

**T.C.
YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

TAYLOR-COQUETTE-POISEUILLE AKIŞI VE AKIM AYRILMASININ ETKİLERİ

TANER ÇOŞGUN

**DOKTORA TEZİ
GEMİ İNŞAATI VE GEMİ MAKİNELERİ MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI
GEMİ İNŞAATI VE GEMİ MAKİNELERİ MÜHENDİSLİĞİ PROGRAMI**

**DANIŞMAN
PROF. DR. NURTEN VARDAR**

İSTANBUL, 2019

T.C.
YILDIZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

TAYLOR-COUETTE-POISEUILLE AKIŞI VE AKIM AYRILMASININ ETKİLERİ

Taner ÇOŞGUN tarafından hazırlanan tez çalışması 11.03.2019 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Gemi İnşaatı ve Gemi Makineleri Mühendisliği Anabilim Dalı'nda **DOKTORA TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Tez Danışmanı

Prof. Dr. Nurten VARDAR

Yıldız Teknik Üniversitesi

Jüri Üyeleri

Prof. Dr. Nurten VARDAR

Yıldız Teknik Üniversitesi

Prof. Dr. Fahri ÇELİK

Yıldız Teknik Üniversitesi

Prof. Dr. Barış BARLAS

İstanbul Teknik Üniversitesi

Prof. Dr. Tamer YILMAZ

Yıldız Teknik Üniversitesi

Prof. Dr. Serdar BEJİ

İstanbul Teknik Üniversitesi

*Anneme, babama ve kardeşime,
Teşekkür ederim...*

ÖNSÖZ

Taylor-Couette-Poiseuille (TCP) akımı, pek çok mühendislik uygulamasında karşılaşılan ve niteliğinin anlaşılması bu uygulamaların dizayn ve işletme güvenliği açısından önem arz eden bir akım tipidir. Ayrıca içerdığı karmaşık türbülans yapısı nedeniyle de, akışkanlar dinamiği alanında artan bir biçimde ilgi toplayan bir akımdır. Bu tez çalışmasında, Taylor-Couette-Poiseuille sisteminde akım ayrılmasının neden olduğu etkilerin detaylı bir incelemesi yapılarak, akım yapısı için daha önce incelenmemiş bir kayıp mekanizmasının niteliği araştırılmıştır.

Bu alana yönelmemi sağlayan ve akademik hayatımın çok güç bir noktasında desteğini esirgemeyerek, hayatıma çok önemli bir dokunuşta bulunan kıymetli hocam Prof.Dr. Nurten Vardar’a, paylaştığı bilgi birikimi ve hayat konusundaki rehberliği için şükranlarımı sunarım.

Başta aynı ofisi paylaştığım Arş.Gör.Ahmet Yurtseven olmak üzere, akademik alandaki destekleri ve her ihtiyaç duyduğumda varlığını hissettiğim dostlukları için çalışma arkadaşlarım Arş.Gör.Dr.Serdar İnce, Arş.Gör.Mustafa Taşkın, Arş.Gör.Dr. Asım Sinan Karakurt ve Yük.Müh.Alican Bekar’a ve tam gereken anlarda sağladığı motivasyon desteği için değerli hocam Dr.Yavuz Hakan Özdemir’e teşekkürü bir borç bilirim. Tez yazım sürecinde bana gösterdikleri sabır ise ayrıca bir teşekkürü hak etmektedir.

Ayrıca, uzun akşam mesailerinde bana arkadaşlık eden, tez çalışması sürecinin belkide en yakın tanıkları, T Blokun kedileri Tüylü ve Serseriye, samimi dostlukları ve güzel sohbetleri için teşekkür ederim.

Hayatımın her safhasındaki en büyük destekçim olan, her gün varlıklarına şükrettiğim sevgili aileme yaşadığımız şu güzel hayat için şükranlarımı sunarım.

Ve son olarak, kadim dostum Necati’ye, tüm o güzel anılar için teşekkür ederim.

Şubat, 2019

Taner Çoşgun

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
SİMGE LİSTESİ	vi
KISALTMA LİSTESİ	vii
ŞEKİL LİSTESİ.....	viii
ÇİZELGE LİSTESİ	xi
ÖZET	xii
ABSTRACT	xiv
BÖLÜM 1	
GİRİŞ	1
1.1 TEORİK TEMELLER	1
1.2 Literatür Özeti	10
1.2.1 Taylor-Couette-Poiseuille Akımı	10
1.2.2 Step Akımı	17
1.3 Tezin Amacı	21
1.4 Hipotez	21
1.5 Özgün Değer	21
BÖLÜM 2	
MATEMATİK TEMELLER	23
2.1 Yönetici Denklemler	23
2.2 Sonlu Hacimler Yöntemi	24
2.3 Türbülans Modellemesi	27
2.3.1 Reynolds Stres Taşınım (RSS) Türbülans Modeli	28
2.3.2 Lineer Basınç-Gerinme Modeli	31
BÖLÜM 3	
ÇÖZÜM YÖNTEMİ	35

3.1	Taylor-Couette-Poiseuille Akımı	36
3.1.1	Geometri ve Ağ Yapısı.....	36
3.1.2	Sınır Koşulları	38
3.1.3	Sayısal Prosedür.....	40
3.1.4	Hesaplanan parametreler.....	42
3.1.5	Doğrulama Çalışması	43
3.2	Step Akımı	45
3.2.1	Geometri ve Ağ Yapısı.....	45
3.2.2	Sınır Koşulları	47
3.2.3	Sayısal Prosedür.....	48
3.2.4	Hesaplanan parametreler.....	48
3.2.5	Doğrulama Çalışması	49
3.3	Ani Çap Değişimli TCP Geometrisi	51
3.3.1	Geometri ve Ağ Yapısı.....	51
3.3.2	Sınır Koşulları	54
3.3.3	Sayısal Prosedür.....	55
3.3.4	Hesaplanan parametreler.....	55
3.3.5	Doğrulama Çalışması	57
 BÖLÜM 4		
SAYISAL BULGULAR.....		59
4.1	TAYLOR COUETTE POISEUILLE AKIŞI	59
4.1.1	Hidrokinamik Alan	59
4.1.2	Türbülans Alanı	71
4.2	TCP SİSTEMİNDE AKIM AYRILMASININ ETKİLERİ	93
4.2.1	Ayrılma Bölgesi	94
4.2.2	Hız Alanı	107
4.2.3	Türbülans Alanı	113
 BÖLÜM 5		
GENEL DEĞERLENDİRME.....		121
KAYNAKLAR.....		129
ÖZGEÇMİŞ.....		136

SİMGE LİSTESİ

Ta	Taylor Sayısı
Re	Reynolds Sayısı
r^*	Radyal yöndeki boyutsuz uzunluk
ω	İç silindir dönüş hızı (rpm)
Ω	İç silindir dönüş hızı (rad/s)
V_z	Eksenel yöndeki hız
V_θ	İç silindir yüzeyindeki çizgisel hız (m/s)
U_b	Girişteki ortalama akım hızı
R_i	İç silindir yarıçapı
R_o	Dış silindir yarıçapı
s	hidrolik yarıçap, silindirler arası mesafe
ν	Kinematik viskozite
ρ	Yoğunluk
u	Eksenel yöndeki ana akım hız bileşeni
v	Duvar normali yönündeki ana akım hız bileşeni
w	Teğetsel yöndeki ana akım hız bileşeni
u', v', w'	Türbülans Gerilmeleri
N	Dönme Oranı
y^+	Vizkoz uzunluk
u^+	Boyutsuz sınır tabaka içi hız
h	Step Yüksekliği
τ_w	Duvar kayma gerilmesi
x_r	Ayrılma uzunluğu

KISALTMA LİSTESİ

RANS	Reynolds Ortalamalı Navier-Stokes Denklemleri
r.m.s.	Root mean square (karesel ortalama)
RSM	Reynolds Gerilme Türbülans Modeli
TC	Taylor-Couette akımı
TCP	Taylor-Couette-Poiseuille akımı
TKE	Türbülans kinetik enerjisi

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa

Şekil 1.1	Taylor Couette akımının şematik görünümü	2
Şekil 1.2	TC akımında artan dönüş hızı nedeniyle vorteks yapısının değişimi	3
Şekil 1.3	Taylor-Couette akımının farklı rejimleri	4
Şekil 1.4	Eşmerkezli dönen küreler etrafında akış ve Jüpiter gezegeninin atmosferi .	5
Şekil 1.5	Taylor-Couette-Poiseuille akımının şematik görünümü	6
Şekil 1.6	TCP akımındaki helisel vorteks yapısı	6
Şekil 1.7	Gemilerde kullanılan su yağlamalı yataklama sistemi	8
Şekil 1.8	Step akımı probleminin şematik gösterimi	9
Şekil 1.9	Farklı eksenel ve teğetsel hız değerleri için TCP akımı rejimindeki değişim	11
Şekil 1.10	Döner silindir üzerinde yapısal değişiklik içeren çalışmaların geometrileri.	16
Şekil 1.11	Döner silindir üzerine yerleştirilen kademe arkasındaki akış alanı	16
Şekil 1.12	Step akımındaki ayrılma alanı	18
Şekil 2.1	Çözüm ağı içerisindeki örnek bölge	25
Şekil 3.1	Akış geometrilerinin şematik gösterimi	35
Şekil 3.2	Taylor-Couette-Poiseuille akımı geometrisinin şematik görünümü	36
Şekil 3.3	Taylor-Couette-Poiseuille probleminin çözümü için oluşturulan ağ yapısı .	37
Şekil 3.4	Farklı iç silindir çapları kullanılarak oluşturulan yeni geometriler	41
Şekil 3.5	Hız bileşenleri ve türbülans gerilmeleri için sayısal sonuçların deneysel verilerle kıyaslaması	44
Şekil 3.6	Step akımı geometrisinin şematik görünümü	45
Şekil 3.7	Step akımı problemini çözmek için oluşturulan ağ yapısı	46
Şekil 3.8	$x/h=4$ konumu için eksenel hız bileşeninin deneysel verilerle kıyaslanması	49
Şekil 3.9	Farklı konumlar için eksenel hız bileşeninin deneysel verilerle kıyaslanması	49
Şekil 3.10	Reynolds Gerilmesi $u'u'$ değerinin deneysel verilerle kıyaslanması	50
Şekil 3.11	Kanalın alt tabanı üzerindeki basınç katsayısının deneysel verilerle karşılaştırılması	51
Şekil 3.12	Akım ayrılması içeren TCP geometrisinin şematik görünümü	52
Şekil 3.13	Akım ayrılması içeren TCP problemine ait ağ yapısı	53
Şekil 3.14	Farklı ağ yapısı bölgelerinin oluşturulan geometri üzerinde görünümü	53
Şekil 3.15	Ayrılma içeren TCP geometrisine ait sayısal sonuçların deneysel verilerle kıyaslaması	57
Şekil 4.1	Farklı eksenel ve teğetsel hız değerleri için akım hatlarının görünümü	60

Şekil 4.2	Farklı Re sayıları için eksenel hız bileşeninin iç silindir dönüş hızıyla değişimi	62
Şekil 4.3	Farklı iç silindir dönüş hızları için eksenel hız bileşeninin Reynolds sayısı ile değişimi	64
Şekil 4.4	Farklı Re sayıları için teğetsel hız bileşeninin iç silindir dönüş hızıyla değişimi	67
Şekil 4.5	Farklı iç silindir dönüş hızları için teğetsel hız bileşeninin Re sayısı ile değişimi	69
Şekil 4.6	Re=7400 için, Reynolds gerilme tensörü bileşenlerinin farklı iç silindir dönüş hızları ile değişimi.....	72
Şekil 4.7	Re=4000 eksenel için, Reynolds gerilme tensörü bileşenlerinin farklı iç silindir dönüş hızları ile değişimi	75
Şekil 4.8	u' türbülans gerilmesinin Re sayısı ile değişimi	77
Şekil 4.9	v' türbülans gerilmesinin Re sayısı ile değişimi	78
Şekil 4.10	w' türbülans gerilmesinin Re sayısı ile değişimi	79
Şekil 4.11	$u'w'$ türbülans gerilmesinin Re sayısı ile değişimi	80
Şekil 4.12	$u'v'$ türbülans gerilmesinin Re sayısı ile değişimi	81
Şekil 4.13	$v'w'$ türbülans gerilmesinin farklı iç silindir dönüş hızları ile değişimi.....	82
Şekil 4.14	Evrensel duvar yasası	83
Şekil 4.15	Re=7400 için sınır tabaka içerisindeki hız profillerinin iç silindir dönme hızı ile değişimi	85
Şekil 4.16	Farklı Re sayıları için sınır tabaka içi hız profillerinin iç silindir dönüş hızıyla değişimi	86
Şekil 4.17	Farklı iç silindir dönüş hızları için sınır tabaka içi hız profillerinin Re sayısı ile değişimi	88
Şekil 4.18	Farklı Re sayıları ve dönüş hızları için T.K.E. ile normalize edilmiş Reynolds gerilme tensörü bileşenleri	90
Şekil 4.19	Re=7400 $\omega=0$ rpm koşulları için akış alanı içerisindeki eşdeğer hız bölgeleri	94
Şekil 4.20	Ayrılma bölgesindeki eş değer hız alanları.....	95
Şekil 4.21	Ayrılma vorteksi etrafındaki farklı özelliklerdeki akış bölgeleri	96
Şekil 4.22	Farklı iç silindir dönüş hızları için ayrılma vorteksi büyüklüğünün değişimi	97
Şekil 4.23	Farklı eksenel akış koşulları ve iç silindir dönüş hızları için ayrılma vorteksi büyüklüğünün değişimi	98
Şekil 4.24	Farklı eksenel akış koşulları ve iç silindir dönüş hızları için ayrılma vorteksi büyüklüğünün değişimi	99
Şekil 4.25	Yüksek Re sayıları için ayrılma vorteksi büyüklüğünün iç silindir dönüş hızıyla değişimi	101
Şekil 4.26	Yüksek Re sayıları için ayrılma vorteksi büyüklüğünün iç silindir dönüş hızıyla değişimi	102
Şekil 4.27	Farklı Re sayıları için ayrılma uzunluğunun iç silindir dönüş hızı ile değişimi	104
Şekil 4.28	$\omega=0$ rpm de, farklı Re sayıları için ayrılma bölgesi hız alanları.....	106
Şekil 4.29	$\omega=400$ rpm iç silindir dönüş hızı için, Re sayısı değişiminin hız alanının etkisi	108
Şekil 4.30	Re=7400 $\omega=126$ rpm şartlarında ayrılma bölgesindeki hız vektörleri	109

