	Plaka mesafesi (m),
T	Sıcaklık ($^{\circ}K$),
u_{θ}	Ortalama oluk çıkış hızı (m/s),
V	Hız (m/s),
V_{r_a}	a noktasındaki radyal hız (m/s),
V_t	Teğetsel hız (m/s),
V_{φ}	Çevresel hız (m/s),
V_{φ_a}	a noktasındaki çevresel hız (m/s),
V_{φ_i}	i noktasındaki çevresel hız (m/s),
V_1	Giriş hızı, (m/s),
V_3	Çıkış hızı, (m/s),
w_i	Daldırma borusundaki hız (m/s),
w_{fa}	Tanecik çökme hızı (m/s),
ω	Açısal hız (rad/s),
ω_w	Radyal partikül hızı ($r = r_w$ konumunda) (rad/s),
α	Düzeltilme katsayısı,
ρ_g, ρ_{air}	Havanın yoğunluğu (kg/m^3),
ρ_p	Partikül yoğunluğu (kg/m^3),
λ	Karakteristik değer,
θ	Açısal konum ($^{\circ}$),
μ	Viskozitesi,
φ	Daralma açısı ($^{\circ}$),
ξ	Basınç kayıp katsayısı,
ζ_t	Teğet akış deliği boyunca basınç kayıp katsayısı,
ζ_{∞}	Akış deliklerinden egzoza basınç kayıp katsayısı,

ŞEKİLLER

Şekil 2.1	Siklon tipleri.....	10
Şekil 2.2	Siklondaki vorteks yapısı.....	11
Şekil 2.3	Teğetsel girişli aksenal çıkışlı siklon.....	12
Şekil 2.4	Siklon içerisindeki akış modeli.....	13
Şekil 2.5	Ters akışlı siklonda hız dağılımları.....	14
Şekil 2.6.	Çevresel hız V ve radyal ivme a_r 'nin değişim eğrileri.....	16
Şekil 2.7.	Girdap çökmesindeki basınç dağılımı.....	16
Şekil 2.8.	Girdap ve çökmede oluşan akım şekli.....	17
Şekil 2.9	Siklon giriş biçimleri ve akım büzölmeleri.....	22
Şekil 2.10	Giriş düzeltme faktörü α 'nın yüzey oranı A_e / A_i ve uzunluk oranı b/r_a bağılı olarak değişimi.....	22
Şekil 2.11.	Giriş Tipleri.....	24
Şekil 2.12.	Teğetsel Giriş Tipleri.....	24
Şekil 2.13	Değişik daldırma borusu tasarımları.....	25
Şekil 2.14	Siklonun temel boyutları.....	26
Şekil 2.15.	Konik kesit genişlemesinde ξ^1 sabitinin δ açısına göre değerinin değişimi.....	29
Şekil 2.16.	Bazı siklon yakıcı konfigürasyonları a) Yatay (ya da 5-20° eğimli) ve yüksek sıcaklıklara dayanımlı b) ve c) Değişik tip dikey siklon yakıcılar.....	31
Şekil 2.17	I.Tip Siklon Yakıcıları.....	33
Şekil 2.18	II.Tip Siklon Yakıcıları.....	33
Şekil 2.19	III.Tip Siklon -multi girişli-Yakıcıları.....	33
Şekil 2.20	IV.Tip Rusya Enin siklon yakıcı (Yüksek oranda kükürt içeren yağları yakmak için.....	34
Şekil 2.21.	V.Tip siklon için genel düzen.....	35
Şekil 2.22.	Birinci tip siklon yakıcının aerodinamiği.....	36
Şekil 2.23.	İkinci tip siklon yakıcının aerodinamiği.....	39
Şekil 2.24.	İkinci tip siklon yakıcıda ikincil hava hızının etkisi ve gaz yayılımında girdap numarası.....	40

Şekil 2.25. Birinci ve ikinci tip siklonlarda çeşitli pozisyonlarda tanjantiel giriş hızlarının aerodinamik etkisi.....	40
Şekil 2.26 Üçüncü tip siklonda arka yüzeyde engelleme yok. İzotermal akış.....	41
Şekil 2.27 Şekil 3.26'nin arka yüzey kondisyonununun 6x1mm radyal perdelerin etkisinin farklı bir şekli.....	41
Şekil 2.28. Dördüncü tip siklonda yakıt enjeksiyon alev formları ve sıcaklık seviyeleri.....	43
Şekil 2.29 Beşinci tip siklonda malzeme işleyicileri (prosesleri).....	44
Şekil 2.30 Ayarlanabilir siklon yakıcılar.....	45
Şekil 2.31. Ayarlanmış siklon yanma odası için patlama limitleri ve yanma modu değişim diyagramı.....	47
Şekil 2.32. Farklı siklon kombinasyonları için toplam giriş ve çıkış kayıpları (a) Giriş kayıpları (b) Sürtünme odaları, swirl ve çıkış kayıpları (c) Siklon odalarının D_e/D_o oranlı sürüklenme kayıpları.....	48
Şekil 2.33 Bantlı terazili-fırçalı-enjektörlü besleme ünitesi.....	50
Şekil 2.34. Hücre tekerli besleme ünitesi.....	51
Şekil 2.35. Titreşimli besleme ünitesi.....	51
Şekil 2.36 Siklonun temel boyutları.....	53
Şekil 3.1. Bir CFD probleminin çözümündeki işlem adımları.....	66
Şekil 3.2. CFD analizlerinde kullanılan hacim elemanı tipleri.....	66
Şekil 3.3. Bir ağ elemanının bileşenleri.....	73
Şekil 3.4. Bir ağ elemanındaki integral noktaları ve eleman yüzey merkezi.....	75
Şekil 3.5. Bir hexa eleman üzerindeki düğüm noktaları.....	77
Şekil 3.6. Kodun çözüm algoritması.....	83
Şekil 3.7. Multigrid yaklaşımında oluşturulan sanal ağ yapıları.....	86
Şekil 3.8. Sayısal difüzyon açısından iki ağın karşılaştırılması.....	88
Şekil 3.9. Giriş sınır şartı olarak ağa uyumsuz step fonksiyonu verildiğinde sayısal difüzyon.....	88
Şekil 3.10. Sayısal difüzyon açısından tetra ağ yapılarının karşılaştırılması.....	89
Şekil 3.11. Ağ uyumsuz step fonksiyonu verildiğindeki sayısal difüzyon.....	90
Şekil 4.1. Siklonun teknik resmi ve ölçüleri.....	91

Şekil 4.2. Siklonun tam geometrisi.....	92
Şekil 4.3. (a) Siklon girişi (inlet)	
(b) Siklon çıkışı (outlet).....	92
Şekil 4.4. Kesit halinde içeri giren çıkış borusunun görünüşü.....	93
Şekil 4.5. Siklonun hexa ağ yapısının genel görünümü.....	94
Şekil 4.6. Siklon girişinin (inlet) ağ yapısı.....	94
Şekil 4.7. Siklon çıkışının (outlet) ağ yapısı.....	95
Şekil 4.8. Hexa elemanların (skew) kalite değerleri.....	96
Şekil 4.9. Katı model üzerinde sınır şartlarını gösterimi.....	97
Şekil 4.10. Farklı giriş hızlarında, siklon hız konturları.....	98
Şekil 4.11. Farklı giriş hızlarında statik basınç konturları.....	99
Şekil 4.12 Farklı giriş hızlarında toplam basınç konturları.....	100
Şekil 4.13. Siklon tabanından 665 mm yukarıda oluşturulan yüzey.....	101
Şekil 4.14. Farklı giriş hızları için A bölgesindeki statik basınç değerlerinin karşılaştırılması.....	102
Şekil 4.15. Farklı giriş hızları için A bölgesindeki toplam basınç değerlerinin karşılaştırılması.....	102
Şekil 4.16. Farklı giriş hızları için A bölgesindeki hız değerlerinin karşılaştırılması.....	103
Şekil 4.17. Siklon tabanından 525mm yukarıda oluşturulan yüzey.....	103
Şekil 4.18. Farklı giriş hızları için B bölgesindeki statik basınç değerlerinin karşılaştırılması.....	104
Şekil 4.19. Farklı giriş hızları için B bölgesindeki toplam basınç değerlerinin karşılaştırılması.....	104
Şekil 4.20. Farklı giriş hızları için B bölgesindeki hız değerlerinin karşılaştırılması.....	105
Şekil 4.21. Siklon tabanından 265 mm yukarıda oluşturulan yüzey.....	105
Şekil 4.22. Farklı giriş hızları için C bölgesindeki statik basınç değerlerinin karşılaştırılması.....	106
Şekil 4.23. Farklı giriş hızları için C bölgesindeki toplam basınç değerlerinin karşılaştırılması.....	106
Şekil 4.24. Farklı giriş hızları için C bölgesindeki hız değerlerinin karşılaştırılması.....	107
Şekil 4.25. Hızlara göre basınç kayıplarının karşılaştırılması.....	107
Şekil 4.26. Basınç kayıp ifadelerine göre karşılaştırma.....	109
Şekil 4.27. Farklı pürüzlülüklerde siklon hız konturları.....	110
Şekil 4.28. Farklı pürüzlülüklerde statik basınç konturları.....	111
Şekil 4.29. Farklı pürüzlülüklerde toplam basınç konturları.....	112
Şekil 4.30. Farklı pürüzlülük değerleri için A bölgesindeki statik basınç değerlerinin karşılaştırılması.....	113

Şekil 4.31. Farklı pürüzlülük değerleri için A bölgesindeki toplam basınç değerlerinin karşılaştırılması.....	113
Şekil 4.32. Farklı pürüzlülük değerleri için A bölgesindeki hız değerlerinin karşılaştırılması.....	114
Şekil 4.33 Farklı pürüzlülük değerleri için B bölgesindeki statik basınç değerlerinin karşılaştırılması.....	114
Şekil 4.34. Farklı pürüzlülük değerleri için B bölgesindeki toplam basınç değerlerinin karşılaştırılması.....	115
Şekil 4.35. Farklı pürüzlülük değerleri için B bölgesindeki hız değerlerinin karşılaştırılması.....	115
Şekil 4.36. Farklı pürüzlülük değerleri için C bölgesindeki statik basınç değerlerinin karşılaştırılması.....	116
Şekil 4.37 Farklı pürüzlülük değerleri için C bölgesindeki toplam basınç değerlerinin karşılaştırılması.....	116
Şekil 4.38. Farklı pürüzlülük değerleri için C bölgesindeki hız değerlerinin karşılaştırılması.....	117
Şekil 4.39. Pürüzlülük değerlerine göre basınç düşüşü.....	117
Şekil 4.40. Farklı sıcaklıklarda siklon hız konturları.....	119
Şekil 4.41. Farklı sıcaklıklarda statik basınç konturları.....	120
Şekil 4.42. Farklı sıcaklıklarda toplam basınç konturları.....	121
Şekil 4.43. Farklı sıcaklıklar için A bölgesindeki statik basınç değerlerinin karşılaştırılması.....	122
Şekil 4.44. Farklı sıcaklıklar için A bölgesindeki toplam basınç değerlerinin karşılaştırılması.....	122
Şekil 4.45. Farklı sıcaklıklar için A bölgesindeki hız değerlerinin karşılaştırılması.....	123
Şekil 4.46. Farklı sıcaklıklar için B bölgesindeki statik basınç değerlerinin karşılaştırılması.....	123
Şekil 4.47. Farklı sıcaklıklar için B bölgesindeki toplam basınç değerlerinin karşılaştırılması.....	124
Şekil 4.48. Farklı sıcaklıklar için B bölgesindeki hız değerlerinin karşılaştırılması.....	124
Şekil 4.49. Farklı sıcaklıklar için C bölgesindeki statik basınç değerlerinin karşılaştırılması.....	125
Şekil 4.50. Farklı sıcaklıklar için C bölgesindeki toplam basınç değerlerinin karşılaştırılması.....	125
Şekil 4.51. Farklı sıcaklıklar için C bölgesindeki hız değerlerinin karşılaştırılması.....	126
Şekil 4.52 Sıcaklığa bağlı olarak basınç düşüş grafiği.....	126
Şekil 4.53. Ampirik ifadelerle bulunan basınç düşüş değerlerinin CFD sonucu ile karşılaştırılması.....	127

ÇİZELGELER

Çizelge 2.1 Çubukların şekli ve boyutları.....	5
Çizelge 2.2 Farklı açısal konumlarda basınç düşüm değerleri (R=90 mm C1 tip çubuk).....	6
Çizelge 2.3 Farklı tipteki çubukların oluşturduğu basınç düşümü azalmaları (R=90mm, $\theta=180^\circ$).....	6
Çizelge 2.4 ΔH hesabı için araştırmacılar tarafından önerilen metotlar.....	27
Çizelge 2.5 Standart siklon dizaynları için boyut oranları.....	52

1. GİRİŞ

Siklonlar endüstride 1800'lerden bu yana kullanılmaktadır. Siklonların oynar parçaları yoktur ve çalışma prensibi sisteme giren havanın dönmesiyle oluşturulan merkezkaç kuvvetine dayanır. Gaz girişine ek olarak siklonlarda gaz çıkışı ve partikül tahliye yeri de olmalıdır. Bu üç bölgenin farklı konfigürasyonları için çeşitli düzenlemeler mümkündür. Genel düzenlemede teğetsel gaz girişi ve aksenal çıkış vardır ve ters akışlı siklon olarak adlandırılır. Siklonlar endüstride çoğunlukla toz ayırıştırma işleminde kullanılırlar, yakıcı olarak kullanışları yaygın değildir. Ticari amaçlı siklonlar 50000 m³/saat gaz akış debilerinde çalışırlar. Çalışma basınç kaybı normal olarak 1 ve 20 ss su seviyesindedir.

Siklonlar basit ve kısa imal sürecine sahip ve bakım ve maliyet masrafları düşüktür. Yapının içinde hareketli parça bulunmamakla birlikte kolay işlenemeyen malzemeleri de kapsayan geniş bir malzeme yelpazesinden imal edilebilirler. Orta derecede basınç düşmesi, kullanım alanlarının genişliği ve verimlilik aralığı siklonun avantajlarındanır.

Uygun bir imalat malzemesi kullanıldığı takdirde siklonlar her türlü gaz sıcaklığı, basıncı ya da aşındırması için yapılabilir. Örneğin, siklonlar ayırıştırıcı olarak petrol rafinerilerinde tipik 500°-600° C sıcaklıklarda ve 10 kg/m³ e kadar konsantrasyonlarda kullanılmaktadırlar. Siklonlar ayırıştırıcı olarak, gıda endüstrilerinde de sıklıkla kullanılmaktadır.

Siklon dizaynı ihtiyatla ilerlemiş ve temeli yüzyıllık bir süre zarfında çok az değişmiştir. Performansını arttırmak için sınır şartları düzeltilmiş, vanalar ya da sabit pervaneler vasıtasıyla harici enjeksiyon kullanılmış, vorteks oluşturucu ve ek döndürücü sistemler kullanılmış ve birçok ufak siklon bir araya getirilerek multisiklon denilen bir ünite oluşturulmuştur.

Kaynak araştırmasında, ters akışlı siklon ile ilgili daha detaylı bilgi verilmiştir. Akış modelinden bahsedilerek basınç düşümünün hesabı anlatılmıştır.

Bu çalışmada çeşitli parametrelerin akış üzerindeki etkisi incelenmiştir. Bilgisayar ortamında akış modeli oluşturularak CFD analizi yapılmıştır.

Bu çalışmada başlıca amaçlarımız şöyle özetlenebilir:

- a) Giriş hızının etkisini incelemek.
- b) Pürüzlülük parametresinin etkisini incelemek
- c) Sıcaklığın etkisini incelemek
- d) Analizler sonucunda bulunan basınç düşüş değerlerinin literatür araştırmasında bulunan ampirik ifadelerle ve deneysel sonuçlarla karşılaştırılması.

2. KAYNAK ARAŞTIRMASI

Siklon dizaynı, en genel formda son yüzyıl içerisinde çok az değişime uğramıştır. Bununla birlikte siklon performansını, kullanılması düşünülen şart ve ortama göre en yüksek seviyeye çıkarabilmek için çeşitli değişiklikler önerilmiştir. Sınır şartlarının değiştirilmesi, giriş açısının ve kesitinin değiştirilmesi, kanatçıklar veya sabit pervane kullanılarak akış dinamiğinin değiştirilmesi gibi değişiklikler denenerek siklon performansı arttırılmaya çalışılmıştır. Performansın yükseltilmesi için halen araştırmalar devam etmektedir.

Salcedo ve Coelho (1999), çalışmalarında siklonun performansının tahmini için varolan birçok teori içerisinde Mothes ve Loffler (1998)'in sonlu yayınabilirlik teorisinin incelenen performans değerlerine en iyi uyan sonucu verdiğini ortaya koymuşlardır. Bununla birlikte, partikül türbülans dağılım katsayısının siklon geometrisi, çalışma şartları ve partikül boyutuyla olan bağlantısının yeterince bilinmemesi bu teorisin tahmin amaçlı uygulamalarda ve gelişmiş siklon dizaynında kullanılması engellenmiştir. Çalışmalarında, bu teoriyi partiküllerin türbülans dağılım katsayısı için deneysel bir bağıntının kullanılması ile tahmin amacıyla uygulamışlardır. Sonuçta, Mothes ve Loffler (1998)'in teorilerinin, önerilen türbülans dağılım katsayısı bağıntılarıyla kullanıldığında siklon performansı için güçlü ve hesaplamalı akışkanlar dinamiği araçlarını az kullanan bir teori olduğunu ortaya koymuşlardır.

Hoffman, Groot ve Hospers (1996) çalışmalarında, gaz-katı siklonları için silo bölümünün etkisini, partikül silosu ve girdap azaltıcı ile birlikte nümerik simülasyon ile incelemişlerdir. Bu konfigürasyonun simülasyonlara katılması ile akış modeline ve siklon performansına etkisi ortaya çıkarılmıştır. Bununla birlikte, tahmin edilen gazın aksel hız profilleri bağımsız deneysel ölçümlerle daha iyi uyumuştur.

Enliang ve Yingming (1989) çalışmalarında yeni bir matematik model ile siklon içerisindeki partikül hareketini tanımlamışlardır. Bunun içinde siklon geometrisinde değişiklik yapmışlardır. Bu tanımlama ile katı yakıt-hava karışımı içerisindeki yakıt partiküllerinin hareketini incelemişlerdir.

Modelde ne sabit radyal partikül hızı ne de üniform radyal konsantrasyon profili, toplanmış partiküller için varsayılmıştır. Modellerinde partikül sekmesini ya da tekrar harekete katılmalarını ve siklon duvarında türbülans difüzyonunu dahil etmişlerdir. Buradan yola çıkarak, siklon içerisindeki partikül dağılımı için iki boyutlu bir analitik ifade bulmuşlardır (Enliang ve Yingming 1989):

$$c(r, \theta) = \frac{c_0(r_w - r_n) \exp \left\{ -\lambda \left[\theta - \frac{1}{K(1+n)} r^{1+n} \right] \right\}}{\int_{r_n}^{r_w} \exp \left\{ \frac{1}{K(1+n)} r^{1+n} \right\} dr} \quad (2.1)$$

Burada:

$$K = \frac{(1-n)(\rho_p - \rho_g) d^2 Q}{18 \mu b (r_w^{1-n} - r_n^{1-n})} \quad (2.2)$$

$$\lambda = \frac{(1-\alpha) K w_w}{D_r r_w^n} \quad \text{olarak alınır.} \quad (2.3)$$

Bu formüllerde :

c_0, c_1 = partikül giriş ve çıkış konsantrasyonu,

λ = karakteristik değer,

θ = açısal konum,

n = vorteks eksponenti,

r = radyal konum,

D_e = çıkış kanal çapı,

D_r = silindirik bölgenin çapı,

ρ_p = partikül yoğunluğu,

ρ_g = gazın yoğunluğu,

α = partikül sekmesi ya da harekete tekrar katılma katsayısı,

w_w = radyal partikül hızı ($r = r_w$ konumunda),

Q = hacimsel gaz akış debisi,

μ = gazın viskozitesi,

b = siklon giriş genişliği.

Sonuçların Barth'ın (1972), teorisinin düzenlenmiş haliyle ve Dirgo ve Leith (1985) tarafından elde edilmiş olan deneysel verilerle uyumlu olduğunu öne sürmüşlerdir.

Salcedo (1993) çalışmasında, Stairmand (1951) tip siklonlarını kullanarak performanslarını ve partikül boyut dağılımlarını dört modelin tahminleriyle kıyaslamıştır. Bu dört model, Barth, Dietz, Leith ve Licht (1992) in modelidir. Mothes ve Lofflerin (1998) teorisinin siklonda farklı çıkış rejimlerini göz önünde tuttuğunu ve partiküllerin türbülans yayınımlarıyla ilgili olarak gerçekçi tahminlerde bulunduğunu ortaya koyarak siklonun partikül boyut dağılımında iyi tahminler yapabildiğini göstermiştir. Efektif türbülans yayınımlarının siklon akışında tahmini için yetersiz olan teorilerin ya da ampirik formüllerin Mothes ve Lofflerin (1998) teorisinin kullanımını engelleyen ana fikir olduğunu bildirmiştir.

Wang ve Ye (1999) çalışmalarında basınç düşümünü azaltmak için siklon içerisine ince bir çubuk yerleştirerek deneyler yapmışlardır. Basitliğinden dolayı çubuk yerleştirmeyi denemişler ve basınç düşüm değerinin yüzde olarak çubuğun kesit şekline, boyutuna ve siklon içerisinde yerleştirildiği yere bağlı olduğunu ortaya koymuşlardır. Kullandıkları çubuklar alttaki çizelgede verilmiştir.

Çizelge 2.1 Çubukların şekli ve boyutları (Wang ve Ye 1999)

Tip	E1	E2	C2
Kesit şekli	Elips	Daire	Daire
Kesitin boyutu (mm)	Uzun eksen=14 Kısa eksen=8	Çap=8	Çap=27

Deneylerinde Stairmand (1951)'in siklon tipine benzeyen 350 mm çapında yüksek performanslı siklon kullanmışlardır. Deney sonuçlarından, çubuk kullanılarak basınç düşümünün yaklaşık olarak %20 oranında azaltılabileceğini ortaya koymuşlardır. İki kademeli siklon kullanıldığı takdirde basınç düşümünün %50'den fazla

azaltılabileceğini ifade etmişlerdir. Farklı konumlardaki basınç düşümleri alttaki çizelgelerde verilmiştir.

Çizelge 2.2 Farklı açısız konumlarda basınç düşüm değeri (R=90 mm C1 tip çubuk) (Wang ve Ye 1999)

Azimuth (θ)	0°	90°	180°	270°
Basınç düşümü azalması (%)	25.1	21.4	29.2	27.3

Çizelge 2.3 Farklı tipteki çubukların oluşturduğu basınç düşümü azalmaları (R=90mm, $\theta=180^\circ$) (Wang ve Ye 1999)

Tip	E1	C1	2 tane C1	C2
Basınç düşümü azalması (%)	19.4	29.2	38.8	53.2

Bu çizelgedeki 2 tane C1 yerleşiminde aynı anda iki C1 tipi kullanılmıştır, biri $\theta=270^\circ$ konumundadır. Bu çubuklar kullanılarak basınç düşümü azalması performansı düşürmeden sağlanmaktadır. 180° ve 2R uzaklığı ve 0.51 D çapı çubuklar için en iyi konumdur. Eliptik kesit performansı sabit tutmak açısından daha iyidir ancak uzun eksenin kısa eksene oranı 1.5-2.5 arasında olması ve küçük eksenin siklonun silindirik gövde çapının % 2.2'sinden büyük olmaması gerektiğini belirtmişlerdir. Basınç düşümünü dairesel kesitli çubuğun daha iyi sağlandığını ve en yüksek basınç düşümünün çubuğun çapının siklonun silindirik gövde çapının %7.7'si civarında olduğunu sonuç olarak ortaya koymuşlardır.

Kim ve Lee (1997) çalışmalarında, siklon duvarında oluşan sınır tabaka karakteristiklerine dayanan yeni bir model oluşturmuşlardır. Siklonu iki bölgeye ayırmışlardır; türbülanslı kor rejimi ve duvar etrafı rejimi. Türbülanslı kor rejiminde akış hareketi basitleştirilmiş geometride sanki-daimi sürüklenme ve türbülanslı gaz akış alanında olduğu kabul edilerek incelenmiştir. Yeni modelde geometri, hız alanı ve akış hareketi ile ilgili tamamlanmamış basitleştirmeler olsa da sınır tabaka etkisinin hesaba katıldığı modelin sonuçlarının performans tahmininde oldukça iyi

olduğunu ortaya koyarak, diğer modellerin sınır tabaka etkilerini ihmal ettiğini belirtmişlerdir.

Kessler ve Leith (1991) çalışmalarında, Stairmand'ın (1951) yüksek performanslı siklonundaki gaz akışını küçük ve helyum doldurulmuş havayla aynı yoğunluğa sahip sabun baloncuklarıyla siklon içerisindeki hareketi görselleştirmişlerdir. Baloncuklar modülasyonlu ark lambası kullanılarak aydınlatılmıştır. Bileşke baloncuk akım borusu fotoğraflanmış ve teğetsel ve radyal hız bileşenlerini bulmak için analiz edilmiştir. Ölçümlerin kararsızlığını giderebilmek için radyal ve teğetsel hız profillerine düzgün bir eğri uygulamışlardır.

Akış saydam ve akrilik plastikten yapılmış Stairmand'ın (1951) yüksek performanslı siklonunda ölçülmüştür. Siklon 25 cm çapında ve 1 m uzunluğundadır. Ölçümler $0.095 \text{ m}^3/\text{s}$ dizayn debisinde gerçekleştirmişlerdir. Sage Action görselleme sistemi kullanılarak nicel hız ölçümü yapmak için yeterli akış detayı ortaya çıkmıştır.

Akış görselleme sistemi sabun baloncuklarını siklona teğetsel girişten içeri sokar. Baloncuklar 1-2 mm çapında ve helyum doludur. Nötr hafifliği (üniform ağırlığını) temin etmek için baloncuklar Sage Action mini vorteks filtresinden geçirilir. Bu cihaz baloncukları havadan ağır ve hafif olmasına göre ataletsel olarak ayırır. Sonuçta baloncuklar gaz akış çizgilerini siklonda takip edebilirler. Hızlı hareket eden baloncukları kısıtlı bir siklon bölgesinde görebilmek için yüksek güçte ark lambasına ihtiyaç vardır. Osiloskop kullanılarak lambanın açılıp kapanması arasındaki zaman ölçülmüştür.

Lozia ve Leith (1989) çalışmalarında, ayarlanabilir giriş, çıkış, uzunluk ve akış debisine sahip bir örnek siklondaki teğetsel hız profilinin incelenmesini anlatmaktadırlar. Maksimum teğetsel hızı ve iç korun uzunluğunu siklon boyutlarından tahmin etmek için kullanılan eşitlikler siklon performansını tahmin etmek amacıyla statik parçacık teorisiyle birlikte kullanılabilirliğini ifade etmektedirler. Bu yaklaşımın literatürden alınan siklon dataları için Lapple (1950), Barth (1972), Leith-Licht (1972) ve Dietz (1981)'in teorilerinden daha iyi bir sonuçlar yaklaşımına sahip olduğunu ifade etmişlerdir.

Leith ve Ramachandran (1991) çalışmalarında, Dirgo (1998) tarafından geliştirilmiş olan ampirik basınç düşme modeli tanıtmaktadırlar. Model, 98 çeşitli

siklonun basınç düşme datalarından faydalanılarak geliştirilmiştir. Bu model, belirli bir aerodinamik kesme çapı verilen optimize edilmiş siklonun boyutlarını ve minimum basınç düşmesini tahmin edebilen bir optimizasyon eğrisi oluşturmak için Lozia ve Leith'in (1990) modeli ile birlikte kullanılmaktadır. Bu model, siklon datalarının istatistiksel analizine dayanmaktadır ve siklonun mekaniğini anlamaya katılmamaktadır. Eksikliklere rağmen bu modelin diğerlerinden daha iyi tahmin yapabilme yetisine sahip olduğu ifade edilmektedir.

2.1. Siklonların Genel Yapısı

Bir akışkanda (yakıt-hava karışımında) bulunan partiküller atalet ve momentuma sahip olup yerçekimine göre yönlendirilirler. Akışkan yön değiştirmeye zorlanıyorsa bu özellikler parçacıklar üzerinde merkezkaç kuvveti oluşturmak için kullanılabilir. Siklonlarda partiküllere etkiyen birincil kuvvet merkezkaç kuvvetidir ve bunu yanma sırasında açığa çıkan basınç kuvveti ve yer çekimi kuvveti izler.

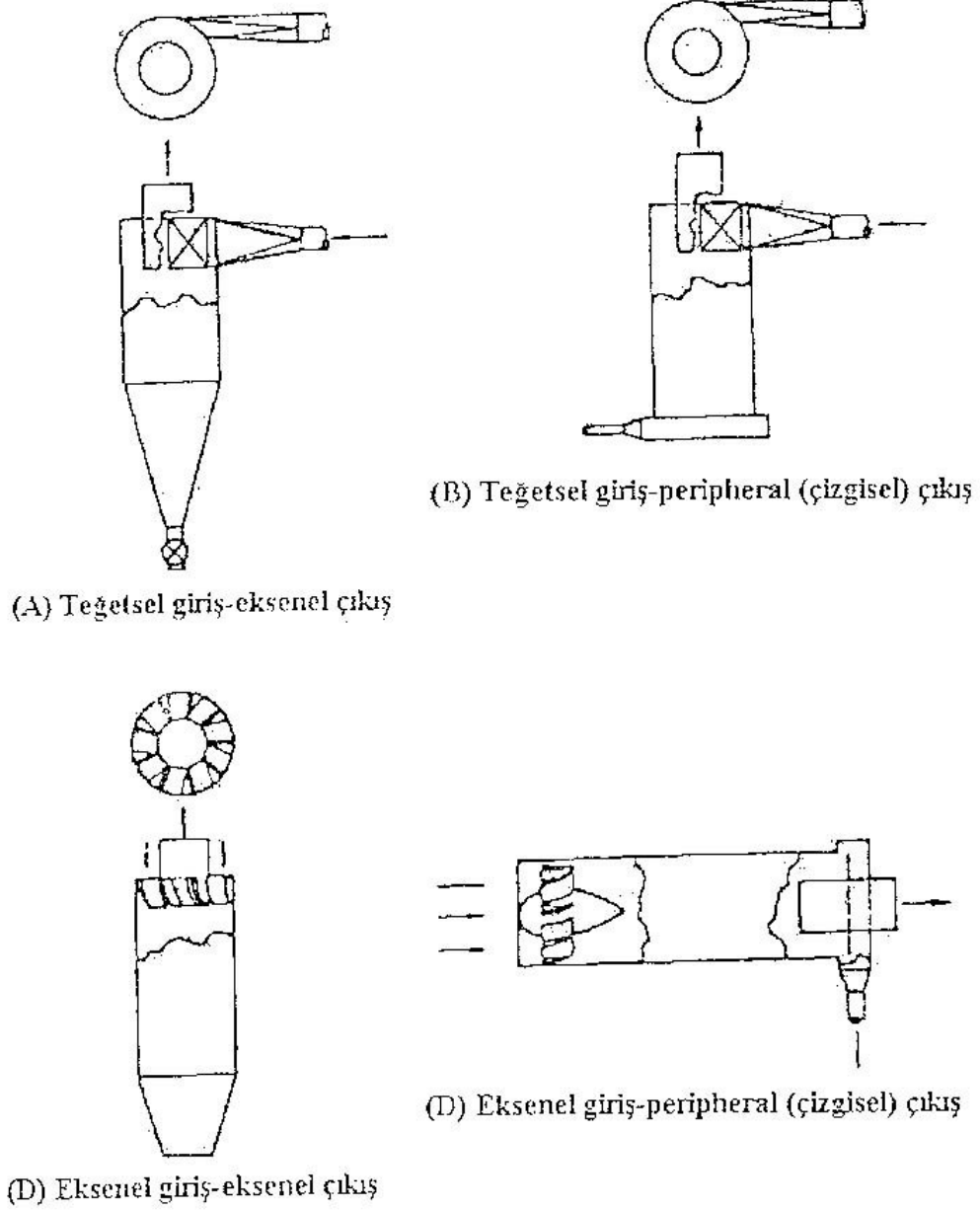
Siklon, basit, ucuz, oynar parçası olmayan bir yapıdır ve gaz akışının giriş hızının içeride bir vortekse dönüşmesi sonucunda oluşan merkezkaç kuvvetleriyle akışkan içerisinde bulunan partiküller çeperlere doğru itilir.

Siklonlar birçok maddeden üretilebildiğinden çoğunlukla oldukça zor çalışma şartlarında kullanılırlar, örneğin erozyon ya da korozyonun başka tip ekipmanda sorun yapabileceği ortamlarda.

Siklonun en önemli elemanları vorteksi oluşturan gaz girişi, egzoz gazı için aksenal çıkış ve kül boşaltma çıkışından oluşmaktadır. Bu elemanların farklı düzenlemeleriyle siklon çeşitleri oluşmaktadır ve sınıflandırma bu elemanlara göre yapılır.

Bu çalışmada teğetsel giriş ve aksenal çıkışa sahip bir siklon incelenmiştir.

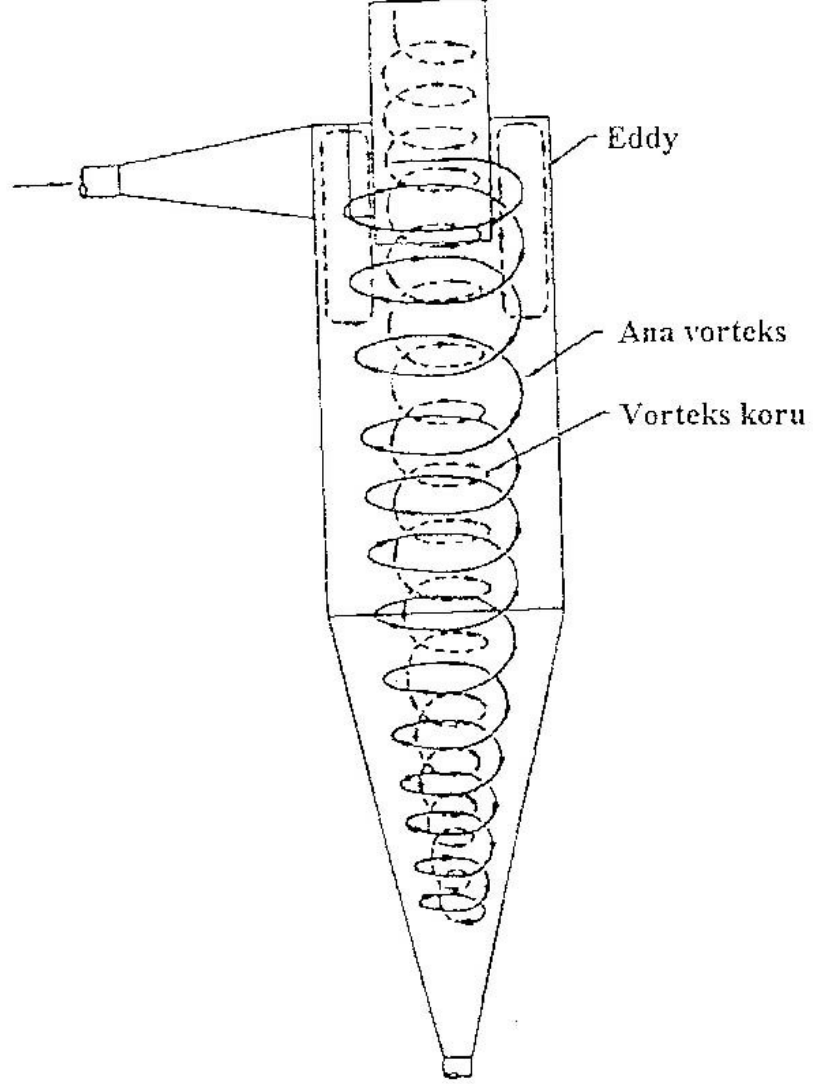
Siklonda silindirik bölgenin en üst noktasına yakın olan teğetsel girişten giren karışım, aşağıya doğru dönerek ilerleyen vorteksi oluşturmaktadır. Bu vorteks ana vorteks olarak adlandırılmakta ve konik bölgenin neredeyse alt noktasına kadar ilerlemektedir. Bu noktada aksenal akış ters dönmekte ve vorteks yukarı doğru dönüş yönünde bir değişiklik olmadan ilerlemektedir.



Şekil 2.1 Siklon tipleri (Caplan 1984)

- A.Genel siklon yapısıdır, teğetsel giriş ve eksenel çıkış.
- B.Teğetsel giriş ve çevresel çıkış.
- C.Girdap oluşturacak yapıda eksenel giriş ve eksenel çıkış.
- D.Girdap oluşturacak yapıda eksenel giriş ve çevresel çıkış.

Dolayısıyla, bu yön değişikliğiyle ana vorteks içerisinde yukarı doğru ilerleyen ikinci bir vorteks oluşmaktadır (Şekil 2.2).



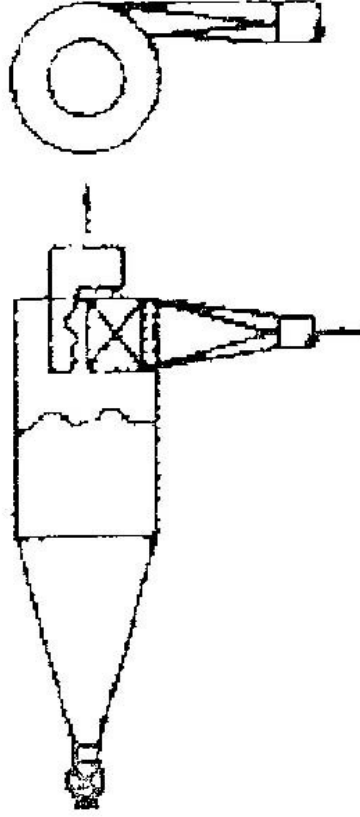
Şekil 2.2 Siklondaki vorteks yapı (Caplan 1984)

Siklonlar bahsedildiği üzere dört tiptir. Literatürdeki çalışmaların çoğunluğu genel siklon konfigürasyonu olan teğetsel giriş ve eksenel çıkışlı siklon tipi üzerinde yoğunlaşmaktadır.

2.2. Ters Akışlı Siklonlar

Ters akışlı siklonlar 1800'lerden günümüze kullanılmaktadırlar. Merkezkaç kuvveti gazın siklona girmesinden sonra döndürülmesiyle oluşmaktadır. Birkaç siklon konfigürasyonu olup sınıflandırılmaları giriş ve çıkışlarına göre yapılmaktadır.

Şekil 2.3 'de görülen teğetsel giriş ve aksel çıkışlı siklon ters akışlı siklon olarak da isimlendirilir ve en çok kullanılan siklon tipi olup bilimsel araştırmaların çoğu bu siklon tipi üzerinde yoğunlaştırılmıştır. Siklonun çalışma prensibini anlamak için yapılan kabullerin çoğu bu siklon tipi üzerindedir.



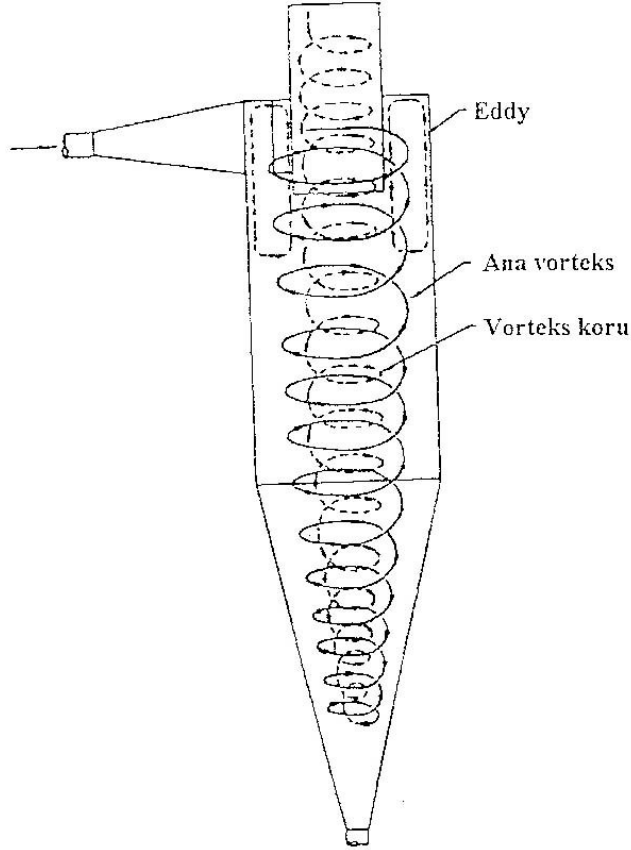
Şekil 2.3 Teğetsel girişli aksel çıkışlı siklon (Kim ve Lee 1997)

2.2.1. Ters Akışlı Siklonda Akış Modeli

Siklon yakıcılarının performansını basınç düşmesi, yakıt-hava oranı ve yakıtın kalorisini gibi faktörler belirler. Performansı etkileyen faktörlerin tayin edilebilmesi için akış modeli mutlaka anlaşılmalıdır. Siklon içerisinde baskın olan akış düzeni

(Şekil 2.4) dış vortekstir. Bu vorteks gazın siklona teğetsel girişiyile ya da girdap oluşturan girişlerden aksenel girişiyile meydana gelmektedir.

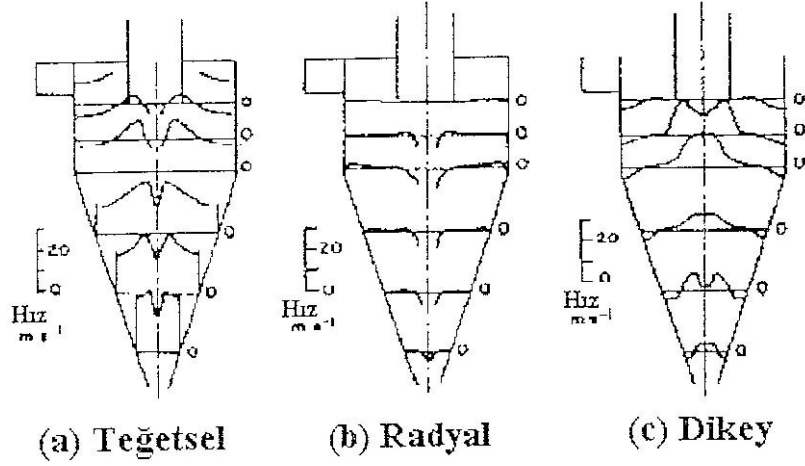
Gaz spirali alttaki akış kanalına ulaştığında, gaz dış vorteksten radyal olarak siklon eksenine doğru akmaya başlar, iç kısımda akan gaz başka bir vorteks oluşturur, iç vorteksin dönüş yönü dış vorteksle aynı olmasına rağmen hareket yönü aşağıdan yukarıya doğrudur. Bu tip siklonların ters akışlı (reverse) siklon olarak



Şekil 2.4 Siklon içerisindeki akış modeli (Caplan 1984)

adlandırılmasının nedeni de budur. Dış vorteksteki parçacıklar merkezkaç kuvvetleriyle siklon duvarına doğru fırlatılır. Bu parçacıklar siklon duvarının üzerinden aşağıya doğru kayarken, bu hareketlerine siklon duvarı yakınında aşağıya doğru hareket eden gazında yardımcı olmaktadır. Partiküllerin bir kısmı da merkeze doğru ilerlemektedir.

Siklon içerisindeki hareket teğetsel, radyal ve dikey hız bileşenleri ile ifade edilebilir. Ter Linden'in (1989) bu bileşenlerle ilgili olarak ters akışlı siklondaki ölçümleri Şekil 2.5 verilmiştir.



Şekil 2.5 Ters akışlı siklonda hız dağılımları (Ter Linden 1989)

Gazın teğetsel hızı dış vortekste duvar yanında minimum bir değer alır ve artarak merkez korda maksimuma erişir. Bu bölgede alttaki üstel ifade geçerlidir (Ter Linden 1989).

$$V_t r^n = sbt \quad (2.4)$$

Burada V_t teğetsel hız ve r 'de siklon eksenine olan radyal uzaklıktır. Vorteks eksponenti olan n temiz gaz için 0,5-0,9 aralığında ölçülmüştür. Alexander (1949) n 'i herhangi bir sıcaklık ve çap için amprik olarak hesaplayabilmek için alttaki formülü öne sürmüştür:

$$n = 1 - [(1 - 0.67D^{0.14})(T/283)^{0.3}] \quad (2.5)$$

Burada siklon çapı metre cinsinden ve sıcaklıkta Kelvin ($^{\circ}K$) cinsinden olmalıdır.

Bu bölgeden sonra merkez kor içerisinde teğetsel hız düşmeye başlar ve merkezde neredeyse sıfıra ulaşır. Korda gaz katı bir yapıymış gibi dönmektedir. Siklonun en tepesinde kor çapı yaklaşık olarak gaz çıkış çapı kadardır, altta ise daha dardır.

Radyal hız dağılımı gaz çıkış kanalının altındaki tüm düşey pozisyonlar için nispeten küçük ve içe doğru radyal sabit hızları göstermektedir. Siklon duvarı

civarındaki dikey gaz hızı aşağıya doğrudur ve bu aşağı hız tozu duvardan toplama haznesine götürmekte yerçekiminden daha etkilidir. Aşağı doğru gaz hareketinden yukarı doğru harekete geçiş merkez korun dışında oluşur. Gaz kora girer girmez yukarıya doğru hızı oldukça artmaktadır.

İdeal bir potansiyel akış sadece sürtünmenin olmadığı durumda bulunabilir. Gerçekte ise kayıplar göz önünde bulundurulmaktadır. Girdap akışına radyal yönde içe doğru olan kısımdaki çökme akışı da eklenir (Süperpoze edilir).

Sürtünmesiz potansiyel alandaki girdap ve çökmenin süperpoze edilmesi aşağıdaki lineer diferansiyel denklemi verir (Barth 1951) (Şekil 2.6).

$$r = \exp\left(-\frac{Vr_a}{V\varphi_a} \cdot \varphi\right) \quad (2.6)$$

Burada;

Vr_a = a noktasındaki radyal hız

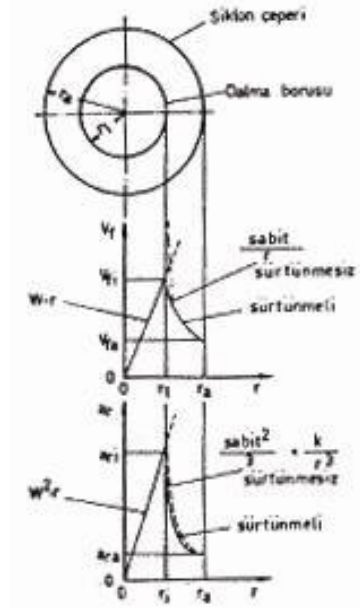
$V\varphi_a$ = a noktasındaki çevresel hız

φ = açı

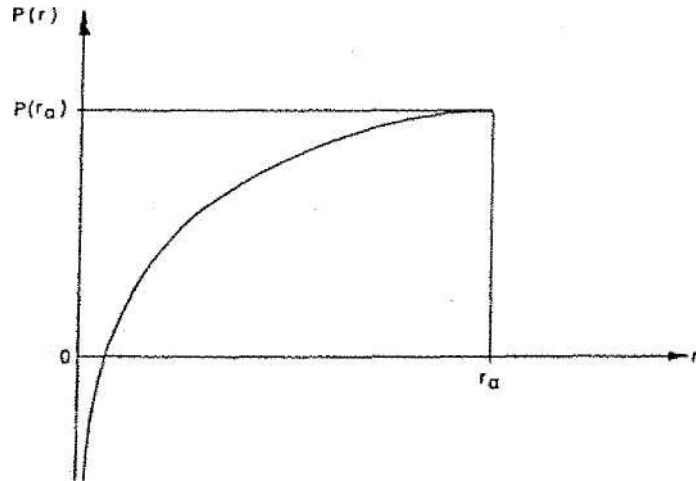
r_a = a noktasındaki yarıçaptır.

Radyal basınç dağılımı ise Bernoulli denkleminde elde edilir (Barth 1951). Şekil 2.7 de grafiği gösterilmiştir.

$$p(r) = p(r_a) - \frac{\rho}{2} V^2(r_a) \left[\left(\frac{r_a}{r}\right)^2 - 1 \right] \quad (2.7)$$



Şekil 2.6. Çevresel hız V ve radyal ivme a_r 'nin değişim eğrileri (Barth 1951)



Şekil 2.7. Girdap çökmesindeki basınç dağılımı (Barth 1951)

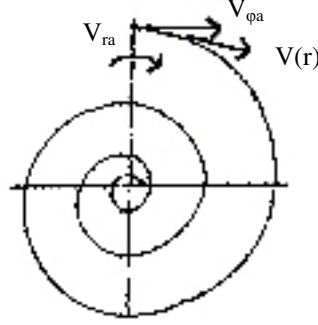
Denklem 2.7'nin türevi alınırsa basınç değişimi (gradyanı) bağıntısı bulunmaktadır (Zisselmar 1984). Şekil 2.8 de akım şekli gösterilmiştir.

$$\frac{dp}{dr} = \frac{V_\phi^2 + V_r^2}{r} \quad (2.8)$$

Çevresel bir akışta etkiyen merkezkaç kuvvetlerin elde edilmesi için radyal ivme (Zisselmar 1984);

$$a_r = \frac{V^2}{r} \quad (2.9)$$

bağıntısıyla ifade edilir.



Şekil 2.8. Girdap ve çökmede oluşan akım şekli

Bu ivme rotasyon akış bölgesinde (Zisselmar 1984);

$$a_r = w^2 \cdot r \quad (2.10)$$

ve potansiyel akış bölgesinde (Zisselmar 1984);

$$a_r = \frac{sb t^2}{r^3} = \frac{K}{r^3} \quad (2.11)$$

Siklondan geçen taşıyıcı akışkanın yolu izlendiğinde aşağıdaki durum ortaya çıkmaktadır. Akışkanın teğetsel olarak siklona girişinden sonra, akışkan girdap çökmesi olarak spiral formda içeriye doğru hareket etmektedir. Bu arada daldırma borusu akışın dış çevrede ve aşağıya doğru vida eğrisi biçiminde uzunca yol almasını sağlamaktadır. Akışkan, daldırma borusu boyunca aksenal olarak dışarı çıkmaktadır. Çevresel hız siklon dış çeperinde r_a yarıçapın, daldırma borusu yarıçapı (yaklaşık girdap çekirdek yarıçapına eşit) r_i 'ye kadar hiperbolik yükselmesine rağmen basınç azalan yarıçapla düşmektedir. Girdap çekirdeğinde ise kuvvetli bir alt basınç

bulunmaktadır. Bu bölgede hız, r_i 'deki maksimum değerinden lineer olarak siklon ekseninde sıfır değerine düşer ($r = 0$). Bir su modeli yardımıyla girdap çekirdeğindeki bu hareket gözlenebilir (Zisselmar 1984). Bu çevresel akışta oluşan radyal ivmeler yerçekimi ivmesinin 2-3 katına kadar çıkabilmektedir.

2.2.2. Ters Akışlı Siklonda Partiküllere Etki Eden Kuvvetler

Ele alınan akışkan akışının beraberce, sürüklenen katı madde parçacıklarına olan etkisi, tek parçacıktaki kuvvet dağılımı ile açıklanabilir.

Siklonda partiküle etki eden kuvvet \bar{f}_i olarak gösterildiğinde, parçacık hareket denklemi alttaki gibidir (Ring 1985):

$$\sum_i \bar{f}_i = \bar{f}_C + \bar{f}_D + \bar{f}_G + \bar{f}_{col} + \bar{f}_P = m \frac{d\bar{v}}{dt} \quad (2.12)$$

Burada $\bar{f}_C, \bar{f}_D, \bar{f}_G, \bar{f}_{col}, \bar{f}_P$ sırasıyla merkezkaç kuvveti, aerodinamik sürükleme, yerçekimi ve çarpışma kuvvetidir, ilk üç kuvvet d çapındaki bir küresel partikül için alttaki gibidir (Ring 1985):

- Karakteristik yüzey alanı:

$$A = \pi d^2 / 4 \quad (2.13)$$

- Karakteristik hacim:

$$V = \pi d^3 / 6 \quad (2.14)$$

- Merkezkaç kuvveti:

$$\bar{f}_C = m \frac{v_t^2}{r} = \frac{\pi d^3}{6} \rho_p \frac{v_t^2}{r} \quad (2.15)$$

Burada v_t radyal olarak r konumunda olduğu kabul edilen partikülün teğetsel hızıdır.

- Aerodinamik sürüklenme kuvveti:

$$\overline{f_D} = A \frac{1}{2} \rho_{air} \overline{U^2} C_D = \frac{\pi d^2}{4} \frac{1}{2} \rho_{air} \overline{U^2} C_D \quad (2.16)$$

- Burada $C_D = C_D(Re_p)$ aerodinamik sürüklenme katsayısı ve:

$$Re_p = Ud/v \quad (2.17)$$

- Burada \overline{U} bileşke hızdır ve:

$$\overline{U} = \sqrt{v_t^2 + v_r^2 + v_v^2} \quad (2.18)$$

- Yerçekimi kuvveti:

$$\overline{f_G} = mg = \frac{\pi d^3}{6} \rho_p g \quad (2.19)$$

- Basınç kuvveti:

$$f_p = V (dP/dr) \quad (2.20)$$

Bu kuvvetlerin büyüklüğü altta görüldüğü üzere çapa son derece bağlıdır:

$$\overline{f_C} \propto d^3 v_t^2 \rho_p$$

$$\overline{f_D} \propto d^2 \overline{U^2}$$

$$\overline{f_G} \propto d^2 \rho_p$$

Buradan anlaşıldığı üzere büyük partiküller genellikle f_C , f_G ve az derecede f_D tarafından etkilenir. Orta boyuttaki ve küçük partiküller çoğunlukla f_D tarafından ve daha az derecede f_C ve f_D tarafından etkilenir

2.2.3. Daldırma Borusu Yarıçapındaki Çevresel Hız

Radyal hız V_{ri} , sabit bir ortalama değer olarak (Shepherd 1940),

$$V_{ri} = \frac{\dot{m}_f}{\rho_f 2\pi r_i h} \quad (2.21)$$

bağıntısına göre hesaplanmaktadır.

Burada;

\dot{m}_f : Gaz kütleli debisi

h : Daldırma borusu ile siklonun alt noktası arasındaki mesafedir.

Gaz kütleli debisi:

$$\dot{m} = w_i r_i^2 \pi \rho_f \quad (2.22)$$

Radyal hız:

$$V_{ri} = w_i \frac{r_i}{2h} \quad (2.23)$$

bağıntısıyla verilmektedir.

Bu bağıntıda w_i = daldırma borusundaki ortalama hızdır.

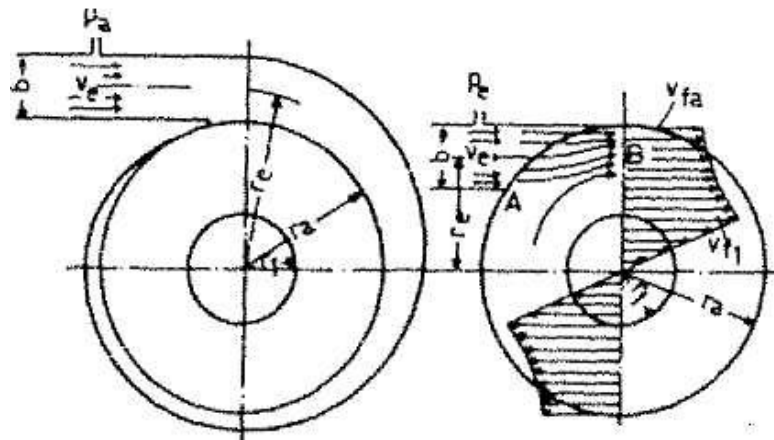
Çevresel hız;

$$V_{\varphi i} = \frac{r_a}{r_i} V_{\varphi a} \frac{1}{1 + \lambda \frac{r_a}{r_i} \cdot \frac{h}{r_i} \cdot \frac{V_{\varphi a}}{w_i}} \quad (2.24)$$

bağıntısıyla hesaplanmaktadır (Zisselmar 1984). Burada henüz bilinmeyen " λ " duvar sürtünme kayıplarını ifade etmektedir. Sürtünme kayıplarından başka, siklona giren paralel akışın büzülmesini de göz önünde bulundurmak gerekmektedir (Şekil 2.9).

Denklem 2.23 ve 2.24 kullanılarak parçacığın çökme hızı aşağıdaki denklemlerle hesaplanabilir (Zisselmar 1984):

$$w_{fa} = \frac{V_{ri}}{V_{\varphi i}^2} \cdot g \cdot r_i \quad (2.25)$$



Şekil 2.9 Siklon giriş biçimleri ve akım büzülmesi

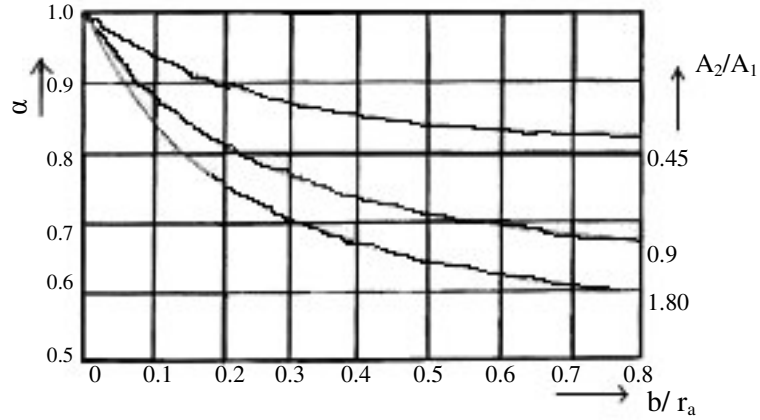
Girdap çökme akışı basıncına, A noktasında gösterilen paralel akışa girişten sonraki girdap çökmesinin basınç eğimi etki etmektedir. B' deki girdap çökmesinin kavis yarıçapı, A' dakinden küçük olduğundan B'deki basınç A' dakinden küçüktür. Bunun sonucunda akışın giriş hızı V_e yaklaşık olarak dış çevresel hız $V_{\varphi a}$ 'ya yükselmektedir.

Bu Barth'a (1972) göre siklon yarıçapı r_a 'da, giriş impuls momentini M_e 'den M_a impuls momentine olan bir yükselmeyi doğurmaktadır ki bu da,

$$\alpha = \frac{M_e}{M_a} = \frac{\dot{m}V_e r_e}{\dot{m}V_{\varphi a} r_a} = \frac{V_e r_e}{V_{\varphi a} r_a} \quad (2.26)$$

düzeltilme faktörleriyle ifade edilmektedir.

Giriş kesiti A_e ile daldırma borusu kesiti A_i 'den ve giriş kanalı genişliği b ile siklon dış yarıçapı r_a 'dan (Şekil 2.9) oluşan değişik oranlar için Wurdenach 'e (Muschelknautz ve Bruner 1970) göre Şekil 2.10 'de verilen ilişki bulunmaktadır.



Şekil 2.10 Giriş düzeltme faktörü α 'nın yüzey oranı A_e/A_i ve uzunluk oranı b/r_a bağı olarak değişimi (Muschelknautz ve Bruner 1970)

Bu ilişki teğetsel giriş akışı için geçerlidir. Dairesel bir giriş kesiti A durumunda, daire kesite eşdeğer büyüklükteki bir kare alınmaktadır ve giriş genişliği b olarak da karenin kenar uzunluğu kullanılmaktadır. Spiral şeklindeki giriş kanalı için (Şekil 2.9) akış daralmaları meydana gelmemektedir. Böyle durumlarda $a=1$ düzeltme faktörü kullanılmaktadır. Diğer yandan akışın hızı duvar sürtünmesiyle azalmaktadır. Bu aşağıdaki bağıntıyla ifade edilmektedir (Muschelknautz 1970):

$$\alpha = 1 + \lambda r_e a \sqrt{\frac{3}{A_e}} \quad (2.27)$$

Burada giriş yarıçapı;

$$r_e = r_a + b/2 \quad (2.28)$$

ile verilmektedir.

Bu durumda düzeltme faktörü 1'den büyük değerler almaktadır. Yalnız sürtünmesiz akışta $\lambda = 0$ için, $a = 1$ değerini almaktadır.

Çevresel hızı farklı olarak (Denklem 2.24) Zisselmar (1984) şu denklemlerle ifade etmektedir:

$$\frac{V_{\phi i}}{w_i} = \frac{1}{\frac{A_e}{A_i} + \frac{r_i}{r_a} \alpha + \frac{h}{r_i} \lambda} \quad (2.29)$$

2.3. Siklonda Basınç Kayıpları

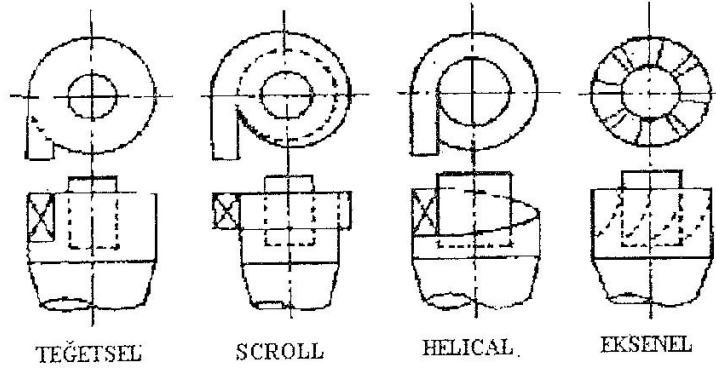
Basınç düşmesi siklon performansını etkileyen en önemli faktörlerden biridir. Basınç düşümünden kaynaklanan enerji sarfiyatı siklon ayırıcılar için ana işletme masrafını oluşturmaktadır. Basınç düşümüne katkıda bulunan faktörler Dirgo ve Leith (1985) tarafından alttaki maddeler halinde listelenmiştir:

- Gazın siklona girişinde oluşan genişleme ya da sıkışmadan kaynaklanan kayıplar.
- Siklon duvarında oluşan sürtünmeden kaynaklanan kayıplar,
- Siklon vorteksindeki dönme hareketinin kinetik enerji kaybı.
- Çıkış kanalında dönen akışkanın sürtünmesinden kaynaklanan kayıplar.

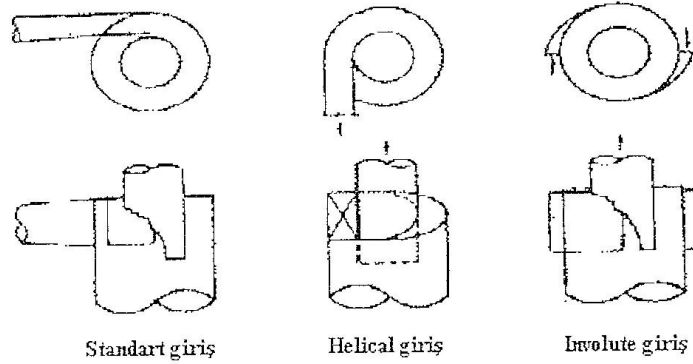
- Çıkış kanalında dönme enerjisinin basınç enerjisi olarak geri kazanılması.

Bu faktörlerden dönme enerjisi kaybı basınç düşmesinin büyük bir kısmını açıklamaktadır. Doğrultucu kanatçıklar ya da bozucular kullanılarak dıştaki gaz akışında dönme enerjisi geri kazanılmaya çalışılır. Bununla birlikte, Dirgo ve Leith (1985) bu cihazların gaz akışının ağzına yakın yerlerde bulunmasının siklondaki vorteksi olumsuz yönde etkilediğini ve performansı düşürdüğünü belirtmişlerdir.

Basınç düşümünü azaltmak ve ayırma verimliliğini artırmak için birçok farklı tipte giriş dizaynı bulunmaktadır (Şekil 2.11-2.12). Bunlardan teğetsel girişli olanları en çok kullanılandır ve aşağıdaki şekilde gösterilmiştir. Involute giriş en çok gelecek vaat edendir. Bununla birlikte, farklı tipteki girişlerin etkileri halen açıkça ifade edilememiştir ki buda farklı giriş dizaynları ile basınç düşümünün azaltılmasının, verimliliğini düşürmeden henüz yapılamadığı anlamına gelmektedir.

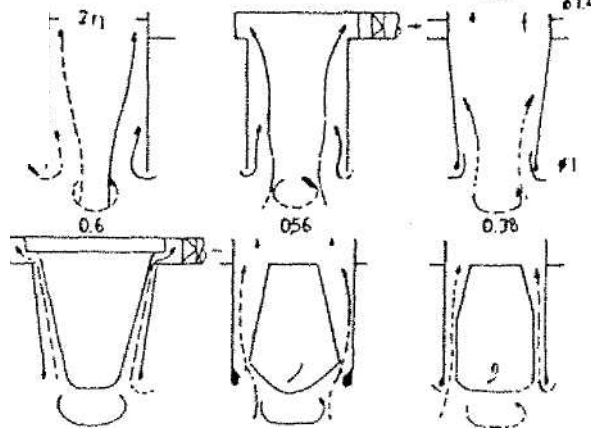


Şekil 2.11 Giriş tipleri (Wang ve Ye 1999).



Şekil 2.12 Teğetsel giriş tipleri (Kim ve Lee 1997).

Daldırma borusundaki yüksek enerji kayıplarını azaltmak için bir dizi önlemler alınmaktadır. Bu önlemler Şekil 2.13'de görülmektedir. Bu tasarımlar akışkanın yüksek kinetik enerjisini, basınç enerjisine dönüştürmek için kullanılmaktadır.



Şekil 2.13 Değişik daldırma borusu tasarımları (Zisselmar 1984)

Materyal ve imalat maliyeti yüksek olan bir çıkış spiralinin kullanılması yerine konik bir daldırma borusunun kullanılması daha uygundur. Fakat spiral daldırma borusunun verime etkisi daha yüksektir. Özellikle yönlendirici kanatlar kullanıldığında basınç kaybı değeri önemli ölçüde düşer. Bu tedbirler kuşkusuz imalatta daha fazla masrafı gerektirir. Bu çözümde rölatif olarak dar kanallar olumsuz etki yapabilir, yani ince partiküllerle kolayca tıkanabilmektedir.

Basınç düşmesi teorik olarak debinin karesi ile yani iç hızın karesi ile değiştiğinden alttaki ifade elde edilir (Zisselmar 1984).

$$\Delta P = (\rho_g v_i^2 \Delta H) / (2g \rho_i) \quad (2.30)$$

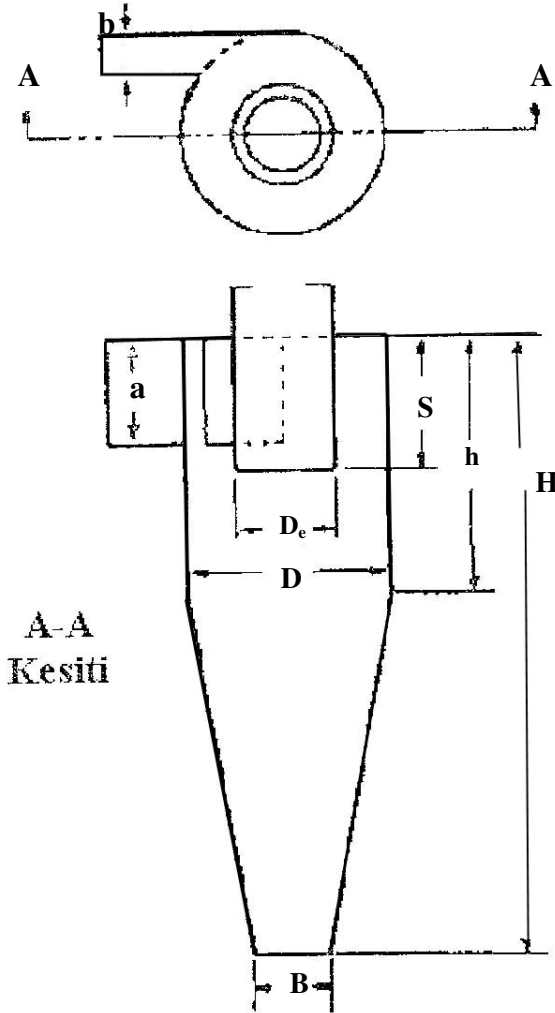
Burada ΔH geometrinin etkisini ifade etmektedir. ΔH 'ın hesabı için birçok metot Çizelge 2.4'de gösterilmiştir. Siklon boyutlarının notasyonu Şekil 2.14'de verilmiştir.

Bu metotlardan; Shepherd ve Lapple (1940) tarafından bulunana basitliğinden dolayı öncelikle kullanılmaktadır. Bu ifade şu şekildedir:

$$\Delta H = (16ab) / D_e^2 \quad (2.31)$$

Böylelikle, bu formüllerin yardımıyla iç hızın ve siklon boyutlarının bilinmesi durumunda siklondaki basınç düşümü hesaplanabilir. Ancak bu hesaplar kaba tahmin olup, deneysel çalışmalar ile ilk dizayn optimize edilmelidir.

Leith ve Licht (1972)'in teorilerinin tahminlerinin deneysel verimlilik verileri ile karşılaştırıldığında doğru değerler verdiği görülmüştür. Doğruluk ve basitlik baz alındığında dizayn amacıyla kullanılabilen en iyi yaklaşıma sahiptir.



Şekil 2.14 Siklonun temel boyutları (Wang ve Ye 1999)

Çizelge 2.4 ΔH hesabı için araştırmacılar tarafından önerilen metotlar (Wang ve Ye 1999).

Shepherd ve Lapple (1940)	$\Delta H = \frac{16ab}{D_e^2}$
First (1949)	$\Delta H = \frac{24ab}{D_e^2} \left[\frac{D^2}{h(H-h)} \right]^{1/3}$
Stairmand (1949)	$\Delta H = 1 + 2\Phi^2 \left(\frac{2(D-b)}{D_e} - 1 \right) + 2 \left(\frac{4ab}{\pi D_e^2} \right)$ $\Phi = \frac{\sqrt{\frac{D_e}{2(D-b)} + \frac{4GA}{ab}} - \sqrt{\frac{D_e}{2(D-b)}}}{\frac{2GA}{ab}}$ $A = \frac{\pi}{4} (D^2 - D_e^2) + \pi Dh + \pi D_e S +$ $+ \frac{\pi}{2} (D+B) \left[(H-h)^2 + \frac{(D-B)^2}{2} \right]^{1/2}$ <p>G 0.005 değerinde sürtünme katsayısıdır.</p>
Alexander (1949)	$\Delta H = 4.62 \left(\frac{ab}{DD_e} \right) \left[\left\{ \left(\frac{D}{D_e} \right)^{2n} - 1 \right\} \left(\frac{1-n}{n} \right) + f \left(\frac{D}{D_e} \right)^{2n} \right]$ $f = 0.8 \left[\frac{1}{n(1-n)} \left(\frac{4-2^{2n}}{3} \right) - \left(\frac{1-n}{n} \right) \right] +$ $+ 0.2 \left[\left(2^{2n} - 1 \right) \left(\frac{1-n}{n} \right) + 1.5 \left(2^{2n} \right) \right]$

2.3.1 Hava Kanallarındaki Daralma Kayıpları Ve Hesapları

Daralma ve Genişleme Kayıplarının Azaltılması

Daralmadan doğacak kayıp, ani daralma yerine kesiti yavaş yavaş daraltmak suretiyle minimum yapılabilir. Ani daralma ve genişlemede kesitteki azalma konik bir azaltıcı ve trompet şeklindeki bir giriş ile sağlanırsa S_b/S_a 'nın bütün değerleri için daralma sabiti K_C yaklaşık olarak 0,05 değerine düşürülebilir.

Duvar ile koni eksenindeki açı 7° 'den az olmalı, aksi halde ayrılma meydana gelir. 30° veya daha fazla açılarda konik bar genişletirici meydana gelecek kayıp, aynı S_b/S_a alanı oranı için ani bir genişlemeden dolayı meydana gelecek kayıptan daha büyük olabilir. Buna sebep girdaplardan meydana gelen (ayrılmadan dolayı) fazla şekil sürtünmesidir (Onat 1988).

Kesitin Ani Daralmasından Doğan Sürtünme Kaybı

Bir borunun kesit alanı aniden daraldığında, akışkan keskin köşe etrafını takip etmeyecek ve akışın cidar ile teması kesilecektir. Bu akımda bir jet meydana gelir ve küçük kısımdaki sabit akışkan içine akar. Jet önce küçülür ve sonra küçük kesiti doldurmak için genişler ve normal halini alır. Jetin bir daralmadan genişlemeye geçtiği en küçük kesit alanına "Vena Contracta" denir.

Ani daralmadan dolayı meydana gelen sürtünme kaybı dar kısımdaki hız düşüşü ile doğru orantılı olup aşağıdaki eşitlikle hesaplanır (Onat 1988).

$$h_{fe} = K_C \frac{V_b^2}{2g_C} \quad (2.32)$$

oranı faktörü olan K_C 'ye "daralma kaybı katsayısı" denir ve şu şekilde hesaplanır:

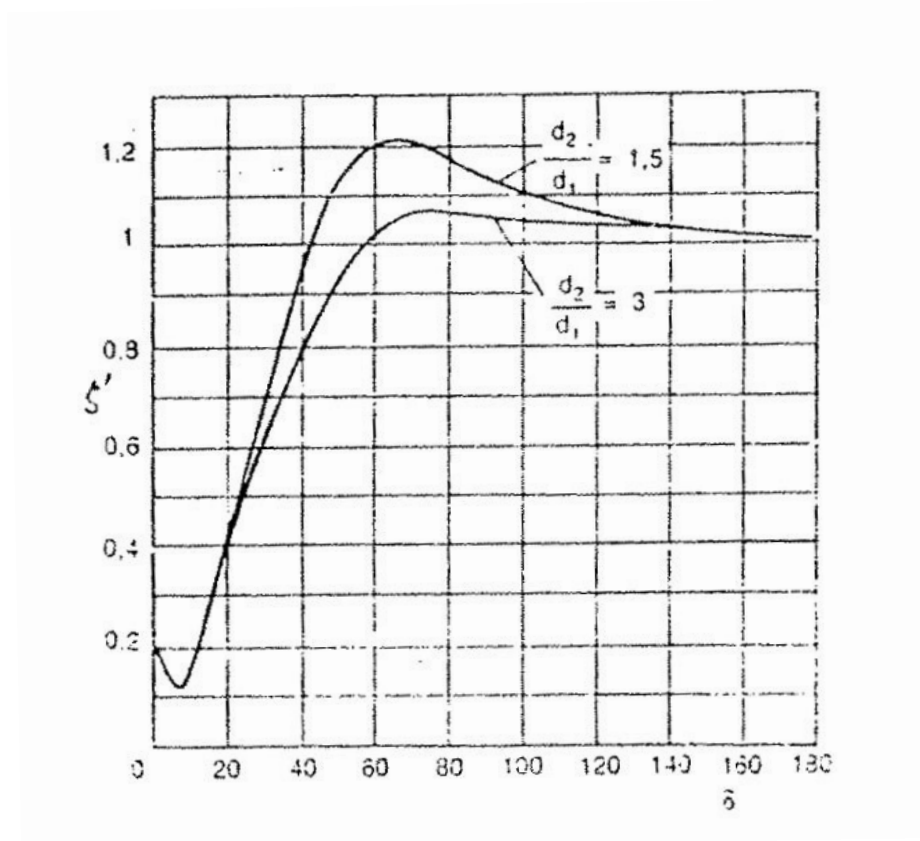
$$K_C = 0,4 (1-A_b/A_a) \text{ ile belirlenir.} \quad (2.33)$$

Ani Genişleme Kaybı:

Kesitin yavaşça genişlemesi halinde genişleme açısının önemi çok fazladır. Bu açının belirli bir değerinde kayıplar en küçük değerine iner. Yüzey pürüzlülüğüne ve Re sayısına bağlı olmakla birlikte, bu değer 7° mertebesindedir; açının daha büyük değerlerinde kayıp hızla artar. Konik kesit genişlemesi halinde yerel yük kaybı (Onat 1988);

$$\Delta P_{2a} = H_L = \xi^1 \cdot (1 - A_1 / A_2)^2 \cdot (V_1^2 / 2g) \quad (2.34)$$

şeklinde ifade edilir. ξ^1 sabitinin değeri Şekil 2.15'de δ açısına göre verilmiştir.



Şekil 2.15. Konik kesit genişlemesinde ξ^1 sabitinin δ açısına göre değerinin değişimi (Onat 1988)

Ani daralma kayıpları:

Konik bir bağlantı parçası ile yavaş kesit daralmalarında yerel kayıplar çok azdır. δ daralma açısının 20° hatta 40° olması halinde yerel kayıp katsayısı genelde $\xi = 0,04$ olarak alınabilir (Onat 1988).

Ani daralma kaybı,

$$\Delta P_{2b} = H_L = \xi \cdot (V_2^2 / 2g) \quad (2.35)$$

şeklinde ifade edilmektedir.

2.3.2. Yön Değiştirme Kayıpları

Bir kıvrım ve dirsekteki akışta, dirseğin dış tarafında basınç artar, iç kısmında ise basınç azalır. Bu dengesiz durum akışta enerji kaybına yol açan ikincil hareketlerin doğmasına neden olur. Dolayısıyla dirseklerde ve kıvrımlarda ortaya çıkan yerel kayıplar dirseğin keskinliğine, yön değiştirme açısına ve düzlemine bağlıdır. Ayrıca dirseklerin birbirlerine yakınlığı da olayı etkiler.

Keskin kenarlı dirsekler için Münzinger (1984) aşağıdaki bağıntıları önermiştir;

$$\delta=45^\circ \quad \text{için} \quad \Delta P = 0,25(V_1^2 + V_3^2) / 2g \quad (2.36)$$

$$\delta=90^\circ \quad \text{için} \quad \Delta P = (V_1^2 + V_3^2) / 2g \quad (2.37)$$

$$\delta=180^\circ \quad \text{için} \quad \Delta P = 2(V_1^2 + V_3^2) / 2g \quad (2.38)$$

Burada;

V_1 = Giriş hızı, (m/s)

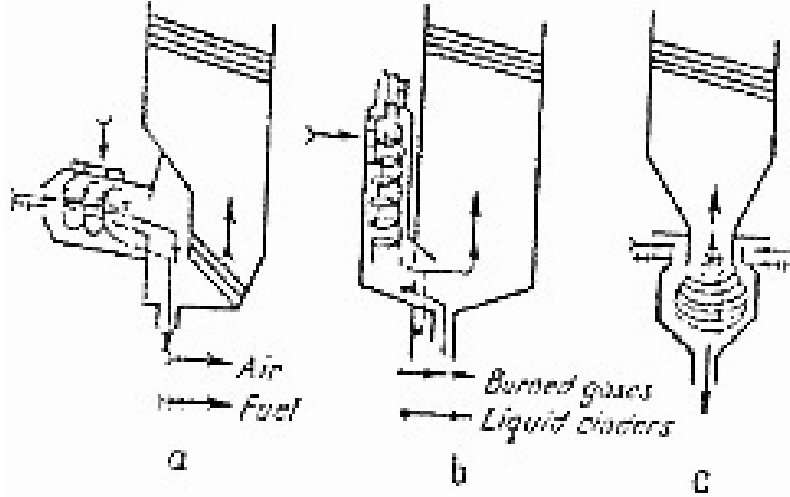
V_3 = Çıkış hızı, (m/s) olarak belirlenmektedir.

Eğer yön değiştirme kesit aynı kalarak gerçekleşiyorsa $V_1=V_2=V_3$ olacaktır.

2.4.Siklon Yanma Odaları

2.4.1.Genel Özellikleri

Siklon yanma odaları birçok şekilde geliştirilmiştir ve Şekil 2.16 de üç model gösterilmiştir. Katı veya sıvı yakıtlar için, a ve b şekilleri genellikle alışılmış dizayn kriterleri partiküllere uzun bekleme süreleri verir. Katı yakıtlarla oldukça yüksek sıcaklıklara (≈ 1700 K) çıkabilir. Katı yakıtların tamamen kullanıldığı durumlarda çeperler cüruf ile kaplanır. Siklonik işlemler katı partiküllerle cüruf veya küllerin ayrılmasını sağlar, ayrışma işlemleri birbirine bağlıdır. Yüksek uçuculuk oranlı katı yakıtlar dikkatlice seçilmeli veya uçucu maddelerin tamamen yanması sağlanmalıdır. Vortex çekirdeği, girdap jeneratörlerinde bulunan yüksek girdap sayısı, siklon ayırıcılarında ve yanma odalarında bulunur. Kaçınılmaz olarak, türbülans seviyelerinde değişikliklerden dolayı, çevrim ve artmış frekans ve oluşan akım alanında daha yüksek oranlarda partiküllerin kütle transferi elde edilir, bunun yanı sıra ayrıştırma verimi doğal toz ayraçlarına oranla azaltılmıştır.



Şekil 2.16. Bazı siklon yakıcı konfigürasyonları

- a) Yatay (ya da 5-20° eğimli) ve yüksek sıcaklıklara dayanımlı
- b) ve c) Değişik tip dikey siklon yakıcılar

Siklon yakıcıları genellikle, bitkisel kırıntılar, yüksek kül oranlı kömür, bazı mineral kaynakları, düşük kalorili atık gazlar gibi yanması ve işlenmesi zor olan maddelerin iki aşamalı siklon yakıcılarında seri olarak kullanılırlar. Böylece ilk aşamada düşük sıcaklık gasifier olarak çalışır (ilk aşamada cüruf ayrışımı) ve sonra ikinci aşamada gazlar oksijen veya ön ısıtılmış hava ile yakılarak kanal girişlerinde yüksek sıcaklıklar elde edilir (3000K) (Dahmen 1978).

Siklon Yakıcılarının Genel Özellikleri:

1. Uzun tutuşturma zamanı, girdap sayısı ve odacık uzunluğuna dayanması
2. Uzun, ince dairesel çevrim alanın duvarlara yakın olması, böylece alev dengelenmesinin geliştirilmesi
3. Çok yüksek girdap seviyesinden dolayı yakıt/hava karışımı girişinde yapay olarak yüksek seviyeye gelmesi dışında, Lewis'e (1972) nazaran daha iyi alev hızı
4. Verimli partikül ayrımı,
5. İki aşamalı yakıcıların ayarlanabilir, girdap yakıcı akışı çıkışta kullanılarak geç yakma ile tam yakıt yanmasının sağlanabilirliği.

Siklon yakıcılarındaki girdap sayısı (swirl number), benzer girdap yakıcılardakinden (swirl burner) daha yüksektir.

$3 < s < 11$ Sovyet Tipi (Şekil 2.17)

$8 < s < 20$ Agrest (1965) Tipi, toz ayırma deneylerine dayanarak
(Şekil 2.18 ve 2.19)

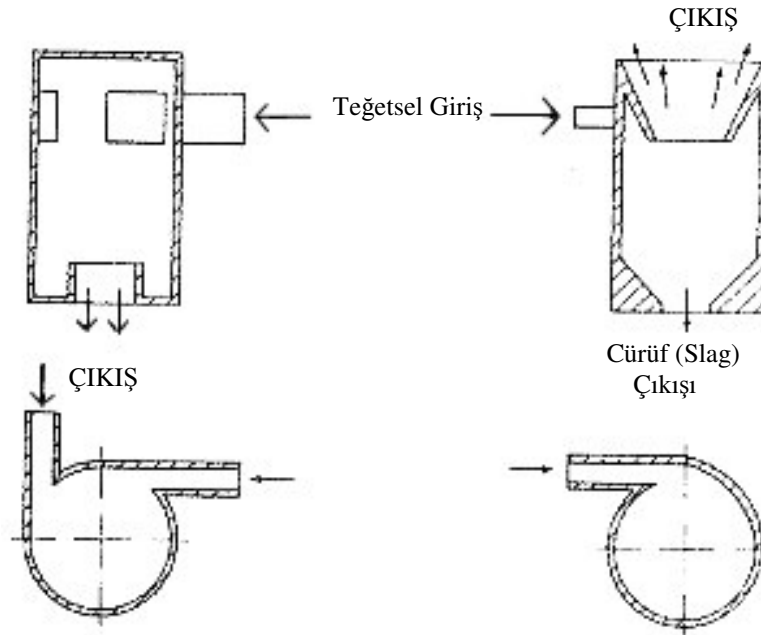
$3 < s$ Şekil 2.20 tip 4, girdap jeneratörü/ fırın kombinasyonları

Siklon yakıcıları diğer yakıcılarla karşılaştırıldığında pulverize edilmiş ve yatakta yanma (katı yakıtlar için) için ana bir pozisyon sağlayabilir. Siklon yakıcılarının avantajları:

1. Mükemmel yakıt oksijen karışımı
2. Ufak hacim ile ısı yayılımı (yüksek termal yük)

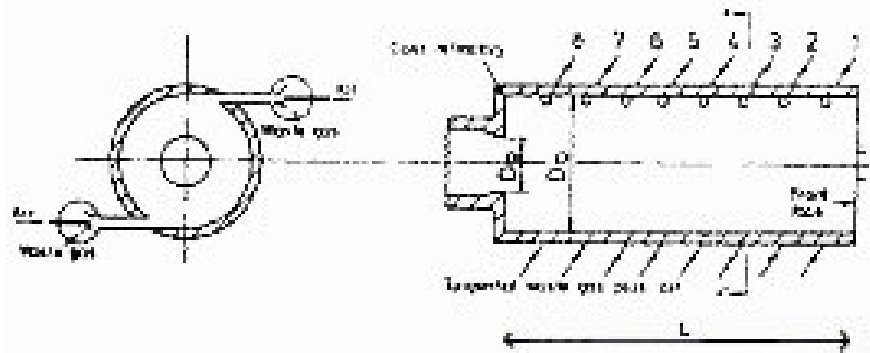
3. Yüksek kalorili yakıtlar için yüksek sıcaklık değeri
4. 5 mm çapa kadar partiküllerin yakılabilmesi

Birçok siklon yakıcı tipleri ve malzeme işleme sistemleri içinden çok kullanılmasından dolayı genel olarak 5 temel siklon tipi dikkate alınır. Şekil 2.17-21 de gösterilen I.tip yüksek kalorili yakıtlar için kullanılır, bazen içinde yüksek



Şekil 2.17 I.Tip Siklon Yakıcıları

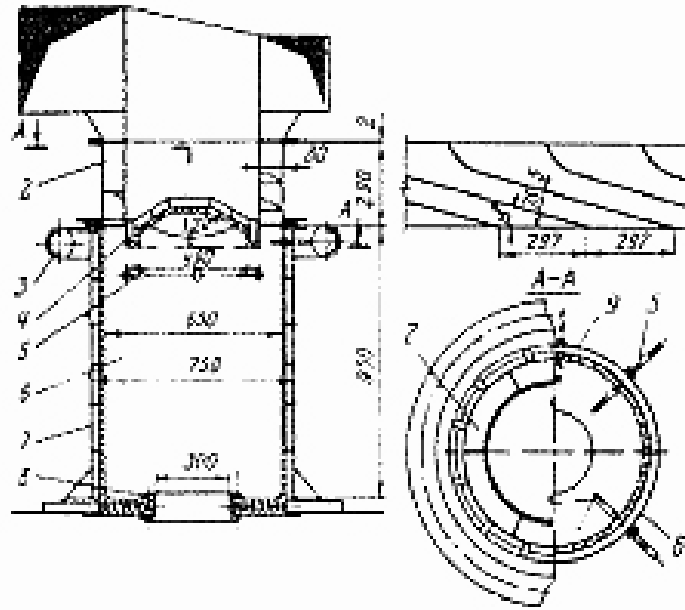
Şekil 2.18 II.Tip Siklon Yakıcıları



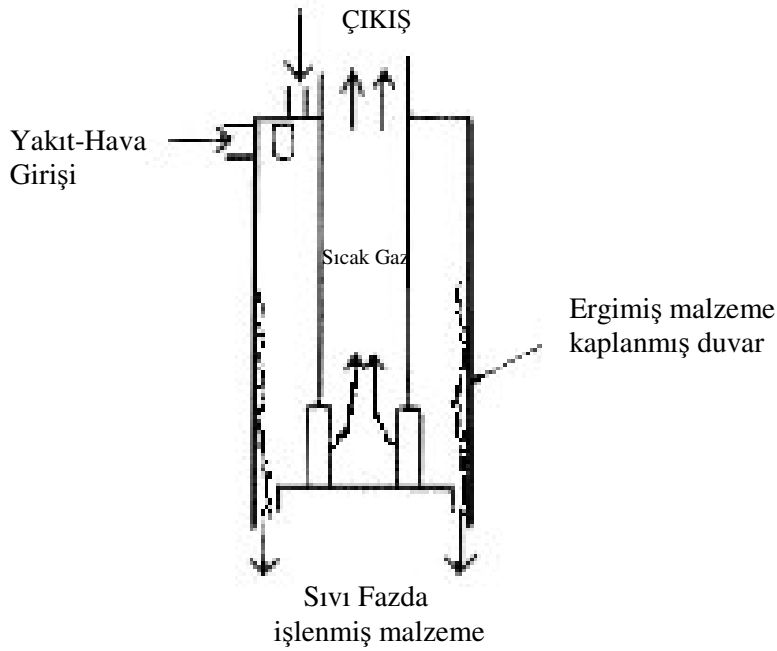
Şekil 2.19 III.Tip Siklon -multi girişli-Yakıcıları (Basina 1974)

miktarlarda uçucu madde bulunur, cüruf ve kül oluşumu ve ayrımı önemli bir sorun değildir. İkinci tip genellikle daha yüksek girdap sayısında ve yüksek kül taşınımlarından dolayı problemler oluştuğunda kullanılır. Bu tip siklonun, teğetsel girişlerinde yakıcılar birazcık daha geliştirilmiş haldedir. Üçüncü tip Agest (1965) tarafından Arjantin’de geliştirilmiştir, bitkisel kırıntıların yakılmasıyla buhar oluşturulur (yüksek miktarda uçucu madde içerikli), öncelikle egzoz gazlarıyla kurutulmaktadır. Bütün odacık boyunca teğetsel olarak değişen nozullar akışın sabit ve düzenli olması sağlar. Syred ve Dahmen (1977) bazı iç geliştirmelerle bütün düşük kalorili gazları yakmaya çalışmışlardır ($CV \approx 1,35 \text{ MJ/m}^3$). Dördüncü tip, $s>3$ için herhangi bir girdap sayısı için girdap jeneratörleri ya da swiril/fırın kombinasyonları dahildir ve buraya dahil olmalarının sebebi özelliklerinin swirl yakıcılardan çok siklon yakıcılara yakın olmasıdır. Russian Enin Siklonu Şekil 2.20’de gösterilmiştir (Denis 1955).

Beşinci tip (Şekil 2.21) ileriki bölümlerde daha detaylı incelenecektir.