Şekil 4.31	İç silindirin sabit olduğu durumda, ters akım bölgelerinin Re sayısı ile değişimi	110
Şekil 4.32	Ters akım bölgelerinin büyüklüğünün, iç silindir dönüş hızı ile değişimi...	111
Şekil 4.33	Farklı Re sayısı ve teğetsel hız çiftleri için, ters akım bölgelerinin değişimi	112
Şekil 4.34	Re=7400'de ayrılma bölgesi TKE'nin iç silindir dönüşü ile değişimi	114
Şekil 4.35	32 Re=7400'de uzak bölgedeki TKE'nin iç silindir dönüşü ile değişimi.....	115
Şekil 4.36	Re=7400 için TKE'nin farklı iç silindir dönüş hızları için değişimi	117
Şekil 4.37	Re=7400'de ayrılma bölgesi sonrası sınır tabaka yapısının iç silindir dönüşü ile değişimi	120

ÇİZELGE LİSTESİ

Sayfa

Çizelge 2.1	Kullanılan model katsayıları	31
Çizelge 2.2	Kullanılan model katsayıları	33
Çizelge 2.3	İki bölge yaklaşımında kullanılan katsayılar	33
Çizelge 3.1.	Taylor-Couette-Poiseuille akımı probleminin geometrik ayrıntıları	37
Çizelge 3.2.	Hesaplamalarda kullanılan parametreler.....	40
Çizelge 3.3.	Taylor-Couette-Poiseuille akımı probleminin geometrik ayrıntıları	46
Çizelge 3.4.	Ani çap değişimli TCP akımı probleminin geometrik ayrıntıları	52
Çizelge 3.5.	Hesaplamalarda kullanılan parametreler.....	55
Çizelge 4.1	Farklı Re sayısı ve teğetsel hız çiftleri için bileşke hızlar	66

TAYLOR-COUETTE-POISEUILLE AKIŞI VE AKIM AYRILMASININ ETKİLERİ

Taner ÇOŞGUN

Gemi İnşaatı ve Gemi Makineleri Mühendisliği Anabilim Dalı

Doktora Tezi

Tez Danışmanı: Prof. Dr. Nurten VARDAR

Taylor-Couette-Poiseuille (TCP) akımı, pek çok mühendislik uygulamasında karşılaşılan akış yapısının temelini oluşturan akım sistemidir. Bu sebeple, niteliğinin anlaşılması ve doğru hesaplanması, söz konusu mühendislik uygulamalarının dizayn ve işletme güvenliği açısından önem arz etmektedir. Ayrıca, eksenel akım ve teğetsel hız gibi farklı dinamik parametrelerce şekillendirilen karmaşık bir akım yapısına sahip olması nedeniyle TCP sistemi türbülans teorisi alanındaki ilgi çeken bir konudur.

Bu tez çalışmasında, akım ayrılması sebebiyle TCP akımındaki hidrodinamik alan ve türbülans yapısında oluşan etkiler araştırılmıştır. Bu amaçla, bilinen TCP geometrisi ile ayrılma akımlarını modellemek amacıyla başvurulmuş bir temel problem olan step akımı geometrileri birleştirilerek yeni bir akım sistemi oluşturulmuştur. Hesaplamalı akışkanlar dinamiği yardımıyla, geniş bir eksenel akım ve Taylor sayısı aralığı için yeni oluşturulan akım geometrisinin sayısal çözümü gerçekleştirilmiş ve sonuçlar iki dinamik bileşenin de etkilerini ayrı ayrı içerecek biçimde iki farklı bakış açısıyla yorumlanmıştır. Söz konusu sonuçlar, ana akım hız bileşenleri, türbülans yoğunlukları, sınır tabaka yapısı ve Reynolds gerilme tensörü bileşenlerinin dengesi gibi incelemeler üzerinden raporlanmıştır. Daha sonra, akım ayrılmasını incelemek üzere oluşturulmuş yeni akım alanı geometrisi sayısal olarak çözülmüş ve çözümler aynı geniş eksenel akım ve Taylor sayısı aralığı için tekrarlanmıştır.

Çalışma sonucunda, uygulanan eksenel akımın TCP akımındaki iç silindir dönüşünün stabiliteyi bozucu yöndeki etkisini baskıladığını ve dönüş etkisinin akım alanının iç bölgelerine doğru penetrasyonunu azalttığı gözlenmiştir. İç silindir dönüşü kaynaklı

teğetsel hızın akım alanını şekillendiren baskın parametre haline geldiğinde ise eksenel akım etkilerinin neredeyse hiç görülmemesine yol açtığı gözlenmiştir. Sınır tabaka yapısının evrensel profile uyum davranışının tersine döndüğü ve akım alanındaki türbülans gerilmeleri dengesinin değiştiği bölgeler olduğu tespit edilmiştir. Böylelikle, akım üzerindeki eksenel-teğetsel hız dengesi, sınırlı da olsa bir şablona oturtulmaya çalışılmıştır.

Ayrılma etkisi de çalışmaya dahil edildiğinde, akım ayrılmasının siteme yeni bir stabilite bozucu etki getirdiği saptanmıştır. Ayrılma bölgesi büyüklüğünün ve dinamiklerinin eksenel ve teğet hızların dengesine göre değiştiği, oldukça karmaşık bir türbülans yapısı ortaya çıktığı ve akım ayrılmasının TCP sistemi içerisindeki akışın mekanik kaybını artırarak hidrodinamik alanda önemli değişimlere neden olduğu gözlenmiştir. Ayrıca, iç silindir dönüşünün ayrılma akımlarında karşılaşılan vorteks oluşum mekanizmasını tamamen değiştirdiği saptanmıştır. Böylelikle, TCP akımındaki yeni bir kayıp mekanizması tanımlanarak nitelikleri araştırılmıştır.

Anahtar Kelimeler: Taylor-Couette-Poiseuille akımı, Rotor-stator, Step akımı, Türbülans, Hesaplamalı akışkanlar dinamiği, CFD, HAD

TAYLOR COUETTE POISEUILLE FLOW AND EFFECTS OF SEPERATION

Taner ÇOŞGUN

Department of Naval Architecture and Marine Engineering

Ph.D. Thesis

Adviser: Prof. Dr. Nurten VARDAR

The Taylor-Couette-Poiseuille (TCP) flow is a fundamental configuration that forms the basis of the flow structure encountered in many engineering applications. For this reason, accurate calculations and understanding of the flow physics is important for the design and operation reliability of these applications. Besides, due to having a complex flow field that created by two different dynamical parameter like axial flow and tangential velocity, there is a growing interest to TCP flow, in the field of turbulence theory.

In this thesis, the effects of flow seperation on the hydrodynamics and turbulent field of TCP flow. For this purpose, a new flow configuration was created by combining known TCP geometry and the backward facing step flow geometries, which is a benchmark case to model the separating/reattaching flows. Numerical solution of the new geometry was carried out via computational fluid dynamics, for a large range of Reynolds and Taylor Numbers. Results were analysed from two different point of view in regard to these dynamical parameters. The investigations are reported in terms of main flow velocity components, turbulence intencities, boundary layer structure and the balance of Reynolds stress tensor components. Later on, the fluid flow in the new geometry, which is combined to investigate the effects of flow seperation, was solved

numerically and solutions are expanded for the same large range of axial and tangential flow conditions of TCP study.

As a result of the study, it is seen that, imposed axial flow suppress the destabilizing effect of inner cylinder rotation and decrease the penetration of it into the inner regions of flow field. When the inner cylinder rotation based tangential velocity becomes the dominant parameter to shape the flow field, the effects of the axial flow diminish to a nearly negligible level. It has also been determined that there are some ranges where the boundary layer structure reverses its behavior of agreement to the universal law of the wall and balance of turbulence stresses are changed.

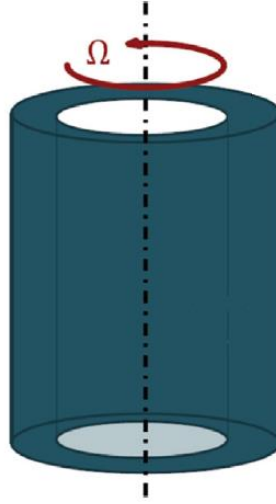
When the flow separation effects included into study, it is observed that, separation act as a new destabilizing parameter in the flow field. Besides, the size and the Dynamics of the separation region influenced by the balance of the axial/tangential velocities. A complicated turbulent field was arisen from this interaction and flow separation causes important variations in the hydrodynamic field and giving a rise to the mechanical loss of the fluid flow in the TCP system. Besides, it has been found that the inner cylinder rotation completely changes the vortex formation mechanism encountered in the separating-reattaching flows. Thus, a new loss mechanism was identified in TCP flow and its characteristics are investigated.

Keywords: Taylor-Couette-Poiseuille flow, Rotor-Stator, Backward Facing Step Flow, Turbulence, Computational Fluid Dynamics, CFD

1.1 TEORİK TEMELLER

Dönmekte olan eş merkezli silindirler arasındaki bölgede hareket eden akışkan akımı Taylor Couette akımı olarak isimlendirilir ve akışkanlar mekaniği alanındaki temel akış problemlerinden birini temsil eder. 1890 yılında, Fransız fizikçi Mourice Couette, dıştaki sabit, içteki dönmekte olan eşmerkezli iki silindirin arasındaki boşluğu viskoz bir sıvıyla doldurarak bir deneysel düzenek tasarlamıştır [1]. Deneyin amacı, dış silindir üzerinde uygulanan torktan faydalanarak akışkanın viskozitesini belirlemektir. Tork, dönüş hızı ve kinematik viskoziteyle orantılı olduğu için yöntem oldukça kullanışlı bir hale gelmiştir ve bugün bile, modern viskozimetrelerin temelindeki çalışma prensibini temsil etmektedir [2]. Dönmekte olan silindirin hızına bağlı olarak, ara bölgedeki akış laminardır ve bu hız arttıkça geçiş akımı ve türbülans rejimlerine geçmektedir. 1923 yılında G.I. Taylor [3], aynı düzenek üzerinde boya ile akım görselleştirme yaparak ilk instabilite gözlemlerini yapmıştır. Bu sebeple, dönmekte olan silindirler arası akım problemi, bu iki bilim insanının ismiyle anılmaktadır.

İlk çalışmalar oldukça eski tarihlere dayansa da, çeşitli akademik ve pratik uygulamalardaki önemi nedeniyle Taylor-Couette (TC) akımı üzerindeki araştırmalar günümüze kadar devam etmiştir. Şekil 1.1’de, TC akımının şematik görünümü verilmektedir.



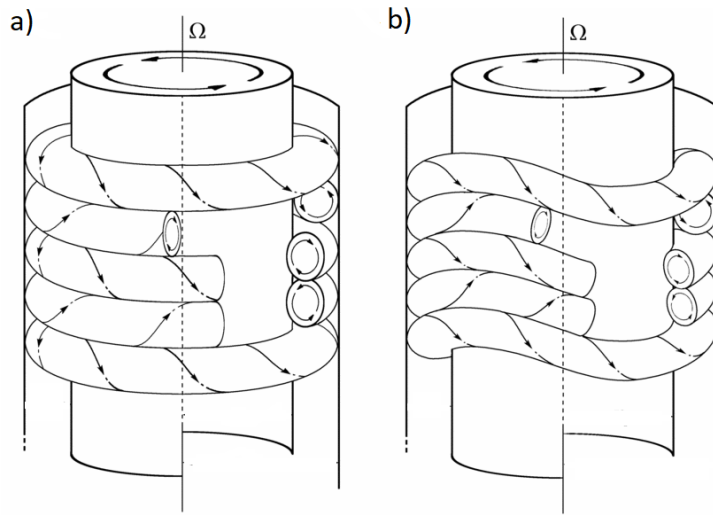
Şekil 1.1 Taylor Couette akımının şematik görünümü

TC akımında silindirlerin hareketleri farklı biçimlerde olabilir. Bir silindir sabitken, diğeri kendi eksenini etrafında dönebilir. İç ve dış silindir farklı doğrultularda dönebilir ya da iki silindir de aynı yönde dönebilir. Tüm bu konfigürasyonlardan ve iç ve dış silindirlerdeki dönüşün uygun oranlarda hızlanmasıyla, farklı akış yapıları elde edilir. Bu yapılar, laminar, türbülanslı ya da geçiş akımı rejimlerinde olabilir. Akış yapılarının çeşitliliği ve sistemin geometrik basitliği nedeniyle, Taylor-Couette akımı pek çok deneysel ve sayısal çalışmaya konu olmuş, akışkanlar mekaniği alanındaki model problemlerden bir tanesi haline gelmiştir [4]. Grossmann [5], yaptığı derleme çalışmasında, akışkanlar mekaniğindeki instabilite, nonlineer dinamik, iz formasyonu ve türbülans alanlarında, pek çok yeni konseptin bu sistem üzerinde test edildiğini belirtmiş ve sistemin bu denli popüler olmasının nedenlerini şu şekilde sıralamıştır;

- i. Navier stokes denklemleri ve uygun sınır koşulları ile matematiksel olarak iyi tanımlanabilir olması,
- ii. Deneysel olarak kolay kurgulanabilir yüksek hassasiyetle ölçüm yapılabilir, basit geometrili, simetrik olması,
- iii. Sınırlar ve sınır tabakalar akış üzerinde belirgin bir rol oynadığından, sınır tabaka ve ana akım arasındaki etkileşimleri incelemek için ideal sistemlerden biri olması.
- iv. Türbülans yapısının boru içi akış ile yakın bir benzeşim içerisinde olması ve boru içi akışın teknolojik açıdan belki de en önemli türbülanslı akış olması,

Akışkanlar mekaniği alanındaki teorik araştırmalardaki öneminin yanında, TC akımı pek çok endüstriyel uygulamanın da temelini oluşturmaktadır. Bunlara örnek olarak kan seperasyonu ve petrol işlemede kullanılan ayrıştırma cihazları, elektrokimyasal reaktörler, ısı değıştirciler, helisel elemanlı statik karıştırıcılar, vorteks akış reaktörleri, polimer prosesinde kullanılan uskurlu extrüzyon aygıtları ve pek çok tipteki kimyasal reaktör bu kategori içerisinde sayılabilir. Verilen bu örnekler ve daha farklı endüstriyel uygulama alanlarına yönelik yapılmış çalışmaların bir derlemesi, Cotrell [6] tarafından sunulmuştur.