Şekil 2.20 IV. Tip Rusya Enin siklon yakıcı (Yüksek oranda kükürt içeren yağları yakmak için)
(Marshak 1968)



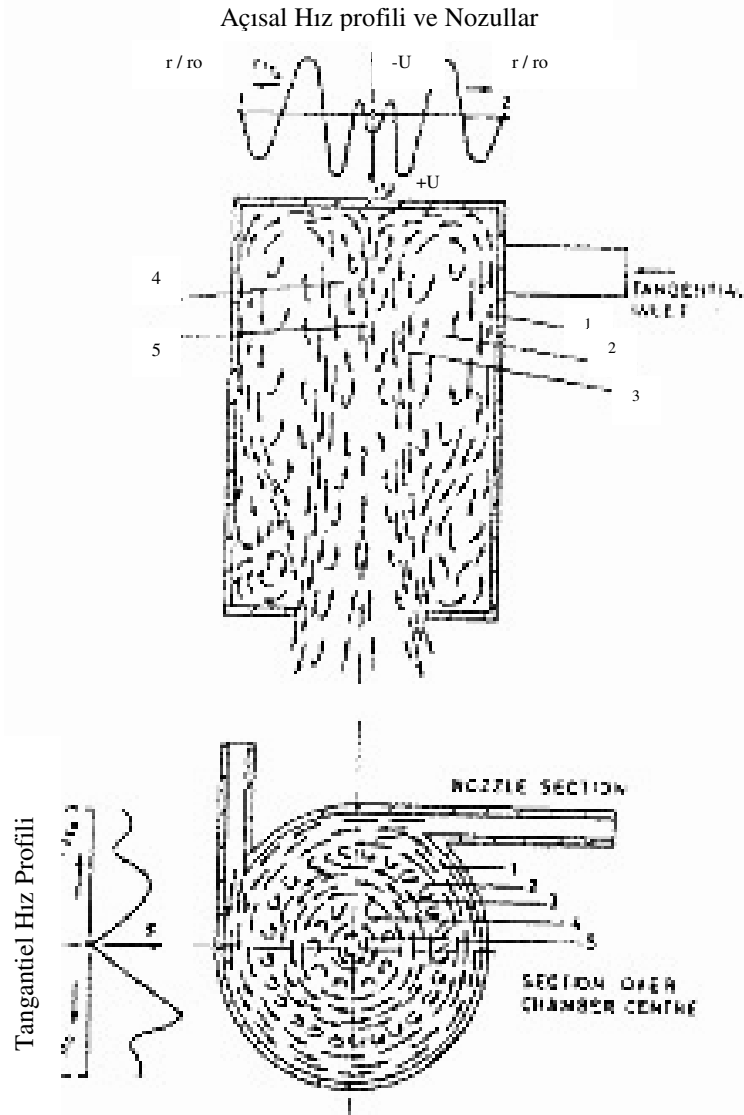
Şekil 2.21. V.Tip siklon için genel düzen

2.4.2. Siklon Yanma Oda Çeşitleri

I.Tip Siklon Yanma Odaları

Birinci tip siklonların aerodinamiği Schmidt (1970), Baluev ve Troyankin (1967) tarafından ele alınmıştır. Pratikte, Troyankin ve Baluev (1967), hız profillerinin incelenmesi yerine, farklı değişkenlerin etkilerini detaylı olarak incelemişlerdir. Örneğin L/D_0 , D_e/D_0 , A_e/A_r detaylı oranları ve teğetsel girişlerin sayı ve pozisyonları gibi değişkenler incelenmiştir. Şekil 2.22 de siklonlar için genel akış aerodinamiği gösterilmiştir. 5 adet karakteristik dairesel alan ayırt edilebilir. İki ana aşağı akış, ana gaz kütesini taşıyan aksel dönüş, 1 olarak adlandırılmış duvar akışı ve 3 olarak şekilde aksel akış işaretlenmiştir. Bu akışta w ve v bileşenleri 1 ve 3 akışların 2 çevresel alanı ile ayrılmıştır ve böylece 2 geri akışı oluşur. 2 akışında, w dip, u geri, teğetsel ve aksel hız profilleri siklon yüksekliğindeki değişimleri eyer şekline

benzetilebilir. Genel olarak merkez 5 alanı, 2 birbirine ters hareket eden 2 bükük aksel akış, yukarı doğru akış ve çıkışta tersi bir akış bulunur. Aksel ana alandaki türbülanslı kütle transferinden dolayı 3 akış alanındaki ana akışlar bükümlenir 4 alanındaki aksel hızlar u ters ve yukarı yönlüdür. Teğetsel geri nozul gaz akışları ikiye ayrılır, biri çıkışa doğru akış (1 nolu) ve diğeri yukarı yönlü. Bunlar arasındaki ilişki nozulun üst noktası ile arasındaki mesafeye bağlıdır bu da mesafedeki artışta yukarı yönlü akışın oranını artırır.



Şekil 2.22. Birinci tip siklon yakıtının aerodinamiği

Siklon çıkışı alt taraftadır, aksel ve teğetsel hızlar, hızlı bir şekilde artarak üst plakaya yaklaşır ve radyal hızlar artar. Akışın (gaz) büyük bir bölümü, siklon eksenine gelmeden, aksel bir hız oluşur ve üst kısmı terk eder. 3 nolu akışı oluşturur.

Fakat sınır tabakasındaki bazı gazlar siklon eksenine taşınır ve zayıf 5 nolu akışı meydana getirir. Tek odacık çapında akış hızla sığır doğru yaklaşır. Çıkış yakınındaki siklonun alt tarafında bulunan çevrim alanına iyi geliştirilmiş yüksek odacık ($L/D_0 \approx 2,4-4$) ve küçük çıkış çaplı ($D_e/D_0 \approx 0,3-0,4$) bulunur. Şekil 2.17 de basamak basamak gösterilmiştir ve teğetsel girişleri siklon boyunca dağıtılmıştır, bu çevrim düzenini değiştirir ve bekleme zamanı artırır, birinci akıştan dolayı odacığın alt kısmından dış duvarlara yapışmalar gözlenir.

Özellikle $L/D_0 > 1,5$ ve $D_e/D_0 > 0,5$ olması durumunda istenilmeyen akış şekillerinin oluşmaması için en az iki veya daha fazla simetrik olarak yerleştirilmiş teğetsel girişler kullanılması gerekir. Tekli teğetsel girişler ayrıca basınç düşüş katsayısının artmasına neden olur, buna ek olarak düzensiz ve tamamlanamayan yanmaya neden olur. Teğetsel giriş alanı, veya A_e/A_r oranı, siklon odacığında teğetsel ve aksel hız profillerine etki eder. Bu oran artığında hız profilleri eyer şekline benzer bunun nedeni ise birinci bölgedeki aksel ve teğetsel hızların, 4 alanında oluşan ve 5 de yok olan geri ve ileri akışı ve güçlü merkezci akımın bunun yerine oluşmasıdır. Teğetsel nozulların konumu akış modellerine etkisi yok denecek kadar azdır. Teğetsel nozulların konumu yukarı kısımdadır, 1 ve 3 boğaz akışlarının büyüklüklerinin arasındaki ilişkiyi belirler. Teğetsel nozulların siklonun üst kısmında belli bir mesafede olması tavsiye edilir. ($a/L \approx 0,08-0,5$). Boğaz çağı en önemli değişkenlerden biridir, 0,4 ile 0,7 D_0 arasında alınması önerilir. L/D_0 1,5 den büyük olduğunda, 1 akışı 3 e oranla artar, L/D_0 2,5 den büyük olduğunda, siklon boyunca teğetsel giriş dağılımları akışın simetrik ve düzenli olmasını sağlamalıdır.

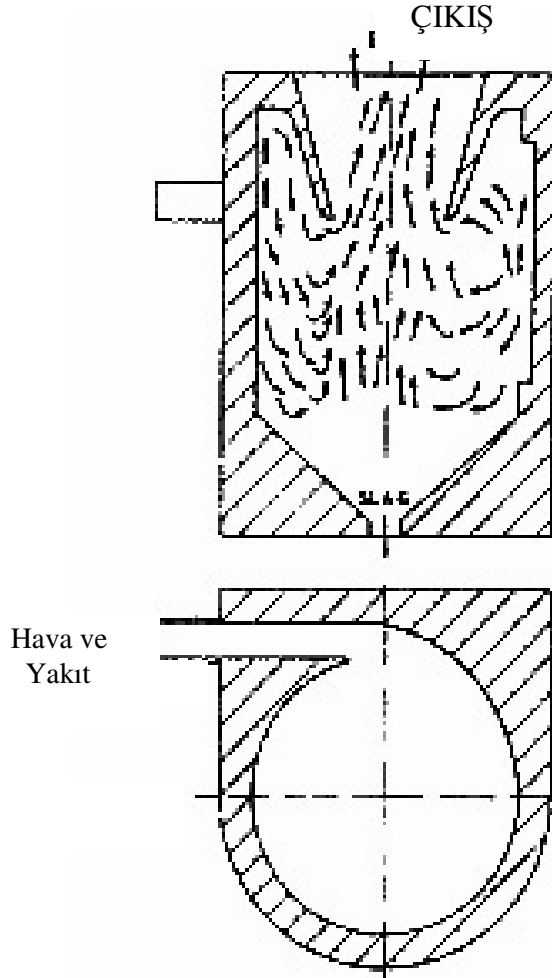
Ustimenko (1968) sıcak-kablo anemometresi kullanarak birinci tip için detaylı bir türbülans değerlendirmesi yapmıştır. Maksimum türbülans yoğunluğunun teğetsel hızın en yüksek değerleri civarında olduğunu göstermiştir. Dış duvarlarda türbülans yoğunluğu 5 kat daha azdır. Siklon odacıklarında 3 ana akışı 5 e göre daha düşüktür. Bu nokta swirl yakıcılarında belirli bir türbülans seviyesinin olmasında düşük girdap sayısının elde edilmesinin önemini gösterir.

Siklonun üst kısmının sınır tabakasındaki artış, çıkışa ters, akış modellerinin oluşumunda oldukça önemlidir. Üst plaka da yapılacak basınç dağılımı değişiklikleriyle siklonlarda akış yapısında büyük değişiklikler elde edilir. Schmidt (1970) ufak dairesel çıkıntılarının eklenmesiyle çıkıştaki çevrim alanlarının değiştirilebileceğini ve çıkışa

yakın kanallarda akışın çevrim alanlarının güçlendirilebileceğini göstermiştir. Buna ters olarak, açılmalı ve teğetsel giriş jetleri merkezin yanı sıra birinci bölgedeki ana akışın yönünü değiştirebilir ve güçlendirebilir. Gaz fizyon roketlerinde buna benzer bir yapı vardır, siklon odacıklarında bütün uç-sınır alanlarında, sınır alan akışına ters bir akış elde edilir. Bu yüzden, yüksek yoğunluktaki tasarımlarda, düşük kirlilikli yakıcılar, yüksek denge limitleri, yüksek ter dönüş oranları ve çevrimleri ve türbülans dağılımları siklon yakıcılarının aerodinamiğinde yapılacak küçük değişikliklerle elde edilebilir.

II. Tip Siklon Yanma Odaları

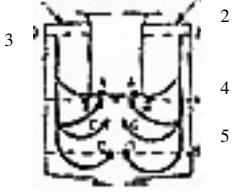
İkinci tip siklon yakıcılarında genellikle yüksek kül ve düşük uçucu madde katkılı yakıtlar kullanılır. Japonlar bu tip siklonlarda kalker ve kısmen yanan kömürleri kullanmaktadırlar. İlk zamanlarda bu tip siklonlar kolay olmasından dolayı tek girişliydi, fakat sonradan simetrik kullanımları daha çok tercih edilmeye başlandı. Çünkü teğetsel nozul/yakıcı siklon çevresine düzenli bir akış modeli oluşturduğundan, optimum çevrim alanı ve daha iyi yanma ısı yayılım karakteri sağladığından, bunun yanında daha düşük toplam basınç düşmesi sağladığından dolayı tercih edilmektedir (Şekil 2.23). Bu sistemin bir özelliği de akışı çıkışa doğru daha kolay yayması ve siklonun ana gövdesinde tıpkı toz ayırıcılarında olduğu gibi daha etkili by pass etmesidir. Bu teğetsel giriş alanlarına ve şekline bağlıdır. Şekil 2.24 Katsnelson'un (1970) ikincil hava hızı ve teğetsel nozul alanı değişimlerini deneylerinin sonuçlarını gösterir, fırının alt tarafına yaklaşıldığında akış oranının arttığı burada elde edilir.



Şekil 2.23. İkinci tip siklon yakıcının aerodinamiği (Deissler 1960)

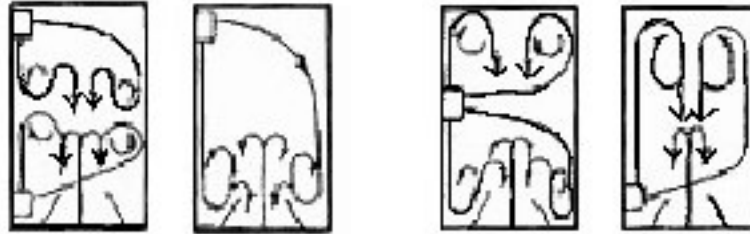
Tam yanma (yakıtın tamamen tükenmesi) girdaplı yakıcı tipinde benzer bir şekilde ikincil yanma şeklinde gerçekleşmektedir.

Şekil 2.25’de Stambuleanu (Agrest 1965), teğetsel akış deliklerinin konumlarının çıkışa göre değiştirilmesiyle çevresel akışlarda önemli değişikliklerin nasıl meydana gelebileceğini göstermektedir. Sonuçlar, birinci ve ikinci tip siklon yanma odaları arasındaki ilişkiyi açıkça ortaya koymakla birlikte, belirli bir tasarım için istenilen akış düzenlerine ve rezidans zaman seviyelerine ulaşmayı olası kılmaktadır. Tasarımların çoğu ya birinci tip ya da ikinci tip kategorilerine uyum göstermektedir.

Test no	Akış Yüzdesi				Slot açıklığı	İkinci hava hızı m/s	Hava	Swirl no	Hava ve yakıt Girişi
	A	B	C	D					
2	45	23,5	4	27,5	4 Slot komple açık	62,3	26,670	8-82	
3	38	19	12	31	4 Slot komple açık	54,5	22,990	10-6	
5	25	19	15	45	Slotlar yarı açık	77,2	13,230	21	

2,3,4,5 Port Numarası A,B,C,D-Akışkan
 $D_o=1,45$ m $L=1,62$ m
 $D_c=0,735$ m

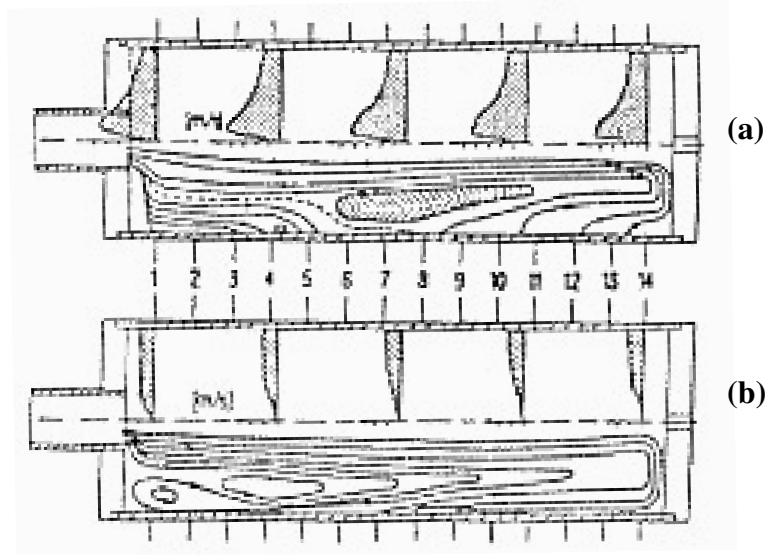
Şekil 2.24. İkinci tip siklon yakıcıda ikincil hava hızının etkisi ve gaz yayılımında Girdap numarası (Agrest 1965)



Şekil 2.25. Birinci ve ikinci tip siklonlarda çeşitli pozisyonlarda tanjantiel giriş hızlarının aerodinamik etkisi (Syred 1974)

III. Tip Siklon Yanma Odaları

Üçüncü Tip Siklon Yanma odaları Şekil 2.19'da gösterilmiştir. Bu üçüncü tip, ilk olarak Agrest (1965) tarafından uçucu içerikli bitkisel maddeleri yakmak için geliştirilmiş olup sonradan düşük kalorifik değerli gazları yakmak için kullanılmıştır. Bu tip siklonlarda olağanüstü uzun rezidans zamanları (tipik olarak ortalama aksiyel (aksiyal) hızın 15 katı) elde edilebilir. Teğetsel hız profilleri odanın eksenini boyunca çok düzenli (uniform) olurken, akış genellikle iki şekilde gerçekleşir. Birincisi çıkışa spiral şekilde ilerleyen akıştır. İkincisi de tabana doğru hareket etmektedir ki; bu tip akışı sınır katman akışı yükselen merkezi akışına egoza doğru spiral yaparak taşır (Şekil 2.26). Bu iki akış arasında yeniden küçük bir halkasal dolaşım bölgesi oluşur. Tabana küçük radyal perdelerin eklenmesi sistem aerodinamiklerini şiddetli bir şekilde değiştirebilir, aynen girdap numarasının değiştirilmesinin yapabileceği gibi (Şekil 2.27).



Şekil 2.26 (a) Üçüncü tip siklonda arka yüzeyde engelleme yok. İzotermal akış $Do=140$,
($De/Do=0,27$ Her biri 6mm çapında tanjantiel simetrik nozullar (iki sıra halinde))

Şekil 2.27 (b) Şekil 2.26'nın arka yüzey kondisyonununun 6x1mm radyal perdelerin etkisinin farklı bir şekli (Agrest 1965)

Üçüncü tip siklonlarda teğetsel girişlerin siklon uzunluğu boyunca muntazam dağılması dışında bu tip siklonlarla birinci tip arasında akış aerodinamiği açısından birçok benzerlik vardır. Bu fark olmasaydı uzun siklon odalarında akış kararsızlıkları oluşurdu ($L/D_o > 2$).

Üç siklonun da alev stabilizasyonunda da kullanılabilecek girdap yakıcılarına benzer şekilde çıkış akışları vardır. Yukarı sınır katmanından parçacıkların kuvvetli bir şekilde çıkışlarını engellemek için parçacıkların yakılması durumunda yalnızca birinci ve üçüncü tip siklonlarda içeri bakan bir kolun eklenmesi gerekmektedir.

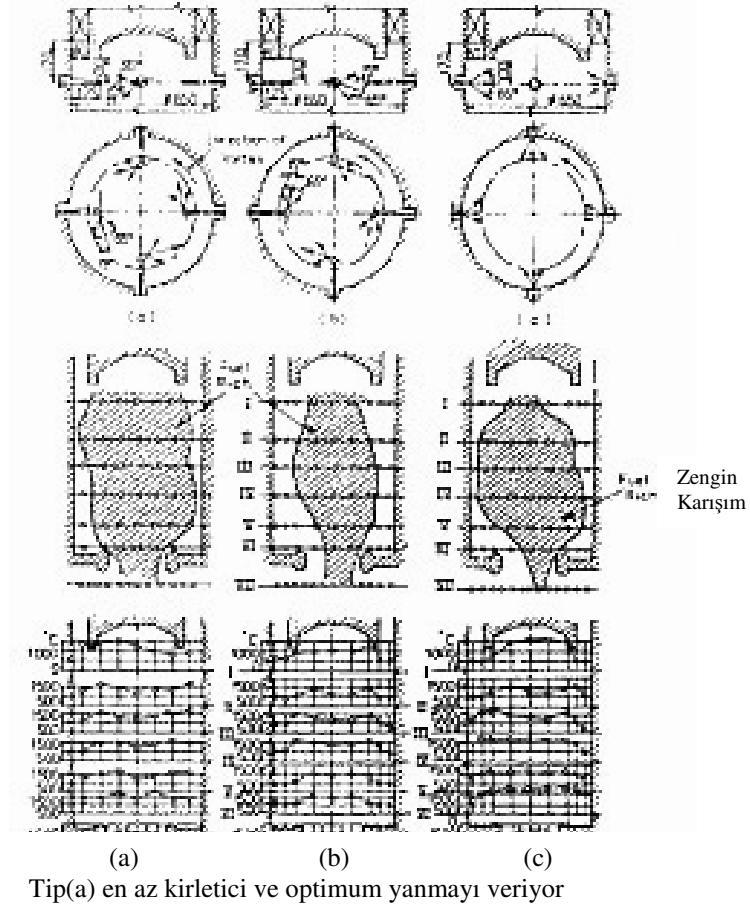
Syred ve Dahmen (1977) düşük enerji değerli atık gazları yakmak için sistemi erimeyen kapla (refractory) hizalamak suretiyle üçüncü tip siklonları geliştirmişlerdir. Buradaki amaç çok modlu bir alev stabilizasyonu tekniği geliştirmek olmakla birlikte, aerodinamik yeniden dolaşım ve erimez kabin duvarlarından yalıtım, girdaplı akışların sebep olduğu yüksek seviyeli suni yer çekimsel ivmeden dolayı çalkantılı yanma hızlarındaki gelişmeler ve yüksek rezidans zamanları göz önünde tutulmuştur. Bu sistemde alev, siklon boyunca uzanan uzun bir halkanın içinde erimez kabin duvarlarının yanında yer almakta ve 1000 dereceden düşük alev sıcaklıkları destek yakıt ihtiyacı olmadan sağlanabilmektedirler.

IV. Tip Siklon Yanma Odaları

Dördüncü tip siklon yanma odaları girdap derecesi yüksek ($s>3$) girdap yakıcı/fırın kombinasyonlarını içerir. Bu tip siklonların karmaşık akış düzenleri vardır ve tanecik alıkoyma özellikleri ilk üç tip siklondan daha kötü olduğu için genellikle yüksek kalitedeki yakıtlar için kullanılırlar. Tager ve arkadaşlarının (1976) yaptıkları çalışma bu noktada önemlidir. Şekil 2.20 de üzerinde kapsamlı geliştirme çalışmaları yapılmış bir siklon tasarımı gösterilmektedir. Normalle 80° derecelik açı yapan bir pervane tarafından oluşturulan kuvvetli girdaplı akış geniş cepheli bir kitlenin etrafından geçerek erimez kapla (refractory) hizalanmış fırına doğru yönelir. Geniş cepheli kitlenin sınır katmanına teğetsel olarak ağır akaryakıt (fuel-oil) püskürtülmekte ve başlangıçta alev de bu bölgede yer almaktadır. Hiçbir noktada alev fırın duvarına değmez. Geniş cepheli kitlenin yakınında akışın bütün merkezi kesimi yakıt açısından zengindir ve bu düzen SO_2 seviyesini minimumda tutmaktadır. Bu işlem Şekil 2.28’de gösterilmektedir. Bu şekilde aynı zamanda yakıt enjeksiyon metodunun kirlenme üzerine etkileri de gösterilmektedir.

Yanma ve kirlenme birlikte göz önüne alındığında, optimum yakıtın akışla birlikte teğetsel olarak terk edilmesidir. Yakıtın tamamen yanması çıkış bölgesine kadar gerçekleşmez. Bu bölgedeki girdap yakıcısı alev stabilizasyonu ve iyi yanma özellikleri sağlamaktadır. Bu sebepten dolayı sistem iki aşamalı bir yanma odası olarak görülebilir. Siklon odasının içinde yakıt olarak zengin birincil bölge ve tam yanmayı sağlayan yakıtı az ikincil dış bölgedir. Salınan SO_2 miktarını en aza indirmek için yanma odasının çıkışına yakın koyulan oldukça büyük ısı emiciler sayesinde alev sıcaklıkları olabildiğince düşük tutulur.

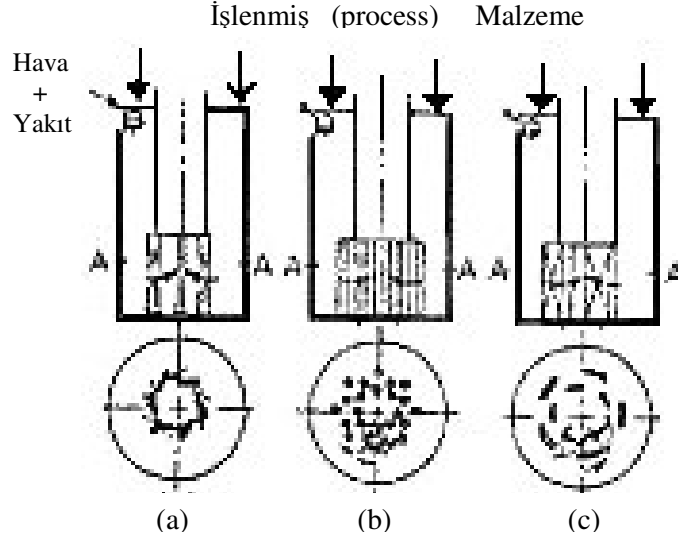
Dahmen (1978) tarafından aerodinamik olarak benzer sistemlerde yapılan deneyler göstermiştir ki merkezi geniş cepheli kitle akışı küçük bir miktar yeniden dolaşım içermekte, türbülanslı olmakta ve sınır katmanı içinde yerel yakıtça zengin bir bölge oluşturarak alev dengeleyicisi (stabilizer) görevi üstlenmektedir.



Şekil 2.28. Dördüncü tip siklonda yakıt enjeksiyon alev formları ve sıcaklık seviyeleri

V. Tip Malzeme İşleyici Siklonlar

Bu tip siklonlarda malzeme siklonun çemberine aksel olarak boğazının yakınından yukarıdan verilir. Burada malzeme girdap tarafından taşınmaktadır ve odanın duvarlarında ayrışmaktadır. Erimiş malzeme sonra aşağıya taşınır (Şekil 2.29). Siklon hacmi içinde ilerledikçe malzemenin ısınması eriğin duvarlardan aşağıya aktığı haldekinden 1,2-2 kat daha yoğundur. Şekil 2.29'da üç farklı tipte malzeme işleyen siklon gösterilmiştir. Bütün tasarımların amacı malzeme parçalarının ayraç bölgesine girmesini ve radyal akış tarafında boğazın içine doğru taşınmasını engellemektir. En yüksek parçacık ayrımının oluşacağı en yüksek teğetsel hıza ulaşmak ve daha yüksek aksel hız seviyelerine ulaşmak arasında bir optimum noktası bulunmalıdır.



Şekil 2.29 Beşinci tip siklonda malzeme işleyicileri (prosesleri)
a)Blade Tip, b)Tubular Tip, c)Perdeli Tip

Bıçak tipi ayracın akış direnci minimumdur, öte yandan perde tipi ayraç, aşağı kısımlardaki kesitlerinde maksimum gaz akışı vererek siklon tabanında eriğin daha iyi ısınmasını ve curufun daha tercih edilir ve güvenilir bir şekilde atılmasını sağlar.

Tsarev ve Troyankin (1971) bu siklon için aerodinamik açıdan optimal tasarım parametrelerini aşağıdaki gibi verirler:

$$D_e/D_o \approx 0,4 \text{ den } 0,6$$

$$H_b/H_o = 0,35 \text{ den } 0,45 \quad H_b \text{ egzoz fırıladağının yüksekliğidir.}$$

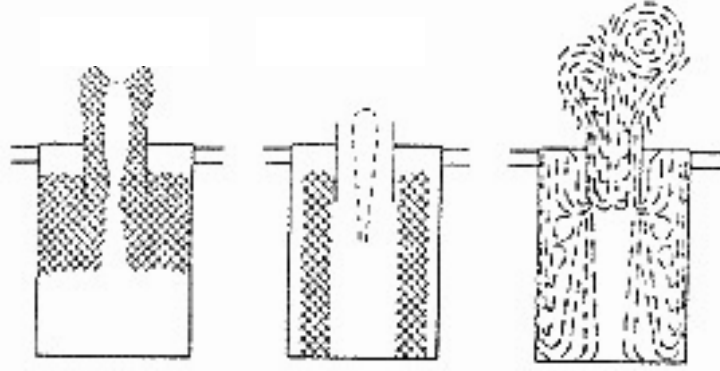
Duvarın pürüzlülüğü her zaman minimum değerde tutulmalıdır.

Ayarlanabilir Siklon Yanma Odaları

Siklon yanma odaları aslında ya egzoz akışı kullanılarak (merkezcil yeniden dolaşım alanı oluşturacak şekilde düzgünce genişletildiklerinde) girdap yakıcıları olarak, ya da dairesel alev yüzü iç çeperin yanında yer alan bir normal siklon yanma odası olarak kullanılabilir.

Gupta ve arkadaşları (1975) modüle edilmiş bir yanma odasının da giren akış oranlarındaki küçük değişimlerin akış düzeninde önemli değişikliklere yol açabileceği göstermişlerdir. Styles ve tayfası (1975) da ikinci tip siklon kullanarak alev yüzünün yanma odasının ya girdap yakıcısı ya da siklon yanma odası olarak kullanılmasını

belirlemek üzere değiştirilebileceğini ve böylece alev özelliklerinin sistem parametreleriyle yakın bir şekilde eşleştirilebileceği modüle edilebilir siklon yapılabileceği göstermişlerdir. Siklon odasının içindeki ve egzozundaki akış düzeni su modeli çalışmalarıyla elde edilmiştir. Şekil 2.30'da iki değişik yanma modu ve alev stabilizasyonu gösterilmiştir. Bu çalışmanın devamı olarak Najim (1979) "trenwise" su modeli sonuçlarını teyit etti ve yanmayla birlikte egzoz merkezi tekrar dolaşım bölgesinin ciddi bir şekilde küçüldüğü sonucuna vardı (girdap yakıcılarıyla birlikte olduğu gibi). Şekil 2.31 bu yanma odasının kararlılık limitlerini göstermektedir. Daha az önemli olan diğer yanma modları da oluşturulabilir. Benzer yanma modları ve mod değişiklikleri ayrıca üçüncü tip siklon yanma odalarında da bulunur. Diğer iki tip siklonunda benzer modlara sahip olmaları beklenmektedir.



Şekil 2.30 Ayarlanabilir siklon yakıcılar

2.4.3. Basınç Düşüşü

Siklon yanma odaları her zaman mütakabil girdap yakıcılarından daha yüksek girdap seviyelerinde çalışırlar; eğer yanma odası boyunca toplam basınç düşüşünün minimum değerinde tutulması için gerekli önlemler alınmazsa, bu düşüş yüksek değerler alabilir. Önlemlere örnek olarak giriş deliği hızlarının minimuma indirilmesi gösterilebilir.

Değişik siklon tiplerinde toplam basınç düşüşünün genel nitelendirmesi en basit şekilde Tager (1971) tarafından ifade edilmiştir. Tager (1971), siklon boyunca

toplam basınç düşüşünü teğetsel giriş deliğindeki ve ana odadaki (yani yanma odası çıkışındaki teğetsel giriş delikleri) basınç düşüşlerinin toplamı olarak tanımlamıştır:

$$\Delta P = \Delta P_t + \Delta P_\infty \quad (2.39)$$

Çokça değişik siklon üzerinde yapılan detaylı ölçümler aşağıdaki formülü göstermiştir:

$$\Delta P_t = \zeta_t [(w_g)^2 \rho / 2g] \quad (2.40)$$

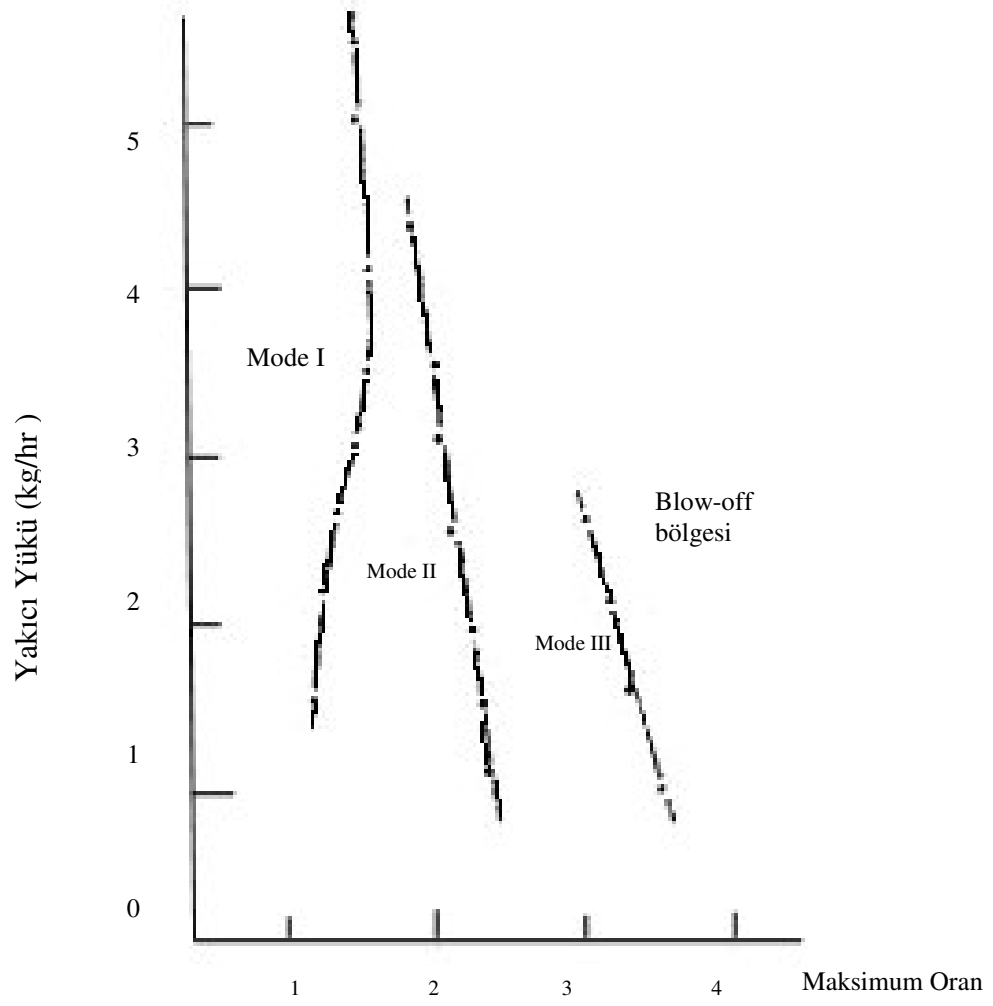
Troyankin (1963) ikinci terimi ΔP_∞ bir daha bölerek, üç farklı terime ayırmıştır. Teğet akış deliği boyunca basınç kayıp katsayıları ζ_t tipik olarak 1,3 ile 1,4 arasındadır. Tipik akış deliği geometrileri için ζ_t değerleri Şekil 2.32(a)'da verilmiştir. Teğet giriş girdap oluşumu için kayıp katsayısı yaklaşık olarak 1,3 ila 1,4 arasındadır ve vanaların, devamsızlıklarının veya eş akslı gaz yakıt borularının eklenmesiyle daha da artmaktadır.

4. ve 5. Tip radyal rehber firdöndüleri genellikle düşük kayıp katsayılarına sahiptirler. Ancak akışın girdap bölmesine girerken iki dik açılık dönüşler yapmaya mecbur olduğu durumlar için bu geçerli değildir ($\zeta_t = 1,85$ olduğunda).

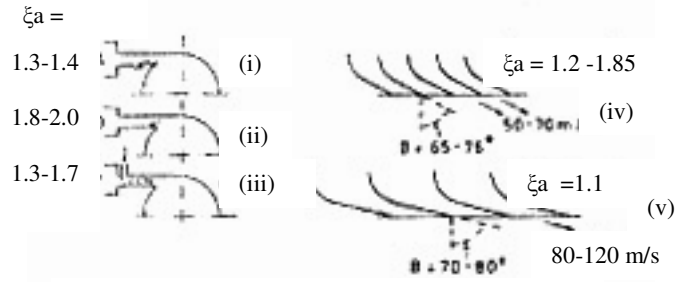
Aynı şekilde,

$$\Delta P_\infty = \zeta_\infty \frac{u_\theta^2 \rho}{2g} \quad (2.41)$$

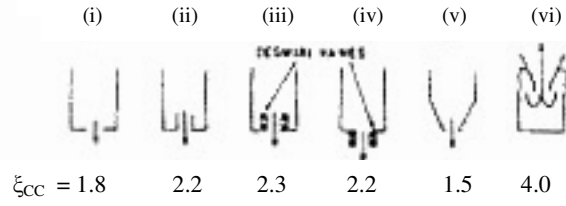
olduğundan (Troyankin 1963) (burada u_θ ortalama aksiyal oluk çıkış hızıdır), ζ_∞ , akış deliklerinden egzozu basınç kayıp katsayısının asıl olarak çıkış yeri (outlet) geometrisinin bir fonksiyonu olduğu gösterilmiştir (Şekil 2.32(b)).



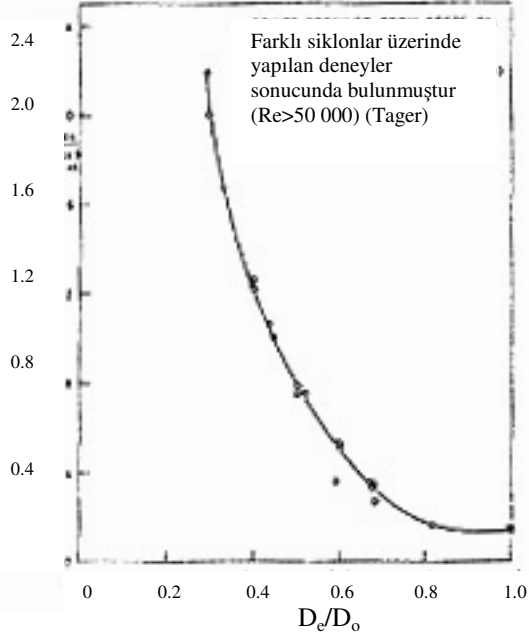
Şekil 2.31. Ayarlanmış siklon yanma odası için patlama limitleri ve yanma modu değişim diyagramı



(A) FARKLI TİP SWİRLER İÇİN GİRİŞ KAYIPLARI



(B) SÜRTÜNME ODALARI, SWİRL ve ÇIKIŞ KAYIPLARI

**Şekil 2.32.** Farklı siklon kombinasyonları için toplam giriş ve çıkış kayıpları

(a) Giriş kayıpları

(b) Sürtünme odaları, swirl ve çıkış kayıpları

(c) Siklon odalarının D_e/D_o oranlı sürüklenme kayıpları

2.5. Besleme Ünitesi

Siklon yakıcılarında verimli bir yanma elde edilebilmesi için yakıtın siklona girişi sürekli rejim halinde olmalıdır. Eğer yakıt siklona kesintili girerse istenen sıcaklığa ulaşmadan yanma işlemi sona erer. İyi bir yanma elde edebilmek için iyi bir besleme sistemi gerekmektedir. Bunun içinde çeşitli modeller geliştirilmiştir.

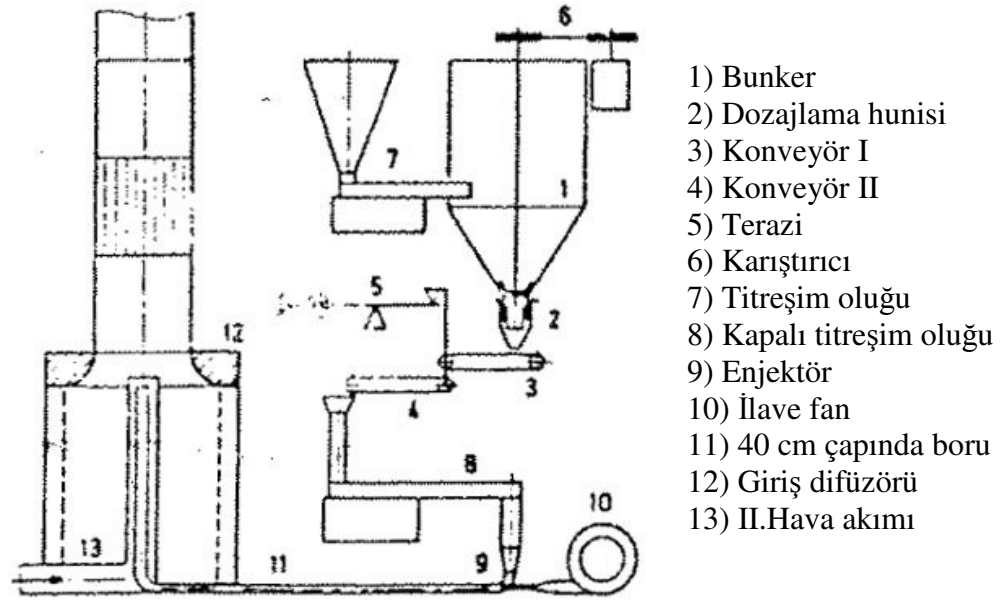
2.5.1. Besleme Ünitesi Çeşitleri

Yapılan literatür araştırmaları sonucunda siklon deney düzeneklerinde 4 tip besleme ünitesi kullanıldığı belirlenmiştir.

Bunlar;

- Bantlı terazili-fırçalı-enjektörlü besleme ünitesi (Şekil 2.33)
- Hücre tekeri besleme ünitesi (Şekil 2.34)
- Titreşimli beslemeli besleme ünitesi (Şekil 2.35)
- Fırçalı tip besleme ünitesi

Bantlı terazili-fırçalı-enjektörlü ve fırçalı tip besleme üniteleri en ideal homojen karışımı sağlayabilen tiplerdir. Bantlı terazili-fırçalı-enjektörlü besleme ünitesi fırçalı tipe göre daha pahalı olmakla birlikte, partikül-hava karışım oranının ayarlanabilmesi bakımından çok hassastır. Bantlı terazili-fırçalı-enjektörlü besleme ünitesinde (Şekil 2.33) ek tertibatlarıyla birlikte ölçü bantlı terazi kullanılmaktadır. Bu sistemde partikül bunkerden akar, değiştirilebilir ve yüksekliği ayarlanabilir bir konveyör besleme hunisinden geçer ve hızı ayarlanabilir bir konveyör üzerine dökülür. Buradan partiküller sabit hızda çalıştırılan bir teraziye asılı ikinci bir konveyöre dökülmektedir. Terazide, kayar bir kütle yardımıyla normal değer ayarlanabilir. Normal değere uymayan bir yüklemde tartı bandı dengeden saparsa, endüktif dedektörler üzerinden bir yardımcı motor çalıştırılır. Bu ise bir direnç yardımıyla besleme bandının tahrik motoruna kumanda ettirmektedir. Bu bandın uzunluğu taşıdığı toz akımı tarafından tartı bandı yeniden dengeye gelene ve endüktif tarama karşılık vermeye başlayana kadar değiştirilir. Normal değerden 30 saniyeden daha uzun süren sapmalarda ölçülü bantlı terazi otomatik olarak durur.

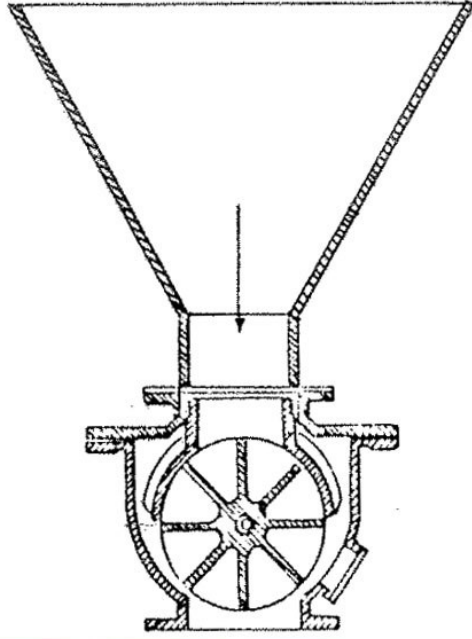


Şekil 2.33 Bantlı terazili-fırçalı-enjektörlü besleme ünitesi (Warren 1976)

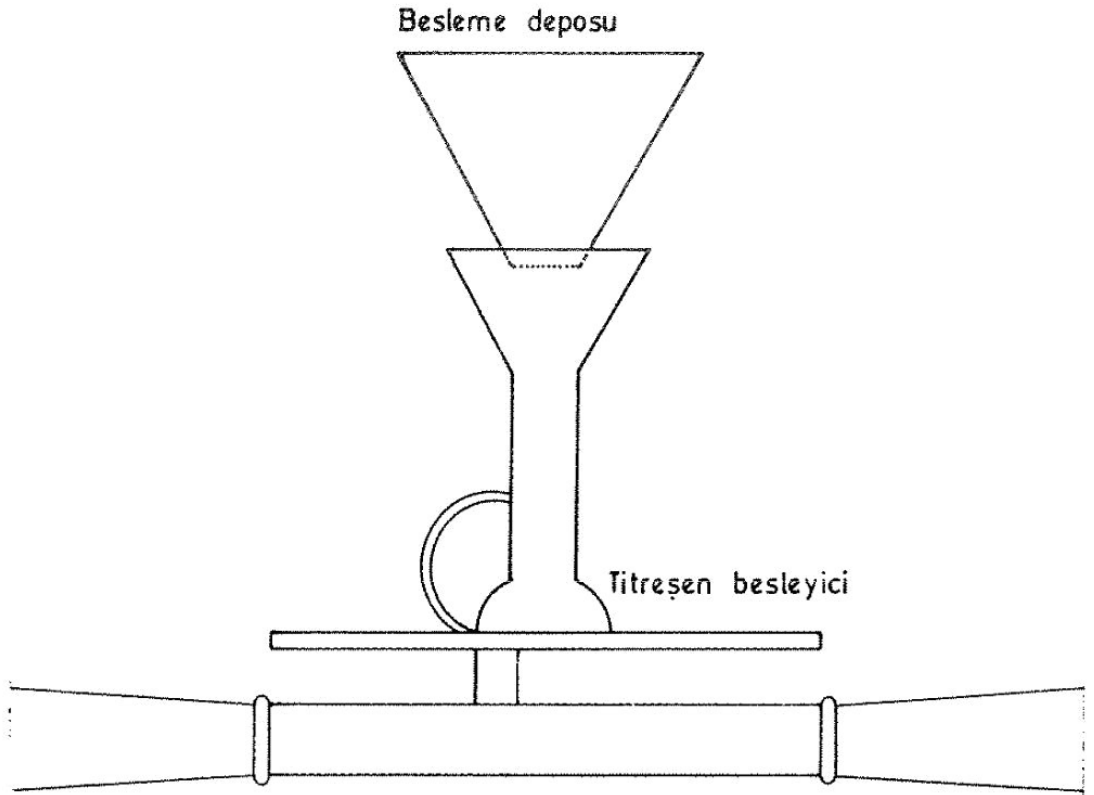
Hücre tekerli besleme ünitesi, bir kovan içerisine yerleştirilmiş hücre tekerinden ve bu tekere kumanda eden değişken devirli bir elektrik motorundan oluşmaktadır (Şekil 2.34). Değişken devirli elektrik motorunun maliyetinin yüksek oluşu ve hava-partikül karışımının homojenliği sağlanamadığından bu sistem pek tercih edilmez. Aynı şekilde titreşimli tip besleme ünitesinde aynı durum söz konusudur.

Eğer kötü tanelenme özelliğine sahip partiküller kullanılırsa besleme hunisinin üzerindeki yığılma yüksekliği az kalmalıdır. İlave bir titreşim oluğunun tamamladığı bir deviri ayarlanabilir karıştırıcı, partikülleri akışkanlaştırabilmektedir. Tartı bandı partikülleri arka arkaya gelen ufak topaçlar halinde atmaktadır. Kapalı bir titreşim oluğu ölçülü bantlı terazi ile enjektör arasındaki toz akımını homojenleştirmektedir. İlave bir fan ile giriş difüzörüne kadar uzanan bir boru ile partikülleri, gaz akımına göndermektedir.

Bu sistemin maliyetinin çok yüksek olması önemli bir dezavantajdır.



Şekil 2.34. Hücre tekerli besleme ünitesi (Warren 1976)



Şekil 2.35. Titreşimli besleme ünitesi (Warren 1976)

2.6. Siklon Dizaynı

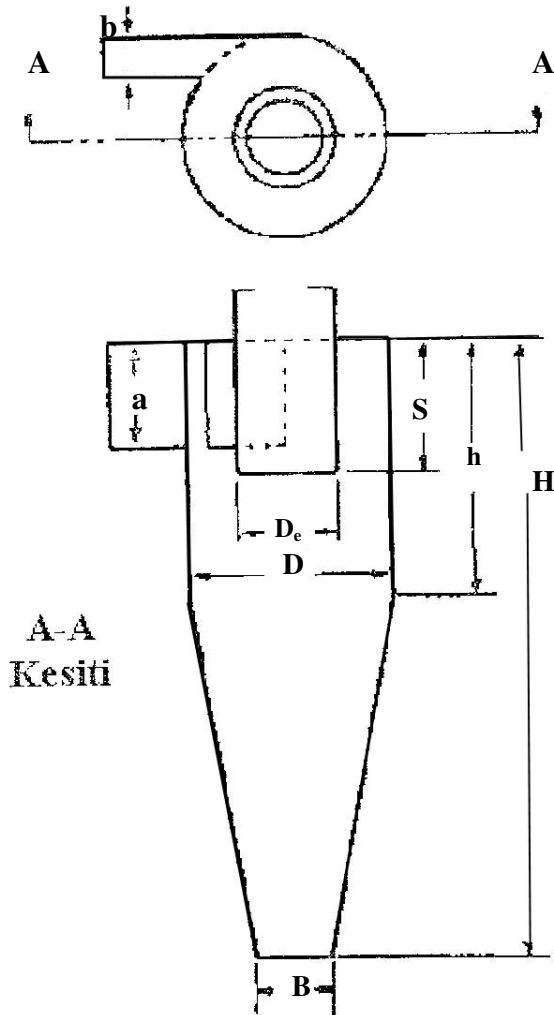
Dizayn, esasen bir optimizasyon işlemi olup, performans beklentileri ve verilen çalışma şartları arasında yapılmaktadır. Çalışma şartları, ilk debiyi ve girişteki partikül boyut dağılımını içermektedir. Performans beklentileri ise müsaade edilebilir basınç düşümü ve istenen ayırma verimliliğidir. Siklonun temel boyutları Şekil 2.36'da gösterilmiştir. Çizelge 2.5'de standart siklon dizaynı için boyut oranları verilmiştir. Buradan isteğe uygun olanı seçilmektedir.

Çizelge 2.5 Standart siklon dizaynları için boyut oranları (Wang ve Ye 1999)

Boyutsal oranlar	Genel maksatlı		Yüksek iş üreten	
	Lapple (1950)	Swift (1969)	Stairmand (1951)	Swift (1969)
D	1	1	1	1
D_c/D	0.5	0.5	0.75	0.75
a/D	0.5	0.5	0.75	0.8
b/D	0.25	0.25	0.375	0.35
S/D	0.625	0.6	0.875	0.85
H/D	4.0	3.75	4.0	3.7
h/D	2.0	1.75	1.5	1.7
B/D	0.25	0.4	0.375	0.4
Diğer parametreler				
Geometri parametresi C	50.4	47.7	Scroll girişte C uygulanamaz.	
Ölçülen ΔH	8.0	7.6	7.2	7.0
Q/D² m/sa	6.860	6.670	16.100	12.400

Gerçek boyutlar siklon çapına karar verildikten sonra hesaplanabilir. Genel amaçlı siklonlar için $D_m = (Q_{m^3/hr})^{1/2} / 80$ ifadesi D_m için metre cinsinden bir değer vermektedir. Yüksek iş çıkarma yetenekli siklonlar için daha makul bir değere sahip olan D_m çapı alttaki formülden elde edilebilir (Wang ve Ye 1999):

$$D_m = \frac{(Q_{m^3/hr})^{1/2}}{120} \quad (2.42)$$



Şekil 2.36 Siklonun temel boyutları (Wang ve Ye 1999)

3. MATERYAL VE YÖNTEM

3.1. Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği (CFD)

Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği (CFD) akışkan akışı, ısı transferi ve diğer ilgili fiziksel olayların bilgisayarlar yardımıyla simüle edilmesini sağlayan bilim dalı olarak tanımlanabilmektedir. Verilen sınır şartları altında ilgili hacimde korunum denklemlerini çözerek simülasyon gerçekleştirilir.

Bilgisayarlar akış problemlerinin çözümünde uzun yıllardır kullanılmaktadırlar. Özgün problemleri veya özgün problem sınıfları çözmek için birçok program yazılmıştır. Özellikle 1970'lerin ortalarından itibaren kompleks matematik denklemleri, algoritmaların anlaşılabilmesi için genel CFD çözümleri geliştirilmeye başlanmıştır. Bunun etkisi ise özellikle bilgisayarların çok güçlenmeye başladığı 1980'li yıllarda kendini göstermiştir. CFD ilk başlarda sadece araştırmalarda kullanılan bir araçtı. Bilgisayar teknolojisindeki gelişmeler, güçlü grafikler ve 3D sanal manipülasyonlardaki gelişmeler, laboratuvar çalışmalarına göre CFD modelleme ve çözümündeki zamanı ve dolayısı ile maliyetleri azaltmıştır. Günümüzün güçlü CFD kodları akış problemlerinin makul bir süre içerisinde çözümüne olanak tanımışlardır.

Momentum, ısı ve kütle transferini tanımlayan Navier-Stokes denklemleri 19. yüzyılda elde edilmiş olup analitik olarak bilinen bir çözümleri mevcut değildir ve sayısal olarak çözülmektedirler. Yanma gibi diğer işlemleri ihtiva eden denklemler Navier-Stokes denklemleriyle ortak çözülmektedir. Sıklıkla bu ek denklemler türbülans modellerinde olduğu gibi bir yaklaşım kullanılarak denklem sistemine dahil olurlar.

CFD kodlarında kullanılan birçok çözüm metodu bulunmaktadır. Bu metodlardan en çok kullanılanı ise sonlu hacim tekniğidir. Bu teknikte ilgilenilen alan kontrol hacmi denen ufak alt hacimlere ayrılır. Denklemler her kontrol hacmi için ayrıklaştırılarak iteratif olarak çözülür. Sonuç olarak her değişkenin yaklaşık değeri hacim içersindeki özel noktalarda hesaplanmış olur.

3.1.1. Korunum Denklemleri

Bu bölümde anlatılan denklemler ve yaklaşımlar kullanılan ticari kodun çözdüğü denklemler ve kullandığı yaklaşımları anlatmaktadır. Öncelikle her CFD kodunda ortak olduğu gibi çözülen (zamana bağlı Navier-Stokes Denklemleri) korunum denklemlerin genel halleri kısaca,

Süreklilik denklemi

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \bullet (\rho \mathbf{U}) = 0 \quad (3.1)$$

Momentum denklemleri

$$\frac{\partial \rho \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \bullet (\rho \mathbf{U} \otimes \mathbf{U}) = \nabla \bullet (-p \delta + \mu (\nabla \mathbf{U} + (\nabla \mathbf{U})^T)) + \mathbf{S}_M \quad (3.2)$$

Enerji denklemi

$$\frac{\partial \rho h_{tot}}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \bullet (\rho \mathbf{U} h_{tot}) = \nabla \bullet (\lambda \nabla T) + S_E \quad (3.3)$$

şeklinde yazılabilir. Eğer viskoz iş fazlaysa bu durumda enerji denkleminde viskoz kaymaların etkisini hesaba katabilmek için sağ tarafa ek bir terim eklenmesiyle denklem,

$$\frac{\partial \rho h_{tot}}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \bullet (\rho \mathbf{U} h_{tot}) = \nabla \bullet (\lambda \nabla T) + \nabla \bullet \left(\mu \nabla \mathbf{U} + \nabla \mathbf{U}^T - \frac{2}{3} \nabla \bullet \mathbf{U} \delta \mathbf{U} \right) + S_E \quad (3.4)$$

halini almaktadır. Eğer kinetik enerjinin toplam enerjiye etkisi ihmal edilebiliyorsa bu durumda denklem aşağıdaki gibi olur,

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \nabla \bullet (\rho \mathbf{U} h) = \nabla \bullet (\lambda \nabla T) + S_E \quad (3.5)$$

Bu denklemlerde S kaynak terimlerini ifade etmektedir. Ayrıca denklemlerde bulunan yedi tane bilinmeyene (u, v, w, p, T, h, ρ) karşılık beş denklem bulunmaktadır. Bilinmeyenlerin tamamını bulabilmek için gerekli diğer iki denklem ise Durum Denklemi ve Yapısal Denklemdir.

3.1.2. Türbülans Modelleri

Türbülans kavramı akış hacminde herhangi bir zamandaki ve yerdeki dalgalanmaları anlatmak için kullanılmaktadır. Üç boyutlu, zamana bağlı ve birçok ölçeği içermesi nedeniyle çok kompleks bir olaydır. Türbülansın akış üzerinde çok önemli etkileri olabilmektedir. Türbülans atalet kuvvetlerinin viskoz kuvvetlere oranla daha etkin olduğu durumlarda ortaya çıkmaktadır ve yüksek Reynolds sayılarıyla karakterize edilmektedir.

Teoride Navier-Stokes denklemleri herhangi bir ek bilgiye ihtiyaç duymadan hem laminar hem de türbülanslı akışları tanımlamaktadırlar. Fakat gerçekçi Reynolds sayılarındaki türbülanslı akışlar sayısal çözüm için oluşturulan sonlu hacim ağından çok daha küçük ölçüler gerektirmekte ayrıca çok geniş bir türbülans uzunluğu ve zaman skalasında değişim göstermektedirler. Bu şekildeki bir çözüm için direkt sayısal simülasyon (DNS) yöntemlerinin ihtiyacı olan hesaplama gücü, günümüz bilgisayarlarının kat ve kat üstünde bir güç gerektirmektedir.

Bugün CFD kodlarında türbülansın akış üzerindeki etkilerinin hesaplanabilmesi amacıyla çeşitli türbülans modelleri geliştirilmiştir. Ve türbülansın bu etkilerinin sayısal hesabın ağ yapısı ve DNS yöntemlerine bağımlılıktan kurtarılması üzerine yoğunlaşmıştır. Hemen hemen bütün türbülans modelleri istatistiksel modeller olmakla birlikte Large Eddy Simülasyon Teorisi ve Detached Eddy Simülasyon Teorisi bu modellerden ayrı bir platformda değerlendirilmesi gereken modellerdir.

a) RANS Türbülans Modelleri

Türbülans modelleri transport denklemlerini ortalama ve dalgalanmalı değerlerle modifiye ederek bir çözüm ararlar. Mesela hız U ortalama bileşken ve zaman değişkeni bileşkenine ayrılarak,

$$U = \bar{U} + u \quad (3.6)$$

şeklinde yazılabilir. Burada ortalama bileşken,

$$\bar{U} = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} U dt \quad (3.7)$$

olarak tarif edilir. Δt türbülans dalgalanmalarına yüksek görecelilik gösterirken denklemlerin çözüldüğü zaman skalasına göre daha az görecelidir.

Ortalama değerlerin transport denklemlerine yerleştirilmeleriyle,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U) = 0 \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial \rho U}{\partial t} + \nabla \cdot \{ \rho U \otimes U \} = \nabla \cdot \{ \tau - \rho \overline{u \otimes u} \} + S_M \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U \phi) = \nabla \cdot (\Gamma \nabla \phi - \rho \overline{u \phi}) + S_E \quad (3.10)$$

denklemleri elde edilir. Burada τ moleküler gerilim tensörüdür. Görüldüğü üzere kütle korunumu denkleminde bir değişiklik söz konusu değilken momentum ve skaler transport denklemleri moleküler difüzyon akısına ek olarak türbülans akısı terimlerini içermektedirler. Bunlar $(\overline{\rho u \otimes u})$ Reynolds Gerilimi ve $(\overline{\rho u \phi})$ Reynolds akısı değerleridir. Bu değerler ortalamasız transport denklemlerindeki nonlineer konvektif terimlerden oluşmuşlardır. Türbülans hızı dalgalanmaları konvektif terim üzerinde karışıklığı çoğaltacak ve moleküler boyutta termal dalgalanmaları da arttıracaktır. Reynolds ortalama enerji denklemi,

$$\frac{\partial \rho h_{tot}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U h_{tot} + \rho \overline{u h} - \lambda \nabla T) = \frac{\partial p}{\partial t} \quad (3.11)$$

olmaktadır. Burada toplam entalpi,

$$h_{tot} = h + \frac{1}{2}U^2 + k \quad (3.12)$$

şeklinde tanımlanmaktadır. Ortalama akış kinetik enerjisine ek olarak toplam entalpi türbülans kinetik enerjisi k ' yı da içerir,

$$k = \frac{1}{2}\overline{u^2} \quad (3.13)$$

b) Eddy Viskoziteli Türbülans Modelleri

Bu yaklaşıma göre türbülans Reynolds gerilmelerinin ortalama hız gradientlerine orantılı olarak sürekli şekillenen ve dağılan küçük girdaplardan oluşmaktadır.

Eddy viskozitesi modeli Reynolds gerilmelerinin ortalama hız gradientleriyle ilişkili olduğunu ve gradient difüzyon hipotezi ile birlikte anolojik olarak bir bakıma Newtonian bir akıştaki gerilme ve uzama tensörleri arasındaki ilişkiye benzerliğini şu formülle gösterir,

$$-\rho\overline{u \otimes u} = -\frac{2}{3}\rho k\delta - \frac{2}{3}\mu_t \nabla \bullet U\delta + \mu_t(\nabla U + (\nabla U)^T) \quad (3.14)$$

Burada μ_t Türbülans viskozitesi veya Eddy viskozitesidir. Eddy vizkozite hipotezine benzer olarak eddy difüzyon hipotezi skaler bir Reynolds akısının ortalama skaler gradientle lineer değiştiği yani,

$$-\rho\overline{u\phi} = \Gamma_t \nabla\phi \quad (3.15)$$

şeklinde olduğunu göstermektedir. Γ_t burada Eddy Diffusivity (geçirgenliği) olup

$$\Gamma_t = \frac{\mu_t}{Pr_t} \quad (3.16)$$

şeklinde tanımlanmaktadır. Ayrıca Pr_t türbülans Prandtl sayısıdır.

Bu denklemler μ_t türbülans viskozitesi biliniyorsa ortalama değişken fonksiyonların türbülans dalgalanma terimlerini ifade eder. K- ε ve K- ω türbülans modelleri işte bu değişkeni sağlarlar.

Bu hipotez ışığında Reynolds ortalama momentum ve skaler transport denklemleri,

$$\frac{\partial \rho U}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U \otimes U) = B - \nabla p' + \nabla \cdot (\mu_{eff} (\nabla U + (\nabla U)^T)) \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U \phi - \Gamma_{eff} \nabla \phi) = S \quad (3.18)$$

haline gelir. Burada B cisim kuvvetleri, μ_{eff} efektif viskoziteyi, Γ_{eff} ise efektif geçirgenliği ifade etmekte olup,

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_t \quad \Gamma_{eff} = \Gamma + \Gamma_t \quad (3.19)$$

şeklinde yazılabilirler. Ayrıca p' modifiye edilmiş basınç ise,

$$p' = p + \frac{2}{3} \rho k + \nabla \cdot U \left(\frac{2}{3} \mu_{eff} - \zeta \right) \quad (3.20)$$

olarak yazılabilir. Reynolds ortalama enerji denklemi ise şu şekli alır,

$$\frac{\partial (\rho h_{tot})}{\partial t} - \frac{\partial P}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U h_{tot}) = \nabla \cdot \left(\lambda \nabla T + \frac{\mu_t}{Pr_t} \nabla h \right) + S_E \quad (3.21)$$

Burada moleküler difüzyon terimi kesin olmamakla birlikte türbülans difüzyonu bu terime oranla çok büyük olduğundan ihmal edilebilir.

Eddy viskoziteli modeller eddy viskozitesini ve eddy geçirgenliğini kullanmalarıyla ayırt edilebilirler.

Türbülans Modellerinin Sınıflandırılması:

- Eddy Viskoziteli Türbülans Modelleri
 - Zero-Equation
 - k- ε
 - k- ω
 - Shear Stress Transport (SST)
 - RNG k- ε
 - (k - ε)_{IE} Eddy Viskozite Modeli
- Reynolds Gerilim Modelleri
 - BSL (Baseline k- ω Modeli)
 - SSG Reynolds Gerilim Modeli
 - LLR Reynolds Gerilim Modeli
 - QI Reynolds Gerilim Modeli
 - ω Reynolds Gerilim Modeli

c) **k- ε Türbülans Modeli**

İki denklemlilik türbülans modellerinden biri olan k- ε hız ve uzunluk skalası ayrı iki denklem olarak çözümlür. k türbülans kinetik enerjisi hızdaki dalgalanmaların değışimi olup birimi ($L^2 T^{-2}$), ε ise türbülans girdap dağılımı olup (hız dalgalanmalarının dağılım oranı) birimi ($L^2 T^{-3}$) dir.

k- ε türbülans modeli, denklem sistemine iki yeni değışken getirmektedir. Böylece kütle korunumu ve momentum denklemleri,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U}) = 0 \quad (3.22)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} \otimes \mathbf{U}) - \nabla \cdot (\mu_{eff} \nabla \mathbf{U}) = \nabla p' + \nabla \cdot (\mu_{eff} \nabla \mathbf{U})^T + \mathbf{B} \quad (3.23)$$

şeklini alır. Burada B cisim kuvvetleri, μ_{eff} efektif viskoziteyi göstermektedir. p' modifiye edilmiş basınç olmak üzere,

$$p' = p + \frac{2}{3}\rho k \quad (3.24)$$

olarak tanımlanır. k-ε türbülans modeli de eddy viskozitesi tabanlı olduğundan

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_t \quad (3.25)$$

şeklinde yazılır. k-ε türbülans modelinde türbülans viskozitesi, türbülans kinetik enerjisi ve dissipasyonu

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.26)$$

formülüyle ilişkilendirilir. C_μ sabit bir değer olup değeri 0.09 dur. Türbülans kinetik enerji ve türbülans dissipasyon oranı için gerekli k ve ε değerleri direkt olarak kısmi transport denklemlerinden gelmektedir,

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U k) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] + P_k - \rho \varepsilon \quad (3.27)$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U \varepsilon) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right] + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} P_k - C_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon) \quad (3.28)$$

Buradaki bazı değerler sabitler olup değerleri ise, $C_{\varepsilon 1} = 1.44$ $C_{\varepsilon 2} = 1.92$ $\sigma_k = 1.00$ $\sigma_\varepsilon = 1.3$ şeklinde verilmektedir. P_k viskoz kuvvetlerin ve kaldırma kuvvetlerinin ürettiği türbülans olmak üzere aşağıdaki şekilde yazılır,

$$P_k = \mu_t \nabla U \cdot (\nabla U + \nabla U^T) - \frac{2}{3} \nabla \cdot U (3\mu_t \nabla \cdot U + \rho k) + P_{kb} \quad (3.29)$$

Bu çalışmadaki gibi sıkıştırılamaz akışkanlar için $\nabla \cdot U$ değeri çok küçüktür ve sağ taraftaki ikinci terimin türbülans üretimine katkısı çok çok azdır. Sıkıştırılabilir

akışlarda ise $\nabla \cdot U$ değeri şok gibi yüksek hız diverjanslarının bulunduğu yerlerde büyüktür.

$3\mu_t$ terimi “Frozen Stres” (Donmuş Gerilim) yaklaşımından kaynaklanmaktadır. Bu yaklaşımla şoklarda k ve ε değerlerinin çok büyük değerler alması önlenmiş olur. Kullanılan ticari koda direkt olarak μ_t önündeki faktöre müdahale edilmesi mümkündür.

Boussinesq Kaldırma Modeli ve benzeri modelleri kullanan kaldırma kuvvetlerini de içeren akışlar için, çalışmada kullanılmadığından, bu formülasyona değinilmemiştir.

3.1.3. Cidara Yakın Akışın Modellenmesi

Matematiksel Teorisi

CFX’ te duvar fonksiyonu yaklaşımı Launder ve Spalding (1974) tarafından geliştirilen metodun bir uzantısı şeklindedir. Log-law bölgesinde cidara yakın teğetsel hız duvar kayma gerilmesi ile logaritmik bir ilişki içindedir.

Duvar fonksiyon yaklaşımında viskozite etkisindeki alt tabakada yakın cidar sınır şartlarında ortalama hızı ve türbülans transport denklemlerini sağlamak için çeşitli ampirik formüller uygulanmaktadır. Bu formüller duvar şartlarıyla cidara yakın düğüm noktalarındaki (sınır tabaka içersindeki tam türbülanslı bölgedeki) bağımlı değişkenleri ilişkilendirir.

Duvara yakın hız için geometrik bağıntı,

$$u^+ = \frac{U_t}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + C \quad (3.30)$$

olarak verilmekte olup burada

$$y^+ = \frac{\rho \Delta y u_\tau}{\mu} \quad (3.31)$$

$$u_{\tau} = \left(\frac{\tau_{\omega}}{\rho} \right)^{1/2} \quad (3.32)$$

u^+ yakın duvar hızı, u_{τ} sürtünme hızı, U_t hızın cidardan Δy (Δy tanımı çeşitli duvar fonksiyonları yaklaşımları için değişik şekillerde yapılmaktadır) uzaklıktaki teğetsel bileşeni, y^+ cidardan olan boyutsuz uzaklık, τ_{ω} duvar kayma gerilmesi, κ von Karman sabiti ve C ise cidar pürüzlülüğüne bağlı olan logaritmik tabaka sabitidir.

Ölçeklendirilebilir Duvar Fonksiyonu Yaklaşımı (Scalable Wall Function)

Üstteki genel formül yakın cidar hızı, U_t , sıfıra yaklaşırken ayrılma noktalarında tekillikler oluşturmaktadır. Bu nedenle logaritmik bölgede alternatif bir hız skalası u^* , u^+ nın yerine kullanılabilir,

$$u^* = C_{\mu}^{1/4} k^{1/2} \quad (3.33)$$

Bu skalanın en önemli faydası yakın cidar hızı, U_t , sıfıra yaklaşırsa bile bu değer sıfıra gitmemesidir yani türbülanslı akışta k değeri hiçbir zaman tamamen sıfır olmamaktadır. Bu tanımlardan şu açık formüle ulaşılabilir,

$$u_{\tau} = \frac{U_t}{\frac{1}{\kappa} \ln(y^*) + C} \quad (3.34)$$

τ_{ω} duvar kayma gerilmesinin mutlak değeri ise,

$$\tau_{\omega} = \rho u^* u_{\tau} \quad (3.35)$$

burada,

$$y^* = (\rho u^* \Delta y) / \mu \quad (3.36)$$

şeklinde tanımlanmakta olup u^* ise daha önce tanımlandığı gibidir.

Duvar fonksiyonu yaklaşımının en temel dezavantajı ise ilk düğüm noktasının cidardan uzaklığına ve cidara yakın ağ yapısına çok duyarlı olmasıdır: Grotjans ve Menter'in (1998) çalışmalarında da ağ yapısının iyileştirilmesinin sonucun doğruluğuna çok etki etmediğini gözlemiştir. Bu tutarsızlıklar ise CFX tarafından geliştirilen Ölçeklendirilebilir Duvar Fonksiyonu yaklaşımı ile giderilmiştir. Bu yaklaşım istenilen iyi bir ağ yapısına Reynolds sayısına bağlı olarak tutarlı ağ iyileştirmelerinden bağımsız olarak uygulanabilmektedir.

Ölçeklendirilebilir Duvar Fonksiyonu yaklaşımının altında yatan temel fikir logaritmik formülasyonda kullanılan y^* değerini $y^* = \max(y^*, 11.06)$ gibi daha düşük bir değerle sınırlamaktır. Burada 11.06 değeri logaritmik duvar profili ve lineer yakın duvar profillerinin kesişimleri ile elde edilmiştir. Ve hesaplanan y^* değerinin bu limitin altına düşmesine izin verilmez. Böylece bütün ağ noktaları viskoz alt tabakanın dışında kalarak tutarsızlık giderilmiş olur. Bu olay şu açılardan önemlidir:

- Sınır tabakayı tamamen çözebilmek için bu tabakada en az 10 düğüm bulunması gerekmektedir.
- Gerekmedikçe Standart Duvar Fonksiyonları kullanılmamalıdır.
- y^+ değerinin üst limiti Reynolds sayısının bir fonksiyonu şeklindedir. Mesela bir gemi için Reynolds sayısı 10^9 olabilir ve y^+ değeride bu durumda 1000 olabilir. Ama daha düşük Reynolds sayılarında (küçük bir pompada olduğu gibi) bütün sınır tabaka $y^+ = 300$ değerine kadar uzanabilir. Bu durumda da daha küçük aralıklarla duvara yakın bir ağ yapısı gerekir.

Eğer sonuçlarda büyük sapmalar görülüyorsa bu durumda yakın duvar ağ yapısının modifiye edilmesi faydalı olacaktır.

Çözücü y^+ ve y^+ Değerleri

Çözücü çıktısında yakın duvar y^+ aralıkları için iki değer mevcuttur. y^+ nın genel CFD kullanımındaki standart tanımı,

$$y^+ = \frac{\sqrt{\tau_w / \rho} \cdot \Delta n}{\nu} \quad (3.37)$$

şeklindedir. Burada Δn duvardan sonraki birinci ve ikinci düğümler arasındaki uzaklık olarak tanımlanmıştır. CFX'te buna ek olarak Çözücü y^+ (Solver y^+) denilen kavram çözücü tarafından logaritmik profili bulmakta kullanılan y^+ değeridir. Bu değer kullanılan duvar iyileştirme modeline (farklı uzaklık tanımlarına ve hız skalalarına) bağlı olarak değişmektedir. Tecrübe edilmiş değerler ise şu şekilde önerilmektedir,

- Standart Duvar Fonksiyonu ($\Delta y = \Delta n/4$)
- Ölçeklendirilebilir Duvar Fonksiyonu ($\Delta y = \Delta n/4$)
- Otomatik Duvar İyileştirmesi ($\Delta y = \Delta n$)

Ölçeklendirilebilir Duvar Fonksiyonunda y^+ değeri,

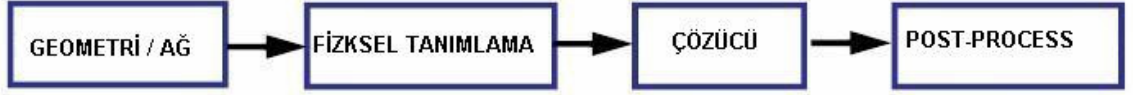
$$\bar{y}^* = \max(y^*, 11.06) \quad y^* = \frac{u^* \Delta n / 4}{\nu} \quad (3.38)$$

ile ifade edilmiştir.

3.1.4. CFD ile Akış Çözüm Aşamaları

CFD dizayn aşamasında bir sistemin performansını elde etmede veya varolan bir sistemin geliştirilmesinde kullanılabilir. Örnek olarak bir akış sistemindeki basınç düşüşünü hesaplamak için yapılacak ilk iş ilgilenilecek alanın belirlenmesidir. Böylelikle ilgilenilecek geometride belirlenmiş olur ve ilgili hacim için ağ üretilir. Bu ağ CFD kodunun pre-processor kısmına alınarak simülasyon için gerekli sınır şartları, akışkan özellikleri gibi değişkenler tanımlanır.

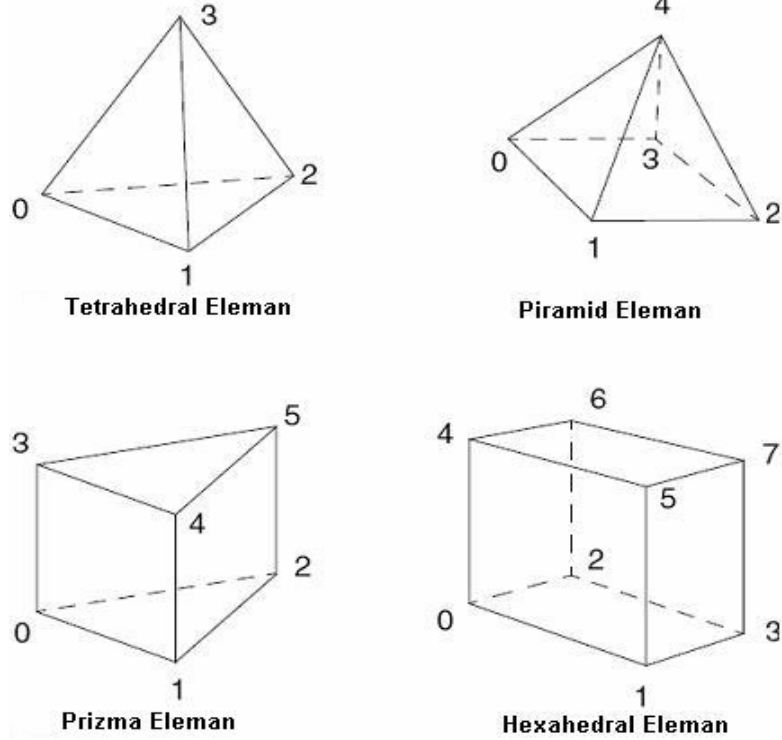
Akış çözücüsü hız, basınç ve diğer değişkenlerin değişimlerini hesaplamak üzere çalıştırılır. Sonuçlar bir post-processor ortam yardımıyla görsel hale getirilir. Bu sayede geometri değişikliği yapılarak dizayn modifikasyonlarının tasarıma etkisi incelenebilir. Yani bir CFD simülasyonun gerçekleşmesi aşağıdaki dört temel adımın yapılması ile olmaktadır.



Şekil 3.1. Bir CFD probleminin çözümündeki işlem adımları

Bu eleman tiplerinden kullanımı en yaygın ve üretilmesi en basit olan tetra elemandır. Özellikle kompleks geometrilerde hexa başta olmak üzere diğer elemanlardan üretilmesi çok zaman alıcı ve zor olduğundan tetra kullanılmaktadır. Hexanın en büyük avantajlarından birisi eleman kalitesi çok bozulmadan sınır tabakada istenilen sayıda düğüm oluşturulmasına müsaade etmesidir. Bu sayede sınır tabakadaki akış daha iyi bir biçimde analiz edilebilmektedir.

Ağ üretiminde kullanılabilir 4 temel hacim ağ tipi vardır:



Şekil 3.2. CFD analizlerinde kullanılan hacim elemanı tipleri

3.1.5. Sınır Şartları

Sınır şartları altında sadece çalışmada kullanılan sınır şartları kısaca tanımlanmıştır.

a) Giriş Sınır Şartları

Normal hız: Giriş hızının şiddeti verilir ve uygulama yönü ise sınıra dik şekildedir. Bu yön kısıtlaması akış yönünün sınır girişte her eleman yüzeyinde hesaplanan yüzey normaline paralel olmasını gerektirmektedir.

Kartezyen hız bileşenleri

$$U_{Inlet} = U_{spec}i + V_{spec}j + W_{spec}k \quad (3.39)$$

şeklinde tanımlanmaktadır.

Kütleli debi: Kütleli debi değeri bir yön bileşeni ile birlikte tanımlanmaktadır. Kütleli akı,

$$\rho U = \frac{\dot{m}}{\int_S dA} \quad (3.40)$$

ile hesaplanırken payda verilen ağ çözünürlüğünde sınır yüzey alanının integrasyonu ile elde edilen değerdir. Alanın ağ çözünürlüğü ile değişmesi sınır yüzeyinin ne kadar iyi karakterize edildiğinin bir göstergesidir. ρU değeri ise bütün sınır yüzeyi boyunca sabit kalmaktadır.

Türbülans: k - ϵ türbülans modeli için k ve ϵ değerleri ya direkt olarak verilebilir ya da giriş türbülans şiddeti (I) dağılım skalasına göre tanımlanmış ifadelerden hesaplatılabilir.

$$I = \frac{u}{U} \quad (3.41)$$

Giriş akışında k ve ϵ değerleri adveksiyon ve difüzyonu içerirler,

$$\begin{aligned}
Q_{Inlet}^k &= Q_{advect}^k + Q_{diffus}^k \\
Q_{Inlet}^\varepsilon &= Q_{advect}^\varepsilon + Q_{diffus}^\varepsilon
\end{aligned}
\tag{3.42}$$

Adveksiyon akışları k ve ε 'nin hesaplanan giriş değerlerinden bulunurlar,

$$\begin{aligned}
Q_{advect}^k &= \dot{m}k_{spec} \\
Q_{advect}^\varepsilon &= \dot{m}\varepsilon_{spec}
\end{aligned}
\tag{3.43}$$

Difüzyon akışları ise adveksiyonun yanında ihmal edilebilecek kadar küçük olup sıfır kabul edilirler. Çalışma çözümlerinde kabul edilen 'Default intensity and Autocompute length scale' hesap mantığını anlatacak olursak:

Önceden ayarlı (default) giriş türbülans şiddeti seçildiğinde değer,

$$I = \frac{u}{U} = 0.037
\tag{3.44}$$

alınmaktadır ki bu değer boru içinden akıştaki değere yakın bir değerdir. Giriş türbülans enerjisi ise,

$$k_{Inlet} = \frac{3}{2}I^2U^2
\tag{3.45}$$

ile hesaplanır. Türbülans dissipasyonu ise,

$$\varepsilon_{Inlet} = \rho C_\mu \frac{k^2}{\mu_t}
\tag{3.46}$$

ile hesaplanırken burada türbülans viskozitesi aşağıdaki gibi alınmaktadır.

$$\mu_t = 1000I\mu
\tag{3.47}$$

b) Çıkış Sınır Şartları

Statik Basınç: Çıkışta bağıl statik basınç şu şekilde tanımlanmaktadır:

$$P_{stat, Outlet} = P_{spec} \quad (3.48)$$

Ortalama Statik Basınç: Çıkış bağıl statik basıncı ortalama bir değer tanımlandığında formülasyon,

$$\bar{P}_{spec} = \frac{1}{A} \int_S P_n dA \quad (3.49)$$

olurken burada integral tüm çıkış yüzeyinde toplam almaktadır. Bu şartı sağlamak için her sınır integrasyon noktasında basınç,

$$P_{ip} = \bar{P}_{spec} + (P_{node} - \bar{P}_{node}) \quad (3.50)$$

olarak ayarlanır. Bu durumda integrasyon noktası basıncı tanımlanmış değere, yerel düğüm değeri ile ortalama çıkış sınır basıncı arasındaki farkın eklenmesiyle bulunur. Böylece çıkış sınır şartı basınç profili bu değer dışına çıkabilirken ortalama değeri tanımlanmış değeriyle kısıtlanmıştır.

Türbülans: Skaler değeri için hesaplarda çıkışta sabit gradient kısıtı kullanılmaktadır.

c) Açık Çıkış Sınır Şartları

Açık sınır şartı akışkana sınır boyunca her iki yönde de hareket edebilme izni vermektedir. Mesela açık sınırda akışkanın hepsi kontrol hacminden çıkıyor olabilir ya da giriyor olabilir veyahut bu ikisinin karışımı bir akış olabilir. Açık sınır şartı akışkanın her iki yönde de hareket ettiğinin bilindiği durumlarda kullanılması en uygun yöntemdir.

Basınç ve Yön: Açık bir sınır şartı bir bağıl basınç değeriyle de tanımlanabilir:

$$P_{Opening} = P_{spec} \quad (3.51)$$

Bu değer giren akışlar için bağıl toplam basınç değeriye çıkarılan akışlar için bağıl statik basınçtır. Ayrıca yön bileşenleri ya tanımlanmalı ya da çıkış yüzeyine dik alınmalıdır. Bu sayede hız şiddeti çözümün bir parçası haline gelmiş olur.

İsteğe bağlı olarak açık sınır şartında bir hız bileşeni ile birlikte bir kayıp katsayısı da tanımlamak mümkündür,

$$f = f_{spec} \quad (3.52)$$

Basınç düşüşü ise,

$$\Delta p_{loss} = \frac{1}{2} f \rho U_n^2 \quad (3.53)$$

ile hesaplanmaktadır. Burada U_n açık sınır alanına dik olan hız bileşeninin şiddetidir.

İçeriye dönen akışlar için basınç ve hız kısıtı,

$$p_{spec} - \frac{1}{2} f \rho U_n^2 = p_{stat} + \frac{1}{2} \rho U_n^2 \quad (3.54)$$

olurken dışarıya olan akışlar içinse,

$$p_{spec} + \frac{1}{2} f \rho U_n^2 = p_{stat} \quad (3.55)$$

olmaktadır.

d) Duvar Sınır Şartı

Kaymanın Olmadığı Durum: Duvarlarda akışkanın hızı sıfır olarak verilmektedir ve hız için sınır şartı şu şekilde olmaktadır,

$$U_{Wall} = 0 \quad (3.56)$$

3.1.6. Değişken Tanımlamaları

Referans Basıncı: Referans basıncı (p_{ref}), diğer basınç değerlerin bu basınca göre alındığı mutlak basınç değeridir. Bütün bağıl basınç tanımlamaları bu basınç değerine göre yapılmaktadır.

Statik Basınç: Bağıl statik (termodinamik) basınç (p_{stat}), mutlak basınç p_{abs} 'la alakalı olarak şu şekilde hesaplanmaktadır:

$$p_{abs} = p_{stat} + p_{ref} \quad (3.57)$$

Modifiye Basınç: k-ε türbülans modeli kullanıldığında dalgalanan hız bileşenleri ek basınç teriminde bir yükselme meydana getirirler. K türbülans kinetik enerjisi olmak üzere,

$$p' = p_{stat} + \frac{2\rho k}{3} \quad (3.58)$$

Bu durumda kod modifiye basınç değerlerini çözmektedir. Bu değişken kullanılan kodda 'Basınç (Pressure)' adı altında yer almaktadır.

Toplam Basınç: Toplam basınç (p_{tot}), akışkanın statik basıncı ile dinamik enerjisinin kayıpsız bir şekilde basınca dönüştürülerek toplanmasıyla elde edilen basınç değeridir. Bu değer sıkıştırılamaz (ρ =sabit) akışkan içeren (düşük hızda hareket eden gazlar, sıvılar vb.) akışlarda Bernoulli denklemiyle şu şekilde tanımlanır,

$$p_{tot} = p_{stat} + \frac{1}{2}\rho(U \cdot U) \quad (3.59)$$

Kayma Uzama Oranı: Uzama oranı tensörü aşağıdaki şekilde verilebilir,

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.60)$$

Bu tensör değişmeyen üç adet skalere sahiptir. Bunlardan bir tanesi kayma uzama oranı diye adlandırılmakta olup,

$$sstrnr = \left[2 \frac{\partial U_i}{\partial x_j} S_{ij} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.61)$$

diye tanımlanır. Hız bileşenleri (U_x, U_y, U_z) olmak üzere ifade açılırsa,

$$sstrnr = \left[2 \left\{ \left(\frac{\partial U_x}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial U_y}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial U_z}{\partial z} \right)^2 \right\} + \left(\frac{\partial U_x}{\partial y} + \frac{\partial U_y}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial U_x}{\partial z} + \frac{\partial U_z}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial U_y}{\partial z} + \frac{\partial U_z}{\partial y} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.62)$$

olur. Non-Newtonian akışkanların viskozitesi kayma uzama oranının bir fonksiyonu olarak ifade edilir.

3.1.7. Ayrıklaştırma ve Çözüm Teorisi

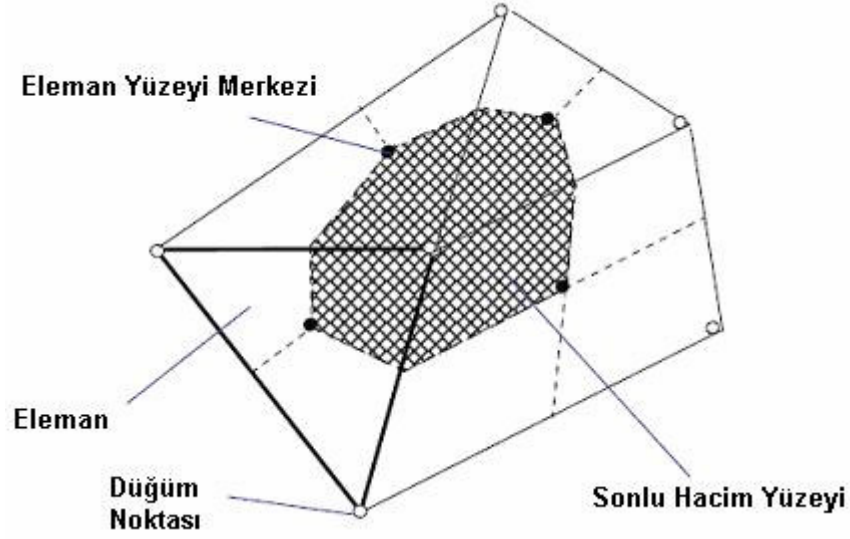
Sayısal Ayrıklaştırma

Navier-Stokes denklemlerinin analitik çözümleri sadece basit akışlar için mümkün olabilmektedir. Gerçek ve karmaşık akışlara çözümler elde edebilmek içinse bu denklemler cebrik yaklaşımlarla sayısal bir metod kullanılarak çözülebilecek şekle getirilebilmektedirler.

Korunum Denklemlerinin Ayrıklaştırılması

Bu yaklaşım uzaysal akış alanını bir ağ kullanarak sonlu kontrol hacmi yaklaşımıyla çözmeyi içermektedir. Korunum denklemlerinin her kontrol hacminde integralleri alınarak her denklem ayrıklaştırılır.

Aşağıdaki şekil birim derinlikte (2D) tipik bir ağ elemanını göstermektedir. Taralı bölge ile kontrol hacminin bir yüzeyi temsil edilmektedir.



Şekil 3.3. Bir ağ elemanının bileşenleri

Şekilden de görüldüğü üzere her node (düğüm) noktası kontrol hacmini oluşturan yüzeylerle çevrilmiştir. Bütün çözüm değişkenleri ve akışkan özellikleri bu eleman düğümlerinde depolanmaktadır.

Kütle korunumu, momentum korunumu ve pasif bir skalerin adi formunu kartezyen koordinatlarda düşünelim,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_j) = 0 \quad (3.63)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho U_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_j U_i) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu_{eff} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right) \quad (3.64)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \phi) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho U_j \phi) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_{eff} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) \right) + S_\phi \quad (3.65)$$

Bu denklemler bir kontrol hacmi üzerinden integre edilir ve bazı hacim integrallerinin yüzey integrallerine dönüşümü Gauss Diverjans Teoremi ile sağlanır. Zamanla deforme olmayan bir kontrol hacmi için zaman türevleri, hacim integrallerinin dışına çıkarılabilir ve denklemler,

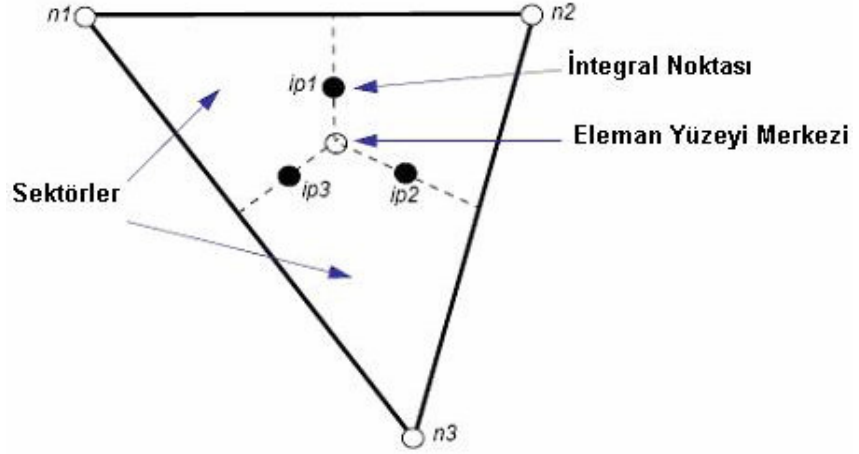
$$\frac{d}{dt} \int_V \rho dV + \int_s \rho U_j dn_j = 0 \quad (3.66)$$

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho U_i dV + \int_s \rho U_j U_i dn_j = - \int_s P dn_j + \int_s \mu_{eff} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) dn_j + \int_V S_{U_i} dV \quad (3.67)$$

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \phi dV + \int_s \rho U_j \phi dn_j = \int_s \Gamma_{eff} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) dn_j + \int_V S_\phi dV \quad (3.68)$$

şeklinde elde edilebilir. Burada V ve s sırasıyla hacim ve yüzey integral bölgelerini ve dn_j normal yüzey vektörünün diferansiyel kartezyen bileşenidir. Yüzey integralleri akıların integre edilmesinden oluşurken, hacim integralleri ise kaynak terimlerini veya biriktirme terimlerini temsil etmektedirler. Kontrol hacminin deforme olması nedeniyle bu denklemlerde oluşan değişiklikler aşağıdaki gibi açıklanabilir.