Hareketli silindirin belirli bir dönüş hızına kadar, TC akımı laminar yapısını korur. Ancak, iç silindirin dönüş hızı yeterince arttırıldığında, kritik bir değerdan sonra, artan atalet kuvvetleri sebebiyle akış stabilitesini kaybetmeye başlar. Bu durumda, akış alanı içerisinde bazı vorteks yapıları oluşur. Bu vorteks yapıları “Taylor Vorteksleri” olarak adlandırılır ve akım içerisinde ikincil radyal ve eksenel akışlara neden olurlar. Toroidal (halkasal) şekilli olan Taylor vorteksleri, ters dönüşlü çiftler halinde sıralanır ve akışın bu hali Taylor Vorteks akışı olarak isimlendirilir [7]. Taylor vortekslerinin yapısı, şekil 1.2-a’da görölmektedir.



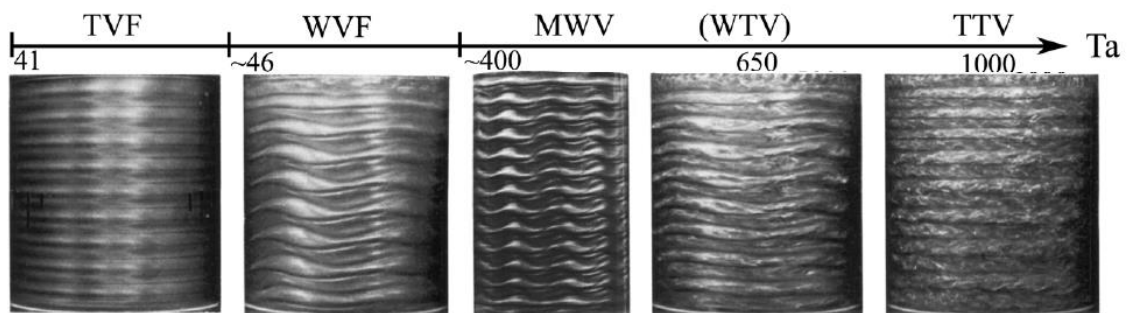
Şekil 1.2 TC akımında artan dönüş hızı nedeniyle vorteks yapısının değışimi [8]

TC sisteminde akış karakterini şekillendiren ana dinamik iç silindir dönüş hızı olsa da, akım yapısının değışimi, silindirlerin yarıçapları oranı ve viskozite gibi farklı parametrelere de bağlıdır. Bu nedenle, iç silindir dönüş hızı yerine, “Taylor Sayısı”

isminde boyutsuz bir kontrol parametresi tanımlanır. Taylor sayısı, santrifüj kuvvetlerinin vizkoz kuvvetlere oranı biçiminde tariflenebilir ve $Ta = \left(\omega^2 R_1 (R_2 - R_1)^3 / \nu^2 \right)$ şeklinde tanımlanır [9]. Burada R_2 ve R_1 silindirlerin yarıçapları, ν ise kinematik viskozitedir. Literatürde Taylor sayısının farklı formülasyonları da mevcuttur.

Taylor sayısı arttıkça, TC akımının yapısı ve Taylor vortekslerinin şekli de değişmeye devam eder. Kritik değerin üzerinde artan Ta sayısı değerleri için, Taylor vorteksleri korunur, ancak şekilleri değişime uğrar. Akımdaki yapısal ilk geçiş, dalgalı vorteks akışı (Wavy vortex flow) olarak tanımlanır ve vortekslerin dönme yönündeki dalgalılığı ile karakterize edilir [8]. Bu durumdaki vortekslerin yapısı, şekil 1.2-b’de görülmektedir.

Taylor sayısının artan değerleri için, akımın karakteri de değişmeye devam eder farklı rejimlere dönüşür. Bu rejimler; Taylor Vorteks Akışı (Taylor Vortex Flow-TVF), Dalgalı Türbülans Vorteksi (Wavy Turbulent Vortex-WVF), Module (değişken) Dalgalı Vorteks Akışı (Modulated wavy vortex flow-MWV) ve Türbülanslı Taylor Vorteksleri (Turbulent Taylor Vortices-TTV) şeklinde isimlendirilir [10]. Bu rejimlerin deneysel gözlem ile elde edilmiş görüntüleri, şekil 1.3’de sunulmaktadır. Ta sayısının daha da yüksek değerleri için, akım Taylor vorteks özelliklerini kaybeder ve bilinen türbülanslı akıma dönüşür.

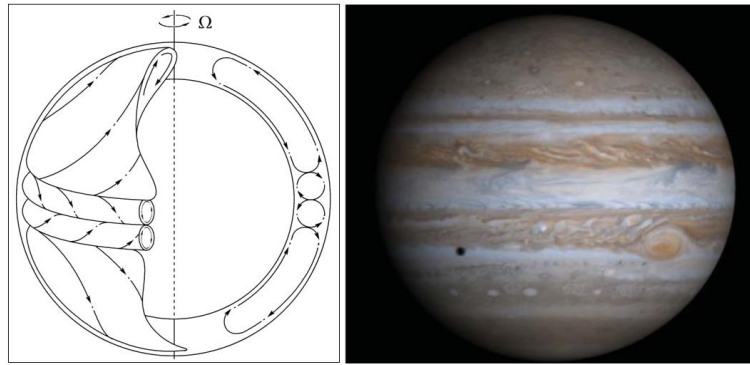


Şekil 1.3 Taylor-Couette akımının farklı rejimleri [10]

TC akımındaki farklı akış rejimleri, iç silindire uygulanan tork gibi farklı hidrodinamik özellikler barındırırlar ve bu özellikler pratik uygulama açısından önem arz ederler [11]. Bunun yanında, akımı karakterize eden Ta sayısı gibi parametreler hassas biçimde kontrol edilebildiği ve geçiş akımının farklı safhaları kolaylıkla gözlemlenebildiği için, TC

akımı hidrodinamik stabilite alanındaki pek çok teorik ve deneysel çalışmaya konu olmuştur [12]–[15].

Taylor Couette akışı, basit geometrik yapısına karşın, çok farklı akış olaylarını temsil etmek amacı ile de kullanılmaktadır. Örnek olarak, gezegen atmosferleri incelemesi çalışmalarında, gezegenlerin atmosfer yapıları TC akışı ile temsil edilebilmektedir. Eş merkezli dönen küreler arasındaki akımda da, silindirler arası Taylor-Couette akışındaki benzeri karmaşık vorteks yapıları belirir [16]. Bu sebeple, gezegenlerin dönüşünün atmosferdeki sirkülasyon üzerindeki etkisini incelemek amacıyla Taylor-Couette benzetiminden faydalanılabilmektedir [17]. Eşmerkezli silindirler arasında oluşan, Taylor vorteksi benzeri yapılar ve Jüpiter gezegeni atmosferi arasındaki benzerlik, şekil 1.4’te görülmektedir.



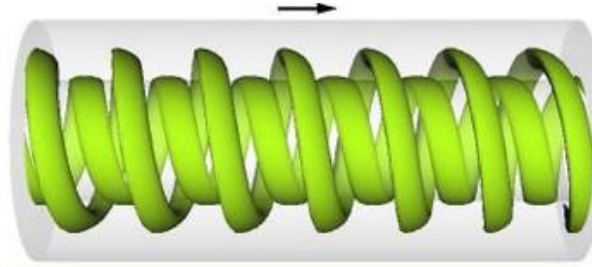
Şekil 1.4 Eşmerkezli dönen küreler etrafında akış ve Jüpiter gezegeninin atmosferi [18]

TC akımında tanımlanan silindirler, sonlu uzunluktadır. Bir başka deyişle akış, kapalı bir bölgededir ve akımın karakterini şekillendiren tek dinamik kuvvet, silindirlerin hareketi ya da Taylor sayısıdır. Silindirler arası akış alanının sınırları kaldırılıp, sisteme bir eksenel akış uygulandığında, dönüş hızının yanına akım alanını şekillendiren yeni bir dinamik parametre eklenmiş olur. Bu durumda akımın yapısı tamamen değişir ve bu tarz akımlar, Taylor-Couette-Poiseuille akımı şeklinde isimlendirilir [9]. Taylor-Couette-Poiseuille (TCP) akımının şematik görünümü şekil 1.5’de verilmiştir.



Şekil 1.5 Taylor-Couette-Poiseuille akımının şematik görünümü

Eksenel akışın uygulanmasıyla, TC akımındaki Taylor vorteksleri akım yönünde taşınmaya başlar ve halkasal yapılarını kaybederler. Böylece, halkasal vorteks yapıları helisel (spiral) bir şekil alırlar. TCP akımındaki vortekslerin helisel yapısı şekil 1.6'da gösterilmektedir.



Şekil 1.6 TCP akımındaki helisel vorteks yapısı [19]

Eksenel akışa ait Re sayısı arttıkça, helisel şekilli vortekslerin aralığı da genişlemeye başlar. Yüksek Re sayılarında ise, hiçbir vorteks yapısının görülmediği türbülanslı akıma dönüşür.

TCP akımında, akış alanını biçimlendiren iki farklı kuvvet olduğundan daha önce bahsedilmiştir. Akımın karakteri, basınç gradyeni ile yönlendiren eksenel akış ve iç silindir dönmesi kaynaklı santrifüj kuvvetlerinin dengesine göre biçimlenir [9]. Bu kuvvetlerin, akımın stabilitesi üzerinde de ters yönde etkileri vardır. Bu sebeple, TCP akımı, içerdiği karmaşık yapı nedeniyle türbülans çalışmaları için önemli bir alandır.

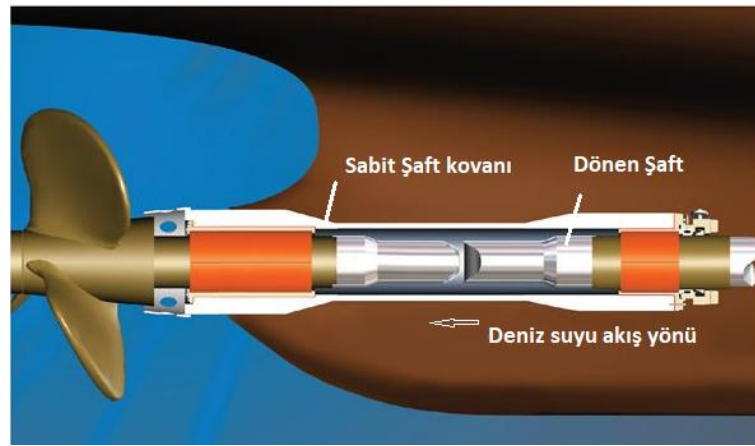
Türbülans teorisi açısından olduğu kadar, TCP akımı endüstriyel uygulamalar açısından da önem arz etmektedir. Pek çok mühendislik uygulamasında karşılaşılan akım tipi TCP akımıdır. Bu uygulamalar arasında su yağlamalı yataklar (journal bearings), petrol endüstrisindeki drilling işlemi, elektrik motorların soğutulması, döner ısı değiştiriciler, biyolojik seperasyon cihazları, turbomakineler, nükleer reaktörlerin soğutulması gibi alanlar sayılabilir.

Türbülans alanındaki kompleks etkileşimlerinin yanı sıra, TCP akımındaki basınç gradyeni ve santrifüj kuvveti hidrodinamik kuvvetler üzerine de farklı şekilde etki eder [20], [21]. Bu nedenle, eksenel akım ve dönüş hızı etkenlerinin farklı değerleri için akım alanına ait tork [22], basınç düşüşü [23], ısı transferi [24] gibi parametrelerde de değişimler gözlenir. Bu değişkenlerin doğru hesaplanabilmesi de, mühendislik uygulamalarının sağlıklı biçimde dizayn edilip yürütülebilmesi için büyük öneme sahiptir. Ayrıca, TCP akımının rejimi ve vorteks yapısı da mühendislik uygulamaları açısından önemli olabilmektedir. Örneğin Xiaoxia vd. [25], partiküllü akışkanların taşınmasında kullanılan yatay vida konveyörlerin dizaynı üzerine yaptığı çalışmada, sistem üzerinde TCP akımı benzetimi kullanmıştır. TCP akımının stabil helisel vorteks modundayken sıfır radyal hız ürettiğini, bu durumun da konveyörün taşıma verimini çok attırdığını vurgulamışlardır. Daha fazla artan eksenel akışın, taşıma kapasitesini arttırmak yerine, akımın türbülanslı rejime geçmesine neden olarak olumsuz etki ettiğini, sistemin stabil helisel vorteks rejiminde çalıştırılmasının bu sistemler üzerinde optimum koşulları sağladığını gözlemişlerdir. Petrol kuyularındaki drilling işlemini modellemek için TCP sistemini kullandığı çalışmalarında Neto vd. [21], eksenel akımın laminar rejimde kalacak kadar yavaş olması durumunda kuyu tabanında sedimentasyon gerçekleştiğini, çok yüksek türbülans seviyelerinde ise kuyunun stabilitesini bozduğunu belirtmiş ve akıma ait karakteristiklerin anlaşılmasının, bu uygulamalardaki önemini vurgulamıştır. Ancak, bu tarz dönel akımlarda karşılaşılan üç boyutluluk, duvar etkisi, uygulanan eksenel akış, geçiş akımı bölgeleri, duvar elemanlarının göreceli hareketleri, anisotropik türbülans ve yüksek dönüş hızı gibi etkiler, akışı oldukça kompleks hale getirmekte ve sayısal olarak modellenmesini güçleştirmektedir [26]. Bu sebeplerle de hassas bir hesaplama gerektirmektedir.