Bu süreklilik denklemlerin sayısal çözümlerindeki ilk adım ayrıklaştırma fonksiyonlarını kullanarak onları yakınlaştırmaktır. Şekildeki gibi izole olmuş bir ağ elemanı düşünelim,



Şekil 3.4. Bir ağ elemanındaki integral noktaları ve eleman yüzey merkezi

Süreklilik denkleminin ayrık forma dönüştürülmesinde yüzey akıları integrasyon noktalarında ayrık bir şekilde temsil edilmelidirler. İntegrasyon noktaları 3D boyutlu elemanı çevreleyen bütün yüzey parçalarının merkezlerinde olmaktadır. İntegral denklemlerinin ayrık formları ip integral noktası olmak üzere,

$$V \left(\frac{\rho - \rho^o}{\Delta t} \right) + \sum_{ip} (\rho U_j \Delta n_j)_{ip} = 0 \quad (3.69)$$

$$V \left(\frac{\rho U_i - \rho^o U_i^o}{\Delta t} \right) + \sum_{ip} \dot{m}_{ip} (U_i)_{ip} = \sum_{ip} (P \Delta n_i)_{ip} + \sum_{ip} \left(\mu_{eff} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \Delta n_j \right)_{ip} + \bar{S}_{U_i} V$$

$$V \left(\frac{\rho \phi - \rho^o \phi^o}{\Delta t} \right) + \sum_{ip} \dot{m}_{ip} \phi_{ip} = \sum_{ip} \left(\Gamma_{eff} \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \Delta n_j \right)_{ip} + \bar{S}_{\phi} V \quad (3.70)$$

yazılabilir. Burada V kontrol hacmini, toplam sembolü sonlu hacimdeki bütün integral noktalarının toplamını, Δn_j dışarıya doğru olan ayrık yüzey vektörünü, Δt ise zaman adımını göstermektedir. o ise bir önceki zaman adımını simgelemektedir. Ayrıca burada Birinci Dereceden Geriye Euler kullanılmışsa da ikinci dereceden bir yöntem, ileriki

paragraflarda anlatılacağı üzere, kullanılabilir. Sonlu hacmin bir yüzeyinden olan kütle akışını ayrık formda yazılırsa,

$$\dot{m}_{ip} = (\rho U_j \Delta n_j)_{ip}^o \quad (3.71)$$

olur.

Basınç-Hız Birleşimi (Coupling)

Basınç ve/veya hızın birleşik çözümünde tek hücreli, aşamasız, sıralı ağ yapısı kullanılmaktadır. Kütle korunumunun tek boyutlu temsili,

$$\left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)_i + \frac{\Delta x^3 A}{4\dot{m}} \left(\frac{\partial^4 p}{\partial x^4} \right)_i = 0 \quad (3.72)$$

şeklinde yazılabilirken burada,

$$\dot{m} = \rho U_j \Delta n_j \quad (3.73)$$

şeklinde ifade edilmektedir. Süreklilik denklemi hızda birinci dereceden türev, basınçta dördüncü dereceden türev ikinci dereceden merkezi fark yaklaşımı kullanmakta olup basınç etkisini yayacak şekilde davranmaktadır. Bu değişkenler sıralanırken oluşan sınır kontrol osilasyonlarını gidermektedir.

Ağ yapısı iyileştirildikçe, denklemdeki ikinci terimin şiddeti, hız türevine göre Δx^3 oranında sıfıra giderken süreklilik denkleminin istenilen kısmi forma daha çabuk gelmesi sağlanmaktadır.

Şekil Fonksiyonları

Çözüm alanları ağ düğüm noktalarında depolanmaktadır. Fakat denklemlerdeki değişken terimler integral noktalarında değerlendirilen çözümler veya çözüm gradientleri gerektirmektedirler. Bu nedenle çözüm değişimleri eleman içersinde hesaplayan bir yola ihtiyaç duyarız. Bu yolda sonlu eleman şekil fonksiyonlarıdır.

Bir ϕ değişkeni eleman içinde

$$\phi = \sum_{i=1}^{N_{node}} N_i \phi_i \quad (3.74)$$

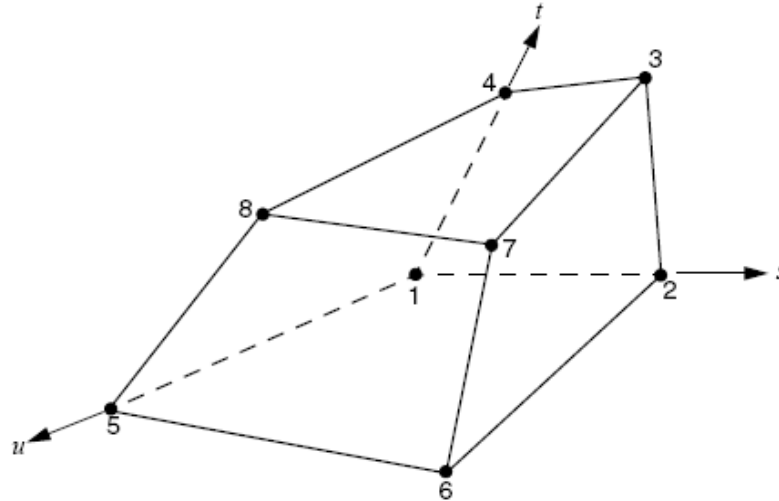
şeklinde değişsin. Burada N_i i. düğüm için şekil fonksiyonu, ϕ_i ise i. düğümdeki ϕ değeridir. Bu toplam elemanın bütün düğümlerini içermektedir. Şekil fonksiyonlarının anahtar özellikleri,

$$\sum_{i=1}^{N_{node}} N_i = 1 \quad (3.75)$$

ve j Düğüm noktasında,

$$N_i = \begin{cases} 1 & i=j \\ 0 & i \neq j \end{cases} \quad (3.76)$$

olur. Burada şekil fonksiyonları parametrik koordinatların lineer halidir. Bunu basit bir hexa ağ elemanında inceleyelim,



Şekil 3.5. Bir hexa eleman üzerindeki düğüm noktaları

Burada her düğüm için şekil fonksiyonları yazılırsa aşağıdaki gibi olur,

$$\begin{aligned}
N_1(s, t, u) &= (1-s)(1-t)(1-u) \\
N_2(s, t, u) &= s(1-t)(1-u) \\
N_3(s, t, u) &= st(1-u) \\
N_4(s, t, u) &= (1-s)t(1-u) \\
N_5(s, t, u) &= (1-s)(1-t)u \\
N_6(s, t, u) &= s(1-t)u \\
N_7(s, t, u) &= stu \\
N_8(s, t, u) &= (1-s)tu
\end{aligned} \tag{3.77}$$

Şekil fonksiyonları ayrıca çok çeşitli geometrik değerleri hesaplamada da kullanılır.(integral noktasının koordinatları, yüzey alan vektörü vb.) Bu mümkündür çünkü denklem 3.113 şu koordinat bilgilerini de içermektedir,

$$x = \sum_{i=1}^{N_{node}} N_i x_i \quad y = \sum_{i=1}^{N_{node}} N_i y_i \quad z = \sum_{i=1}^{N_{node}} N_i z_i \tag{3.78}$$

Difüzyon Terimi

Standart sonlu eleman yaklaşımından hareketle şekil fonksiyonları bütün difüzyon terimlerinin türevlerini değerlendirmede kullanılır. Mesela x yönünde ip integral noktasındaki türev,

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial x} \right|_{ip} = \sum_n \left. \frac{\partial N_n}{\partial x} \right|_{ip} \phi_n \tag{3.79}$$

olur ve eleman için bütün şekil fonksiyonlarının toplamıdır. Şekil fonksiyonlarının kartezyen türevleri Jacobian transformasyon matrisi aracılığıyla terimlerinin yerel türevleri şeklinde ifade edilebilir,

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial N}{\partial x} \\ \frac{\partial N}{\partial y} \\ \frac{\partial N}{\partial z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial x}{\partial s} & \frac{\partial y}{\partial s} & \frac{\partial z}{\partial s} \\ \frac{\partial x}{\partial t} & \frac{\partial y}{\partial t} & \frac{\partial z}{\partial t} \\ \frac{\partial x}{\partial u} & \frac{\partial y}{\partial u} & \frac{\partial z}{\partial u} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \frac{\partial N}{\partial s} \\ \frac{\partial N}{\partial t} \\ \frac{\partial N}{\partial u} \end{bmatrix} \quad (3.80)$$

Şekil fonksiyonu gradientleri her integral noktasının gerçek yerinde (gerçek üçlü-linear interpolasyon) veya her integral noktası yüzeyinin eleman kenarıyla kesiştiği yerlerde (linear-linear interpolasyon) değerlendirilebilir.

Basınç Gradienti Terimi

Basınç gradientinin momentum denklemlerindeki yüzey integralleri şu ifadenin değerlendirilmesi ile mümkündür,

$$(P\Delta n)_{ip} \quad (3.81)$$

P_{ip} değeri şekil fonksiyonlarından,

$$P_{ip} = \sum_n N_n(s_{ip}, t_{ip}, u_{ip}) P_n \quad (3.82)$$

şeklinde bulunur. Difüzyon teriminde olduğu gibi P değerini interpolate eden şekil fonksiyonu gradientleri her integral noktasının gerçek yerinde (gerçek üçlü-linear interpolasyon) veya her integral noktası yüzeyinin eleman kenarıyla kesiştiği yerlerde (linear-linear interpolasyon) değerlendirilebilir.

Adveksiyon Terimi

Adveksiyon teriminin ayrıklaştırılmasını tamamlayabilmek için ϕ_{ip} değişkeni ϕ nin düğüm değerleriyle ilişkilendirilmelidir. Adveksiyon şu formda verilebilir,

$$\phi_{ip} = \phi_{up} + \beta \nabla \phi \cdot \Delta \vec{r} \quad (3.83)$$

Burada ϕ_{up} ilerideki düğümdeki değer, $\nabla \phi$ ϕ nin gradienti ve \vec{r} ise ileriki düğümden integral noktasına doğru olan vektördür. β seçimi ise değişik yöntemleri karşımıza çıkarmaktadır.

Birinci dereceden ileri farklar yöntemi

Bu yöntem $\beta = 0$ değerine denk gelmektedir. CFD’de kullanılan birçok fark yöntemleri sürekli fonksiyonların Taylor serisi gibi serilerle açılmasıyla geliştirilmiştir. Ne kadar fazla terim bırakılırsa doğru yaklaşım yapılma ihtimalide o kadar artacaktır. (Tabi buda hesap yükünün artmasına sebep olacaktır) Yöntemlerin dereceleri serideki en büyük terimin derecesi tarafından belirlenmektedir.

Birinci dereceden ileri farklar yöntemi (UDS-Upwind Difference Scheme) sayısal olarak dengeli ve fiziksel olmayan kök yakalayamamalardan da uzaktır. Fakat sayısal difüzyon veya gradient lekeli denilen ilerleyen bölümlerde bahsedilecek olgudan çok çabuk etkilenmektedir.

Sayısal adveksiyon düzeltme yöntemi (β nin istenilen değerinde seçimi)

β için 0 ile 1 arasında seçilerek UDS’nin difüzyif etkileri azaltılabilir. $\beta \nabla \phi \cdot \Delta \vec{r}$ değeri sayısal adveksiyon düzeltme değeri olup ileri süpürme yöntemine eklenmiş anti difüzyif bir akı olarak düşünülebilir. $\beta = 1$ seçimi ikinci derecen çözümün doğruluğunu verebilmektedir. Fakat bu yöntem UDS’den daha sağlam olmayıp sayısal difüzyona sebep olabilmektedirler.

Yüksek çözünürlüklü yöntem (High Resolution Scheme)

Bu yöntemde β değeri yerel olarak mümkün olduğunca 1’e yakın değerlerde otomatik olarak hesaplanmaktadır. Yöntem temelde Barth ve Jespersen’in yaklaşımlarından faydalanmıştır. Yüksek çözünürlüklü yöntemde hem sağlam bir yakınsama hem de sınırlara uyum mevcuttur. Vektör değerleri için bileşenler 0 ile 1 arasındaki değerlerde sınırlandırılmışlardır. Bu nedenle bir vektör değerinde β şiddeti $\sqrt{3}$ kadar büyük olabilmektedir.

Merkezi fark yöntemi

Bu yöntemde ise ϕ_{ip} 'in değeri üçlü-lineer şekil fonksiyonlarını kullanarak bulunur,

$$\phi_{ip} = \sum_n N_n(s_{ip}, t_{ip}, u_{ip}) \phi_n \quad (3.84)$$

İkinci dereceden sağlam bir yakınsama karakterine sahiptir olsa sadece LES simülasyonları için uygun bir yöntemdir.

Denklemler Birleşik Sistemleri (Coupled)

Akış alanındaki tüm elemanlara sonlu hacimler yönteminin uygulanmasıyla ortaya çıkan denklemler ayrık korunum denklemleridir. Oluşan denklemler sistemi,

$$\sum_{nb_i} a_i^{nb} \phi_i = b_i \quad (3.85)$$

formunda yazılabilir. Burada ϕ çözümü, b sağ tarafı, a denklemlerin katsayılarını, i sonlu hacim ya da düğüm tanım indisini göstermektedir ve nb ise komşu anlamına gelip ayrıca i . yerdeki çözümle çarpılan merkezi katsayıyı içermektedir. Düğüm noktası herhangi bir sayıda komşuya sahip olabilir ki böylece bu yöntem hem yapısal olan hem de yapısal olmayan ağ yapılarına uygulanabilir. Ve bütün sonlu hacimler lineer denklem sistemini oluşturmuş olur. Skaler denklemler için (entalpi, türbülans kinetik enerjisi vb.) her a_i^{nb} , ϕ_{nb} ve b_i tek bir numaradır. Birleşik çözücü için kütle ve momentum denklemleri 4*4 matris veya 4*1 vektör şeklinde kurulurlar ve şöyle ifade edilebilirler,

$$a_i^{nb} = \begin{bmatrix} a_{uu} & a_{uv} & a_{uw} & a_{up} \\ a_{vu} & a_{vv} & a_{vw} & a_{vp} \\ a_{wu} & a_{wv} & a_{ww} & a_{wp} \\ a_{pu} & a_{pv} & a_{pw} & a_{pp} \end{bmatrix}_i^{nb} \quad (3.86)$$

ve

$$\phi_i = \begin{bmatrix} u \\ v \\ w \\ p \end{bmatrix}_i$$

$$b_i = \begin{bmatrix} b_u \\ b_v \\ b_w \\ b_p \end{bmatrix}_i \quad (3.87)$$

Birleşik olmayan veya parçalı (segregated) yaklaşımlara göre birleşik çözümün avantajları; sağlamlık, verimlilik, genellenebilirlik ve basitliktir. Buna karşı en büyük dezavantajı ise bütün katsayılar için yüksek depolama kapasitesine ihtiyaç duymasındır.

Birleşik Çözücü Stratejisi (Coupled Solver Strategy)

Parçalı (segregated) çözücüler tahmini bir basınç ve bu basınçtan elde edilen bir basınç düzeltme denklemi olarak ilk olarak momentum denklemlerini çözerler. Bahsedilen “tahmin et ve düzelt” yaklaşımı nedeniyle lineer sistemlerin doğası gereği çok fazla iterasyon ve değişkenler için rölaksasyon parametrelerinin hassas seçimi gerekmektedir.

Kullanılan CFD kodu ise hidrodinamik denklemleri (u,v,w ve p için) tek bir sistem gibi çözen birleşik bir çözücüye sahiptir. Çözücü denklemleri verilen zaman adımı için tamamen kapalı (implicit) ayrıklaştırma ile çözer. Zamana bağlı olmayan çözümlerde ise hızlandırıcı bir parametre gibi davranır ve sürekli durumun yaklaşık çözümünü fiziksel bir tabana oturtmuş olur. Bu sürekli bir akış alanının çözümündeki

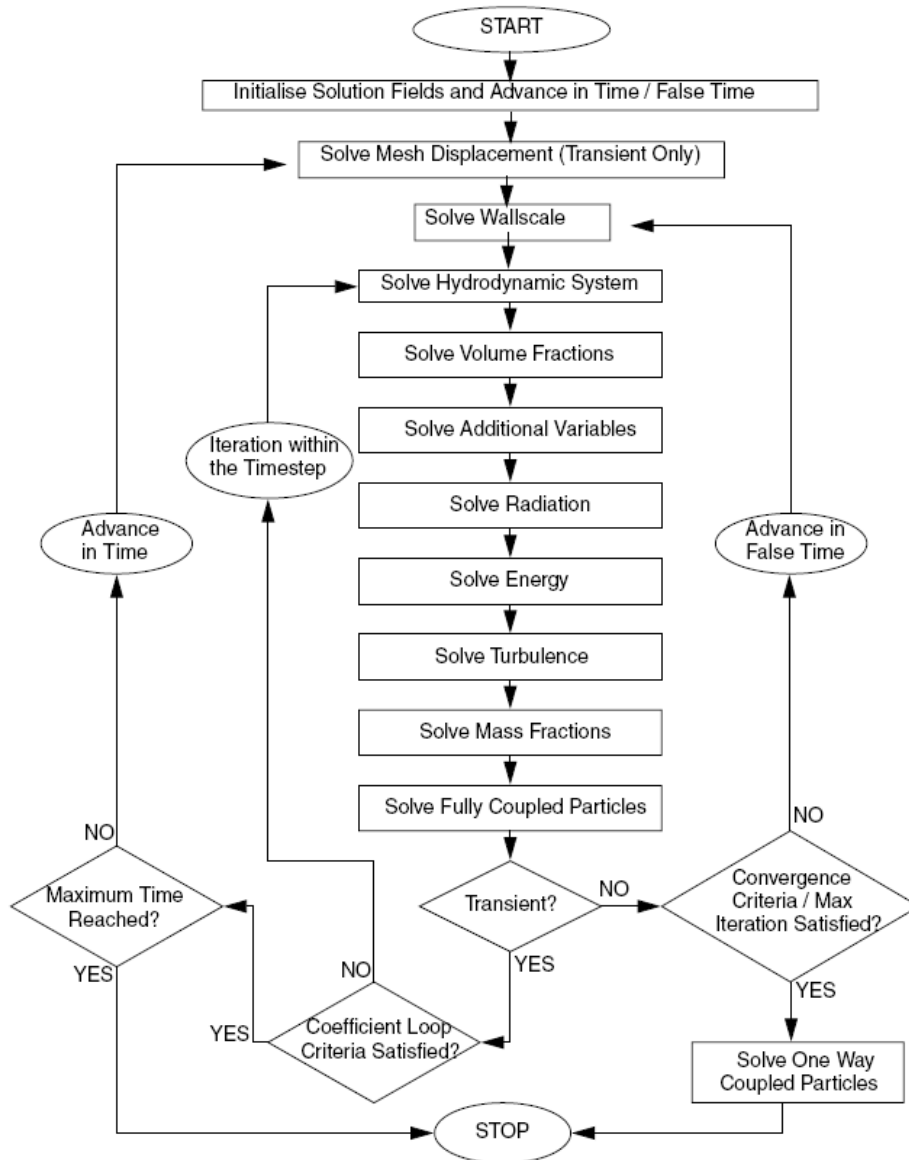
iterasyon sayısını azaltır veya transient analizlerde her zaman adımı için çözümleri bulur.

Genel Çözüm

Aşağıdaki akış şeması kullanılan genel çözüm prosedürünü vermektedir.

Çözücüde her denklem sistemi sayısal olarak iki yoğun operasyondan geçer:

- 1- Non-linear denklemlerin lineerleştirilmesi (katsayı iterasyonu) ve çözüm matrisinin oluşturulması



Şekil 3.6. Kodun çözüm algoritması (CFX 5.7.1 User's Manuel, 2005)

2- Algebraic Multigrid Yöntemi ile lineer denklemlerin (denklem çözüm iterasyonu) çözümü

Zamana bağlı olmayan analizlerde zaman adımı iterasyonları ya fiziksel zaman adımıyla global olarak yada yerel bir zaman adımı faktörüyle local olarak kontrol edilirler.

Transient analizlerde ise zaman adımı ve katsayı iterasyonlarının kontrolü açık olarak kullanıcıya bağlıdır.

Lineer Denklem Çözümü

Kullanılan kod lineerleştirilmiş denklemlerin çözümünde Multigridle Hızlandırılmış Tamamlanmamış Alçak ve Yüksek Faktörizasyon tekniğini (Multigrid 'MG' accelerated Incomplete Lower Upper 'ILU' factorisation technique) kullanmaktadır. Bu iteratif bir çözücü olup denklemlerin kesin çözümlerine bir iterasyon dizisi sonunda yaklaşılmaktadır.

Ayrık denklemlerin lineerleştirilmiş sistemleri genel matris formunda,

$$[A][\phi] = [b] \quad (3.88)$$

şeklinde tanımlanabilir. Burada [A] katsayılar matrisi, [ϕ] çözüm vektörü ve [b] ise sağ tarafı oluşturmaktadır.

Yukarıdaki denklem iteratif olarak yaklaşık bir çözümle, f^n , başlanarak çözülebilir ve çözüm ϕ' gibi bir düzeltme faktörü ile iyileştirilerek daha iyi bir çözüm olan f^{n+1} hesaplanmış olur.

$$\phi^{n+1} = \phi^n + \phi' \quad (3.89)$$

Burada ϕ' ,

$$A\phi' = r^n \quad (3.90)$$

çözümü olup, r^n , kalanı ise,

$$r^n = b - A\phi^n \quad (3.91)$$

ifadesi ile elde edilmektedir.

Bu hesaplamaların tekrarlanması ile sonuçta istenen çözümler elde edilmiş olur.

ILU gibi iteratif çözümlerin yapısı gereği eleman sayısı arttıkça performansta bir düşüş olur. Eğer eleman aspect oranları büyükse bu durumda da performansta şiddetli bir düşüş gözlenir. Bahsedilen performans düşüşleri ‘Multigrid’ tekniği uygulanarak büyük ölçüde iyileştirilir.

Algebraic Multigrid

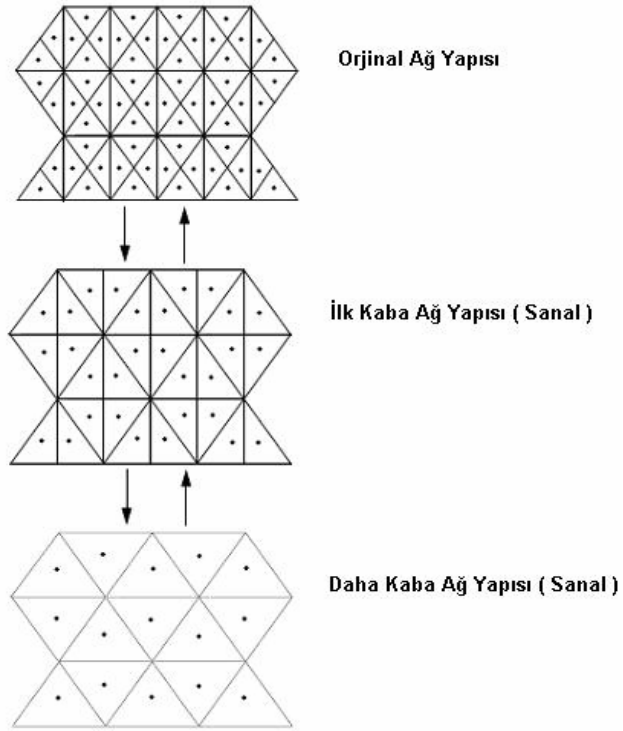
Matris çözüm tekniklerinin yakınsama davranışları ‘Multigrid’ denen bir yöntem kullanarak iyileştirilebilir. Multigrid işlemi iyi ağ üzerinde yapılmış iterasyon değerlerini alarak sanal daha kaba bir ağ üzerinde iterasyonları devam ettirmesinden ibarettir. Ve daha sonrasında sonuçlar gerçek ağa transfer edilmektedir.

Sayısal açıdan multigrid yaklaşımı birçok avantaj sunmaktadır. Verilen bir ağ için iteratif çözümler sadece ağ aralıklarının dalga boyları mertebesinde hatayı azaltabilmektedirler. Böylece kısa dalga uzunluklu hatalar çabuk kaybolurken uzun dalga boylarında ise ağ büyüklüğüne bağlı olarak hataların kaybolması çok zaman almaktadır. Multigrid ise uzun dalga boylarının oluşmasına izin vermeyecek şekilde sanal kaba bir ağ yapısı oluşturmaktadır. Sonlu hacimlere ayrılacak geometrideki ağın aralıklarının belirli değerlerde kalma zorunluluğunda kurtulabilmek amacıyla CFX, Algebraic Multigrid kullanmaktadır.

Algebraic Multigrid iyi ağ denklem değerlerini toplayarak kaba bir ağ için ayrık denklemler sistemini oluşturur. Ağ aralıklarının sanal kabalaştırılarak elde edilen sonuçlar gerçek ağ yapısına aktarılır. Bu teknik yakınsama oranlarının büyük iyileşme göstermesini sağlar. Algebraic Multigrid diğer multigrid yöntemlerine göre non-libneer denklemlerin ayrıklaştırılması sadece gerçek ağ için yapıldığından daha az yük getirmektedir.

Kullanılan CFD kodu, Algebraic Multigrid’in özel bir biçimi olan Additive Correction’ı (Katkı Düzeltmesi) kullanmaktadır. Ayrık denklemlerin bir sonlu

hacimdeki korunmuş değerlerin dengesini temsil ediyor olması gerçeğinin getirdiği avantajı kullanmaktadır. Kaba ağ denklemleri orijinal sonlu hacimlerin daha büyük elemanlar oluşturacak şekilde birleştirilmesiyle sağlanabilir. Korunum gereklilikleri daha büyük hacim için sağlanacağından uzun dalga boylarının sebep olduğu hata bileşenleri artık bulunmayacaktır. Diyagramda birleştirilmiş kaba bir sonlu hacim ağının oluşumunu göstermektedir. Her ne kadar burada düzenliymiş gibi gösterilse de gerçekte elemanlar çok düzensiz şekiller almaktadırlar.



Şekil 3.7. Multigrid yaklaşımında oluşturulan sanal ağ yapıları

Kalanların Normalize Edilmesi Prosedürü

İşlenmemiş kalan olan $[r]$ ayrık denklemin lineer sistemdeki dengesizliği olarak tarif edilmektedir. Daha sonrasında bu bilgi çözüm izleme ve yakınsama kriterinin sağlanıp sağlanmadığını gözleyebilmek için normalize edilir. Normalizasyon prosedürü şu şekilde olmaktadır.

Her çözüm değişkeni ϕ için normalize edilmiş kalan genel olarak

$$[\bar{r}_\phi] = \frac{[r_\phi]}{a_p \Delta\phi} \quad (3.92)$$

Burada r_ϕ işlenmemiş kalanın kontrol hacmi dengesizliğini, a_p kontrol hacmi katsayısını ve $\Delta\phi$ ise akış hacmindeki değişkenin değişim aralığını temsil etmektedir. Ayrıca aşağıda sıralanan hususların bilinmesi de faydalı olacaktır:

- 1- Normalize edilmiş kalanlar zaman adımı seçiminden bağımsızdır.
- 2- Normalize edilmiş kalanlar başlangıç tahminlerinden bağımsızdır.
- 3- Çok fazlı akışlarda hacim bölümleri (Volume fraction) yaklaşımı nedeniyle kalanların büyük değerler almasını önlemektedirler.

Ayrıklaştırma Hataları

Her sayısal yaklaşımın bir hata mertebesi vardır. Bazı hatalar seri açılımlarındaki bir kısım terimlerin atılmasından kaynaklanır. Diğerleri ise kullanılan yöntemin bir sonucu olarak ortaya çıkar.

Bu etkilerin çoğu, neden kaynaklandıklarını ve sonucu ne zaman etkilediklerini anlayarak azaltılabilir.

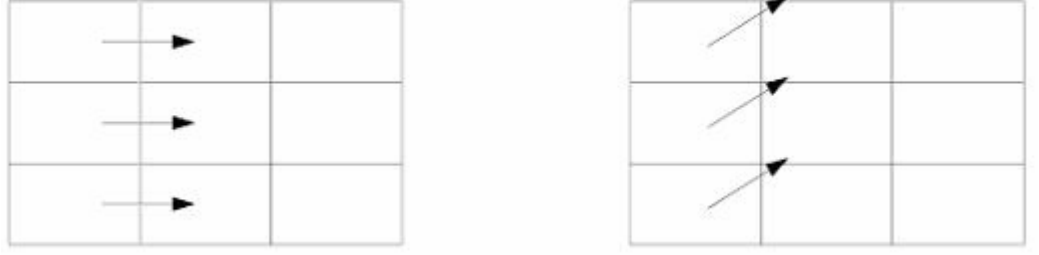
Sayısal Difüzyon

Sayısal difüzyonla genellikle adveksiyon teriminin çözümündeki fark denklemlerinde tekil dereceli bir yöntem (mesela UDS-Upwind Difference Scheme) kullanıldığında ortaya çıkmaktadır.

Üç boyutlu kartezyen bir koordinat sistemi düşünelim. Dörtgenel bir elemanlarda akış yönü her elemanın yüzeyine dik şekilde olabilir. Bu durumda bir elemandan diğerine olan akış ağın sınırlarını çok iyi bir şekilde temsil edebilir.

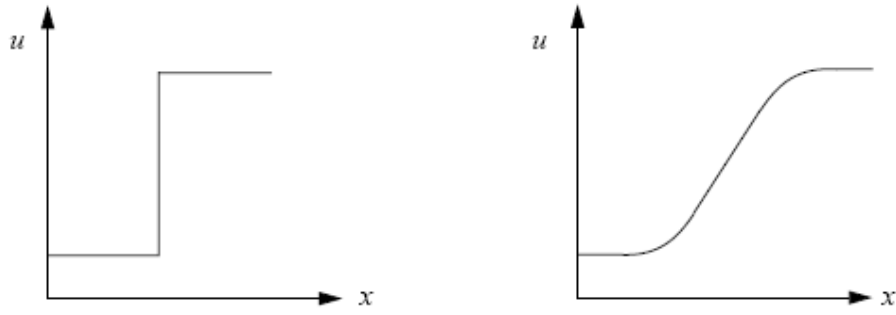
Akışın eleman yüzeylerine dik olmadığı, bir sirkülasyon bölgesi gibi, bir durumda ise bir elemandan olan akış birden fazla eleman üzerinde etkili olmaktadır. Çoğunlukla akışın bir bölümü şekilde görüldüğü gibi bitişik elemanlara doğru olacaktır.

Aşağıdaki şekilde ilk ağ yapısı daha doğru bir yapı olarak nitelendirilebilir.



Şekil 3.8. Sayısal difüzyon açısından iki ağın karşılaştırılması (İlk ağ daha doğrudur)

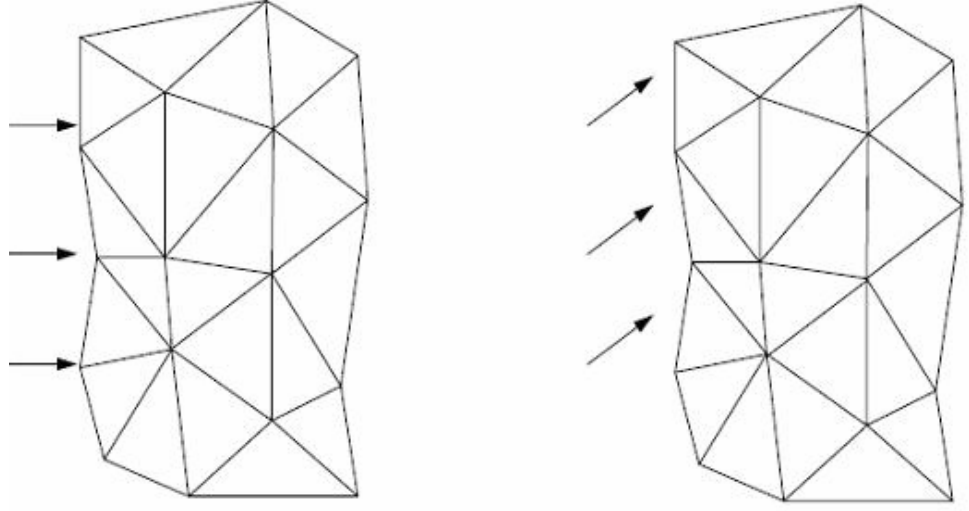
Bu etkiyi aşağıdaki diyagram eşliğinde anlatacak olursak; giriş sınır şartı olarak ağ ile örtüşmeyen bir step fonksiyonu verilmiş olsun. Bu akışta adım fonksiyonu özelliklerini şekildeki gibi kaybedecektir. Bu olgu kimi zaman ‘Gradient Smearing’ diye de anılmaktadır



Şekil 3.9. Giriş sınır şartı olarak ağa uyumsuz step fonksiyonu verildiğinde sayısal difüzyon

Bu etki ağın akış yönüyle örtüşme derecesine bağlı olarak değişik şekillerde olacaktır. Basit akışlarda (bir kanal içinde akış gibi) sonuç çok etkilenmemekle birlikte ağla örtüşmeyen akış yönünün olduğu kompleks akışlarda bu durumun sonuca etkisi büyüktür.

Tamamen yapısal olmayan tetrahedral elemanlardan oluşan bir ağda sayısal difüzyon açısından avantajlı bir akış yönü yoktur. Bu nedenle tetrahedral elemanlarda akış yönüyle örtüşen hexahedral elemanlardan daha fazla sayısal difüzyon görülür. Buna rağmen tetrahedral elemanlarda difüzyon hataları sürekli ve aynı derecedir. Gerçek akışlar açısından tetrahedral elemanlar türbülans bölgelerinde olduğu gibi tek bir akış yönünün olmadığı alanlarda ağla akış yönünün uyuma ihtimali daha yüksek olmaktadır.



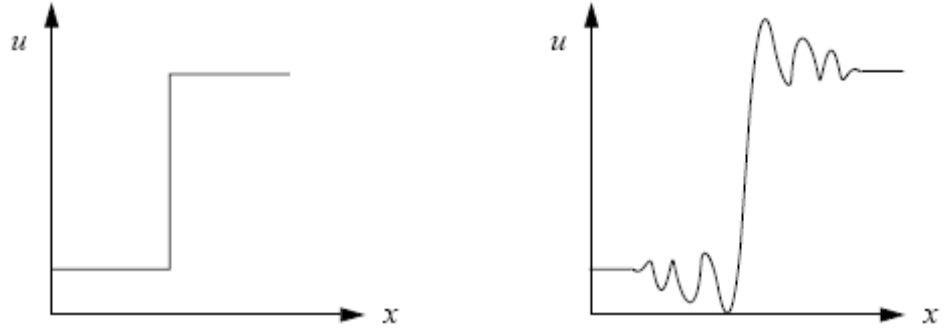
Şekil 3.10 Sayısal difüzyon açısından tetra ağ yapılarının karşılaştırılması (iki ağ da doğrudur)

Gerçekte UDS' nin tetrahedral elemanlarla kullanımı düzgün bir hexahedral ağ yapısına göre daha büyük dereceden sayısal difüzyona sebep olacaktır. Fakat bu durum adveksiyon ayrıklaştırılmasının ikinci dereceden yapılmasıyla ve ağdan bağımsız çözümler bulunmasıyla nispeten giderilecektir. Bu nedenlerden ötürü analizlere UDS ve ağ düzgünleştiricisi kullanarak başlanması ve takip eden aşamalarda ikinci dereceden ayrıklaştırma kullanılması faydalı olacaktır.

Sayısal Dispersiyon

Sayısal dispersiyon genellikle adveksiyon teriminin ayrıklaştırma denklemlerinin çift dereceli bir yöntemle çözülmesi sonucu ortaya çıkmaktadır. Daha öncede bahsedildiği üzere sayısal adveksiyon düzeltme $\beta = 1$ alındığında yöntem ikinci dereceden oluyordu. Bu bazı durumlarda sayısal dispersiyona sebep olmaktadır.

Dispersiyon özellikle aşırı akış gradientlerinin olduğu yerlerde (şok olan bölgelerde) sonuçlarda osilasyonlara neden olur. Aşağıda sayısal dispersiyonun etkisi yine adım fonksiyonu kullanılarak gösterilmiştir.



Şekil 3.11 Ağa uyumsuz step fonksiyonu verildiğindeki sayısal difüzyon

Rhie-Chow Ayrıklaştırma Hataları

CFX basınç ve hız alanlarını ağda aynı düğüm noktasında konumlandırabilmek için Rhie-Chow interpolasyonunu kullanmaktadır. Rhie-Chow terimi veya eşiti olan dördüncü derece basınç düzgünleştiricisi uzun yıllardır aynı düğümde fiziksel olarak mantıklı hesaplara izin veren bir faktördür. Bu terim basınç bölgesinde düzgün sonuçlar sağlarken kütle taşıyan hızları da minimum etkilemektedir.

Kütle taşıyan hızlar (mass carrying velocities) basıncın yüksek türevleriyle çarpım şeklinde üçüncü dereceden sıfır terimi olarak ortaya çıkarlar. Bazı analitik akış alanlarında, kaba ağlarda, Rhie-Chow terimiyle ifade edilen ve hız alanlarını ihmal edilemeyecek derecede etkileyen bir hata oluşmaktadır.

En bilinen iki örnekten birisi katı cisim dönmesi (radyal basınç gradientinin rotasyonel akışı dengelediği) ve diğeri hareketsiz bir hacimde tanımlanmış bir momentum kaynağı terimiyle dengelenen basınç gradientidir.

Daha önce bahsedilen kütle taşıyan hızlar (sıfır olmaları gerekirken) ve basıncın yüksek türevleri bu iki örnekte sıfır değildir. Kesin hızlar sıfır iken hesaplanmış hız alanıyla ölçeklendirildiklerinde bozulmalar belirginleşmektedirler. Buna rağmen sıfır olmayan sonuç hız değerleriyle karşılaştırıldıklarında çok küçük oldukları görülmektedir.

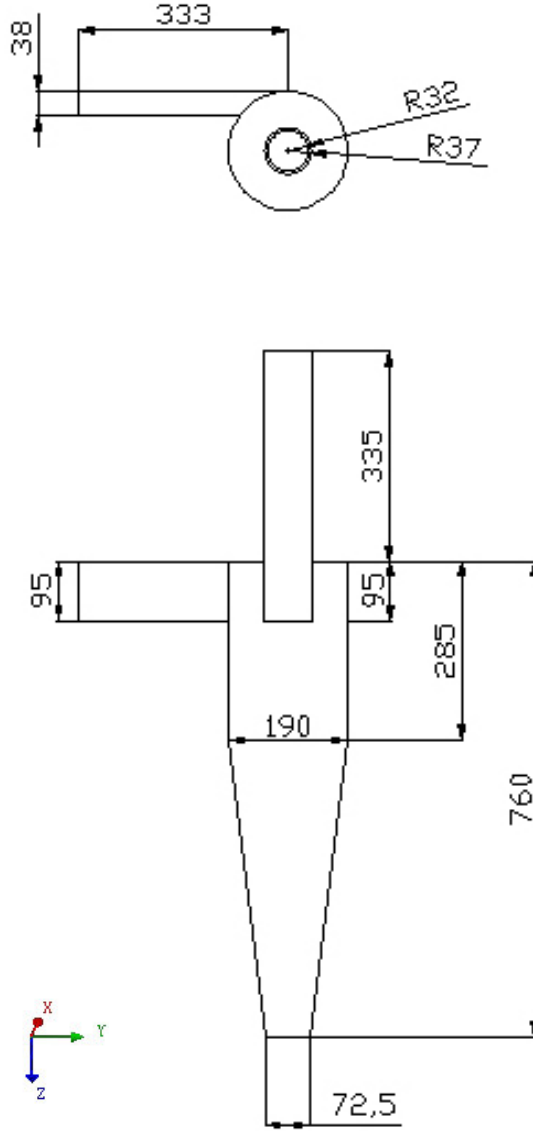
Bu hata üniform bir ağ iyileştirildikçe üçüncü dereceden azalmaktadır. Mesela eleman boyutları iki kat azaltılırsa hatanın azalma faktörü sekiz olacaktır.

Özetle, bazı durumlarda her ne kadar sonuçları etkilese de çoğu genel akışta (hız skalası sıfır olmayan) bir problem teşkil etmemektedirler.

4. SIKLONUN CFD ANALİZİ VE SONUÇLARI

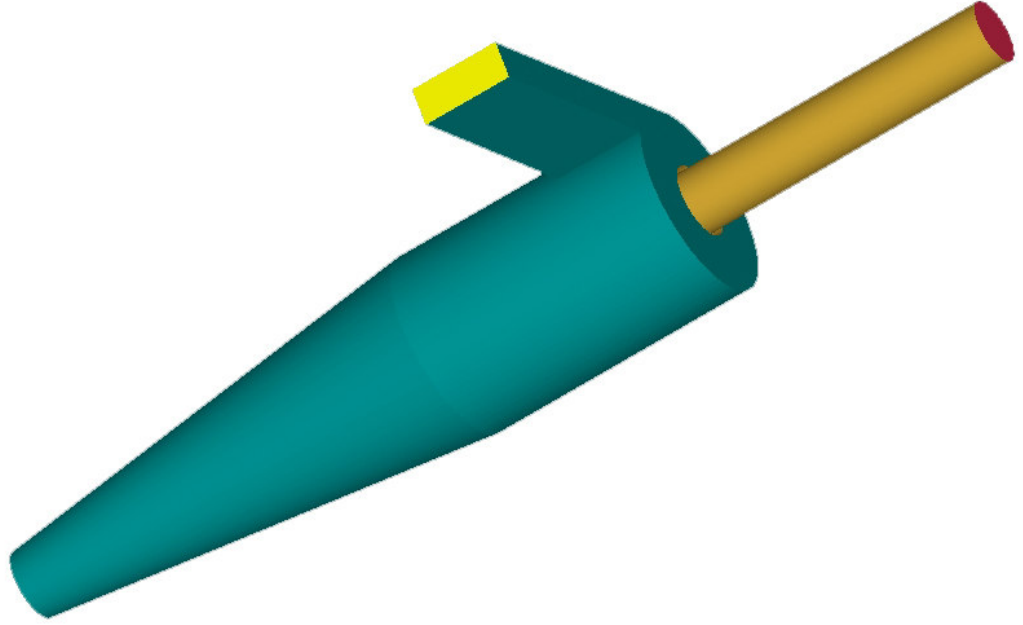
4.1 Siklonun Genel Boyutları Ve Katı Modelin Oluşturulması

Analizler için piyasada yaygın olarak kullanılan Stairmand yüksek verimli siklonu (Stairmand High Efficiency Cyclone) seçilmiştir. Siklonun boyutları aşağıdaki şekilde gösterilmiştir (Şekil 4.1).

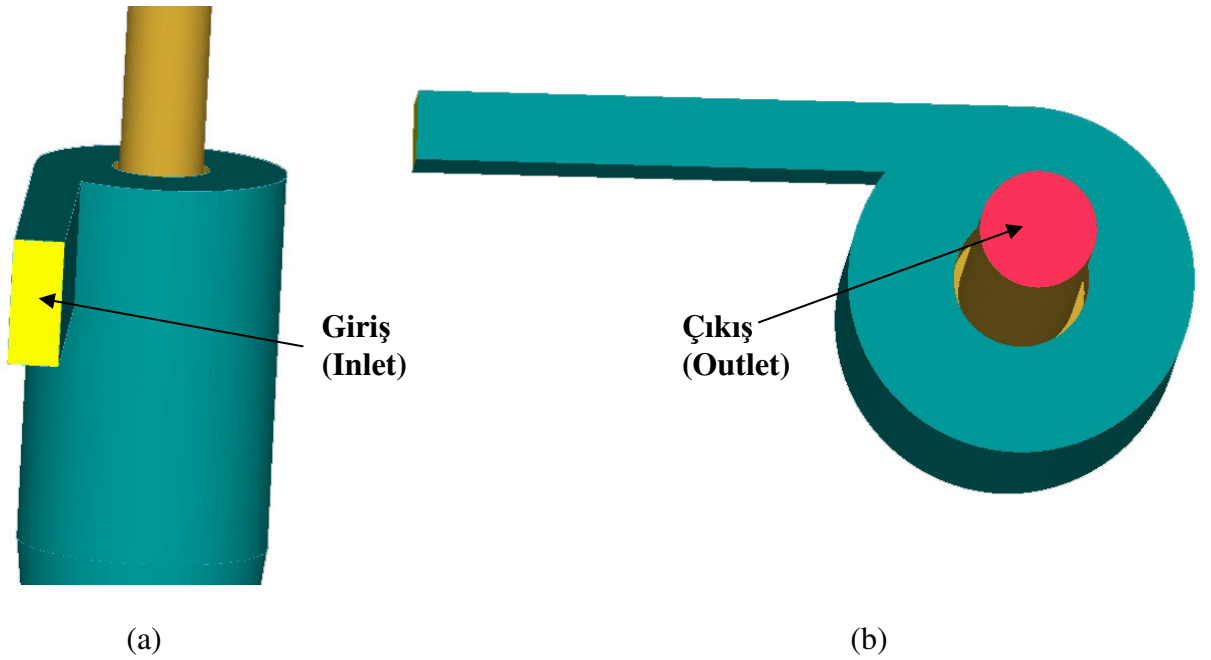


Şekil 4.1. Siklonun teknik resmi ve ölçüleri

Boyutları verilen siklonun katı model ve ağ yapısını oluşturmak için ICEM CFD yazılım programını kullanılmıştır. Siklonun tam geometrisi ve önemli bölgeleri şekil 4.2, 4.3 ve 4.4’de gösterilmiştir.

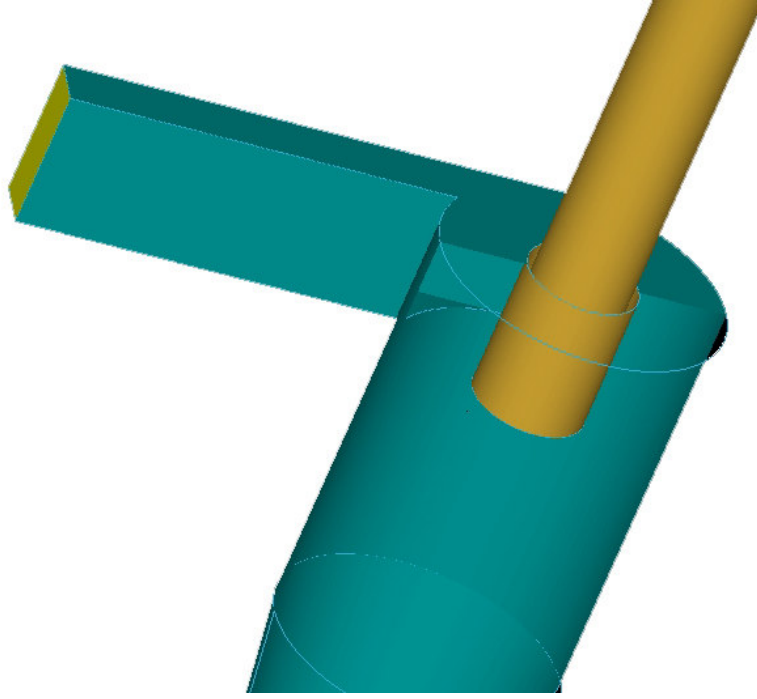


şekil 4.2. Siklonun tam geometrisi



(a) Siklon girişi (inlet)

(b) Siklon ıkışı (outlet)



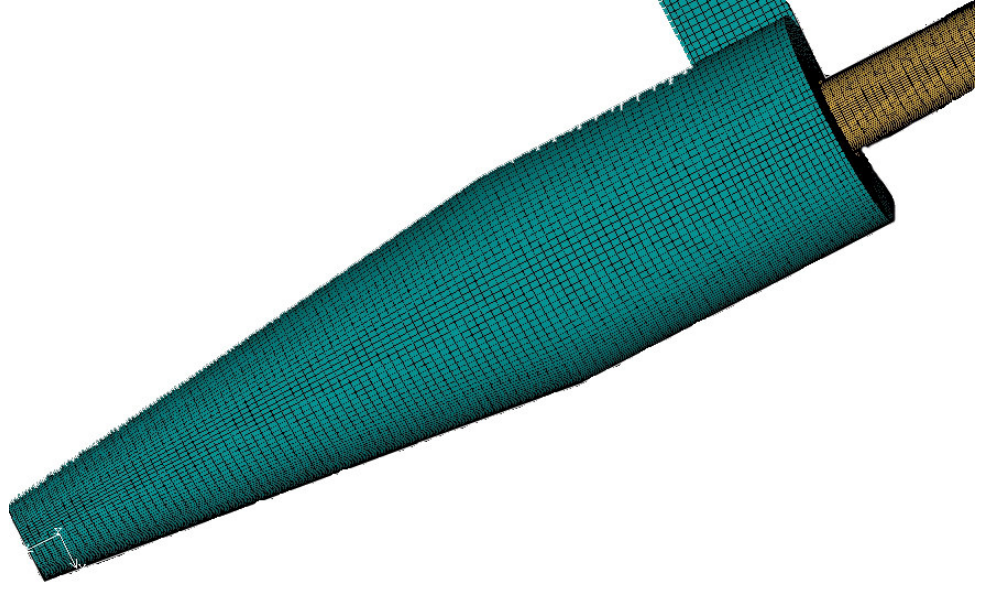
Şekil 4.4. İçeri giren çıkış borusunun kesit görünüşü

Bilgisayar destekli bir mühendislik analizinde doğru sonuçları elde etmede geometrinin çiziminden sonra en önemli unsur modele uygun düzgün bir ağ yapısının oluşturulmasıdır.

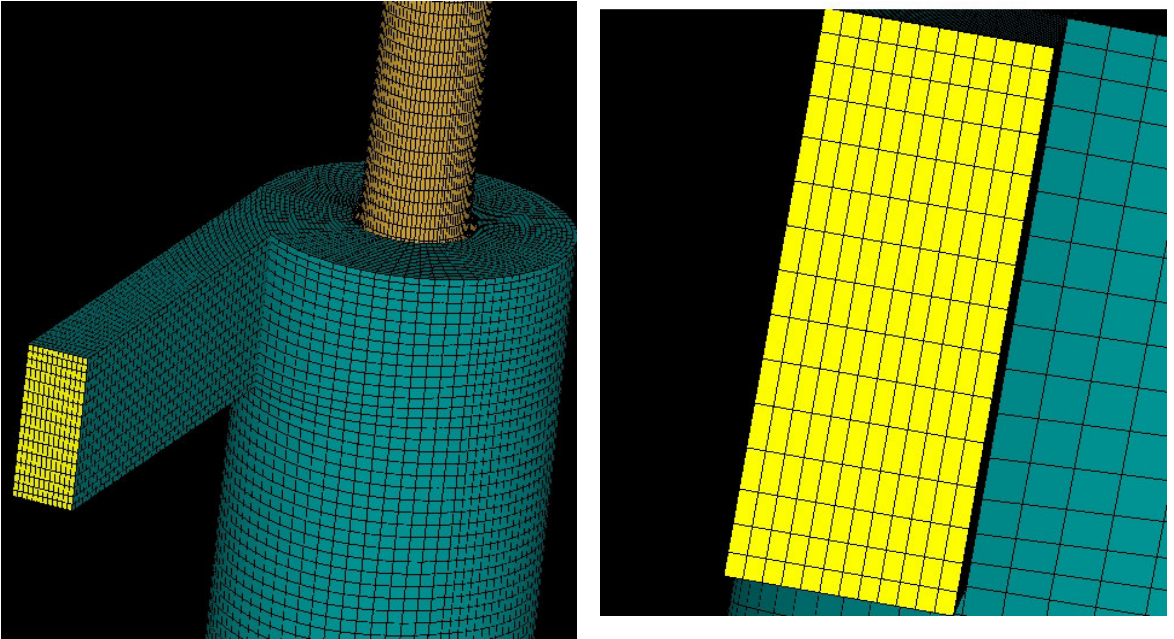
Üçüncü bölümde anlatıldığı gibi Tetra, Hexa, Hybrid vb. gibi farklı ağ yapıları mevcuttur. Bu yapılardan herhangi biri için en iyisi şudur diyemeyiz, çünkü bir ağ yapısı belli bir modelde düzgün sonuç verirken başka bir modelde kötü bir sonuç verebilir. Bu yüzden analiz yapılacak sistemin geometrisine göre ağ yapısı seçilmelidir. Hangi geometride hangi ağ yapısını iyi sonuç verdiği de deneyimler sonucu açığa çıkmaktadır. Yapılan literatür araştırmasında siklonlar için en uygun ağ yapısının Hexa ağ yapısı olduğu görülmüştür.

4.2. Sayısal Çözüm Ağının Oluşturulması

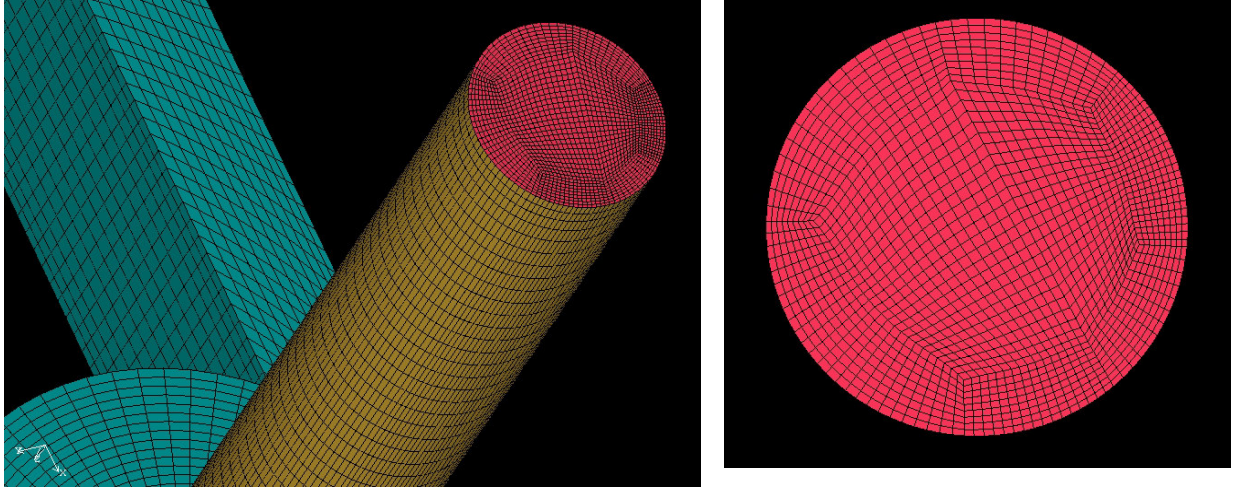
Siklon için ICEM CFD de oluşturulan Hexa ağ yapısının genel ve lokal görünüşleri Şekil 4.5, 4.6 ve 4.7’de verilmiştir.



Şekil 4.5 Siklonun hexa ağ yapısının genel görünümü



Şekil 4.6. Siklon girişinin (inlet) ağ yapısı



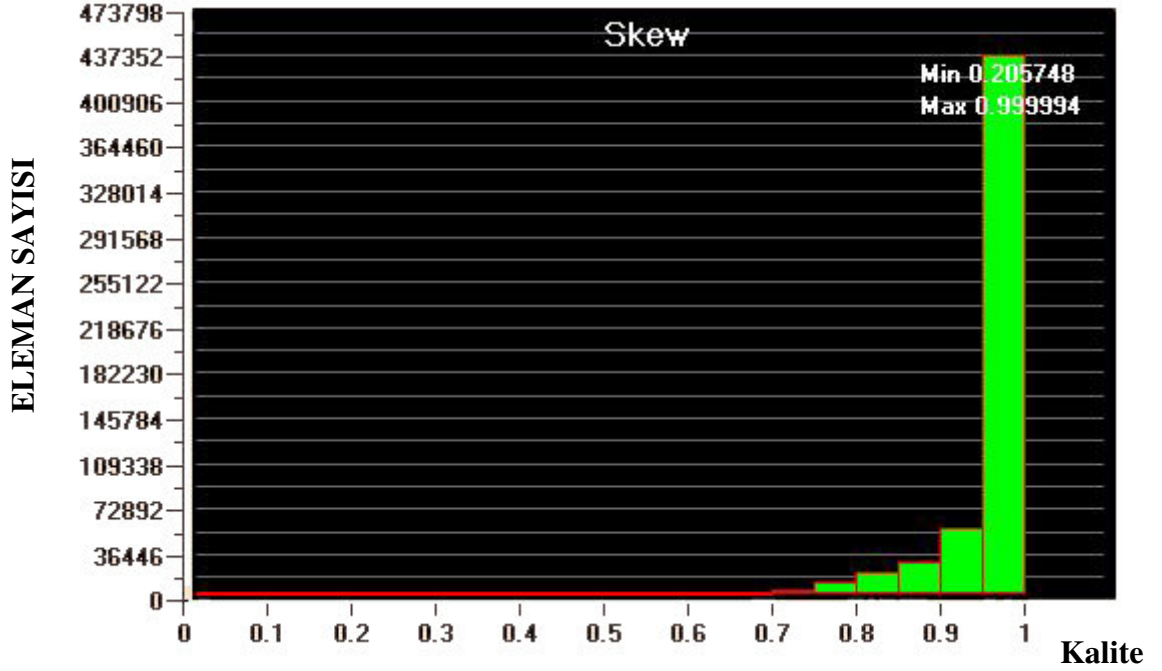
Şekil 4.7. Siklon çıkışının (outlet) ağ yapısı

Oluşturulan ağ yapısında;

- Eleman sayısı = 579584
- Düğüm sayısı = 595476 vardır.

Şekil 4.8’de, üretilen ağın hexa hacim elemanlarının (skew) kalite değerleri verilmektedir. Bu grafik, her bir elemanın hesaplanan kalite değerlerinin 0 ile 1 arasındaki değerlere atanmasıyla oluşmaktadır. Skew kavramının hacim elemanları (hexa) ve yüzey elemanları (quad) için tarifi farklı olmaktadır. Hacim elemanı (hexa) için, bitişik yüzeyler alınarak normalleri hesaplanır. “1” tamamen paralel yüzeyleri ifade ederken, “0” ise dik yüzeyleri ifade etmektedir. Yüzey elemanları (quad) içinse yüzeyin iki köşegeninin oranıyla belirlenir. “0” mükemmel dörtgeni, “1” ise çarpık elemanı ifade etmektedir.

Bir CFD probleminde ağın her zaman çok kaliteli olması istenirken geometrik kısıtlar yüzünden çoğu modelde bu sağlanamamaktadır. Bu durumda bir ağ yapısının minimum kalite değerlerini sağlaması istenmektedir. Skew değeri için bu değer çoğu zaman 0.12 nin üzerinde olması yeterlidir.



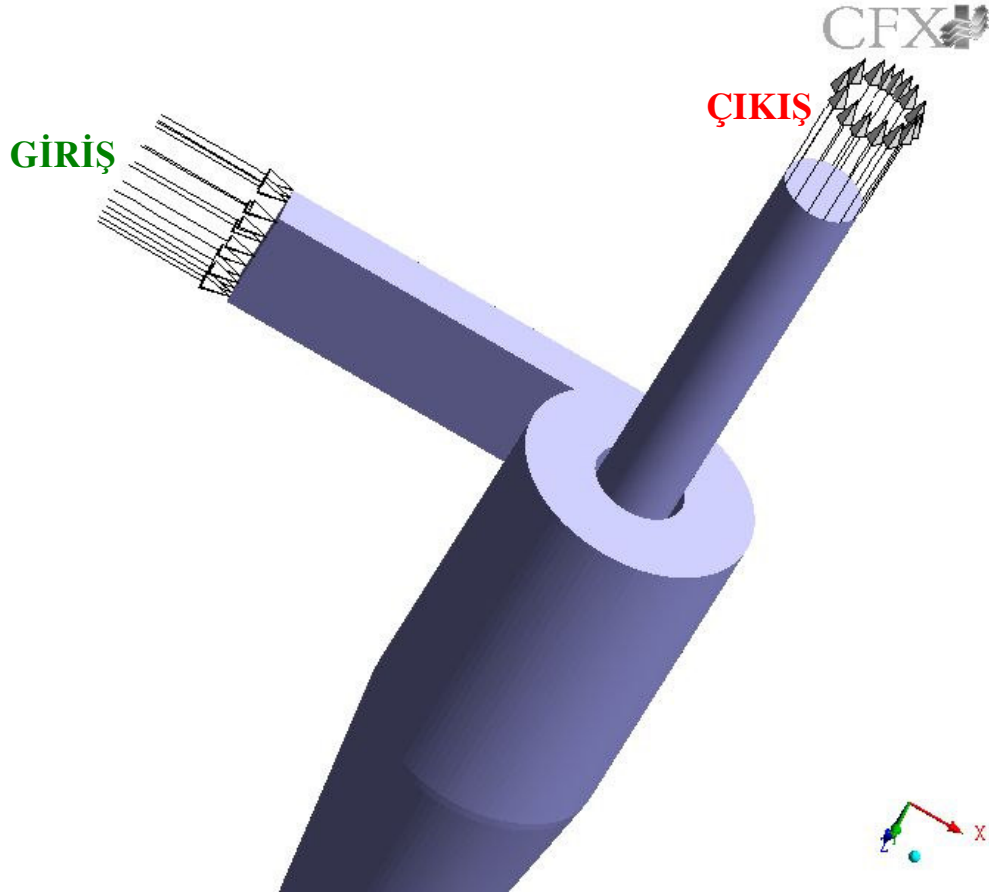
Şekil 4.8. Hexa elemanların (skew) kalite değerleri

4.3 CFD Analizi

İlk iki aşama olan geometriyi modelleme ve ağ oluşturma işlemleri yapıldıktan sonra eldeki sınır şartları probleme uygulanarak çözüm aşamasına geçilmiştir.

Yapılan bütün analizlerde akışkan olarak hava kullanılmıştır.

Giriş (inlet) ve çıkış (outlet) dışında tüm yüzeyler adyabatik duvar (wall) olarak kabul edilmiştir. Yani siklon çeperlerinde ısı transferi olmamaktadır ve giriş ve çıkış dışında başka hiçbir yerde kütle transferi gerçekleşmemektedir. Giriş ve çıkış sınır şartları Şekil 4.9'da gösterilmiştir.



Şekil 4.9. Katı model üzerinde sınır şartlarını gösterimi

Diğer sınır şartları olan giriş hızı, sıcaklık, yoğunluk ve pürüzlülük parametreleri her bir analizde farklı farklı alınacaktır. Birinci alt bölümde sadece giriş hızı, ikincide sadece pürüzlülük, üçüncüde ise sadece sıcaklık parametresi değiştirilerek analizler yapılmıştır.

Akışkan özellikleri ve sınır şartları tanımlandıktan sonra CFX-Solver' da problem sayısal olarak çözülmektedir. Analizler Pentium 4-2.8 GHz, 1 Gb RAM'li bilgisayarda yapılmıştır ve sonuçlar ortalama olarak 17 saatte elde edilmiştir.

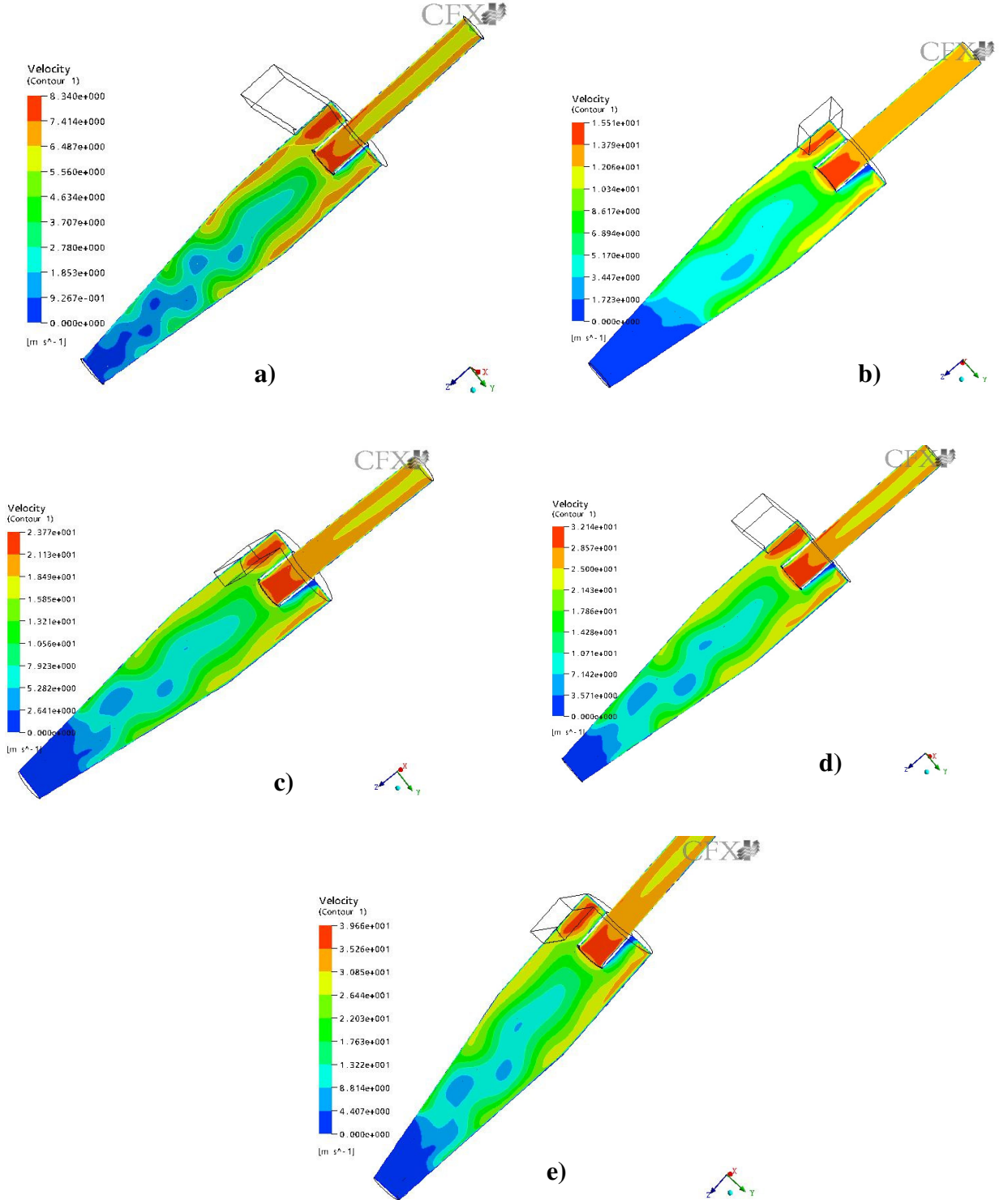
4.3.1. Farklı Giriş Hızlarında CFD Analizi

Sıcaklık 25° , yoğunluk $1,185 \text{ kg/m}^3$ ve siklon yüzeyi pürüzsüz kabul edilerek;

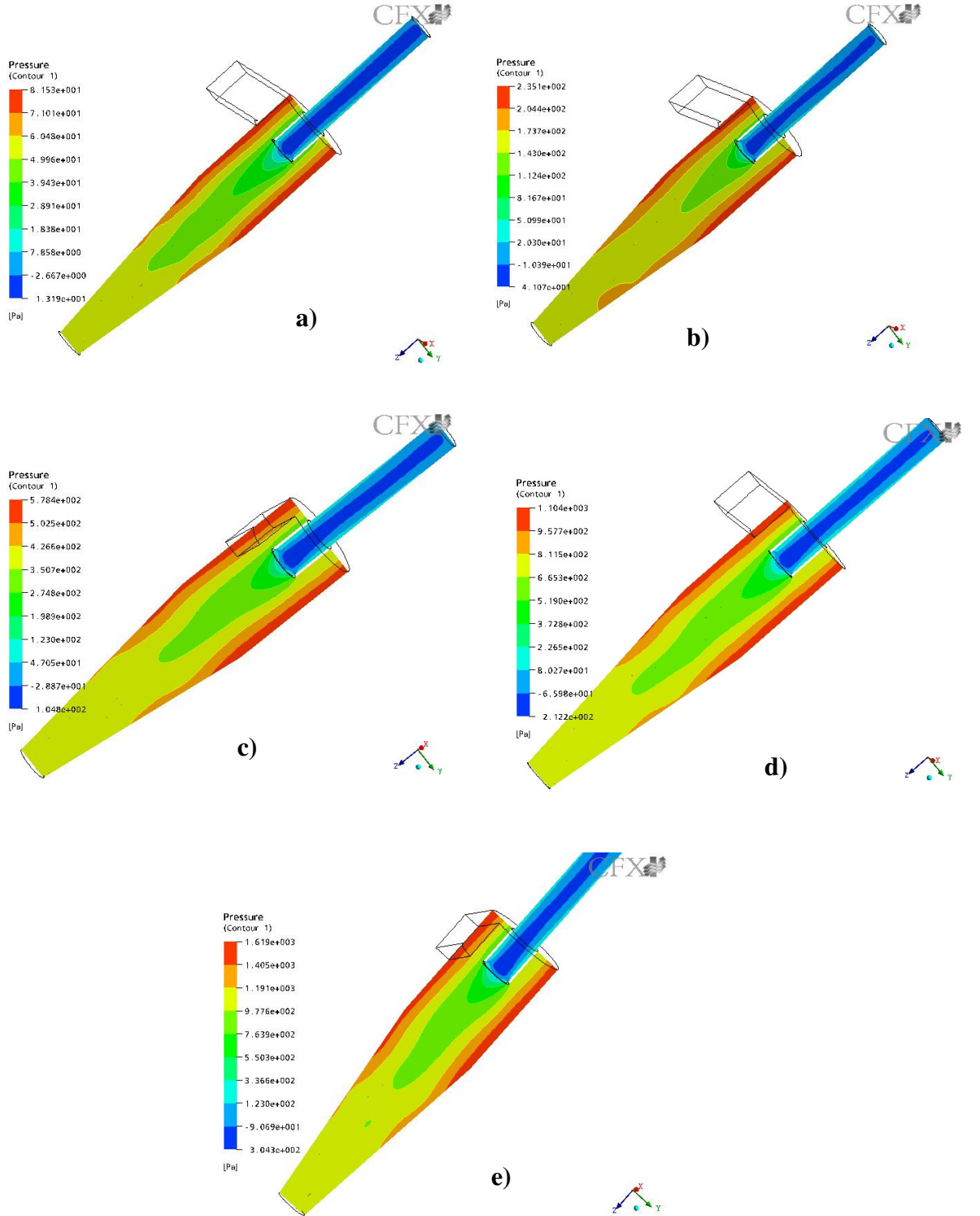
- a) 5 m/s,
- b) 10 m/s,
- c) 15 m/s,
- d) 20 m/s,

e) 25 m/s giriş hızlarında 5 farklı analiz yapılmıştır.

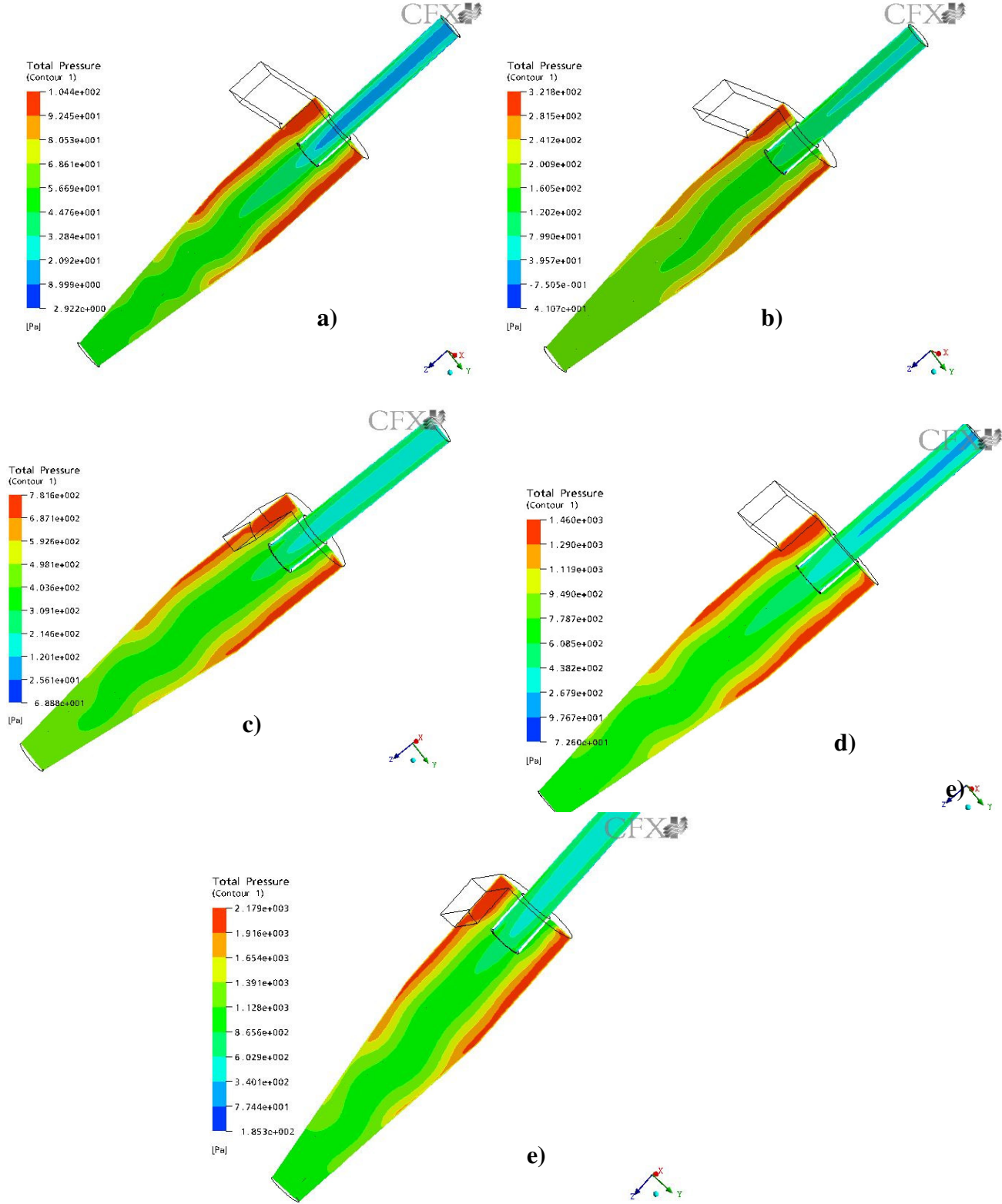
Şekil 4.10, 4.11 ve 4.12'de analizler sonucunda bulunan konturlar gösterilmiştir.



Şekil 4.10. Farklı giriş hızlarında, siklon hız konturları
a)5m/s b)10m/s c)15m/s d)20m/s e)25m/s

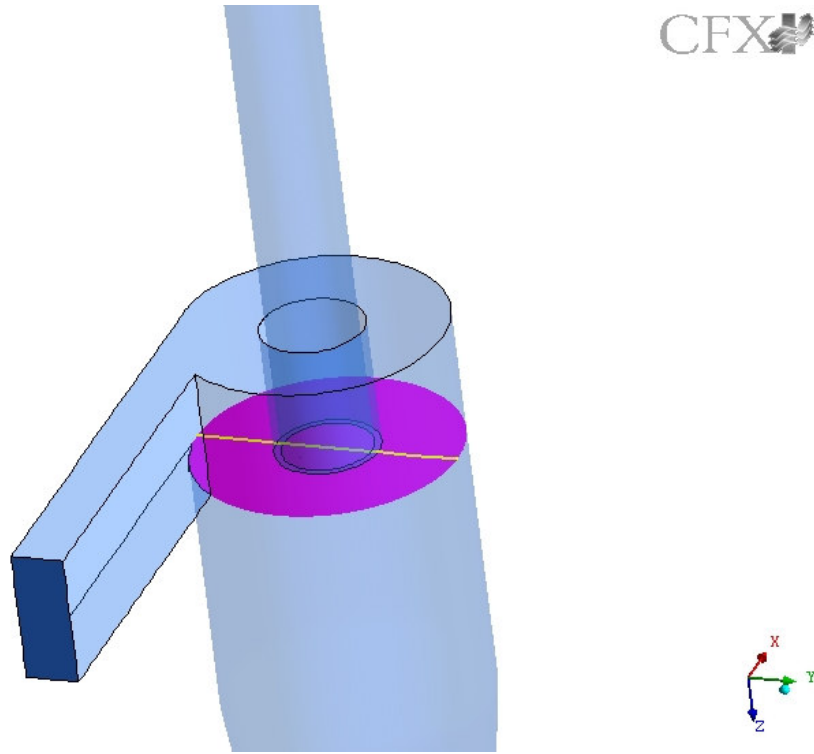


Şekil 4.11. Farklı giriş hızlarında statik basınç konturları
a)5m/s b)10m/s c)15m/s d)20m/s e)25m/s



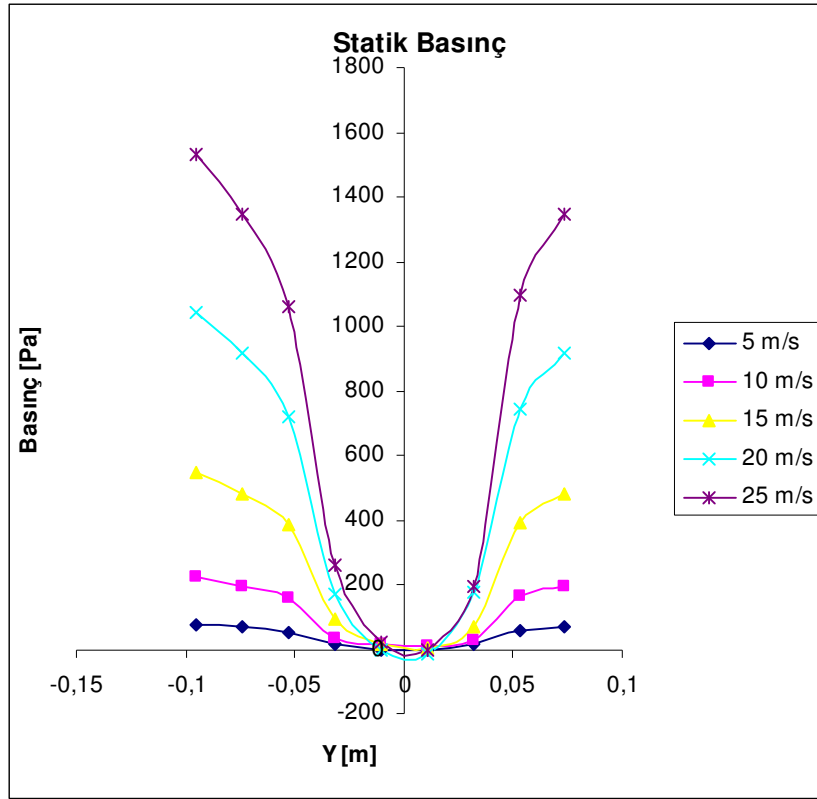
Şekil 4.12 Farklı giriş hızlarında toplam basınç konturları
a)5m/s b)10m/s c)15m/s d)20m/s e)25m/s

Yukarıdaki şekillerde dağılımı verilen hız ve basınç değerlerinin giriş hızına göre değişimini daha iyi anlamak için belirli bölgelerdeki sonuçlar birbiriyle karşılaştırılmıştır. Bunun için siklon içerisine bir yüzey (plane) atanıp, üzerindeki çizgisel bir bölgede farklı analiz sonuçları birbirleriyle kıyaslanmıştır. İlk yüzey siklonun tabanından 665 mm yukarıda oluşturulmuş ve üzerinde yatay eksen boyunca bir çizgi çizilerek değerler okunmuştur. Atanılan yüzey ve çizgi Şekil 4.13’de görüldüğü gibidir. Bundan sonraki anlatımlarda oluşturulan çizgisel bölgeye “A” bölgesi denilecektir.

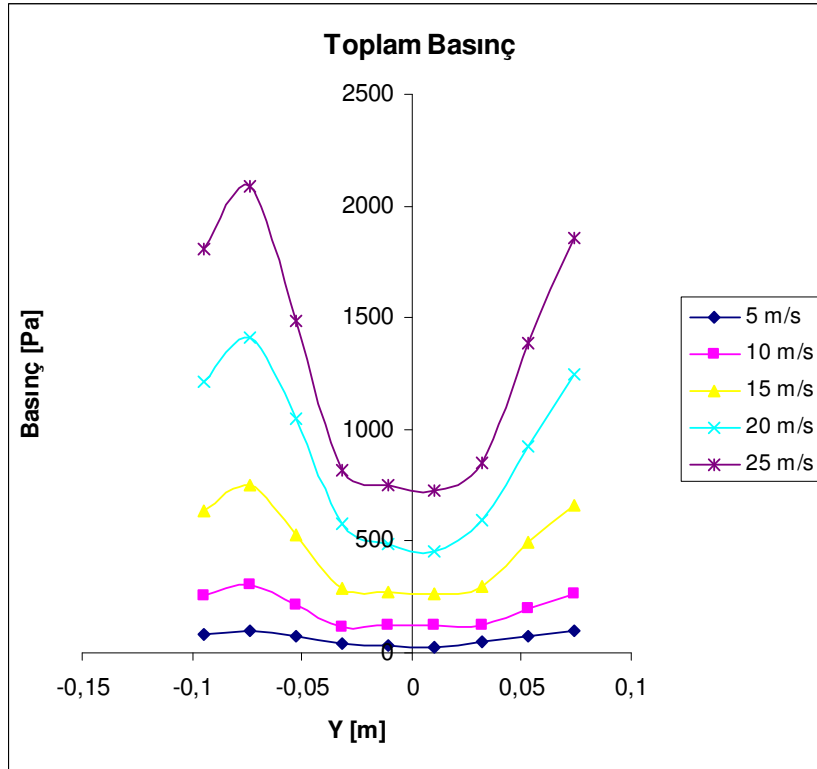


Şekil 4.13. Siklon tabanından 665 mm yukarıda oluşturulan yüzey

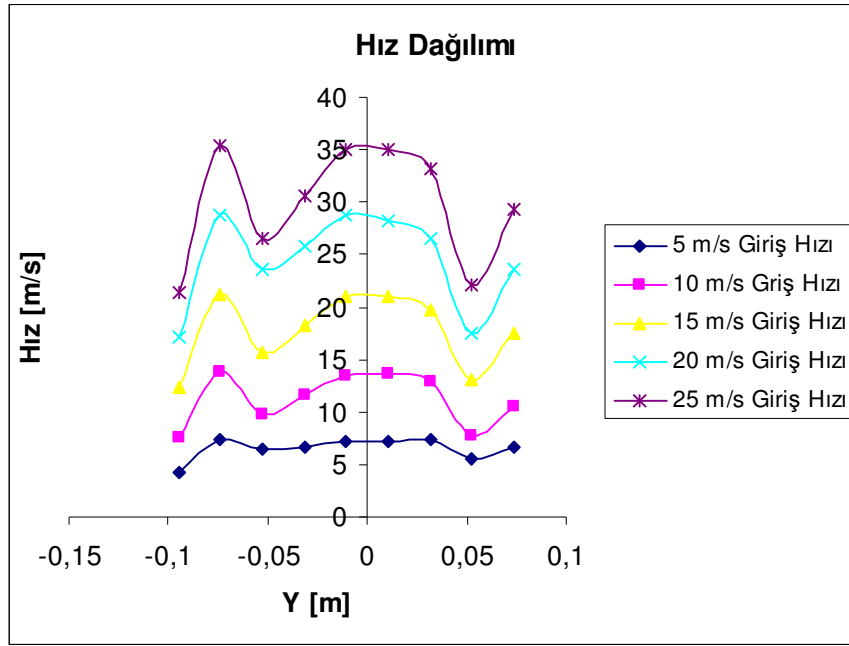
İlk önce oluşturulan çizgisel bölge üzerindeki statik basınçlar birbiriyle karşılaştırılacak. Şekil 4.14, 4.15 ve 4.16’da 5 farklı giriş hızı için aynı düzlemde 5 ayrı eğri çizilmiştir.



Şekil 4.14. Farklı giriş hızları için A bölgesindeki statik basınç değerlerinin karşılaştırılması

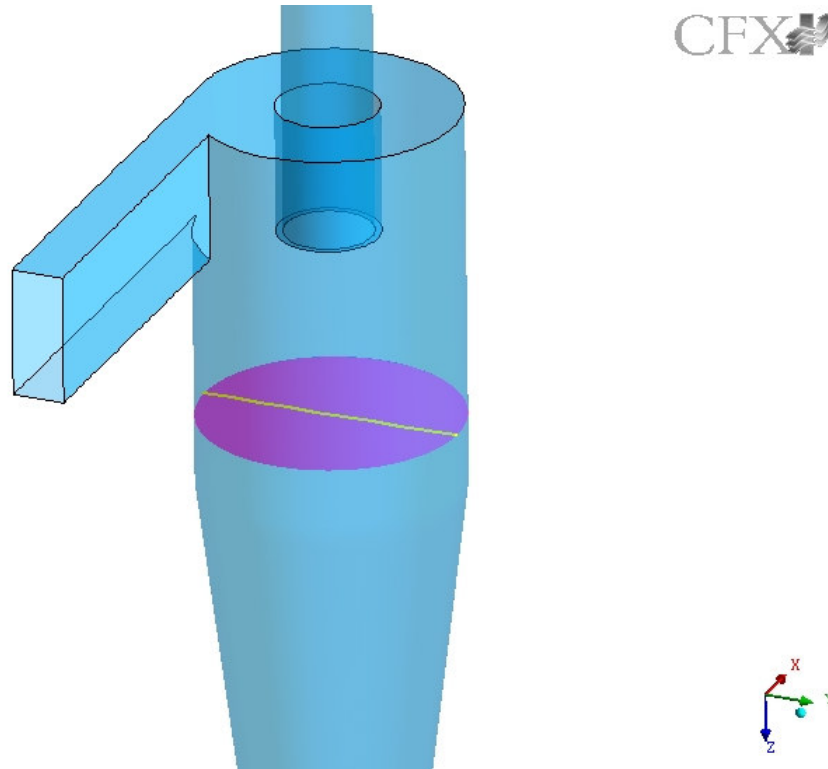


Şekil 4.15. Farklı giriş hızları için A bölgesindeki toplam basınç değerlerinin karşılaştırılması



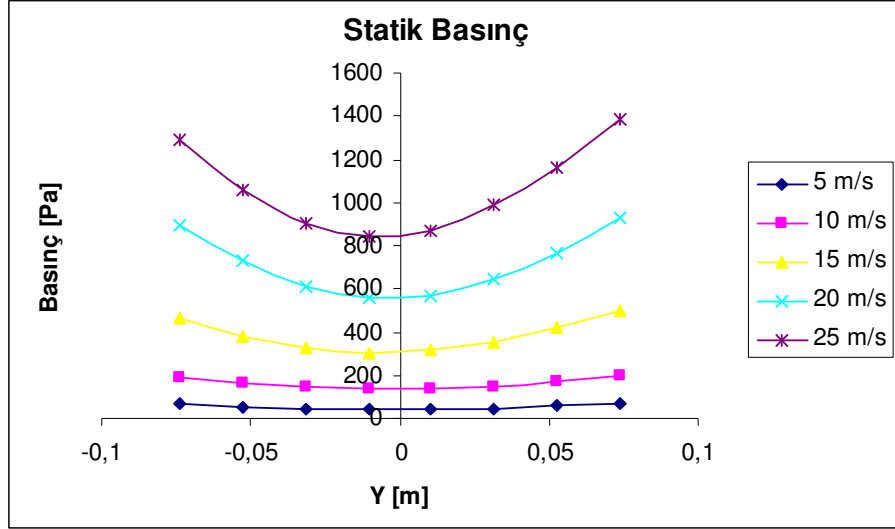
Şekil 4.16. Farklı giriş hızları için A bölgesindeki hız değerlerinin karşılaştırılması

Siklon tabanından 525 mm yukarıda seçilen ikinci yüzey ve Şekil 4.17’de gösterilmiştir. Aşağıdaki şekilde görülen çizgisel bölgeye “B” bölgesi denilecektir.

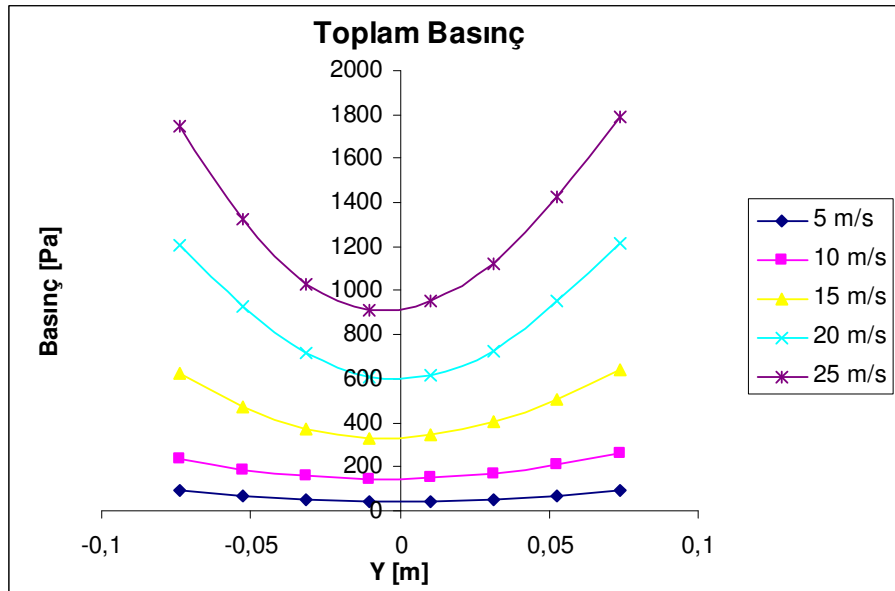


Şekil 4.17. Siklon tabanından 525mm yukarıda oluşturulan yüzey

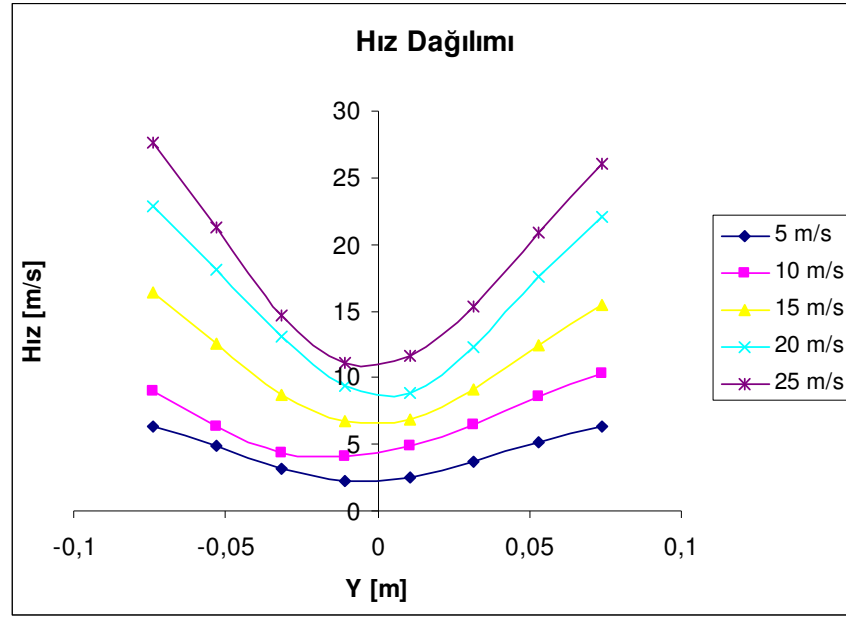
Şekil 4.18, 4.19 ve 4.20’de sırasıyla farklı giriş hızlarına bağlı olarak B bölgesindeki statik basınç, toplam basınç ve hız değerleri gösterilmiştir.