Hem Taylor-Couette, hem de Taylor-Couette-Poiseuille akımlarında, iç silindirler şekilsel olarak simetrik ve düzenli yapıdadır. Temel problemlerde amacın geometrik etkilerden mümkün olduğunca uzaklaşıp, akımın temelindeki fiziği gözlemlemek olduğu düşünülürse, bu durum oldukça normaldir. Ancak yukarıda sayılan mühendislik uygulamalarındaki akış tipleri temelde TCP olsa da, pratik uygulamalarda dönmekte olan iç silindirin yerini, sistem elemanlarından miller, rotorlar ya da benzeri parçalar almaktadır. Bu yapısal elemanlar da çoğunlukla TCP sistemindeki gibi düzgün ve

simetrik yapıda olmazlar. İşlevlerine göre yüzey pürüzleri, eğilmeler, eksen kaçıklıkları, koniklikler ya da yivler içerebilirler. Bu gibi durumların, idealleştirilmiş bir geometriye sahip olan TCP akımında ne gibi değişikliklere neden olduğu ve mühendislik sistemleri açısından önem arz eden hidrodinamik etkileri çeşitli araştırmalara konu olmuştur [27] [28] [29].

Endüstriyel uygulamalarda kullanılan dönel elemanlarda karşılaşılan yapısal değişikliklerden biri de kademelerdir. Kademeler, dönel silindirik elemanların üzerindeki ani çap değişimleri olarak tanımlanabilir. Örneğin, gemilerde kullanılan şaft kovanı ve su yağlamalı yataklama sistemlerini ele alalım. Sistemin görünümü, şekil 1.7’de verilmiştir.



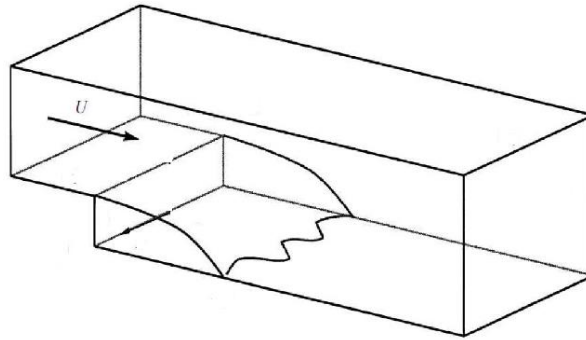
Şekil 1.7 Gemilerde kullanılan su yağlamalı yataklama sistemi [30]

Şekil 1.7’den de görülebileceği üzere, dışta sabit bir şaft kovanı, içte dönmekte olan pervane ve arada kalan boşlukta akmakta olan deniz suyu ile sistem tam olarak TCP akımının bir örneğidir. Ancak, şekilde göze çarpan bir diğer nokta da, dönmekte olan pervane şarftının, yataklar dışında kalan kısımda kademelere, yani ani çap değişimlerine sahip olduğudur. Benzer ani çap değişimlerine pek çok dönen endüstriyel sistemde rastlanmaktadır.

Döner elemanların yüzeyindeki ani çap değişimi örneğinde olduğu gibi, üzerinde akışkan akımı olan katı duvarlarda bir süreksizlik olduğunda, bu noktaya geldiğinde akış duvardan kopar ve bir vorteks alanı oluşturur. Bu tarz akımlara ayrılma akımları denir [31]. Ayrılma akımları, yalnızca duvar üzerinde bir süreksizlik meydana geldiğinde değil, eğimli yüzeylerde oluşan ters basınç gradyeninin etkisiyle akımın duvardan kopmasıyla

da meydana gelebilir [32]. Bu gibi durumlarda, akım bir ard iz bölgesi oluşturur ve kanat ya da gemi etrafında akış gibi dış akışlarda gözlenen iz bölgeleri, bu tarz ayrılma akımları kapsamında değerlendirilebilir.

Ayrılma akımlarının dinamiklerinin ve akım alanına etkilerinin incelenmesi için oluşturulmuş bir temel (benchmark) problem bulunmaktadır. Bu problem step akımı (backward facing step flow) olarak isimlendirilir. Step akımı probleminin şematik gösterimi şekil 1.8’de verilmektedir.



Şekil 1.8 Step akımı probleminin şematik gösterimi [33]

Şekil 1.8’de görülebileceği üzere, step akımı geometrisi basit bir kanal akımından ibarettir. Kanal alt tabanı üzerine yerleştirilmiş bir ani genişleme neticesinde, akım bu noktada duvardan kopar ve arkasında “resirkülasyon bölgesi” olarak isimlendirilen bir vorteks alanı oluşturur. Daha sonra da, alt tabana tekrardan tutunarak yeni bir sınır tabaka oluşturur ve kanal akımı görünümüne devam eder. Ayrılma ve yeniden tutunma noktalarının kesin olarak bilinebilmesi sebebiyle ayrılma bölgesinin net biçimde tespit edilebilmesi, giriş koşullarının kolaylıkla gözlenebilmesi, geometrik basitliği ve deneysel olarak kolayca uygulanabilirliği gibi sebeplerle step akımı, ayrılma akımlarının dinamiklerinin incelenmesi için ideal bir sistemdir [34]–[36]. Akım ayrılmasının hidrodinamik alan ve türbülans alanına ciddi etkileri olduğu, step akımı üzerinde gerçekleştirilen pek çok araştırmayla ortaya konmuştur [35], [37].

Bu tez çalışmasında, TCP akımının geometrik konfigürasyonunda değişikliğe gidilerek, step akımı geometrisi ile birleştirilmiş ve TCP sistemi içerisinde gerçekleşen akım ayrılmasının, hidrodinamik alan ve türbülans alanı üzerine etkileri incelenmiştir. Literatürdeki, TCP akımı ve step akımı üzerine gerçekleştirilen çalışmaların başlıcalarına ait bir derleme, bu bölümün ilerleyen kısmında sunulacaktır.

1.2 Literatür Özeti

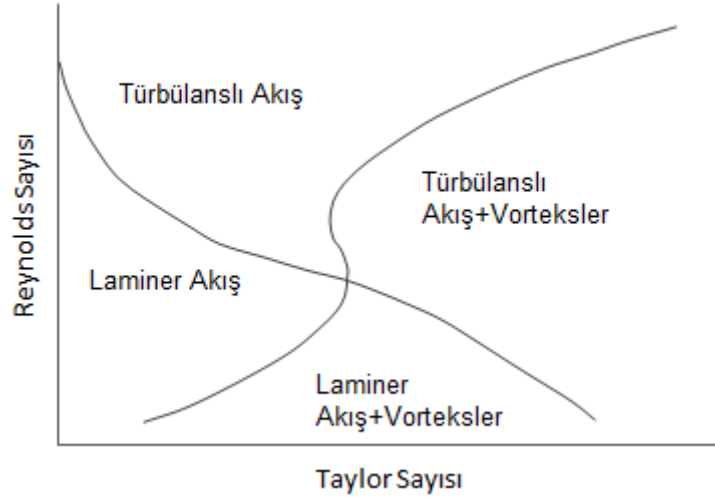
Bu bölüm, Taylor-Couette-Poiseuille (TCP) akımı üzerine yapılmış çeşitli araştırmaların derlemesiyle başlamaktadır. İlerleyen kısımda ise, akım ayrılması üzerine yapılan araştırmaların incelenmesi amacıyla, literatürdeki step akımını konu alan çalışmaların bir derlemesi sunulacaktır.

1.2.1 Taylor-Couette-Poiseuille Akımı

Taylor-Couette sistemine basınç granyeniyle hareket eden bir eksenel akış uygulandığı zaman, iki instabilite mekanizması belirir. Bunlardan ilki, TC akımındaki eğimli akım hatları sebebiyle oluşan santrifüj (merkezkaç) kaynaklı instabilite, diğeri de, uygulanan eksenel akış nedeniyle oluşan kayma kuvveti kaynaklı instabilitedir [38]. Bu sebeple, akış rejimini etkileyen iki farklı türbülansa geçiş mekanizması ortaya çıkar: 1) eksenel akış artışıyla laminlerden türbülansa geçiş 2) kritik iç silindir dönüş hızı aşıldığında oluşan “Taylor vorteks yapıları” [9]. İki dinamik parametrenin, eksenel hız ve iç silindir dönüş hızının değişen oranları için, dört farklı akış tipi görülür [39]:

- Laminer akış
- Taylor vorteksleri içeren laminer akış
- Türbülanslı akış
- Taylor vorteksleri içeren türbülanslı akış

Bu akış tiplerinin, farklı Re ve Ta sayısı oranlarına göre ortaya çıkan rejim haritasındaki yerleri şekil 1.9’da görülmektedir.



Şekil 1.9 Farklı eksenel ve teğetsel hız değerleri için TCP akımı rejimindeki değişim [39]

Akış geometrisinin ve hız parametrelerinin akışın sahip olduğu rejim üzerine etkileri, çeşitli araştırmacılar tarafından incelenmiştir. Kaya ve Elgar [40], geniş bir Re ve Ta sayısı aralığında türbülansa geçiş bölgelerini deneysel olarak belirlemiştir. Çalışmada, iki farklı yarıçap oranı için önce yalnızca eksenel akış, sonra yalnızca eksenel akış içermeyen iç silindir dönmesi, daha sonra da bu iki etki bir arada uygulanmış ve ortaya bir rejim haritası çıkmıştır. Çalışma sonucunda, silindirler arası akış bölgesi daraldıkça akışın daha erken türbülansa geçtiği vurgulanmıştır. Bir başka deneysel çalışmada Becker ve Kaya [39], akışın türbülans durumu üzerinde ısı transferinin etkilerini incelemiş, ısı transferinin varlığı durumunda sıcaklık gradyeninin akım üzerinde stabilize edici bir etkisi olduğunu ve türbülans geçişinin çok daha yüksek Re sayılarında gerçekleştiğini gözlemlemişlerdir. Lueptow vd. [38], çok düşük Re sayılarında eksenel akış uygulandığında, akış alanındaki değişimleri gözlemişlerdir. İnceleme sonucunda, TC akışına eksenel akışın uygulanması ile beraber vorteks yapısının değiştiği ve farklı vorteks rejimlerinin gözlemlendiği vurgulanmıştır. Bir başka deneysel çalışmada Wereley ve Lueptow [41], düşük Re sayıları için akışın hız alanını ölçmüşlerdir. Düşük Re sayılarında ortaya çıkan akış rejimlerinde, eksenel akışın vorteks yapılarının etrafında aktığını ve vortekslerin eksenel yönde sürüklenmeleri dışında yapılarında bir değişikliğe neden olmadığını gözlemlemişlerdir. Aynı deneysel çalışmanın sayısal olarak doğrulanmasını konu alan araştırmalarında Hwang ve Yang [42], eksenel akışın akım alanı üzerinde stabilize edici bir etkisi olduğunu, iç silindiri aynı hızda döndürmek için gerekli olan torkta azalma sağladığını saptamışlardır. Eksenel akışın stabilizeye etkisini

incelediği deneysel çalışmalarında Gu ve Fahidy [43], artan eksenel akış hızlarında Taylor vortekslerinin birbirleri üzerine bindiğini ve vorteks yapısının bozulmaya başladığını gözlemlemişlerdir.

Giriş bölümünde belirtildiği üzere, TCP akımında hidrodinamik alan ve türbülans alanı eksenel ve teğetsel hız bileşenlerinin dengesine göre şekillenir. Bu sebeple, farklı eksenel-teğetsel hız çiftleri için farklı özellikteki akım alanları ortaya çıkmaktadır. Literatürde, TCP akımında iç silindir dönüşü ve eksenel akım etkilerini araştıran, farklı aralıklardaki eksenel-teğetsel hız çiftleri için yapılmış çalışmalar mevcuttur. Deneysel ya da sayısal olarak gerçekleştirilmiş olan bu çalışmalarda, ana akım ve türbülans alanı, stabilite değişimi, akış rejimleri, ısı transferi ya da eksen kaçıklığı gibi farklı özelliklerin değişimi odak noktasına alınmıştır.

Nouri ve Whitelaw [44], deneysel çalışmalarında, eşmerkezli iki silindir arasındaki akım üzerinde (halkasal akım olarak da anılır), iç silindirdeki dönüş hareketinin etkilerini araştırmışlardır. Çalışmada, Re sayısı 950'den 26000'e kadar değişen hem laminar hem de türbülanslı rejimlerdeki eksenel akım şartları ayrı ayrı denenmiştir. Deneyler sonucunda, laminar rejimdeki eksenel akımda iç silindir dönüşünün daha basık hız profillerine yol açtığı ve silindir duvarları üzerindeki sınır tabakaların incelmeye neden olduğu, ayrıca sürtünme katsayısını da %28 arttırdığı gözlenmiştir. Eksenel Re sayısı yükseldikçe bu etkilerin de azaldığı saptanmıştır. Türbülanslı rejimde, iç silindir dönüşünün türbülans yoğunluklarının artmasına neden olduğu görülmüştür. Ancak, daha yüksek Re sayılarında, türbülans yoğunluklarındaki bu artışın görülmediği vurgulanmıştır. Nouri ve Whitelaw [45], çalışmalarını, aynı deney şartlarında silindirler arası eksen kaçıklığının (eksantrikliğinin) etkilerini de gözlemleyecek biçimde genişletmişlerdir.

Yamada ve Yutaka [46], iç silindir dönüşünün halkasal akımdaki sürtünme katsayısına etkilerini deneysel olarak incelemiş, laminar ve türbülanslı eksenel akış koşulları için sürtünme katsayısının teğetsel hız ile değişimini geniş bir dönüş hızı aralığı için raporlamışlardır.

İç silindirdeki dönüş hareketinin, silindirler arası akım alanı üzerine etkilerini araştıran bir diğer deneysel çalışma da Escudier ve Gouldson [47] tarafından gerçekleştirilmiştir.