Şekil 4.18. Farklı giriş hızları için B bölgesindeki statik basınç değerlerinin karşılaştırılması

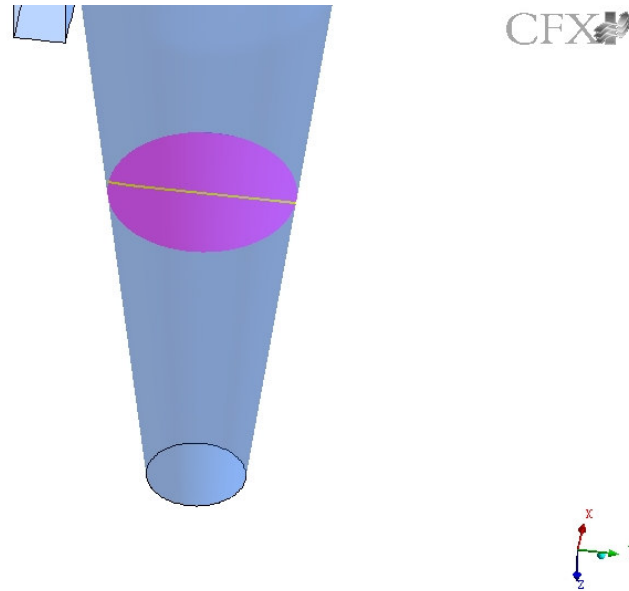


Şekil 4.19. Farklı giriş hızları için B bölgesindeki toplam basınç değerlerinin karşılaştırılması



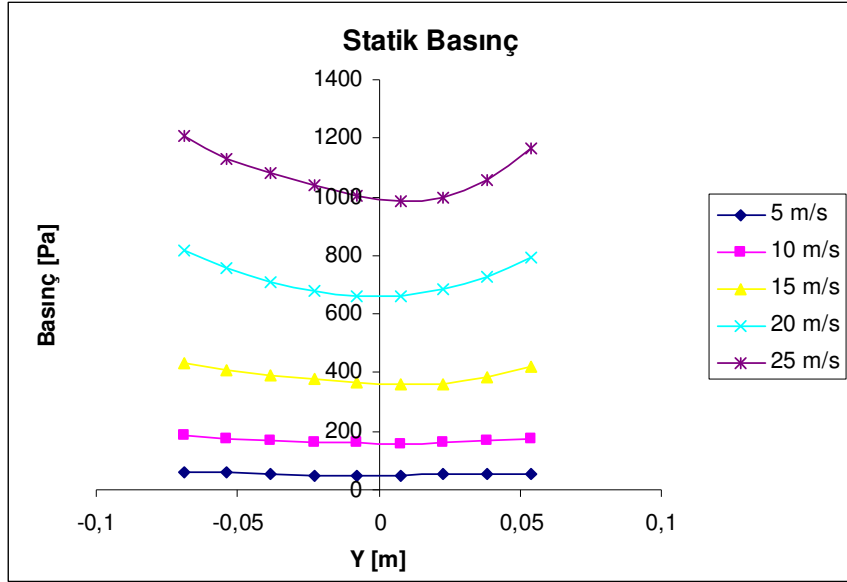
Şekil 4.20. Farklı giriş hızları için B bölgesindeki hız değerlerinin karşılaştırılması

Şekil 4.21’de gösterilen üçüncü yüzey siklon tabanından 265 mm yukarıda oluşturulmuştur. Aşağıdaki şekilde görülen çizgisel bölgeye “C” bölgesi denilecektir.

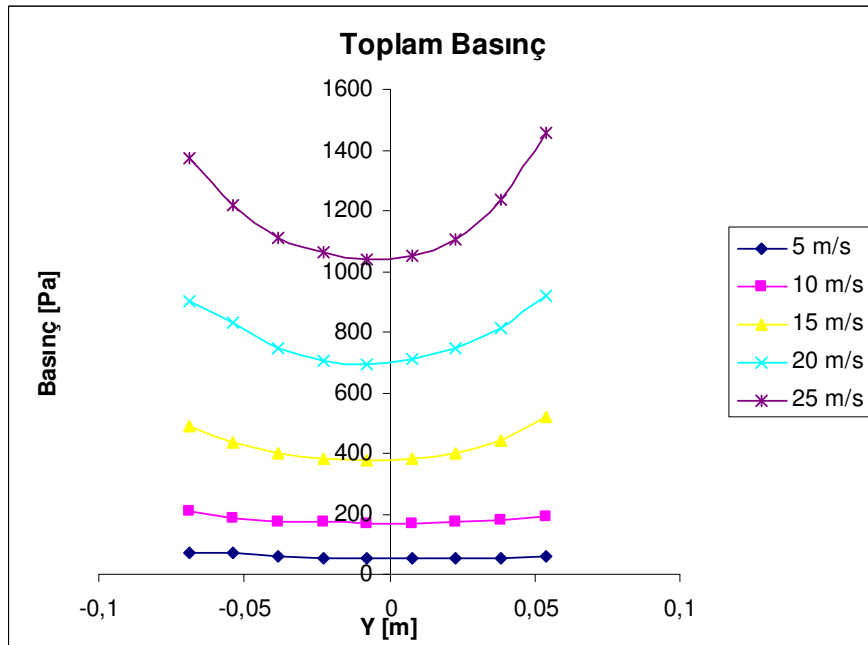


Şekil 4.21. Siklon tabanından 265 mm yukarıda oluşturulan yüzey

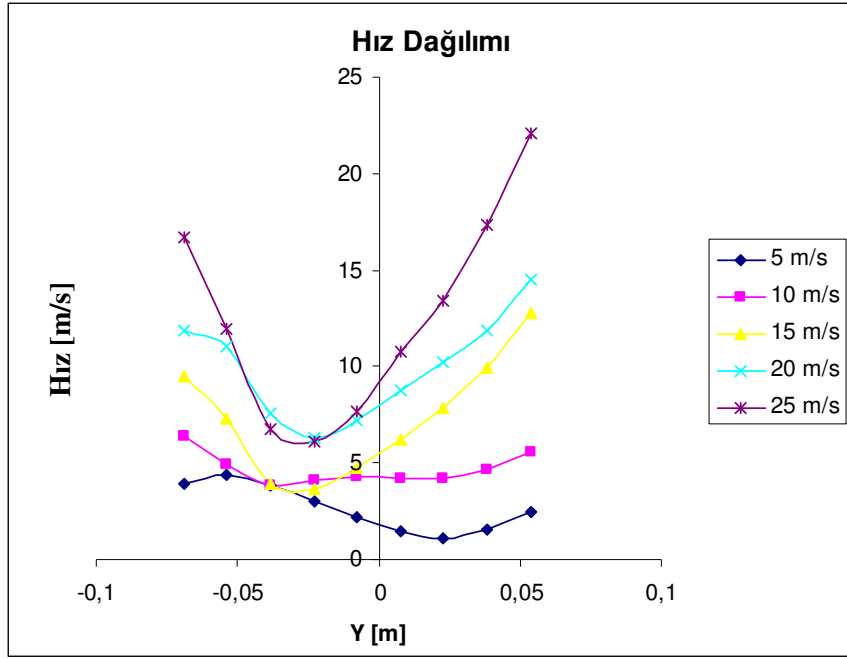
Şekil 4.22, 4.23 ve 4.24’de sırasıyla farklı giriş hızlarına bağlı olarak C bölgesindeki statik basınç, toplam basınç ve hız değerleri gösterilmiştir.



Şekil 4.22. Farklı giriş hızları için C bölgesindeki statik basınç değerlerinin karşılaştırılması



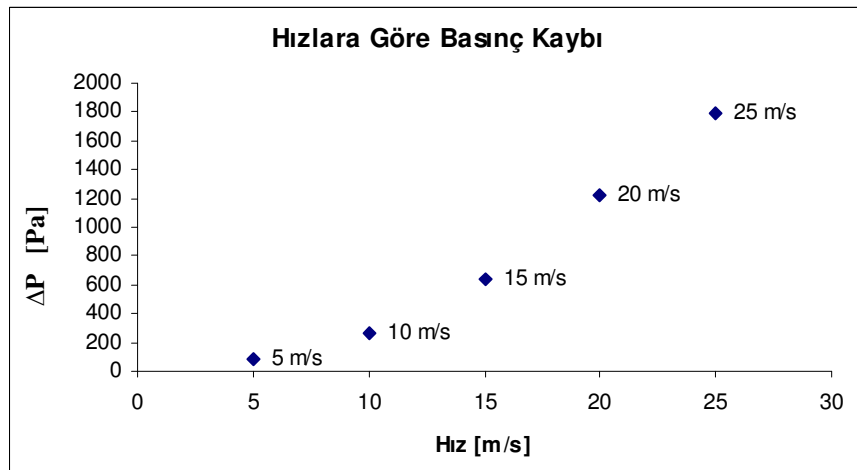
Şekil 4.23. Farklı giriş hızları için C bölgesindeki toplam basınç değerlerinin karşılaştırılması



Şekil 4.24. Farklı giriş hızları için C bölgesindeki hız değerlerinin karşılaştırılması

Giriş hızının artması siklon içerisindeki maksimum hızı, statik basıncı ve toplam basıncı arttırmıştır.

Siklon basınç kayıpları açısından incelendiğinde, siklon girişi ile çıkışı arasında meydana gelen basınç kayıpları giriş hızındaki değişime bağlı olarak Şekil 4.25'de verilmiştir.



Şekil 4.25. Hızlara göre basınç kayıplarının karşılaştırılması

Şekil 4.25'den görüldüğü gibi giriş hızının artması basınç kaybını da arttırıyor. Bu da basınç kayıplarını azaltmak için siklonun daha düşük hızlarda çalıştırılması gerektiğini göstermektedir. Yukarıda bulunan basınç kayıp değerleri literatürde siklonlar için geliştirilmiş ampirik ifadelerden elde edilen sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

Basınç kaybı (Gimbun 2004);

$$\Delta P = \alpha \frac{\rho_g v_i^2}{2} \quad (4.1)$$

ampirik ifadesi ile hesaplanabilir. Buradaki α terimi için değişik ifadeler türetilmiştir.

i. Shepherd ve Lapple (1939) modellerinde α değerini;

$$\alpha = 16 \frac{ab}{D_e^2} \quad (4.2)$$

ii. Casal ve Martinez (1983);

$$\alpha = 11.3 \left(\frac{ab}{D_e^2} \right)^2 + 3.33 \quad (4.3)$$

iii. Dirgo (1988);

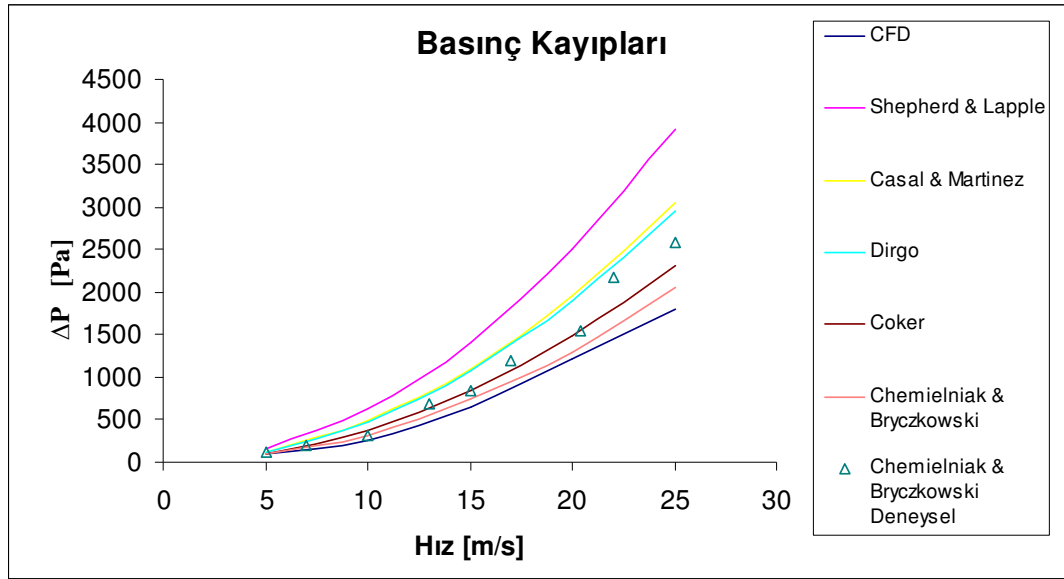
$$\alpha = 20 \left(\frac{ab}{D_e^2} \right) \left[\frac{S/D}{(H/D)(h/D)(B/D)} \right]^{1/3} \quad (4.4)$$

iv. Coker (1993);

$$\alpha = 9.47 \frac{ab}{D_e^2} \quad (4.5)$$

şeklinde tanımlamışlardır. Bu ampirik ifadeler kullanılarak giriş hızlarına göre basınç kayıpları hesaplanmıştır.

Hesaplanan bu ampirik değerler ile literatür araştırmasında bulunan Chemielniak ve Bryczkowski'nin (1999) 17 cm çapındaki siklon için hesapladıkları basınç düşüş (ΔP) değeri ile yaptıkları deneyler sonucunda buldukları ΔP değeri ve bu çalışmada bulunan CFD analizi sonuçları aşağıdaki grafikte karşılaştırılmıştır.



Şekil 4.26. Basınç kayıp ifadelerine göre karşılaştırma

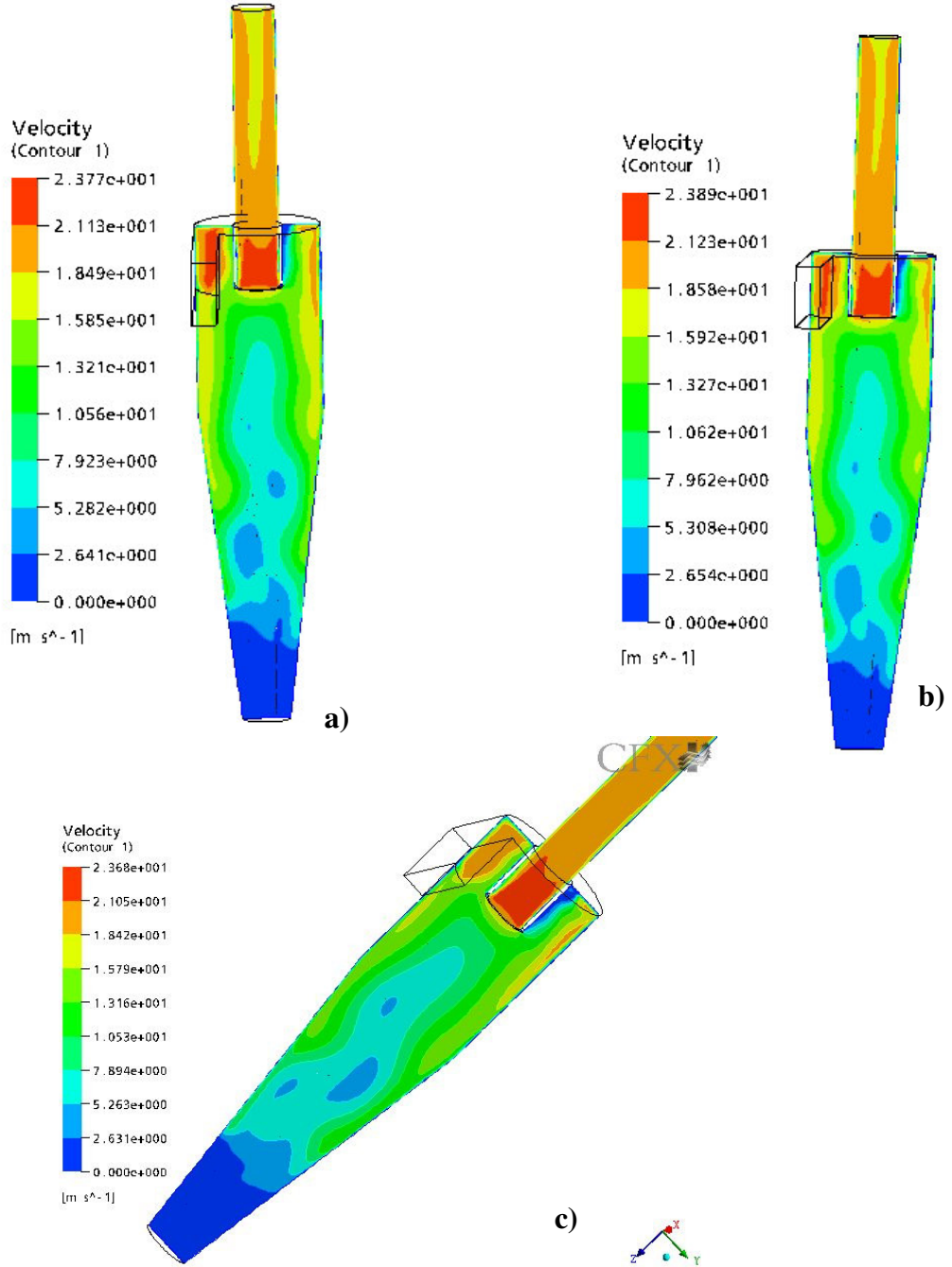
Analiz sonucunda bulunan değerlerin ampirik ifadelerle bulunan değerlere yakın olduğu görülmektedir. Aradaki fark ise; siklon tipinden, ampirik ifadelerin her siklonda (tipinde) tam doğru sonucu veremeyecek olmasından (Shepherd & Lapple ile Coker'ın ifadeleri arasındaki farkın gösterdiği gibi), CFD analizinin iterasyon yöntemi ile çözüm yapmasından dolayı hiçbir zaman tam doğru sonucun elde edilemeyecek olmasından ve Chemielniak ve Bryczkowski'nin basınç kaybı hesabını yaptıkları siklon ile bu çalışmada analizleri yapılan siklonun geometrik ölçülerinin birbirinden farklı olmasından kaynaklanabilir.

4.3.2. Farklı Pürüzlülük Değerlerinde CFD Analizi

Bu bölümde sıcaklık ve giriş hızı sabit tutularak pürüzlülüğün etkisi incelenmiştir. Giriş hızı bütün analizlerde 15 m/s, akışkan sıcaklığı da 25° C, yoğunluk 1,185 kg/m³ alınmıştır. Pürüzlülük ise;

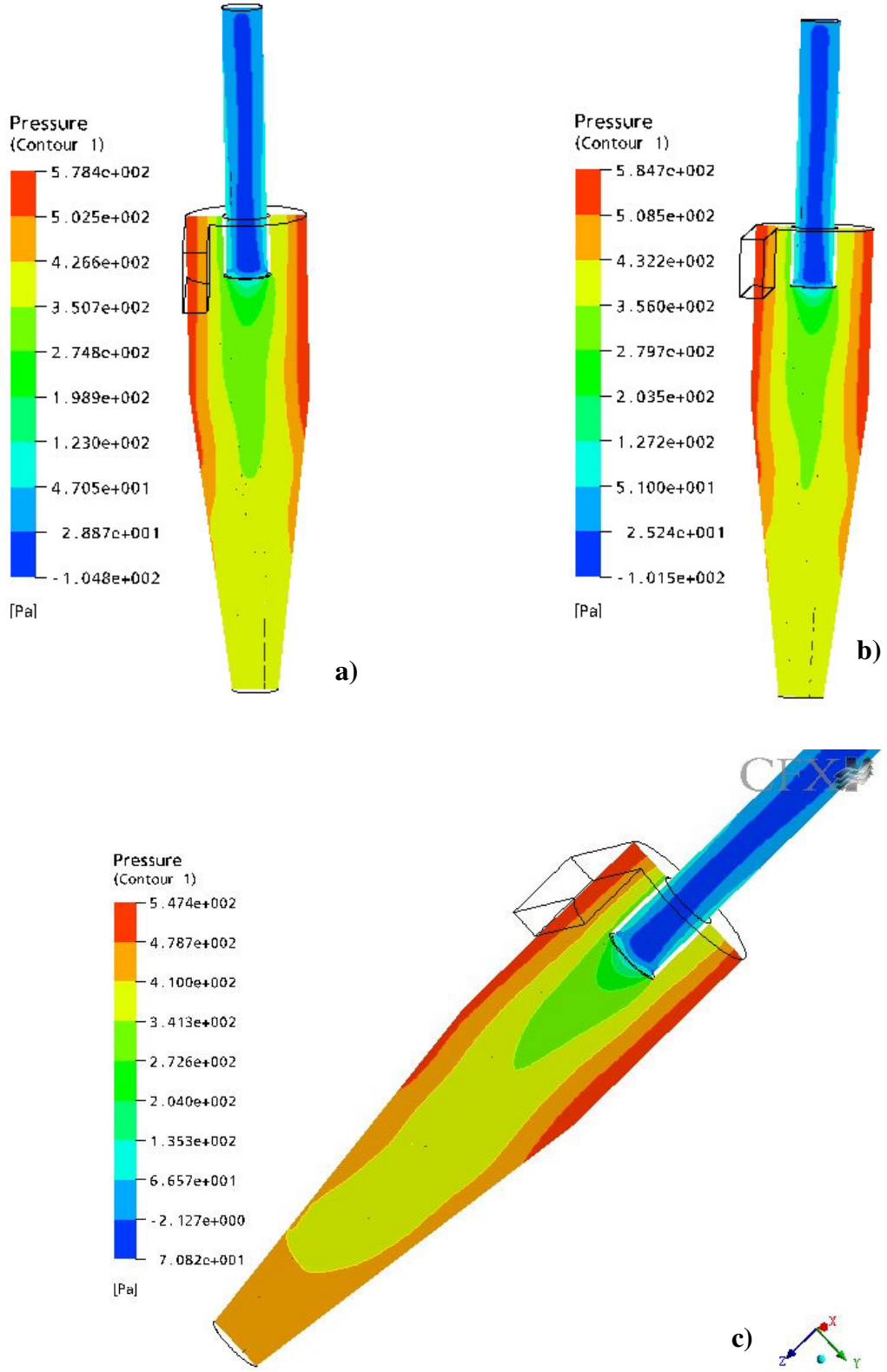
- a) 0 mm
- b) 0.1 mm
- c) 0.5 mm değerlerinde alınıp analizler yapılmıştır.

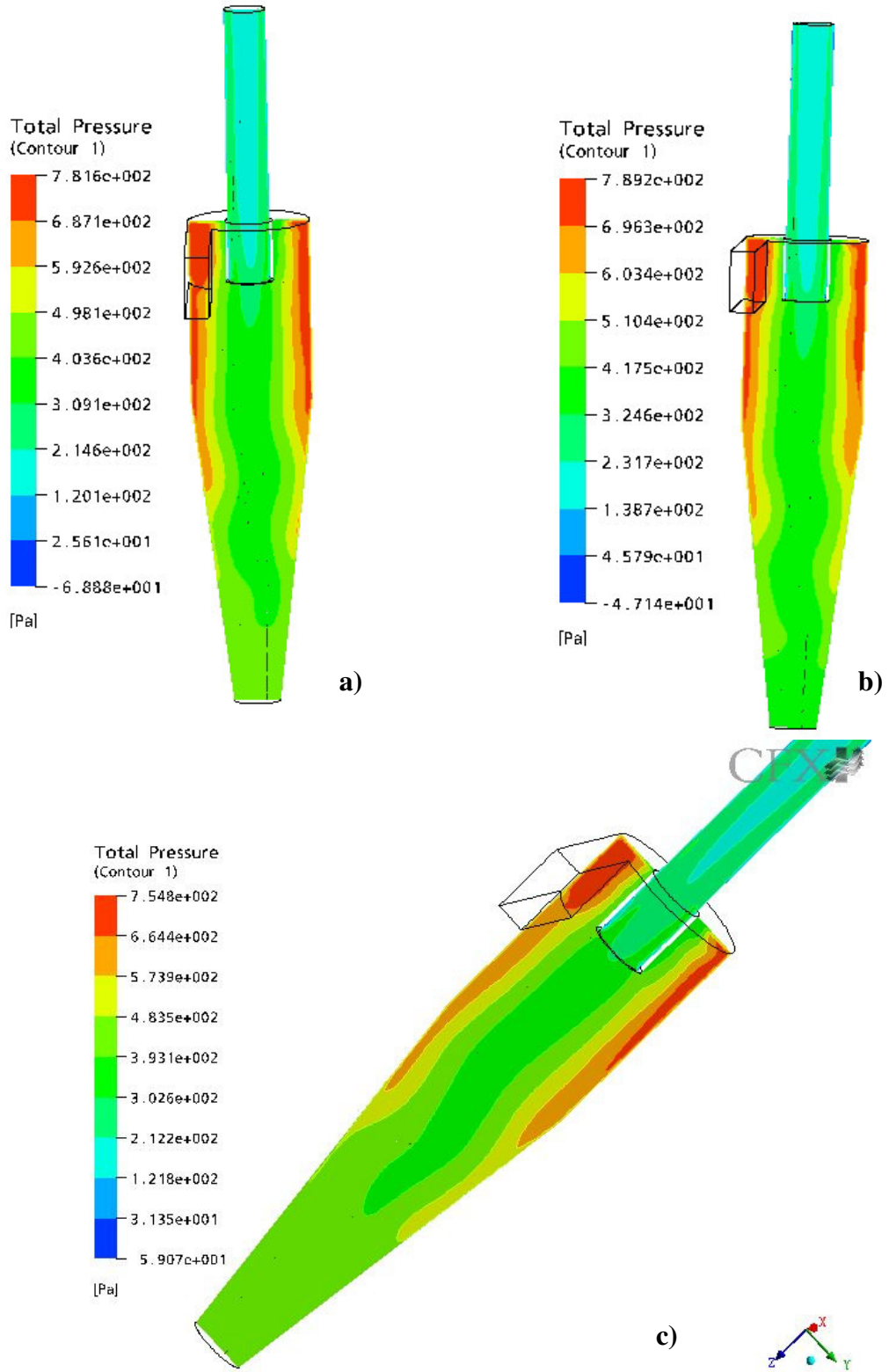
Analizlerden elde edilen sonuçlar Şekil 4.27, 4.28 ve 4.29'da kontur olarak gösterilmiştir. İlk olarak hız dağılımı gösterilmiştir.



Şekil 4.27. Farklı pürüzlülüklerde siklon hız konturları

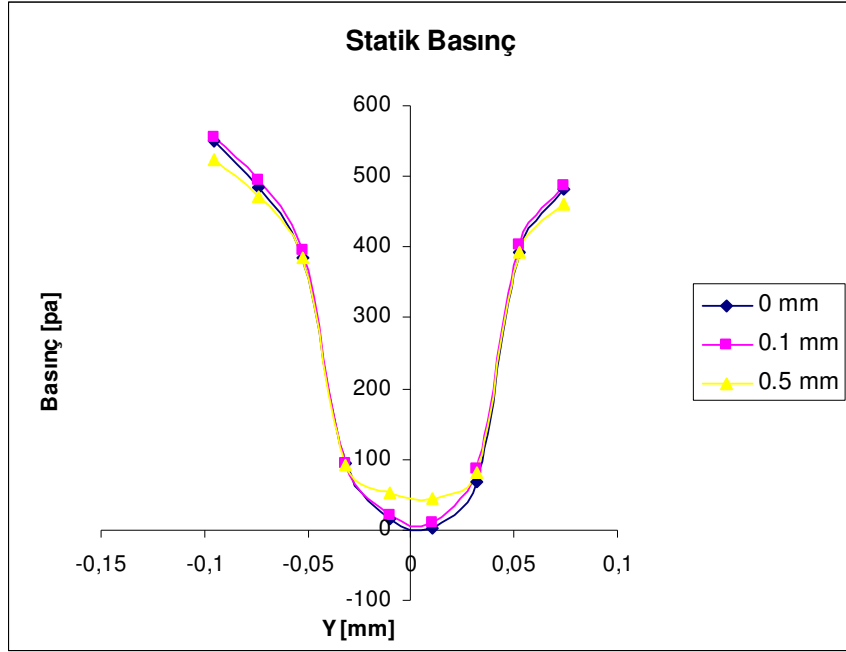
a)0 mm b)0.1 mm c)0.5 mm



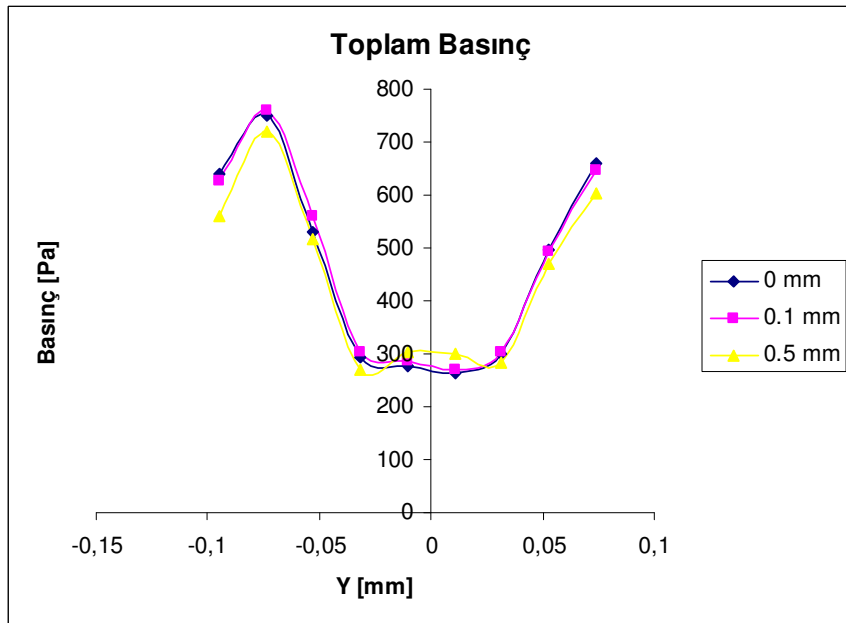


Şekil 4.29. Farklı pürüzlülüklerde toplam basınç konturları
a)0 mm b)0.1 mm c)0.5 mm

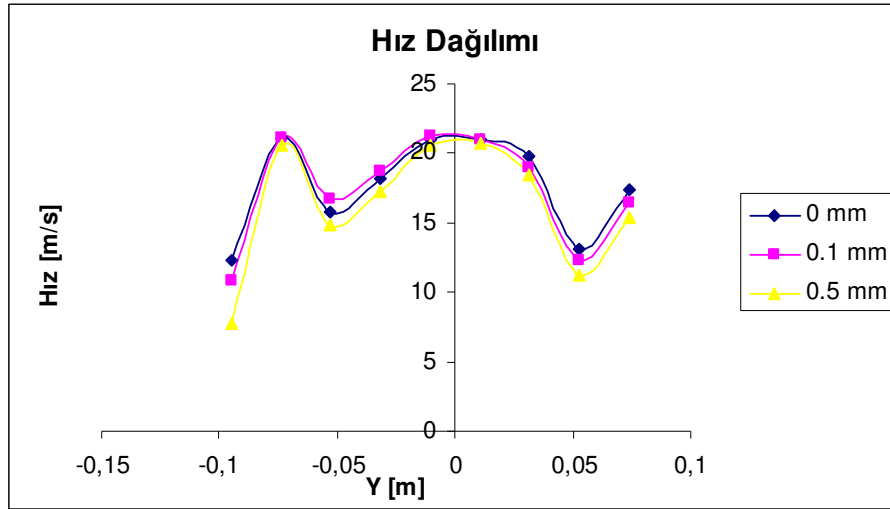
Şekil 4.13 de gösterilen “A” çizgisel bölgesi üzerinde sırasıyla statik basınç, toplam basınç ve hız dağılımı için 3 farklı analiz sonuçları sırasıyla Şekil 4.30, 4.31 ve 4.32’de gösterilmiştir.



Şekil 4.30. Farklı pürüzlülük değerleri için A bölgesindeki statik basınç değerlerinin karşılaştırılması

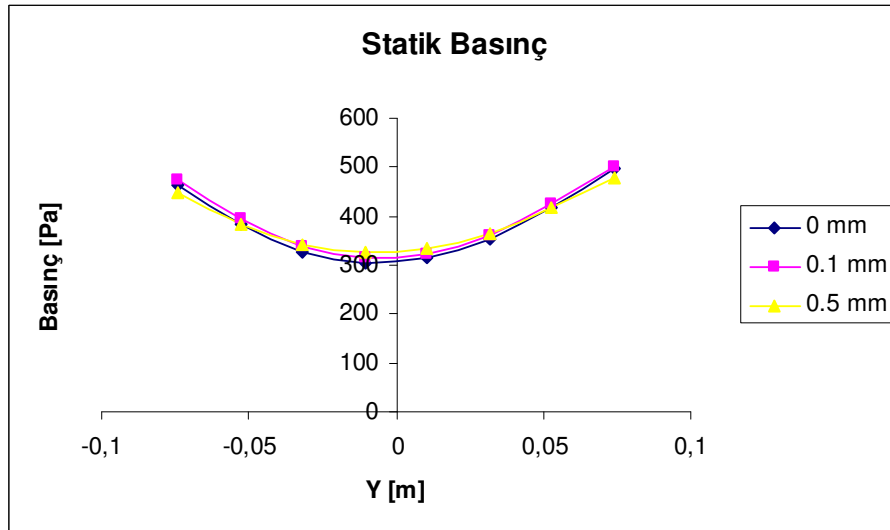


Şekil 4.31. Farklı pürüzlülük değerleri için A bölgesindeki toplam basınç değerlerinin karşılaştırılması

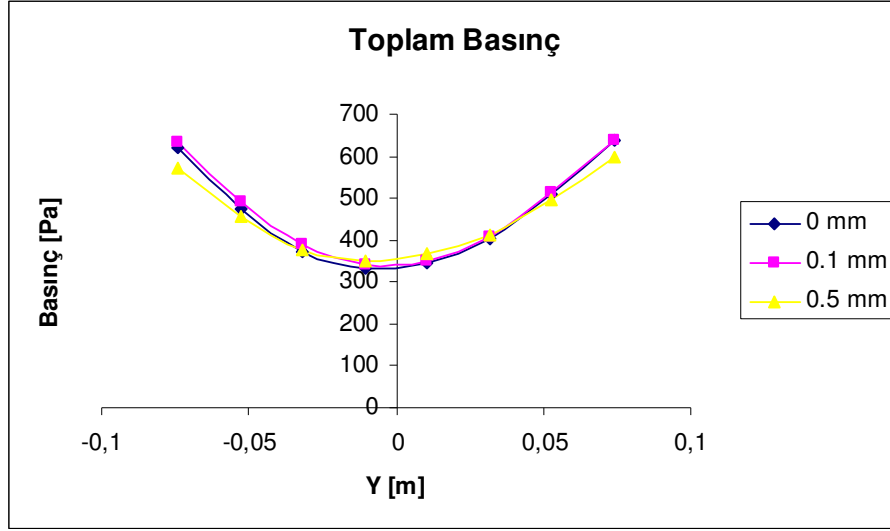


Şekil 4.32. Farklı pürüzlülük değerleri için A bölgesindeki hız değerlerinin karşılaştırılması

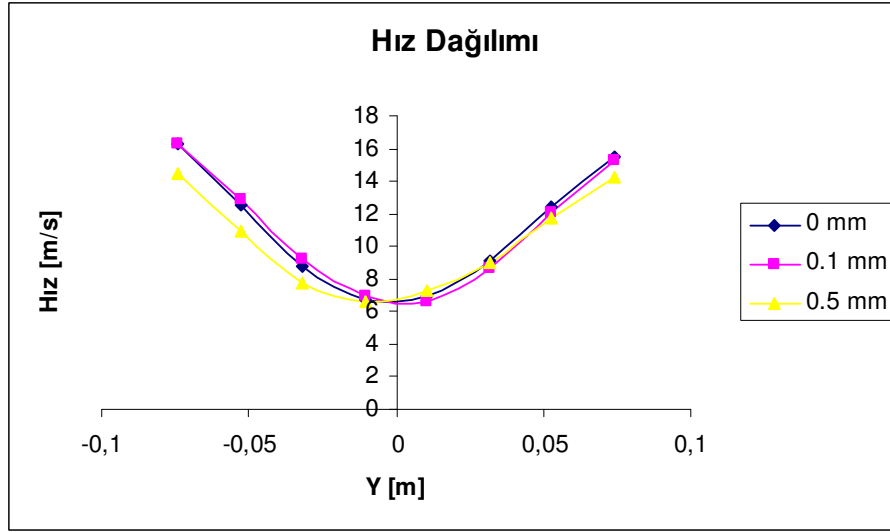
Şekil 4.17 de gösterilen “B” çizgisel bölgesi için analiz sonuçları Şekil 4.33, 4.34 ve 4.35’de verilmiştir.



Şekil 4.33. Farklı pürüzlülük değerleri için B bölgesindeki statik basınç değerlerinin karşılaştırılması

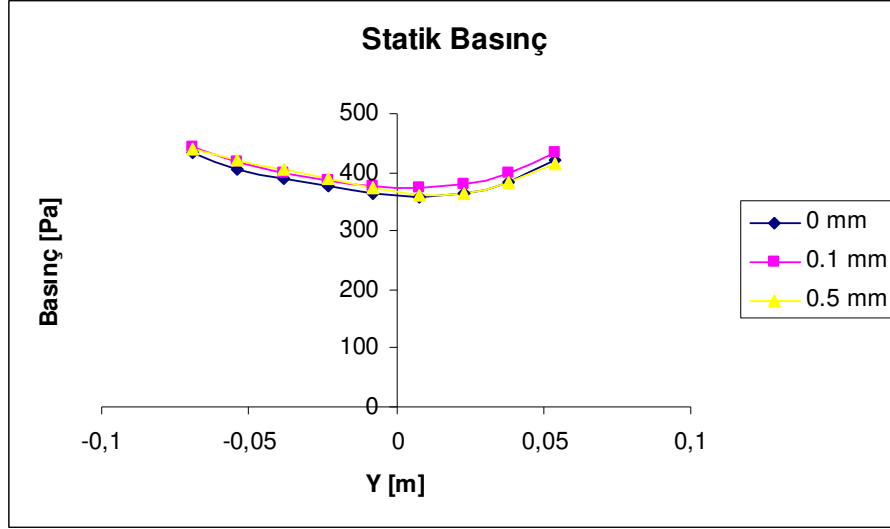


Şekil 4.34. Farklı pürüzlülük değerleri için B bölgesindeki toplam basınç değerlerinin karşılaştırılması

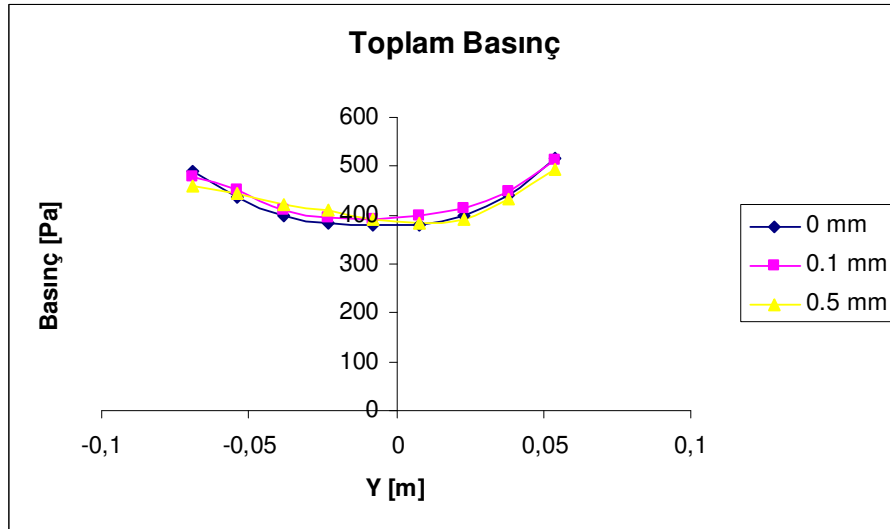


Şekil 4.35. Farklı pürüzlülük değerleri için B bölgesindeki hız değerlerinin karşılaştırılması

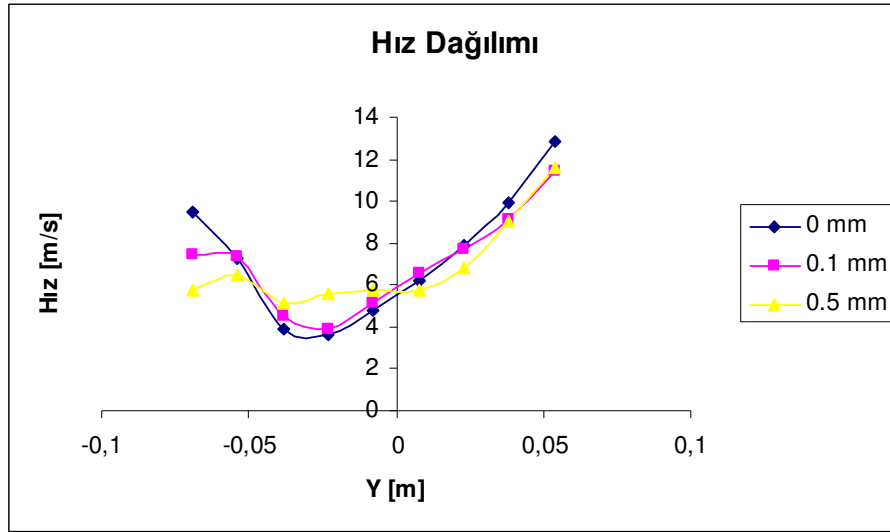
Şekil 4.21 de gösterilen “C” çizgisel bölgesi için analiz sonuçları Şekil 4.36, 4.37 ve 4.38’de verilmiştir.



Şekil 4.36. Farklı pürüzlülük değerleri için C bölgesindeki statik basınç değerlerinin karşılaştırılması

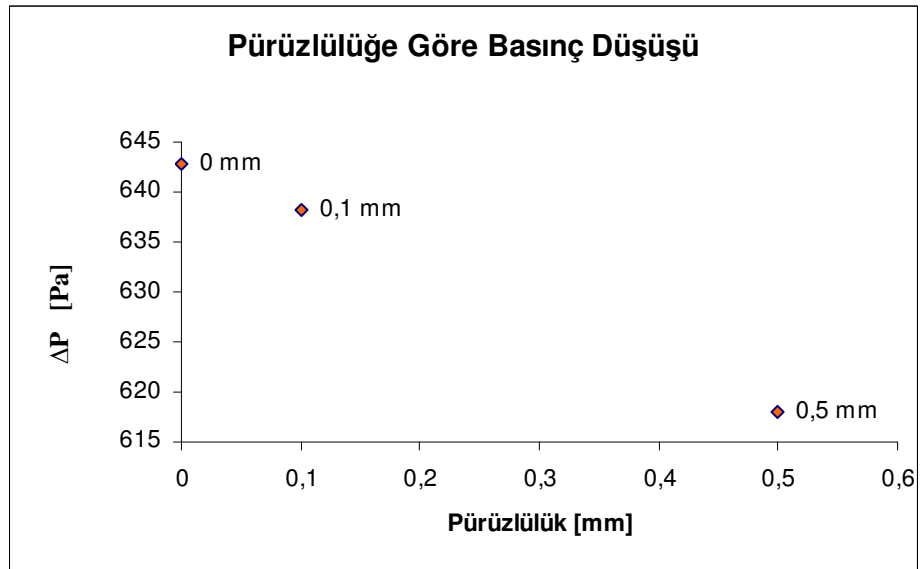


Şekil 4.37. Farklı pürüzlülük değerleri için C bölgesindeki toplam basınç değerlerinin karşılaştırılması



Şekil 4.38. Farklı pürüzlülük değerleri için C bölgesindeki hız değerlerinin karşılaştırılması

Pürüzlülüğün değişmesi statik ve toplam basınç üzerinde pek bir farklılık yapmadığı görülmektedir. Hız dağılımında ise sürtünmeden dolayı cidara yakın yerlerde basınç değerlerindeki değişime nispeten daha fazla bir fark görülmektedir. Pürüzlülüğün etkisi basınç düşüşü (ΔP) değerlerinden daha iyi anlaşılmaktadır. Şekil 4.39'da pürüzlülüğe göre basınç kaybı gösterilmiştir.



Şekil 4.39. Pürüzlülük değerlerine göre basınç düşüşü

Grafikten anlaşılacağı gibi pürüzlülüğün artması basınç kaybını azaltıyor. Bölüm 4.3.2. de giriş hızının artması basınç kaybını arttırdığı görülmüştür. Siklon yüksek hızlarda çalıştırılmak istenildiğinde, giriş hızını artırırken pürüzlülüğü de arttırarak basınç kayıpları azaltılabilir. Ancak bu defa da pürüzlülüğün artmasıyla sürtünme kayıpları artacaktır. Bu parametreleri optimum bir şekilde ayarlamak gerekir.