$Re=12500$ 'e kadar değişen eksenel akışlar ve 126 rpm'e kadar değişen iç silindir dönüş hızlarının denendiği çalışma sonucunda, tüm akış rejimlerinde, sürtünme faktörünün iç silindir dönüşüyle birlikte yükseldiği gözlenmiştir. Aynı iç silindir dönüş hızı için, teğetsel hızın ortalamasının artan Re sayısı ile birlikte azaldığı, ancak eksenel hız bileşeninin Re sayısı değişiminden çok az etkilendiği vurgulanmıştır. Ayrıca, türbülans yoğunluklarının artan Re sayısı ile birlikte baskılandığı belirtilmiştir. Escudier vd. [48], benzer bir deneysel çalışmayı laminar ve eksantrik şartlarda tekrarlamış, bu şartlarda eksenel hız bileşeninin iç silindir dönüşünden önemli oranda etkilendiğini belirtmişlerdir.

TCP akışında iç silindir dönüşünün türbülans alanı üzerindeki etkilerini inceledikleri sayısal çalışmalarında Chung ve Sung [49], Büyük Eddyler Simülasyonu (LES) yaklaşımı kullanarak sistemin sayısal modellemesini yapmışlardır. Türbülans istatistiklerinin detaylı bir incelemesinin yapıldığı çalışmada, sabit Re sayısı için iç silindir dönüşünün duvar yakını türbülans yapılarının stabilitesini bozduğu gözlenmiştir. Ayrıca, iç silindirdeki dönüşün akımın isotropisini de değiştirdiği belirtilmiştir.

LES yaklaşımı kullanılarak TCP sisteminin türbülans yapısının incelendiği benzer bir çalışmada Liu ve Lu [50], sabit Re sayısı için iç silindirdeki dönüşün etkilerini, iç silindir ve sabit dış silindir yakınlarında ayrı ayrı gözlemlemişlerdir. Çalışma sonucunda, teğetsel hızdaki artışın Reynolds gerilme bileşenlerinin yapısını ve türbülans kinetik enerji bütçesini değiştirdiği belirtilmiş, coriolis teriminin etkisinin dönüş hızıyla birlikte arttığını vurgulamışlardır.

TCP akımının sayısal modellemesinin LES yaklaşımı kullanılarak yapıldığı bir diğer çalışma da Poncet vd. [51]'ne aittir. Çalışmalarında farklı olarak, silindir yarıçaplarının birbirine yakın ve silindirler arası boşluğun dar olduğu bir durumu incelemişlerdir. Çalışma sonucunda, iç silindir dönüşünün stabilizeyi bozucu etkisi vurgulanmış ve akıştaki türbülansın daha çok sınır tabakalar içinde yoğunlaştığı gözlemlenmiştir.

Poncet vd. [26], TCP akımının RANS yaklaşımı ile bir çözümünü de gerçekleştirmiştir. Çalışmalarında, ticari yazılımlar ve yaygın olarak kullanılan RANS türbülans modelleriyle çözüm yaparak sonuçları deneysel verilerle kıyaslamışlardır. Çalışma sonucunda, iki denklem türbülans modellerinin ana akımı doğru biçimde çözdüğünü ancak türbülans yoğunluklarını doğru tahmin etmede yetersiz kaldığını, akış anisotropisini de hesaba

katan RSM modelinin türbülans alanını modellemede daha başarılı sonuçlar verdiğini belirtmişlerdir.

Bir başka kıyaslama çalışmasında Guillerm vd. [52], ticari yazılımlarda kullanılan RANS, LES ve DES türbülans modelleme yaklaşımları ile kendi geliştirdikleri RSM yaklaşımının TCP akımına ait deneysel sonuçları doğru tahmin etmedeki başarısını test etmişlerdir. Çalışma sonucunda, diğer sonuçlarda olduğu gibi, tüm modellerin ana akımı başarılı biçimde modellediği, ancak özellikle duvar yakınlardaki yüksek türbülans yoğunlukları konusunda modellerin başarı oranının değiştiğini belirtmişlerdir. LES ve DES yaklaşımlarının akış alanının orta bölgesindeki türbülans alanını başarılı bir biçimde tahmin ettiğini, RSM yaklaşımının ise hem ana akım, hem de türbülans alanında tatmin edici sonuçlar verdiğini gözlenmiştir. Ayrıca benzer bir çalışmada, hibrit RANS/LES yaklaşımının RANS sonuçlarını daha iyi hale getirmede başarılı olduğunu vurgulanmıştır [53]. Neto vd. [21], RANS yaklaşımıyla TCP sisteminin sayısal modellemesini gerçekleştirmiş, türbülans alanını doğru tahmin etmede RSM yaklaşımının diğer RANS modellerine kıyasla daha iyi sonuç verdiğini gözlemlemişlerdir.

Literatürde, türbülans alanının incelenmesi ya da akım şartlarının sayısal olarak doğru tahmin edilmesi konularının yanında, TCP akımında tork ve basınç düşüşü gibi hidrodinamik özelliklerin değişimine odaklanan çalışmalara da rastlanmaktadır.

Kim vd. [20], TCP akımını deneysel olarak incelemiş, iki farklı yarıçap oranı (0.5, 0.9) ve değişen eksenel-teğetsel hız şartları için yüzey sürtünme katsayısı ve basınç düşüşü değişimlerini araştırmıştır. Çalışma sonucunda, iç silindir dönüş hızı arttıkça, sürtünme katsayısının da her durumda arttığını, ancak eksenel akışın etkisinin laminar ve türbülanslı akım şartlarına göre değiştiğini gözlemlemişlerdir. Basınç düşüşünün ise, iç silindir dönüş hızı ile arttığını ancak eksenel akıştaki artış ile birlikte azaldığını belirtmişlerdir. Ayrıca, 0.5 silindir yarıçap oranı durumundaki yüzey sürtünme katsayılarının, 0.9 yarıçap oranındaki sonuçlara kıyasla iki kat daha büyük olduğunu vurgulamışlardır.

Yamada [22], eksenel akışın iç silindir üzerindeki tork'a etkisini deneysel olarak incelemiş, eksenel akış uygulanmaması durumunda iç silindir dönüş hızının yüksek değerleri için, silindirler arası akım alanının genişliğinin tork katsayısına çok az etkisi

olduğunu gözlemlemiştir. Ayrıca, eksenel akış varlığının, TC akımının laminar bölge aralığının uzattığını ve bu rejimdeki tork katsayısını düşürdüğünü, ancak türbülanslı rejime geçildiğinde tork katsayısının yeniden artmaya başladığını saptamıştır.

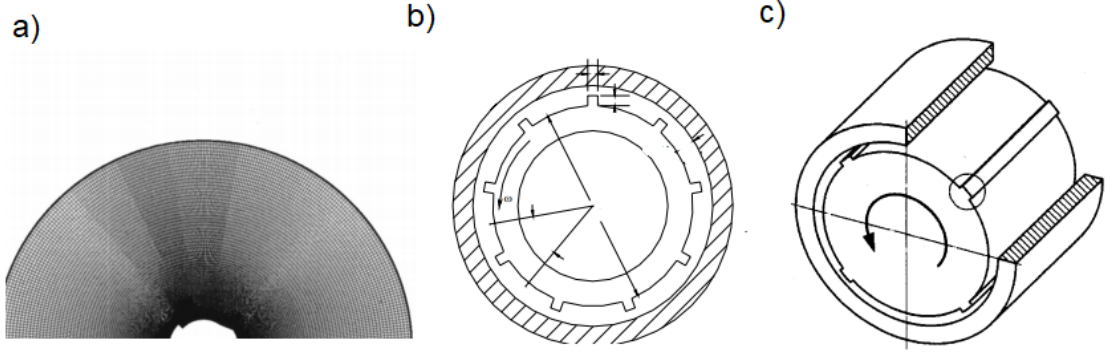
Ohsawa vd. [54], tork katsayısı üzerinde eksenel akış ve ısı transferinin etkilerini bir arada incelemiştir. Sayısal çalışmada türbülans alanını modellemek için LES yaklaşımı kullanılmıştır. Sonuç olarak, tork katsayısının, incelenen aralıktaki ($Re=500-8000$) düşük Re sayıları için eksenel akışla birlikte azaldığını, daha sonra sabit bir değere ulaşarak eksenel akıştaki artıştan etkilenmediğini belirtmişlerdir. Manna ve Vacca [55], TCP akışını sayısal olarak incelemiş ve eksenel akışla birlikte tork azalmasının görüldüğü belirli bir $Re-Ta$ sayısı aralığı olduğunu saptamıştır.

Anderson vd. [23], yüksek hızlı elektrik motorlarının soğutulmasında karşılaşılan akış kayıplarını modellemek için TCP akımı benzetiminden faydalanmıştır. Hesaplamalı akışkanlar dinamiği yaklaşımıyla gerçekleştirilen çalışmada, motorda istenen sıcaklık değerlerini yakalayabilmek için gerekli uygun akış debisi belirlenmeye çalışılmıştır.

Chong vd. [56], rotor-stator akışında dönüş hızı kaynaklı basınç kayıplarını deneysel olarak incelemişlerdir. Çalışma sonucunda, rotor-stator boşluğunda akan havanın, rotorun dönüş hareketi kaynaklı ekstra bir basınç kaybına maruz kaldığını gözlemlemişlerdir.

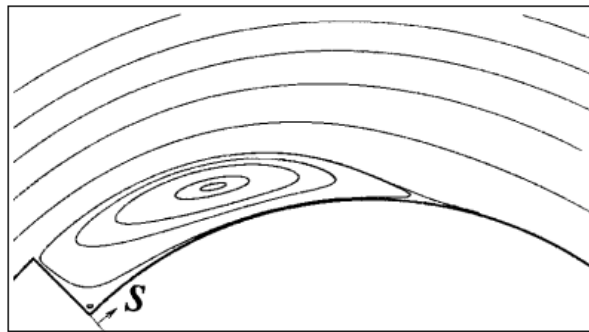
İç silindir dönüşü ve eksenel akışın basınç düşüşü üzerine etkilerini, Newtonian olmayan akışkanlarda nasıl değiştiğini inceleyen çalışmalara da literatürde rastlanmaktadır [28], [57], [58].

TCP akımında iç silindir üzerindeki ani genişlemenin akım alanına etkisini inceleyen bir çalışmaya, açık literatürde rastlanamamıştır. Ancak döner silindir üzerine yerleştirilmiş kademelerin etkisini araştıran birkaç çalışma vardır. Bu çalışmalarda da silindir yapısındaki geometrik değişiklikler, iç silindirin dönüş yönünde yerleştirilmiştir. Bu çalışmalara ait iki örnek, şekil 1.10'da verilmektedir.



Şekil 1.10 Döner silindir üzerinde yapısal değişiklik içeren çalışmaların geometrileri (a- Yang vd.[59], b- Gilchrist vd. [60], c- Jeng vd.[61])

Şekil 1. 10'da geometrileri görülen çalışmaların tamamında yapılan geometrik değişiklikler silindirin dönüş yönünde yerleştirilmiştir. Şekil 1.10-b ve c'de görülen çalışmalarda yapılan değişiklik, dönen iç silindir üzerine çıkıntılar (fin ya da çukur) yerleştirmektir. Literatürde bu şekildeki başka çalışmalara da rastlanmaktadır ve buradaki amaç genelde ısı transferini arttırmak üzere dönen silindirde bir modifikasyon yapmaktır. Şekil 1.10'daki çalışmada ise Yang vd. [59], dönen bir silindir üzerine, dönüş yönünde bir kademe yerleştirilmiştir. Dışarıda sınırlayan başka bir duvar ya da silindir olmadığı için akış TCP akışı ya da halkasal akış kapsamında değildir. Ancak kademe arkasında oluşan vorteks yapılarının görülmesi açısından bu çalışma önem arz etmektedir. Silindir üzerinde yapılan değişiklik sonrasında oluşan akımın yapısı şekil 1.11'de görülmektedir.



Şekil 1.11 Döner silindir üzerine yerleştirilen kademe arkasındaki akış alanı [59]

Şekil 1.11'den de görülebileceği üzere, silindirdeki dönüş teğetsel bir hız yaratmakta, bu hız da akışın silindir üzerine yerleştirilmiş kademe, yani süreksizlik noktasında duvardan koparak bir vorteks alanı oluşturmaya neden olmaktadır.

Dönen iç silindir üzerinde geometrik değişikliğin etkisini inceleyen bir başka çalışma da Raju [62] tarafından gerçekleştirilmiştir. Bu çalışmada, iç silindir üzerinde boyuna bir kademe yerleştirilmiş, yani, ani bir çap değişimi oluşturulmuştur. Oluşturulan yeni geometri, mevcut tez çalışmasında incelenen geometriye oldukça benzemektedir. Ancak bu çalışmada da eksenel akış bulunmamaktadır. Yani kapalı bir alandaki Taylor-Couette akımı incelenmiştir.

1.2.2 Step Akımı

Ayrılma akımları, hem viskoz akım teorisindeki yeri, hem de pratik uygulamalardaki önemi nedeniyle akışkanlar mekaniğindeki en çok araştırılan konulardan bir tanesidir. Duvar üzerindeki sınır tabakanın, bir süreksizlik noktasına geldiği zaman duvardan ayrılarak bir vorteks alanı oluşturması akım ayrılması olarak adlandırılmaktadır. Akım ayrılması, pek çok pratik uygulamada karşılaşılabilen bir akış olayıdır. Kanat, otomobil, gemi gibi cisimler etrafındaki akışta, pompalar, türbinler, kanallar gibi iç akışlarda ve makine elemanlarında, binalar etrafındaki akışlarda akım ayrılması sıklıkla görülmektedir.

Literatürde, akım ayrılmalarını incelemek üzere oluşturulmuş bir temel geometri bulunmaktadır. Alt tabanına, akımın duvardan kopmasını sağlamak amacıyla bir basamak yerleştirilerek geometrik genişleme sağlanmış bir kanal akımından oluşan bu geometri step akımı (backward facing step) olarak adlandırılır. Ayrılma ve yeniden tutunma noktalarının kesin olarak bilinebilmesi sebebiyle ayrılma bölgesinin net biçimde tespit edilebilmesi, giriş koşullarının kolaylıkla gözlenebilmesi, geometrik basitliği ve deneysel olarak kolayca uygulanabilirliği gibi sebeplerle step (basamak) akımı, ayrılma akımlarının dinamiklerinin incelenmesi için ideal bir sistemdir [34]–[36]. Ayrılma sonrası oluşan akım alanı, farklı özelliklere sahip bölgelerden meydana gelmektedir. Akım alanının incelenmesi ve anlaşılması açısından önem arz eden bu bölgeler, şekil 1.13’de görülmektedir.



Şekil 1.12 Step akımındaki ayrılma alanı [63]

Şekil 1.12’de görülen bölgelerden belki de en önemli olanı, ayrılma akımlarının karakteristik bir özelliği olan ana resirkülasyon bölgesidir. Bu bölge, literatürde resirkülasyon balonu ya da ayrılma balonu olarak isimlendirilmektedir. Bu bölge aslında sabit bir konumda ve kendi üzerinde dönen bir vorteksten ibarettir. Ana vorteks bölgesinde ters akımların olduğu, negatif sürtünme direnci ve ters basınç gradyeni gibi ana akımdan ayrılan özelliklere sahip olduğu ve yüksek türbülans yoğunlukları içerdiği çeşitli araştırmacılar tarafından gözlenmiştir [33], [64], [65]. Bazı durumlarda, ana vorteks ve ayrılmanın gerçekleştiği duvar arasında bir ikincil vorteks, ya da köşe vorteksi oluşur [31].

Ayrılma vorteksini oluşturan dinamik, genişleme noktasında duvardan ayrılan sınır tabakadır. Ayrılma vorteksini oluşturduktan sonra sınır tabaka, yeniden akım doğrultusundaki alt tabana tutunur ve yeni bir sınır tabaka oluşturur. Ayrılma bölgesinin bittiği ve akımın yeniden düzelmeye başladığı bu bölgeye yeniden tutunma noktası (reattaching point) denir. Ayrılmanın gerçekleştiği nokta ile yeniden tutunma noktası arasındaki yatay mesafe ayrılma uzunluğu (reattachment length) olarak isimlendirilir ve belki de ayrılma-yeniden birleşme akımlarında en çok incelenen özelliktir.

Ayrılma bölgesini etkileyen farklı parametreler vardır. Bu parametrelerin bazıları gelen akımın özellikleriyle, bazıları ise geometrik koşullarla ilgilidir. Başlıca önem arz eden geometrik koşullardan ilki step yüksekliğidir.

Step yüksekliği, ayrılmanın gerçekleştiği duvar ile birleşmenin gerçekleştiği duvar arasındaki düşeydeki mesafedir. Başka bir deyişle, BFS geometrisinde kanal tabanına

yerleştirilmiş olan basamağın yüksekliği olarak da tanımlanabilir. Bu yüksekliğin bir diğer adı da genişleme oranıdır. Genişleme oranı genişlemeden önceki ve sonraki step yüksekliklerinin oranı olarak tanımlanabilir. Step yüksekliğinin ayrılma alanı üzerindeki etkilerini inceledikleri çalışmalarında Chen vd. [35], step yüksekliği arttıkça birincil ve ikincil ayrılma vortekslerinin de boyut olarak büyüdüğünü gözlemlemişlerdir. Aynı sonuç, Eaton ve Johnston [36] tarafından da vurgulanmıştır. Ayrılma bölgesi üzerinde önemli olan bir diğer önemli etken de kanalın yatay genişliği, yani açıklık oranıdır (aspect ratio). Brederode ve Bradshaw [66], kanal açıklık oranının dar olduğu durumlarda, genişleme bölgesinin iki boyutlu yapısını kaybettiğini ve ayrılma uzunluğunun değiştiğini vurgulamışlardır.

Ayrılma noktasından önceki akımın özellikleri de ayrılma bölgesi üzerinde etkili olmaktadır. Bu özellikler arasında ayrılma öncesi sınır tabakanın türbülans rejimi ve gelen akımın içerdiği türbülans yoğunluğu sıralanabilir.

Ayrılma noktası öncesindeki sınır tabakanın, laminar, türbülanslı ya da geçiş akımı durumunda olması ayrılma bölgesi uzunluğuna etki etmektedir. Adams ve Johnstone [67], deneysel çalışmalarında, ayrılma bölgesi uzunluğunun gelen akım sınır tabakasının laminar olması durumunda Re sayısı arttıkça ayrılma bölgesi uzunluğunun da arttığını saptamıştır. Ancak sınır tabaka geçiş akımı durumuna geçtiğinde ayrılma uzunluğunun bir miktar kısaldığını ve türbülanslı akım durumunda sabit bir değere ulaşarak Re sayısından etkilenmediğini vurgulamışlardır. Benzer sonuçlara Nadge ve Govardhan [68] tarafından da ulaşılmış ve gelen akımının sınır tabakasının türbülanslı rejimde olması durumunda ayrılma uzunluğunun Re sayısı ile değişmediğini gözlemlemişlerdir.

Gelen akımdaki türbülans yoğunluğu da ayrılma bölgesi üzerinde etkili olmaktadır. Isomoto ve Honami [69], ayrılma öncesi akımdaki türbülans yoğunluğu arttıkça ayrılma bölgesi uzunluğunun azaldığını gözlemişlerdir. Aynı sonuç Eaton ve Johnstone [36] tarafından da vurgulanmıştır.

Ayrılma bölgesindeki vorteks alanının özellikleri ve ayrılma sonrası yeniden tutunma bölgesinde neden olduğu değişimler farklı araştırmacılar tarafından incelenmiştir. Jovic ve Driver [70], düşük Reynolds sayılarının step akımı geometrisinde oluşturduğu ayrılma bölgesini deneysel olarak incelemiştir. Çalışma sonucunda, hem ayrılma bölgesi

içerisinde, hem de sonrasındaki akım bölgesindeki hız, türbülans gerilmeleri, yüzey sürtünme katsayıları ve basınç katsayısı değişimleri ayrıntılı olarak sunulmuştur.

Kasagi ve Matsunaga [71], ayrılma akımı bölgesini deneysel olarak incelemiş ve türbülans alanının detaylı bir analizini yapmıştır. Çalışma sonucunda, Reynolds stres tensörü bileşenlerinin maksimum değerlerine ayrılma noktası sonrasında ulaştığını gözlemişlerdir. Ayrıca, türbülans kinetik enerjisi bütçesi değişiminin analizini de yapmışlar ve ayrılma bölgesinde türbülans yayılım bileşeninin enerji bütçesindeki baskın terim haline geldiğini vurgulamışlardır.

Le vd.[33], step akımının direk ediler simülasyonu (DNS) yaklaşımıyla sayısal modellemesini yapmışlar ve ana akım ve türbülans alanlarında ayrılma sonrası oluşan etkiyi incelemişlerdir. Çalışma sonucunda, resirkülasyon bölgesinde yüksek negatif sürtünme dirençleri olduğunu gözlemlemişlerdir. Bunun yanında, sınır tabaka yapısındaki değişimleri de incelemişler ve sınır tabaka hız profillerinin evrensel duvar yasası profilinden sapma gösterdiği ve bu sapmaların ana akımın yeniden tutunma bölgesinde de gözlemlendiğini belirtmişler, sınır tabakadaki bozulmanın akımın yeniden düzelleme bölgesinde de sürdüğünü vurgulamışlardır.

Bu çalışmaların dışında, ayrılma akımlarının DNS [72], [73], LES [74], [75], RANS [76], [77] ve DES [78] gibi farklı yaklaşımlarla sayısal modellemesini gerçekleştiren pek çok çalışma mevcuttur. Arica, akım ayrılmasının ısı transferine etkisi [79]–[82], literatürdeki yaygın inceleme alanlarından bir tanesidir. Bunların yanında, pratik uygulamalarda sıklıkla rastlanan durumların, gelen akımın pulzasyonu [83], akım ayrılması geometrisindeki yüzey pürüzlülüğü [84] ya da ayrılma öncesi akımın ayrılma noktasına gelme açısı [85] gibi farklı değişkenlerin ayrılma bölgesi üzerindeki etkileri çeşitli araştırmacılar tarafından incelenmiştir.

1.3 Tezin Amacı

Bu tez çalışmasının amacı, Taylor-Couette-Poiseuille akımında, akım doğrultusunda gerçekleşen ayrılmanın hidrodinamik alan ve türbülans alanına etkisini incelemektir. Halkasal akımlarda geometrinin ani genişlemesi sebebiyle akım ayrılmalarının görülmesi, pek çok mühendislik uygulamasında gözlenen bir durumdur. Bu tez çalışması ile akım içerisinde ayrılma sebebiyle oluşan etkilerin geniş bir Reynolds sayısı ve Taylor sayısı aralığında analiz edilerek niteliğinin araştırılması hedeflenmektedir. Böylelikle, pratik uygulama bakımından karşılığı olan bir akım tipinde yeni bir kayıp mekanizması tanımlanması amaçlanmaktadır.

1.4 Hipotez

Taylor-Couette-Poiseuille akımında eksenel akım ile iç silindirdeki dönme sebebiyle akım alanına eklenen teğetsel hızın dengesi akım alanını şekillendirmekte ve stabilitesini etkilemektedir. İki hız bileşeninin etkileşimi, oldukça karmaşık yapıda olup, farklı eksenel-teğetsel hız çiftleri için akım alanının yapısı değişmektedir. Akım ayrılmalarının hem ayrılma bölgesinde, hem de sonrasındaki alanda önemli etkilerinin olduğu literatürde sıklıkla vurgulanan bir durumdur. Bu iki akış fenomeni birleştirildiğinde, ortaya farklı bir akım alanı çıkacağı öngörülmüştür. Geometrideki ani genişleme sebebiyle oluşan akım ayrılmasının, Taylor-Couette-Poiseuille akımının karakterini önemli ölçüde değiştireceği, ana akım ve türbülans bileşenlerinin eksenel-teğetsel hız dengesiyle oluşan yapısının farklılaşacağı ve mekanik enerji kaybını arttıracacağı düşüncesi, tez çalışmasının hipotezini oluşturmaktadır.

1.5 Özgün Değer

Taylor-Couette-Poiseuille akımında iç silindirdeki dönme hareketinin ya da eksenel akımın etkisini inceleyen çalışmalar literatürde mevcuttur. Ancak bu çalışmalarda, söz konusu parametreler için test edilen değer aralıkları, mevcut tez çalışmasına kıyasla kısıtlı kalmaktadır. TCP akımına ait ana akım ve türbülans alanına ait değişkenlerin oldukça geniş bir eksenel ve teğetsel hız aralığında incelenmesi, çalışmanın özgün yanlarından birini oluşturmaktadır.

TCP akımında geometrik genişlenin ve akım ayrılmasının incelendiği bir çalışmaya ise, açık literatürde rastlanamamıştır. Bu yönüyle bakıldığında tez çalışması, bu alandaki ilk araştırma olma niteliğini taşımaktadır. Konuya diğer bir bakış açısıyla yaklaşılabilecek olursa da, endüstriyel uygulamalar ve akışkanlar mekaniği teorisi alanlarında önem arz eden ayrılma akımlarında farklı bir parametrenin etkilerinin incelendiği görülecektir. Literatürde genellikle aksenal akımın ve bu akım şartlarındaki çeşitli farklılıkların ayrılma akımları üzerindeki etkileri incelenmektedir. Aynı akım alanına hem aksenal hız, hem de bu hızın normali yönündeki ikinci bir hız bileşeni, yani iç silindir dönüşü kaynaklı teğetsel hız etki ettiğinde akım ayrılması dinamiklerinde oluşacak değişimlerin incelenmesi, tez çalışmasının bir başka özgün yanını oluşturmaktadır.

MATEMATİK TEMELLER

Tez çalışmasında konu alınan problemin çözümünde kullanılan temel denklemler bu bölümde sunulmaktadır. Çalışmada çözümü gerçekleştirilen yönetici denklemler, diğer tüm akışkanlar mekaniği problemlerinde olduğu gibi, korunum denklemleridir. Zira bu denklemler gerçek akışkanın hareketini ifade eden denklemlerdir. Söz konusu denklemler kütlelenin korunumu (1 denklem) ve momentumun korunumu (3 denklem) denklemleridir. Ayrıca enerji transferinin etkin olduğu problemlerde kullanılan enerjinin korunumu denklemi de mevcuttur.

Söz konusu diferansiyel denklemler, uygulanan geometri ve akış tipinde analitik çözüm mümkün olmadığı için, hesaplamalı akışkanlar dinamiği yöntemleri yardımıyla sayısal olarak çözülmüştür.

2.1 Yönetici Denklemler

Bu tez çalışmasında çözümü gerçekleştirilen problem gereği akış sıkıştırılamaz olarak kabul edilmiştir. Dolayısıyla, bu bölümde sunulan yönetici denklemler sıkıştırılamaz akışa ait Navier-Stokes denklemleridir. Fizik kanunları akışkanlar mekaniği problemlerine uygulandığında elde edilen korunum prensiplerinden ilki kütlelenin korunumudur. Kütlelenin korunumu (süreklilik) denklemi:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad 2.1$$

şeklindedir. İkincisi ise momentumun korunumu denklemidir:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + g_{x_i} + \nu \left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \right) \quad 2.2$$

Burada ν kinematik viskoziteyi, ρ yoğunluğu ifade etmektedir.