Sürtünme katsayısı ile basınç düşüşü arasındaki ilişkiyi anlamak için Reynolds sayısı ve ϵ / d_h oranı kullanılarak Moody diyagramı yardımıyla her analiz için sürtünme katsayısı hesaplandı.

Pürüzsüz yüzey için	$C_f = 0.023$
0.1 mm yüzey pürüzlülüğü için	$C_f = 0.028$
0.5 mm yüzey pürüzlülüğü için	$C_f = 0.04$

Pürüzlülüğün değişmesiyle basınç düşüşünde ki artış oranı sürtünme katsayısında ki artış oranına yakın ama daha düşük bir değerdedir.

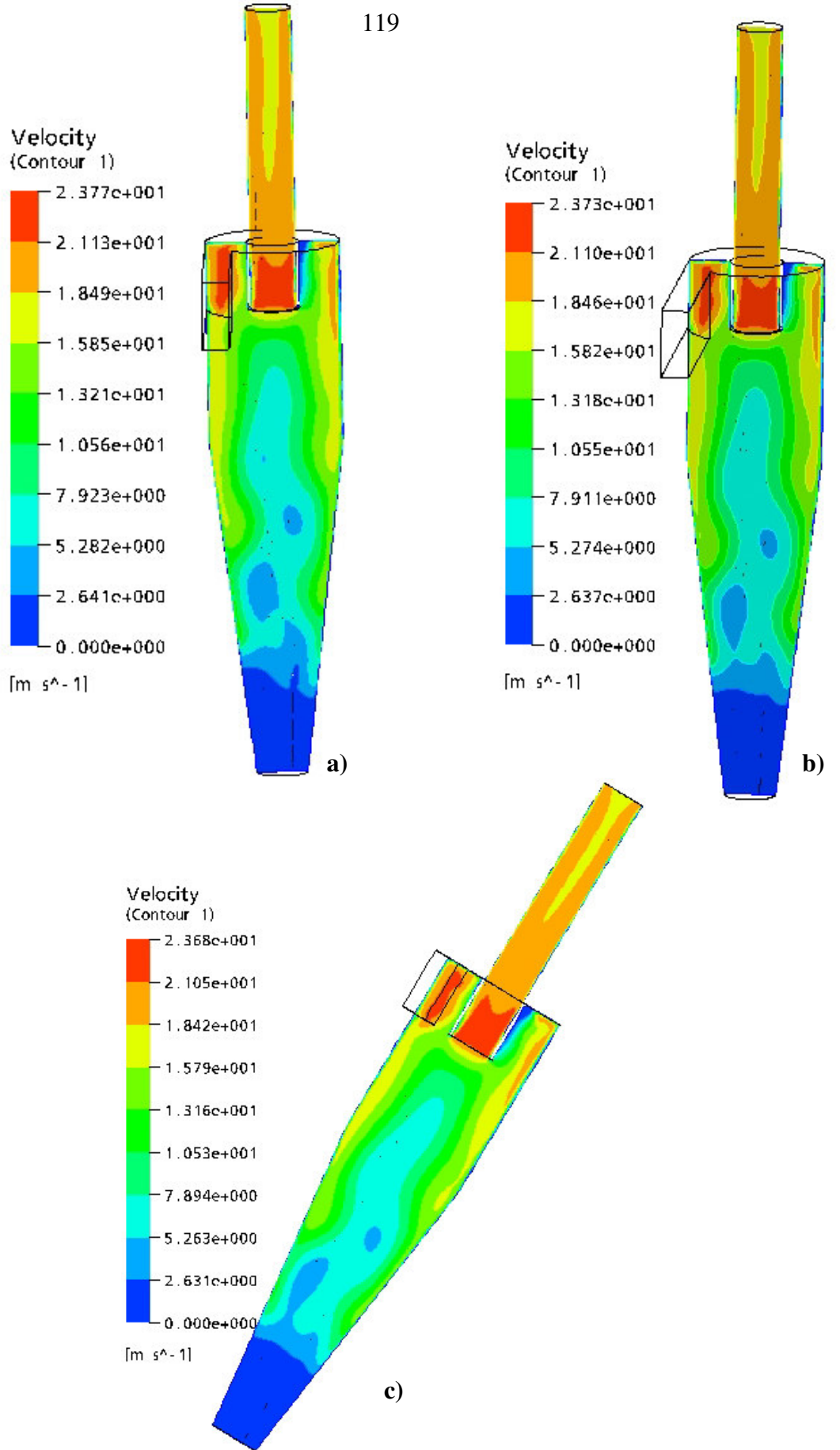
Grafikten anlaşıldığı gibi geometrik ölçüler, çalışma şartları (sıcaklık vb.), giriş hızı gibi faktörler sabit kaldığı halde pürüzlülüğün değişmesiyle ΔP değişiyor. Bu da basınç düşüşünü hesaplamak için verilen denklem 4.1 'e pürüzlülüğün etkisinin de dahil edilmesi gerektiğini gösteriyor. Karagöz ve Avcı'nın (2005) "Modelling of the Pressure Drop in Tangential Inlet Cyclone Separators" adlı makalesinde de basınç düşüşü hesabına pürüzlülüğün etkisinin eklenmesi gerektiği yer almaktadır.

4.3.3. Farklı Sıcaklık Değerlerinde CFD Analizi

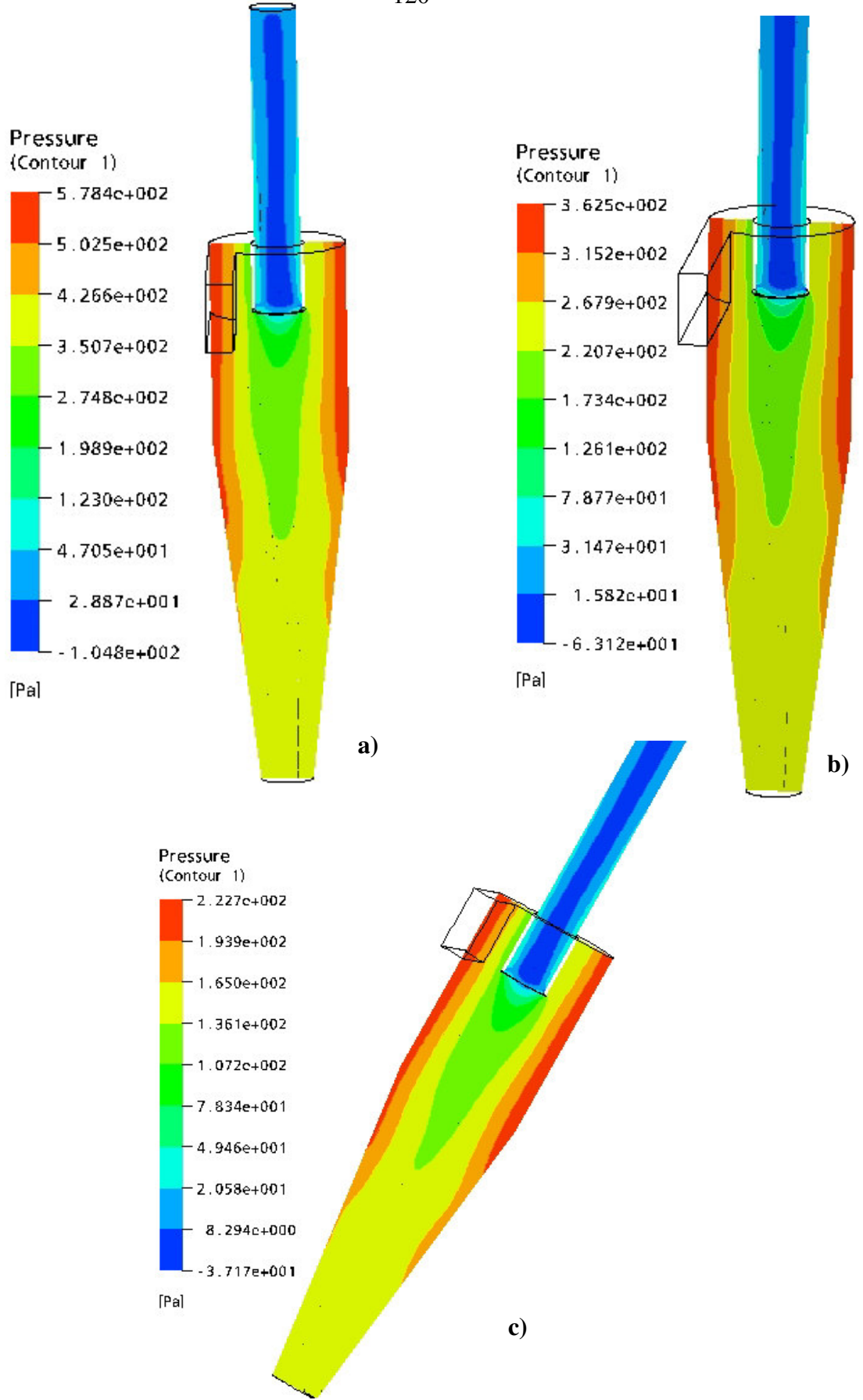
Bu bölümde giriş hızı ve pürüzlülük değeri sabit tutularak sıcaklığın akış üzerindeki etkisi incelenmiştir. Giriş hızı bütün analizlerde 15 m/s, siklon yüzeyi de pürüzsüz kabul edilmiştir. Sıcaklık ise;

- 25° C
- 200° C
- 500° C değerlerinde alınıp analizler yapılmıştır.

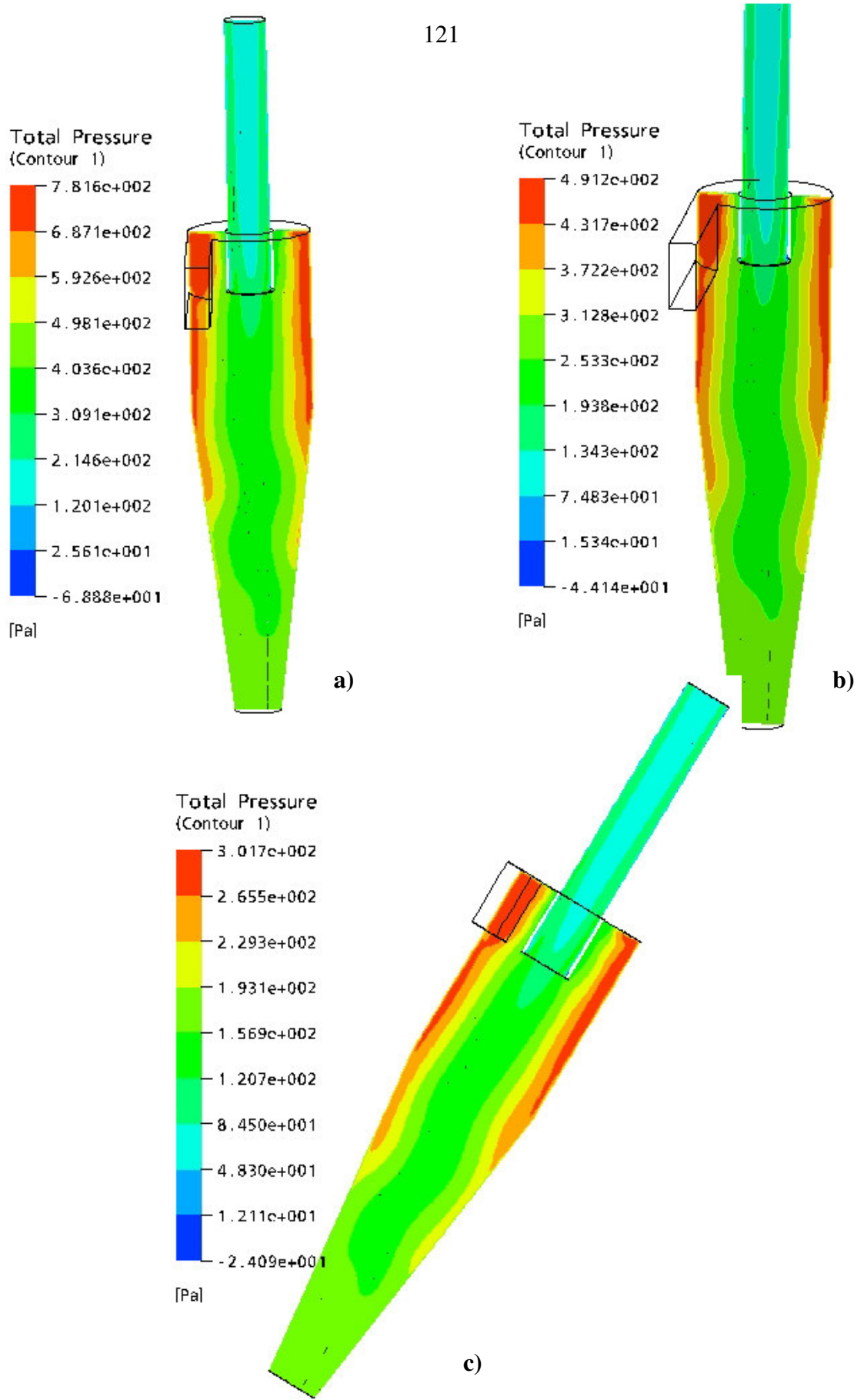
Şekil 4.40, 4.41 ve 4.42'de sırasıyla statik basınç, toplam basınç ve hız değerleri kontur olarak gösterilmiştir.



Şekil 4.40. Farklı sıcaklıklarda siklon hız konturları
 a) 25° C b) 200° C c) 500° C

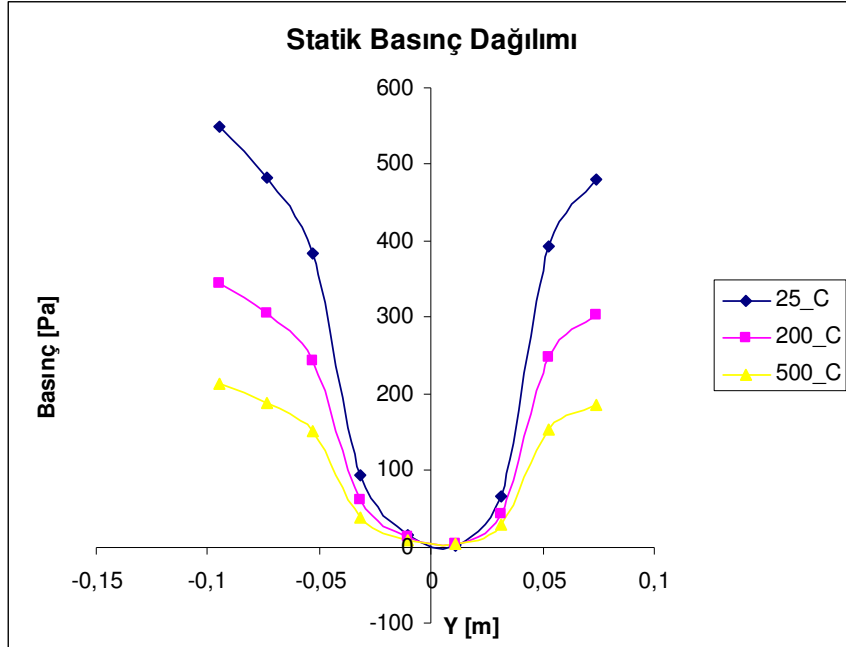


Şekil 4.41. Farklı sıcaklıklarda statik basınç konturları
a) 25° C b) 200° C c) 500° C

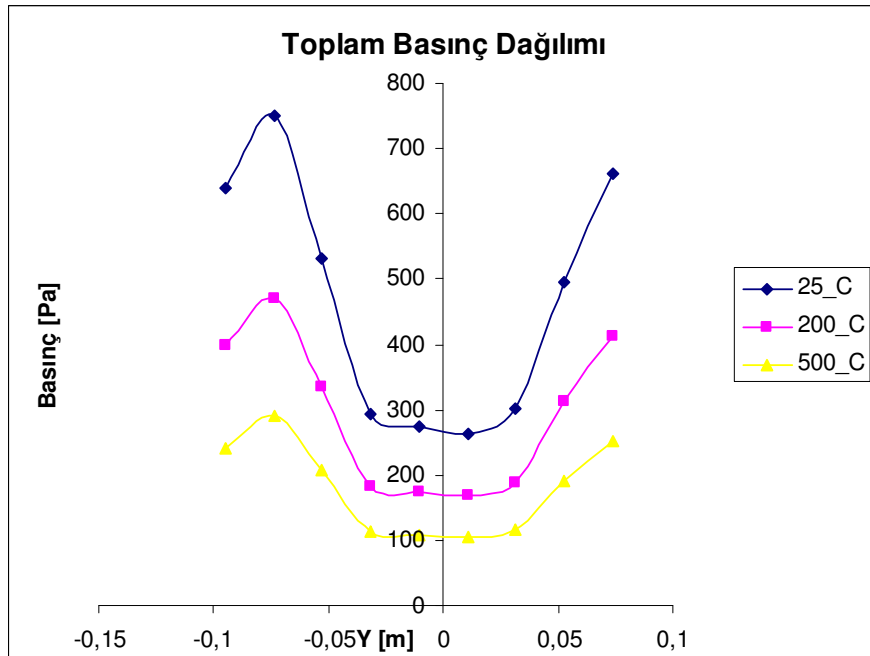


Şekil 4.42. Farklı sıcaklıklarda toplam basınç konturları
 a) 25° C b) 200° C c) 500° C

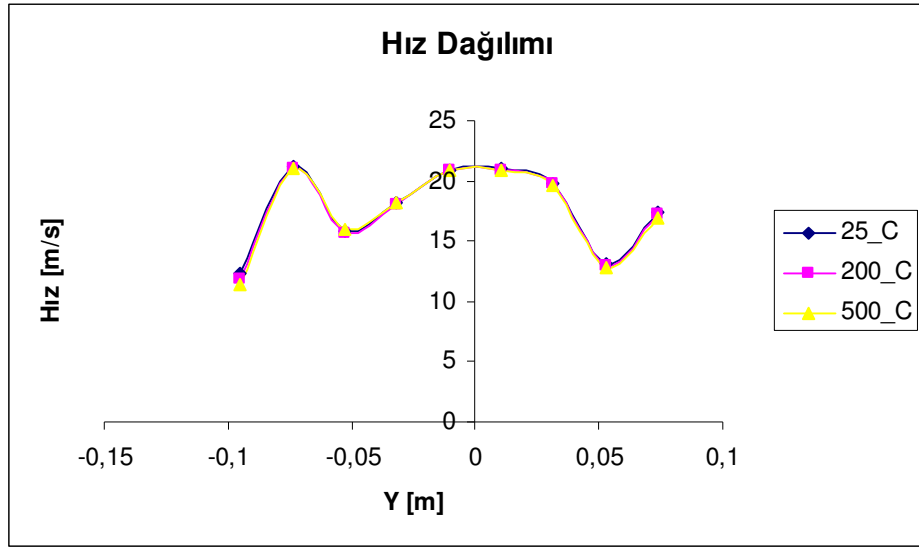
Şekil 4.13 de gösterilen “A” çizgisel bölgesi üzerinde sırasıyla statik basınç, toplam basınç ve hız dağılımı için analiz sonuçlarını Şekil 4.43, 4.44 ve 4.45’de gösterilmiştir.



Şekil 4.43. Farklı sıcaklıklar için A bölgesindeki statik basınç değerlerinin karşılaştırılması

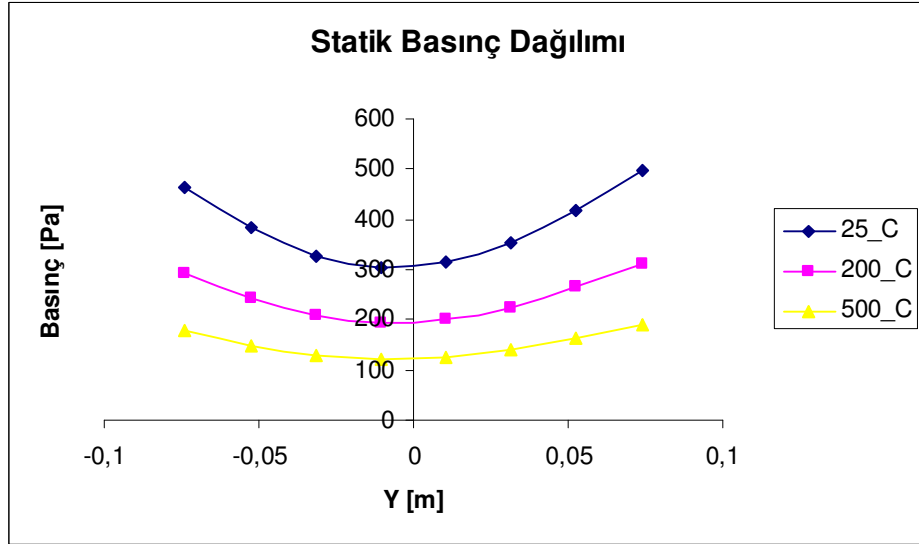


Şekil 4.44. Farklı sıcaklıklar için A bölgesindeki toplam basınç değerlerinin karşılaştırılması

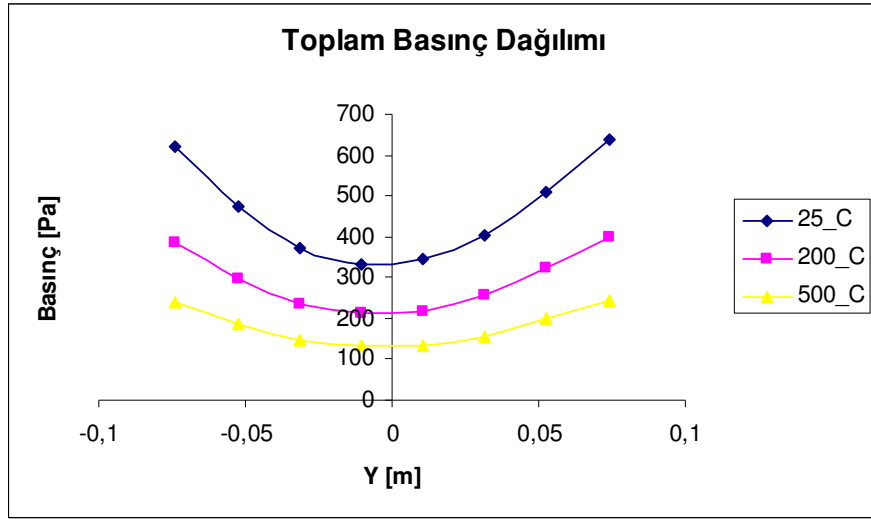


Şekil 4.45. Farklı sıcaklıklar için A bölgesindeki hız değerlerinin karşılaştırılması

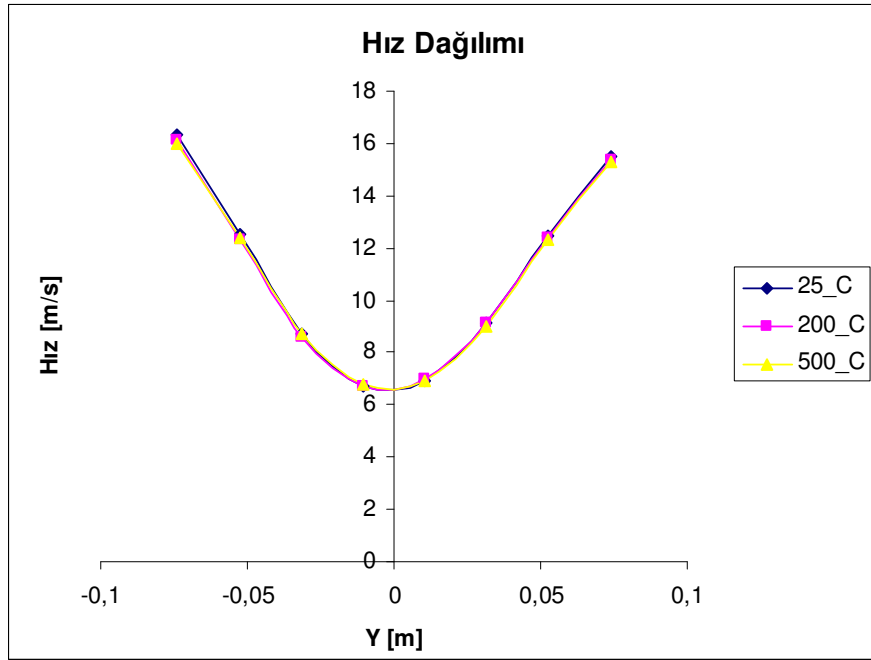
Şekil 4.17 de gösterilen “B” çizgisel bölgesi için analiz sonuçları Şekil 4.46, 4.47 ve 4.48’de verilmiştir.



Şekil 4.46. Farklı sıcaklıklar için B bölgesindeki statik basınç değerlerinin karşılaştırılması

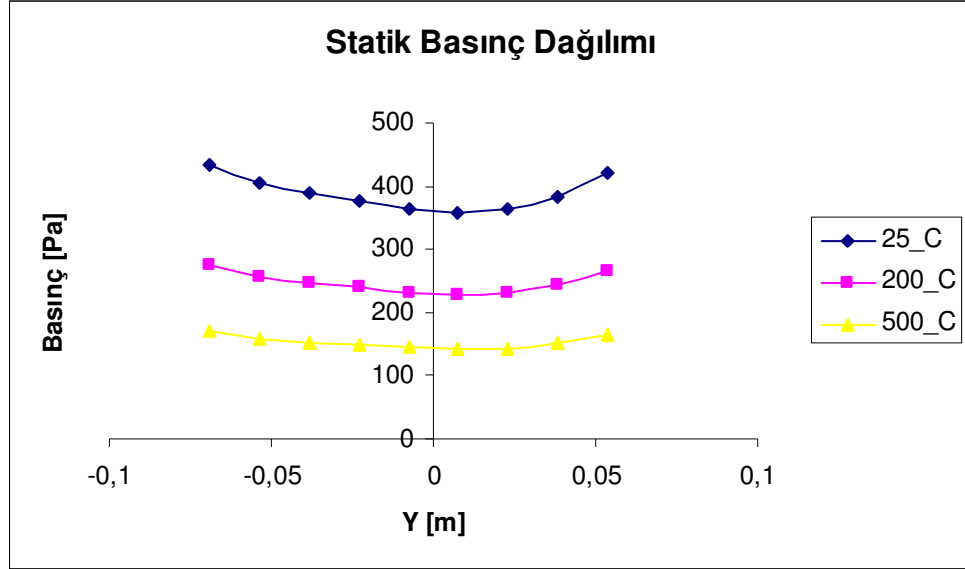


Şekil 4.47. Farklı sıcaklıklar için B bölgesindeki toplam basınç değerlerinin karşılaştırılması

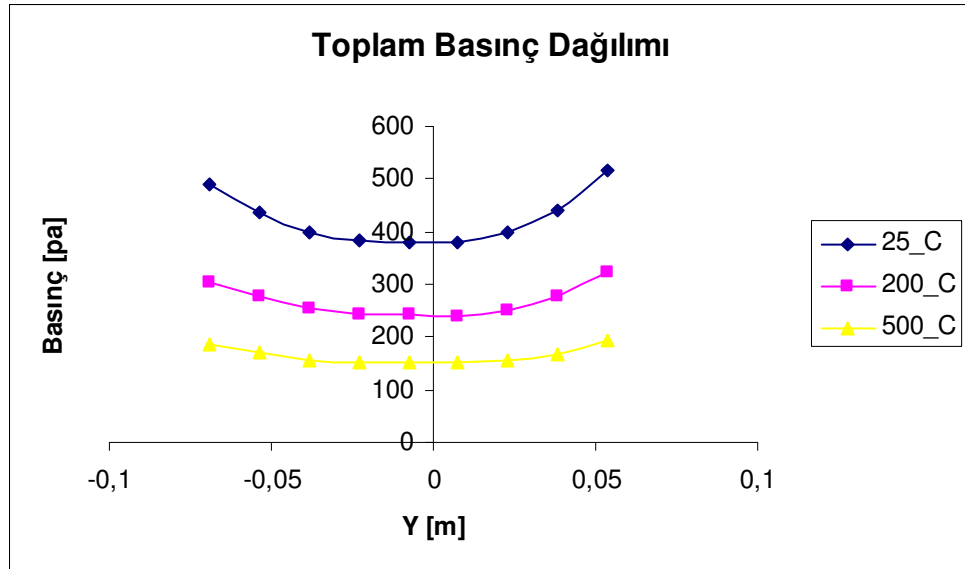


Şekil 4.48. Farklı sıcaklıklar için B bölgesindeki hız değerlerinin karşılaştırılması

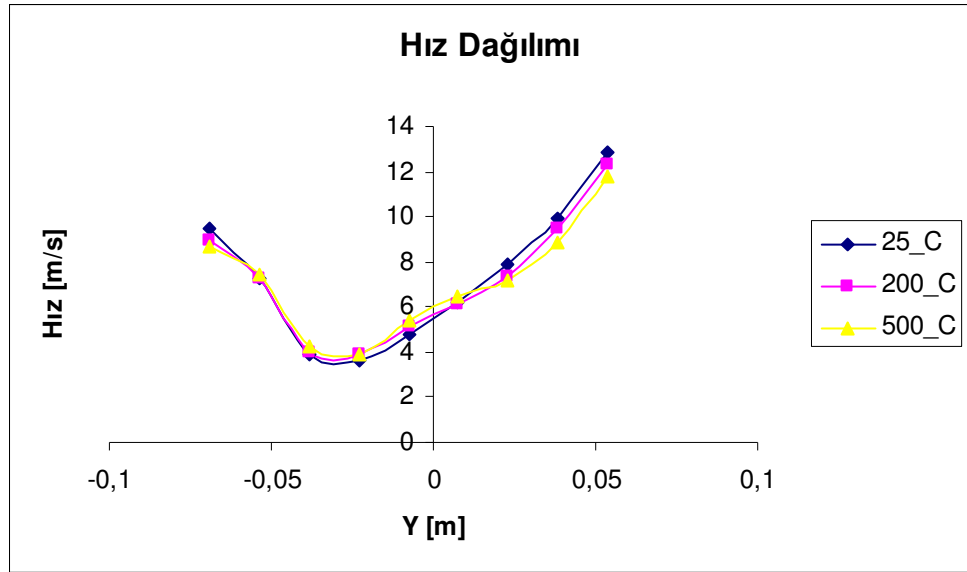
Şekil 4.21 de gösterilen “C” çizgisel bölgesi için analiz sonuçları Şekil 4.49, 4.50 ve 4.21’de verilmiştir.



Şekil 4.49. Farklı sıcaklıklar için C bölgesindeki statik basınç değerlerinin karşılaştırılması

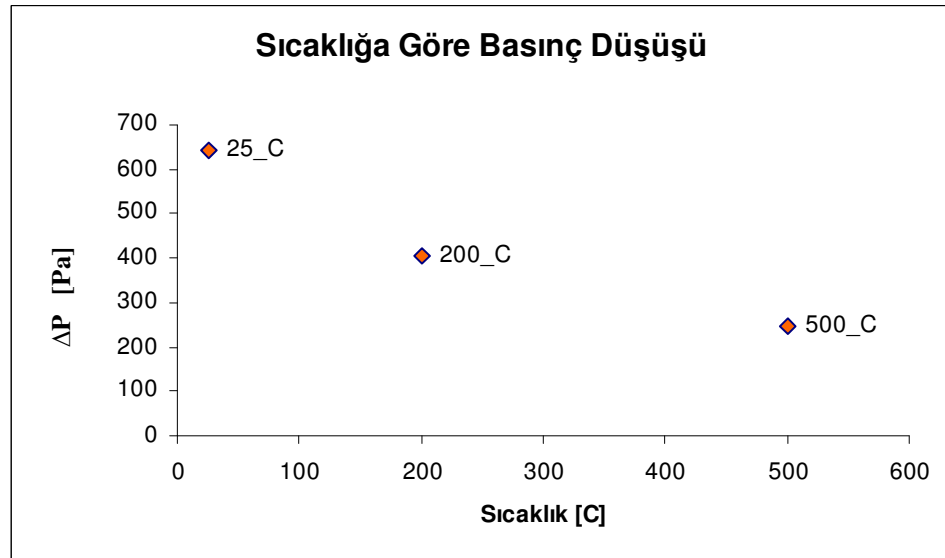


Şekil 4.50. Farklı sıcaklıklar için C bölgesindeki toplam basınç değerlerinin karşılaştırılması



Şekil 4.51. Farklı sıcaklıklar için C bölgesindeki hız değerlerinin karşılaştırılması

Sıcaklığın artması akışkanın özelliklerini değiştirmektedir. Bu değişiklik de siklon içerisindeki statik ve toplam basıncın azalmasına sebep olmaktadır. Hız da ise önemli bir değişime sebep olmamaktadır. Basınç kayıpları ise Şekil 4.52'deki gibidir.

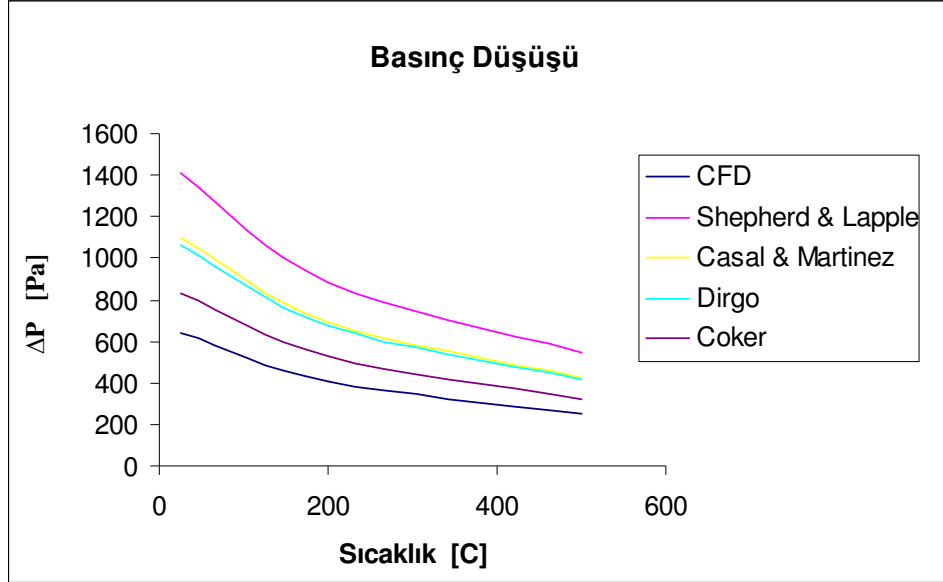


Şekil 4.52 Sıcaklığa bağlı olarak basınç düşüş grafiği

Sıcaklığın artmasıyla yoğunluk azalmıştır. Bu da basınç kayıplarının azalmasına sebep olmuştur. Siklon yanma odalarında yanma işlemi yüksek sıcaklıklarda

gerçekleştiği için basınç kaybında ki bu azalma verimli bir yanma için avantaj sağlamaktadır.

Basınç kaybını ampirik olarak hesaplamak için bölüm 4.3.1'de verilen denklemler kullanılmıştır ve bulunan değerler ile aşağıdaki grafik çizilmiştir.



Şekil 4.53. Ampirik ifadelerle bulunan basınç düşüş değerlerinin CFD sonucu ile karşılaştırılması

Grafikten görüldüğü CFD sonucu ile ampirik ifadelerle bulunan değerler birbirine yakındır. Aradaki fark ise; ampirik ifadeler bulunurken yapılan ihmaller ve CFD' nin hiçbir zaman tam sonucu veremeyeceğinden kaynaklanabilir. Ayrıca ampirik ifadelerde sıcaklığın etkisi sadece yoğunluk üzerinde yaptığı değişim olarak hesaba katılması olabilir. Avcı ve Karagöz (2005) çalışmalarında Re sayısı da basınç düşüşü hesabına katılarak sıcaklığın etkisi dolaylı olarak eklenmektedir.

5. ARAŞTIRMA SONUÇLARI VE TARTIŞMA

Bu çalışmada ilk önce siklonların genel yapısı, siklon içerisindeki akış modeli ve siklon yanma odaları hakkında literatür araştırması yapılarak elde edilen bulgular verilmiştir. Daha sonra 19 cm çapında Stairmand'ın yüksek verimli siklonu (Stairmand high efficiency cyclone) bilgisayar ortamında modellenerek farklı sınır şartlarında analizler yapılmıştır.

İlk olarak farklı giriş hızlarında (5 m/s, 10 m/s, 15 m/s, 20 m/s, 25 m/s) sıcaklık 25°C alınarak ve yüzey pürüzsüz kabul edilerek analizler yapılmıştır. Bu analizler neticesinde;

- Giriş hızının artması siklon içerisindeki;
hızın,
statik basıncın ve
toplam basıncın artmasına sebep olmuştur.
- Giriş hızının artmasına bağlı olarak basınç kayıpları da artmıştır.

Buradan anlaşılıyor ki basınç kayıplarının azaltılması için siklonun daha düşük giriş hızlarda çalıştırılması gerekiyor.

Farklı giriş hızları ile yapılan analizlerden sonra giriş hızı sabit olarak 15 m/s alınmıştır ve yüzey pürüzlülüğü (0mm, 0.1mm, 0.5mm) değiştirilerek analizler yapılmıştır. Bu analizlerde akışkan sıcaklığı yine 25°C olarak alınmıştır ve sonuç olarak;

- Pürüzlülüğün artmasının statik ve toplam basınç üzerinde pek bir farklılık yapmadığı görülmüştür.
- Hız dağılımında ise sürtünmeden dolayı cidara yakın yerlerde az da olsa bir düşüş görülmektedir.
- Basınç düşüşüne bakıldığı zaman diğer parametreler sabit kaldığı halde pürüzlülüğün artmasıyla basınç kaybının (ΔP) azaldığı görülmektedir. Bu da basınç

düşüşünü hesaplamada kullanılan ampirik ifadeye pürüzlülüğün etkisinin de dahil edilmesi gerektiğini göstermektedir (Karagöz ve Avcı 2005).

Giriş hızının artmasından kaynaklanan basınç kaybı pürüzlülük arttırılarak telafi edilebilir. Ancak bu defa da pürüzlülüğün artmasıyla sürtünme kayıpları artacaktır. Bunun için bu parametreler arasında optimum olarak ayarlanması gerekmektedir.

Son olarak analizlerde sıcaklık parametresinin etkisi incelenmiştir. Giriş hızı 15 m/s ve yüzey pürüzsüz kabul edilerek farklı sıcaklıklarda (25°C, 200°C, 500°C) analizler yapılmıştır ve bunlar neticesinde;

- Sıcaklığın artması akışkanın özelliklerini değiştirmektedir, bu da siklon içerisindeki statik ve toplam basıncın azalmasına sebep olmuştur.
- Siklon içerisindeki hız dağılımında da ise önemli bir değişim görülmemektedir.
- Sıcaklığın artmasıyla yoğunluk azalmıştır ve basınç kayıpları da düşmüştür.

Siklon yanma odalarında yanma işlemi yüksek sıcaklıklarda gerçekleştiği için sıcaklık artışıyla basınç düşüşünün azalması yanma veriminin artması açısından avantaj sağlamaktadır.

Bu çalışmada ki ampirik ifade de sıcaklığın etkisi sadece yoğunluk üzerinde yaptığı değişim olarak hesaba katılmıştır. Daha doğru bir sonuç elde edebilmek için ampirik ifadeye sıcaklığın etkisi de eklenmelidir. Avcı ve Karagöz (2005) çalışmalarında Re sayısı da basınç düşüşü hesabına katılarak sıcaklığın etkisi dolaylı olarak eklenmiştir ve deneysel verilere daha yakın bir sonuç elde edilmiştir.

Pürüzlülüğün etkisi gibi sıcaklık da basınç kaybını azalttığı için yüksek giriş hızları ile çalıştırılması gereken siklonlarda bu iki parametreyi arttırarak basınç kaybı azaltılabilir. Gelecek çalışmalarda hız, sıcaklık ve pürüzlülük parametreleri göz önüne alınarak belli ölçülerdeki bir siklon için optimum çalışma ve sınır şartları belirlenebilir. Ampirik ifadelere pürüzlülüğün ve sıcaklığın etkisinin de eklenmesi yönünde çalışmalar yapılabilir.

KAYNAKLAR

CAPLAN, K. J., 1984. Chemical Engineering Handbook. McGraw-Hill, New York.

GIMBUN, J., CHUAH, T.G., FAKHRU'L-RAZİ, A. ve CHOONG, S.Y.T., 2005. The Influence of Temperature and Inlet Velocity on Cyclone Pressure Drop: CFD Study.

CHEMIELNAK, T. and BRYCZKOWSKI, A., 1999. Method of Calculation of New Cyclone-Type Separator with Swirling Baffle and Bottom Take off of Clean Gas Part1: Theoretical Approach.

CHEMIELNAK, T. and BRYCZKOWSKI, A., 1999. Method of Calculation of New Cyclone-Type Separator with Swirling Baffle and Bottom Take off of Clean Gas Part2: Experimental Verification.

KARAGÖZ, İ., ve AVCI, A., 2005. Modelling of the Pressure Drop in Tangential Inlet Cyclone Separators.

KARAGÖZ, İ., ve AVCI, A., 2001. Effect of Flow and Geometrical Parameters on the Collection efficiency in Cyclone Separators.

SALCEDO, R. L., and COELHO, M. A., 1999. Turbulent Dispersion Coefficients in Cyclone Flow: An Empirical Approach. The Canadian Journal of Chemical Engineering, 77, 609-617.

HOFFMANN, A. C., DE GROOT, M. and HOSPERS, A., 1996. The Effect of the Dust Collection System on the Flowpattern and Separation Efficiency of a Cyclone. The Canadian Journal of Chemical Engineering, 74, 464-470.

ENLIANG, L., and YINGMIN, W., 1989. A New Collection Theory of Cyclone Separators. AIChE Journal, 35, 666-669.

SALCEDO, R. L., 1993. Collection Efficiencies and Particle Size Distributions from Sampling Cyclones- Comparison of Recent Theories with Experimental Data. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 71,20-27.

WANG, L. Z., and YE, L., 1999. Reducing Pressure Drop in Cyclones by a Stick. *Aerosol Science and Technology*, 31, 187-193.

KİM, W. S. and LEE, J. W., 1997. Collection Efficiency Model Based on Boundary-Layer Characteristics for Cyclones. *AIChE Journal* 43, 2446-2455.

CLIFT, R., GHADIRI, M. and HOFFMAN, A.C., 1991. A Critique of Two Models for Cyclone Performance. *AIChE Journal*, 37, 285-289.

KESSLER M., and LEITH, M., 1991. Flow Measurement And Efficiency Modeling of Cyclones for Particle Collection. *Aerosol Science and Technology*, 15,8-18.

GUPTA, A. K., LILLEY, D. G., SYRED, N., 1984. Swirl Flow.

LOZIA, D., L. and LEITH, D., 1989. Effect of Cyclone Dimensions on Gas Flow Pattern and Collection Efficiency. *Aerosol Science and Technology*, 10,491-500.

RAMACHANDRAN, G., and LEİTH, D., 1991. Cyclone Optimization Based on a New Empirical Model for Pressure Drop. *Aerosol Science and Technology*, 15,135-148.

CFX 5.7.1 User's Manuel, 2005. Ansys Inc.

TOMAÇ, N. M., 2005. Turbomakinelerin Akış Karakteristiklerinin Sayısal İncelenmesi.

LEITH, D. and MEHTA, D., 1973. Cyclone Performance and Design. *Atmos. Env.*, 7, 527-549.

BOYSAN, F., SWITHEBANK, J. and AYERS, W. H., 1985. Mathematical Modeling of Gas-Particle Flows in Cyclone Separators. Encyclopedia of Fluid Mechanics Volume 4, 42, 1307-1329.

DIRGO, J. and LEITH, D., 1985. Design of Cyclone Separators. Encyclopedia of Fluid Mechanics Volume 4, 41, 1281-1306.

ZISSELMAR, R., 1984. "Oer Zyklonabscheider-Allgemeine Berechnungs-grund-lagen Sowie Untersuchungen on einer Bavart mit nevertiger Einund Auslauf geometrie. Aufbereitungs Technik, Köln. s.341-351,

MUSCHELKNAUTZ, E., and BRUNER K., 1970. Chemie-Ing-Technik 39, s.531-538

MUSCHEIKNAUTZ, E., 1970 Staub. Reind. Luft 30, s.247-255

VAROL, A., 1987. Optimale Dimensionierung Des Rubabscheiders. Warmc- technik 5, s.198-200

ONAT, K., Genceli, O.F., Arısoy, A., 1988. Buhar Kazanlarının Isıl Hesapları.

BARTH, W., 1951. Brenst-Wafme-Kraft 8, Köln.

TEŞEKKÜR

Bu tez çalıőması sırasında kendilerinden her konuda yardım ve anlayıő gördüğüm tez danıőmanım Yrd.Doç. İhsan KARAMANGİL'e ve değerli hocam Prof. Dr. Atakan AVCI'ya teşekkür ederim.

Ve bu çalışmada bana yardım eden dostlarım Erkan Baldemir, Őeref Canlı, Demirhan Kobat, İlhan ve Mehmet N. Toma'a teőekkürü bir borç bilirim.

Ve değerli aileme beni her konuda teővik ettiği için onlara da teşekkür ederim.

ÖZGEÇMİŞ

1981 yılında Nevşehir' de doğmuştur. Lise eğitimini Ankara'da Ankara Anadolu Lisesinde tamamlamıştır. 1999 yılında Uludağ Üniversitesi Makine Mühendisliği bölümünü kazanarak Bursa'ya gelmiştir ve 2003 yılında başarıyla mezun olmuştur.