2.2 Sonlu Hacimler Yöntemi

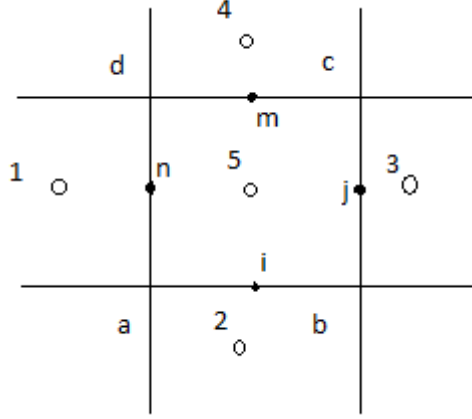
Daha önce de ifade edildiği üzere, akışkanlar mekaniğinin temel diferansiyel denklemlerini her geometri ve akış durumu için analitik olarak çözmek mümkün değildir. Bu nedenle söz konusu denklemler çeşitli yaklaşımlar yardımıyla sayısal olarak çözülür. Diferansiyel denklemleri cebirsel hale getirerek çözümünü mümkün kılan bu sayısal çözümler, temel olarak sonlu farklar, sonlu hacimler ve sonlu elemanlar başlıkları altında toplanabilir. Sonlu hacimler yöntemi, sonlu farklar yönteminin özelleşmiş bir biçimidir. Sonlu farklar yöntemi diferansiyel formdaki denklemlerin çözümüne uygunken, sonlu hacimler yöntemi integral formdaki denklemlere uygulanır. Böylece çözüm alanı daha küçük sonlu hacimlere bölünerek her eleman için ayrı integrasyon yapılır ve hesaplama gerçekleştirilir.

Günümüzde ticari yazılımların büyük bölümü, akışkanlar mekaniği problemlerini çözmek için sonlu hacimler metodunu kullanmaktadır. Bu tez çalışmasında kullanılan ticari yazılımda [86] yönetici denklemlerin ayrıklaştırılması için sonlu hacimler yöntemi kullanılmaktadır. Sonlu hacimler metodunun genel formülasyonu aşağıdaki gibidir [87]:

Zamana bağlı ve iki boyutlu bir diferansiyel denklem düşünölsün;

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} = 0 \quad 2.3$$

Çözümü gerçekleştirilen akış alanı içerisinde keyfi olarak bir bölge seçilmiş olsun. Bu bölge şekil 2.1’de gösterilmektedir.



Şekil 2.1 Çözüm ağı içerisindeki örnek bölge

Akış alanını bu şekilde daha küçük bölgelere ayırma işlemi çözüm ağı oluşturma olarak isimlendirilir. Şekil 2.1'deki a, b, c, d noktaları çözüm ağının kesiştiği noktaları, 1, 2, 3, 4 noktaları ise her bir elemanın merkez noktalarını temsil etmektedir. i, j, m, n ise kenarların orta noktalarıdır. Denklem 2.3 abcd noktalarının oluşturduğu alan etrafında integre edilirse:

$$\int_{abcd} \left(\frac{\partial Q}{\partial t} \right) dx dy = - \int_{abcd} \left(\frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} \right) dx dy \quad 2.4$$

ifadesi elde edilir. Yüzey integral biçiminde olan denklemin sağ tarafını Green Teorisi yardımıyla çizgisel integrale dönüştürürsek:

$$\int_{abcd} \left(\frac{\partial Q}{\partial t} \right) dx dy = - \oint_{abcd} (E dy - F dx) ds \quad 2.5$$

denklemini elde edilir. Bu denklem sonlu hacimler metodunda ayrıklaştırmaya temel oluşturan denklemdir. Ayrıklaştırma uygulandığında tüm akış alanı için çözüm yapılacak bölgeler belirlenmiş olur. Denklem 2.5 abcd noktalarını kullanarak düğüm noktası tipi, ya da elemanların merkez noktaları olan 1, 2, 3, 4 ve 5 noktalarını kullanarak hücre merkezli olarak ayrıklaştırılabilir. Bu tez çalışmasında kullanılan ticari kod, hücre merkezli ayrıklaştırmaya başvurmaktadır.

Denklem 2.5 hücre merkezli formülasyonu kullanılarak ayrıklaştırıldığında şu ifade elde edilir:

$$\left(\frac{Q_5^{n+1} - Q_5^n}{\Delta t} \right) A_{abcd} = - \left[E_i \Delta y_{ab} + E_j \Delta y_{bc} + E_m \Delta y_{cd} + E_n \Delta y_{da} \right] + \left[F_i \Delta x_{ab} + F_j \Delta x_{bc} + F_m \Delta x_{cd} + F_n \Delta x_{da} \right] \quad 2.6$$

Böylece çözülen diferansiyel denklem cebirsel biçime getirilmiş olur. Burada çözülen bağımsız değişkene ait bilgi, komşu hücrelerin merkez noktalarından alınarak hesaplanmaktadır. Burada A_{abcd} , şekil 2.1'in merkezindeki çözüm yapılan elemanın alanını göstermektedir. ab, bc, cd, da ise kenarları temsil etmektedir. Denklem 2.6'da yer alan Δx ve Δy mesafelerini tespit etmek için ise çözüm ağı kesişim noktalarının koordinatları kullanılır:

$$\begin{aligned} \Delta y_{ab} &= y_b - y_a, & \Delta y_{bc} &= y_c - y_b, & \Delta y_{cd} &= y_d - y_c, & \Delta y_{da} &= y_a - y_d \\ \Delta x_{ab} &= x_b - x_a, & \Delta x_{bc} &= x_c - x_b, & \Delta x_{cd} &= x_d - x_c, & \Delta x_{da} &= x_a - x_d \end{aligned} \quad 2.7$$

Denklem 2.6'nın çözümü için bir diğer gereken ise hesaplanan E ve F değişkenlerinin kenarların orta noktalarındaki değerleridir. Bu değerler de, hücre merkezlerindeki değerlerden ortalama alınarak bulunur:

$$E_i = \frac{1}{2}(E_5^* + E_2^*), \quad E_j = \frac{1}{2}(E_5^* + E_3^*) \quad 2.8$$

$$E_m = \frac{1}{2}(E_5^* + E_4^*), \quad E_n = \frac{1}{2}(E_5^* + E_1^*) \quad 2.9$$

$$F_i = \frac{1}{2}(F_5^* + F_2^*), \quad F_j = \frac{1}{2}(F_5^* + F_3^*) \quad 2.10$$

$$F_m = \frac{1}{2}(F_5^* + F_4^*), \quad F_n = \frac{1}{2}(F_5^* + F_1^*) \quad 2.11$$

Burada değişkenlerin üzerindeki * işareti, değişkenlerin bir önceki zaman adımında hesaplanan değerlerinin kullanıldığını göstermektedir. Bu tarz değer seçimine açık şema ismi verilmektedir. Eğer değişken değerleri bir önceki hesaplanan zaman adımından değil, çözümü gerçekleştirilen zaman adımıdaki değerler olarak alınırsa şema kapalı şema olarak isimlendirilir. Bu tez çalışmasında kapalı şema kullanılmıştır.

2.3 Türbülans Modellemesi

Türbülanslı akışlarda hız, basınç gibi değerler türbülans çalkantılarının etkisiyle anlık olarak değişmektedir. Bu nedenle her değişken anlık değer ve çalkantı bileşeni olmak üzere iki parçaya ayrılır.

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad 2.12$$

Burada ϕ basınç, sıcaklık, hız gibi bir değişkeni temsil etmektedir. Anlık olarak değişen bu değerlerin hesaplamalarda kullanılması anlamlı olmadığından, bu değerler ortalama alınarak kullanılır. Söz konusu ortalama alma işlemine Reynolds ortalaması denir. Bu ortalama zamansal, konumsal ya da başka biçimlerde yapılabilir. Reynolds ortalaması sonucu ortalama ve çalkantı bileşenlerinin toplamı biçiminde ifade edilen değişkenler, bu şekilde Navier-Stokes denklemindeki yerine yazılır ve düzenlenirse vektörel formda aşağıdaki biçimde ifade edilir:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \bar{\mathbf{v}}) = 0 \quad 2.13$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{\mathbf{v}}) + \nabla \cdot (\rho \bar{\mathbf{v}} \otimes \bar{\mathbf{v}}) = -\nabla \cdot \bar{p} \mathbf{I} + \nabla \cdot (\mathbf{T} + \mathbf{T}_t) + \mathbf{f}_b \quad 2.14$$

Bu denklemler Reynolds Ortalamalı Navier-Stokes Denklemleri (RANS) olarak isimlendirilir. Burada ρ yoğunluk, $\bar{\mathbf{v}}$ ve $\bar{p}$ ortalama hız ve basınç, $\mathbf{I}$ birim tensör, $\mathbf{T}$ viskoz stres tensörü ve $\mathbf{f}_b$ ise yerçekimi yada santrifüj kuvveti gibi bir kütleli kuvvettir. Bu denklemlerin Tensörel gösterimi ise şu şekildedir:

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad 2.15$$
$$\rho \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \right) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \rho \overline{u_i u_j} \right) + \tilde{F}_i \quad 2.16$$

Denklem 2.14 ve 2.16 aslında, sağ tarafta yer alan $\mathbf{T}_t$ (ya da denklem 2.16'da $-\overline{u_i u_j}$) terimi hariç orijinal Navier-Stokes denkleminin aynısıdır. Eklenen bu yeni terim ise Reynolds stres tensörü ismini alır ve türbülansın hareket denklemine katkısını ifade eder.

$$T_t = -\rho \begin{pmatrix} \overline{u'u'} & \overline{u'v'} & \overline{u'w'} \\ \overline{u'v'} & \overline{v'v'} & \overline{v'w'} \\ \overline{u'w'} & \overline{v'w'} & \overline{w'w'} \end{pmatrix} \quad 2.18$$

Reynolds stres tensörü, yani türbülansın denkleme dâhil olması Navier-Stokes denkleminin çözümü güçleştirmektedir. Çünkü orijinal denklemde basınç ve hız (u,v,w) olmak üzere çözülmesi gereken 4 değişkene karşılık 4 denklem (1 süreklilik ve 3 hareket denklemi) yer aldığından çözümü mümkündür. Ancak Reynolds stres tensörüyle birlikte çözülmesi gereken 6 terim daha eklenirken, bu terimlerin karşılığı olan yeni bir denklem mevcut değildir. Bu probleme “*kapanma problemi*” ismi verilir.

Kapama probleminin aşılabilmesi için türbülans gerilmesi terimlerinin ana akım terimleri cinsinden ifade edilmesi, yani modellenmesi gerekir. Bu işlem istatistiksel metotlar kullanılarak geliştirilmiş olan türbülans modelleri yardımıyla yapılır. RANS denklemlerindeki türbülans gerilmelerini modellemede kullanılan yaklaşımların başlıcaları:

- i. Eddy viskozite modelleri
- ii. Reynolds stres taşınım modelleridir.

Eddy viskozite modelleri Bousinnesq hipotezi yardımıyla türbülans gerilmesi terimlerini bir türbülans viskozitesi biçiminde tanımlar ve Navier-Stokes denklemindeki moleküler viskoziteye dahil ederek türbülans etkilerini orijinal denklemde temsil eder. Reynolds stres taşınım modelleri ise, gerilme terimlerini geliştirilen yönetici taşınım denklemleri yardımıyla doğrudan hesaplar. Bu tez çalışmasında, akıştaki türbülans alanını modellemek amacı ile Reynolds stres taşınım türbülans modeli kullanılmıştır.

2.3.1 Reynolds Stres Taşınım (RSS) Türbülans Modeli

Reynolds stres taşınım modelleri türbülans gerilmelerini ayrı ayrı hesaplar. Ayrıca, türbülans anisotropisini de içerdiği için, dönme, yüksek gerilme oranı ve akım hattı eğriliği içeren kompleks akışları modellemede Eddy viskozite modellerine nazaran daha hassas çözüm yapması mümkündür. Türbülans gerilmesi terimlerini hesaplamak için kullanılan Reynolds stres taşınım denklemi [86]:

$$R = \frac{T_t}{\rho} \quad 2.19$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho R) + \nabla \cdot (\rho R \bar{\mathbf{v}}) = \nabla \cdot \mathbf{D} + \mathbf{P} + \mathbf{G} - \frac{2}{3} \rho I \Upsilon_M + \underline{\phi} + \underline{\varepsilon} + S_R \quad 2.20$$

şeklindedir. Burada:

ρ yoğunluk

$\bar{\mathbf{v}}$ ortalama hız

$\mathbf{D}$ Reynolds stres difüzyon

$\mathbf{P}$ türbülans üretimi

$\mathbf{G}$ yüzme üretimi (buoyancy production)

I birim tensör

Υ_M genleşme yayını (dilatation dissipation)

$\underline{\phi}$ basınç gerilme tensörü

$\underline{\varepsilon}$ türbülans yayılım oranı tensörü

S_R kullanıcı tanımlı kaynaktır

Bu terimlerin ayrı ayrı ifadeleri mevcuttur. Yayılım (dissipation) basitçe ifade edilebilir:

$$\underline{\varepsilon} = \frac{2}{3} \varepsilon I \quad 2.21$$

Burada ε isotropik türbülans yayınıdır. Geriye kalan terimler için 7 denklem çözülmesi gerekmektedir. Bunlardan altısı Reynolds gerilmeleri için (Reynolds gerilme tensörü simetrik bir tensördür), bir denklem de isotropik türbülans yayını içindir. Bu denklemler aşağıda verilmiştir:

Reynolds Stres Difüzyonu

$$\mathbf{D} = \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla \mathbf{R} \quad 2.22$$

Burada μ dinamik viskozite, σ_k ise model katsayısıdır. Türbülans viskozitesi μ_t ise aşağıdaki şekilde hesaplanır:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad 2.23$$

Burada C_μ model katsayısıdır. Türbülans kinetik enerjisi k ise şu şekilde tanımlanır:

$$k = \frac{1}{2} \text{tr} (R) \quad 2.24$$

Burada $\text{tr} (R)$ Reynolds stres tensörünün izidir (trace of the Reynolds stress tensor).

Türbülans Üretimi

Türbülans üretimi modellemeye başvurmadan direkt olarak elde edilir:

$$P = -\rho \left(R \cdot \nabla \bar{\mathbf{v}}^T + \nabla \bar{\mathbf{v}} \cdot R^T \right) = -\rho \left(R \cdot \nabla \bar{\mathbf{v}}^T + \nabla \bar{\mathbf{v}} \cdot R \right) \quad 2.25$$

Kaldırma Üretimi

Sabit yoğunluklu akışkanlarda kaldırma üretimi, Boussinesq yaklaşımı kullanılarak modellenir:

$$G = \beta \frac{\mu_t}{Pr_t} (\nabla \bar{T} \cdot \mathbf{g}) \quad 2.26$$

Burada β termal genişleme katsayısı, $\mathbf{g}$ yerçekimi vektörü, Pr_t türbülans Prandl sayısı, $\bar{T}$ ise ortalama sıcaklıktır.

Türbülans Yayınım Oranı

İsotropik türbülans yayılım oranı " ε " ayrı bir taşınım denklemi yardımıyla tespit edilir:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \varepsilon) + \nabla \cdot (\rho \varepsilon \bar{\mathbf{v}}) = \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right] + \frac{\varepsilon}{k} \left[C_{\varepsilon 1} \left(\frac{1}{2} \text{tr} (P) + \frac{1}{2} C_{\varepsilon 3} \text{tr} (G) \right) - C_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon \right] \quad 2.27$$

Burada $C_{\varepsilon 1}$ ve $C_{\varepsilon 2}$ model katsayılarıdır. Bir diğer katsayı $C_{\varepsilon 3}$ ise aşağıdaki gibi hesaplanır:

$$C_{\varepsilon 3} = \tanh \frac{|v_b|}{|u_b|} \quad 2.28$$

Burada v_b ve u_b , yerçekimi vektörüne (g) paralel ve dik olan hız bileşenleridir.

Genleşme Yayınımı Oranı

Genleşme yayınımı aşağıdaki gibi modellenir:

$$\Upsilon_M = \frac{C_M k \varepsilon}{c^2} \quad 2.29$$

Burada C_M model katsayısı, c ses hızıdır.

Kullanılan tüm model katsayıları çizelge 2.1 de verilmiştir.

Çizelge 2.1 Modelde kullanılan kapama katsayıları

Katsayı	σ_k	σ_ε	C_M	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	C_μ
Değeri	0.82	1	2	1.44	1.92	0.09

2.3.2 Lineer Basınç-Gerinme Modeli

Reynolds stres taşınım denkleminde yer alan basınç gerinme (strain) tensörünün modellenmesi ise daha karmaşıktır. Bu tez çalışmasında, basınç-gerinme tensörünün çözümü için iki bölge lineer basınç gerinme modeli kullanılmıştır (Two Layer Linear Pressure-Strain Model) [86]:

$$\underline{\phi} = \underline{\phi}_s + \underline{\phi}_r + \underline{\phi}_{r,b} + \underline{\phi}_{1w} + \underline{\phi}_{2w} \quad 2.30$$

Modelin içerdiği beş terim: yavaş terim $\underline{\phi}_s$, hızlı terim $\underline{\phi}_r$, bunların ayrı ayrı duvar yansıma terimleri $\underline{\phi}_{1w}$ $\underline{\phi}_{2w}$ ve yüzme katkısı terimi $\underline{\phi}_{r,b}$ 'dir.

Yavaş basınç gerinme terimi $\underline{\phi}_s$ aşağıdaki gibi modellenir:

$$\underline{\phi}_s = -C_1 \rho \frac{\varepsilon}{k} \left(R - \frac{2}{3} k I \right) \quad 2.31$$

Burada C_1 model katsayısı, ρ yoğunluk, k türbülans kinetik enerjisi, I birim tensördür.

Hızlı basınç gerinme terimi ϕ_r aşağıdaki gibi ifade edilir:

$$\phi_r = -C_2 \left[P - \frac{1}{3} I \text{tr} (P) \right] \quad 2.32$$

Burada C_2 model katsayısıdır. P ise Reynolds stres taşınım denklemindeki türbülans üretimi terimi gibi hesaplanır:

$$P = -\rho \left(R \cdot \nabla \bar{\mathbf{v}}^T + \nabla \bar{\mathbf{v}} \cdot R^T \right) = -\rho \left(R \cdot \nabla \bar{\mathbf{v}}^T + \nabla \bar{\mathbf{v}} \cdot R \right) \quad 2.33$$

Yüzme katkısı terimi $\phi_{r,b}$ aşağıdaki gibi modellenir:

$$\phi_{r,b} = -C_3 \left[G - \frac{1}{3} I \text{tr} (G) \right] \quad 2.34$$

Burada C_3 model katsayısıdır. G ise Reynolds stres taşınım denklemindeki yüzme üretimi terimi gibi hesaplanır:

$$G = \beta \frac{\mu_t}{Pr_t} (\nabla \bar{T} \cdot \mathbf{g}) \quad 2.35$$

Yavaş duvar-yansıma terimi $\phi_{1\omega}$ aşağıdaki gibi modellenir:

$$\phi_{1\omega} = \rho C_{1\omega} \frac{\varepsilon}{k} \left[(R:N)I - \frac{3}{2} (R \times N + N \times R) \right] f_w \quad 2.36$$

Burada $C_{1\omega}$ model katsayısıdır. N ise $N = n \otimes n$ şeklinde hesaplanır. f_w 'nin hesaplanması ise şu şekilde yapılır:

$$f_w = \min \left(\frac{k^{3/2}}{C_l \varepsilon d}, f_w^{\max} \right) \quad 2.37$$

Burada C_l ve $f_w^{\max}$ model katsayılarıdır. d ise duvara uzaklıktır.

Hızlı duvar-yansıma teriminin $\phi_{2\omega}$ modellenmesi aşağıdaki gibidir:

$$\phi_{2w} = C_{2w} \left[\left(\phi_r : N \right) I - \frac{3}{2} \left(\phi_r \cdot N + N \cdot \phi_r \right) \right] f_w \quad 2.38$$

Burada C_{2w} model katsayısıdır. Kullanılan model katsayıları çizelge 2.2 de verilmiştir:

Çizelge 2.2 Kullanılan model katsayıları

Katsayı	C_3	C_l	$f_w^{\max}$
Değeri	0.5	2.5	1

Geriye kalan C_1 , C_2 , C_{1w} ve C_{2w} katsayıları, tek bölge basınç-gerinme modellerinde sabit bir değer alırken, tez çalışmasında kullanılan iki bölge modeli gereği ayrıca hesaplanır.

İki bölge yaklaşımında hesaplama alanı iki alana ayrılır. Duvar yakını ve duvardan uzak bölgede çeşitli değerler duvar uzaklığının fonksiyonu olacak şekilde farklı farklı hesaplanarak sınır tabakanın viskoz alt bölgesinin daha iyi çözülebilmesine olanak tanır[86].

İki bölge yaklaşımında C_1 , C_2 , C_{1w} ve C_{2w} katsayılarının hesaplanması aşağıdaki gibidir:

Çizelge 2.3 İki bölge yaklaşımında kullanılan katsayılar

C_1	C_2	C_{1w}	C_{2w}
$1 + 2.58 a a_2^{1/4} \left\{ 1 - \exp \left[\left(- \frac{Re_t}{150} \right)^2 \right] \right\}$	$0.75 \sqrt{a}$	$-\frac{2}{3} C_1 + 1.67$	$\max \left(\frac{4C_2 - 1}{6C_2}, 0 \right)$

Buradaki a parametresi ve tensör invaryantları şu şekilde tanımlanır:

$$a = 1 - \frac{9}{8} (a_2 - a_3) \quad 2.39$$

$$a_2 = A : A \quad 2.40$$

$$a_3 = A_{ik} A_{kj} A_{ji} \quad 2.41$$

Anisotropi tensörü A ise şu şekilde tanımlanır:

$$A = \frac{R}{k} - \frac{2}{3} I \quad 2.42$$

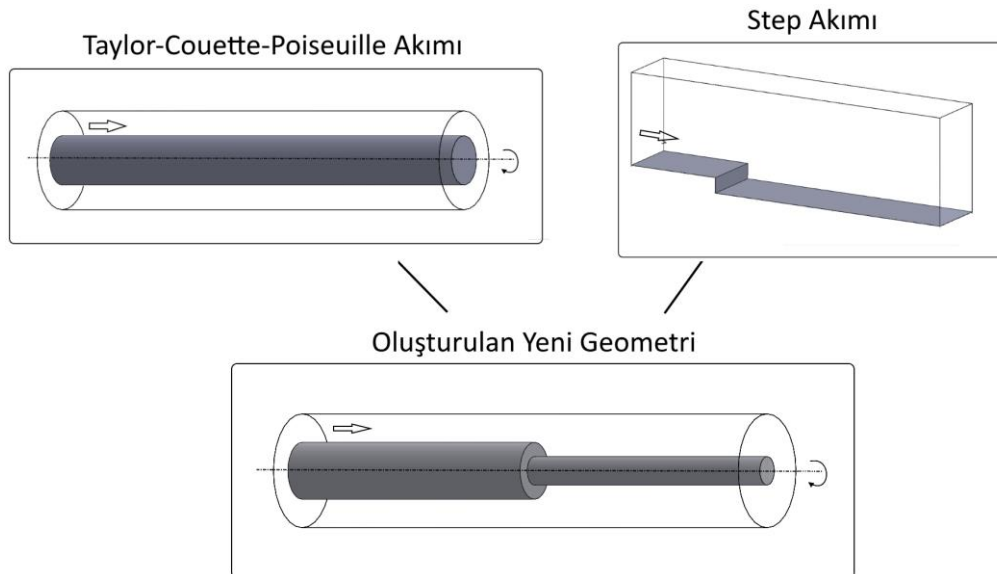
Türbülans Reynolds Sayısı Re_t 'nin hesaplanması ise şu şekildedir:

$$Re_t = \frac{k^2}{\nu \varepsilon} \quad 2.43$$

Burada k türbülans kinetik enerjisi, ε türbülans yayılım oranı, ω ise özgül yayılım oranıdır.

ÇÖZÜM YÖNTEMİ

Taylor-Couette-Poiseuille (TCP) sisteminde akım ayrılmasının, akış ve türbülans alanına etkisini inceleyebilmek amacıyla klasik TCP geometrisinde değişikliğe gidilmiştir. Dönen iç silindir üzerinde ani bir çap değişimi oluşturularak akım geometrisinde bir süreksizlik yaratılmış ve akışın bu noktada katı duvardan ayrılması sağlanmıştır. Literatürde, ayrılma akışlarının temsili için oluşturulan bu tarz akış geometrisi Step (basamak) Akımı (Backward Facing Step Flow) olarak anılmaktadır. Bu yönden bakıldığında çözülen akış geometrisi iki temel problemin birleşiminden oluşmaktadır. Akış geometrilerin şematik gösterimi şekil 3.1.de verilmektedir.



Şekil 3.1 Akış geometrilerinin şematik gösterimi

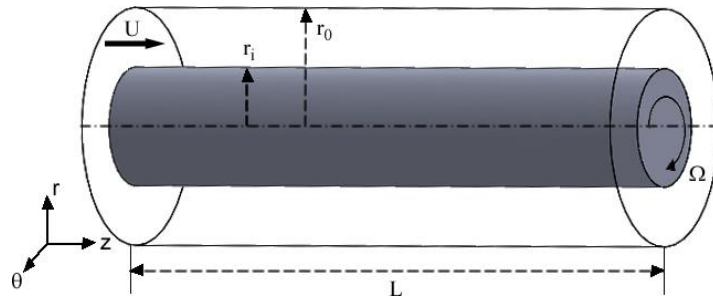
Hem doğrulama çalışmalarında, hem de akım alanı incelemelerinde, önce klasik TCP akımı ve Step akımı çözülmüş, daha sonra yeni oluşturulan TCP+Step geometrisi çözümlenerek kıyaslanmıştır. Bu sebeple tezin bu bölümünde ve ilerleyen bölümlerde üç ayrı geometri ayrı bölümler halinde ve verilen sırayla incelenecektir.

3.1 Taylor-Couette-Poiseuille Akımı

Taylor-Couette-Poiseuille akımı sabit bir dış silindir ile dönen bir iç silindir arasında kalan boşlukta basınç gradyeninin etkisiyle gerçekleşen akıdır. Bu sistemde akış alanı, hem akışkanın harekete zorlayan eksenel yöndeki basınç gradyeninin etkisiyle, hem de dönmekte olan iç silindirin duvarının uyguladığı teğetsel yöndeki kayma kuvvetinin etkisiyle oluşturulur. Ayrıca bu tarz dönel akımlarda karşılaşılan üç boyutluluk, duvar etkisi, uygulanan eksenel akış, geçiş akımı bölgeleri, duvar elemanlarının göreceli hareketleri, anisotropik türbülans ve yüksek dönüş hızı gibi etkiler, akışı oldukça karmaşık hale getirmekte ve sayısal olarak modellenmesini güçleştirmektedir. Bu durum da, hassas bir sayısal çözüm gerektirmektedir [26]. Problemin geometrik ayrıntıları ve çözüm prosedürü aşağıda sunulmaktadır.

3.1.1 Geometri ve Ağ Yapısı

Probleme ait geometrinin şematik görünümü şekil 3.2’de verilmektedir. Burada, eşmerkezli silindirlere dıştaki sabit iken, iç silindir bir Ω açısal hızıyla kendi ekseninde dönmektedir. Ayrıca silindirler arasında kalan bölgedeki akışkan bir U eksenel hızıyla harekete zorlanmaktadır. İç silindir yarıçapı r_i , dış silindir yarıçapı ise r_o ’dur. Silindir uzunluğu ise L ’dir. Çözümler iki farklı iç silindir yarıçapı için gerçekleştirilmiştir. Bu durumun amacı sayısal prosedür bölümünde açıklanacaktır.



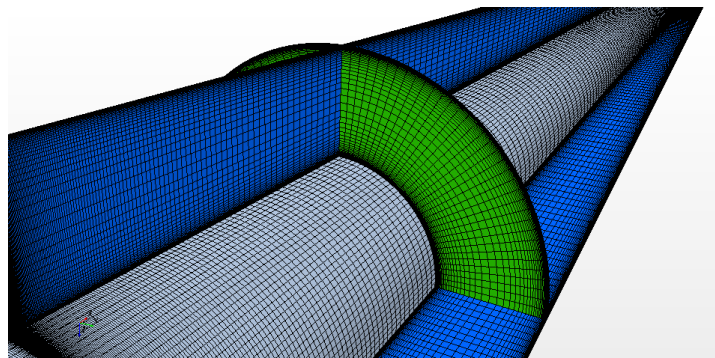
Şekil 3.2 Taylor-Couette-Poiseuille akımı geometrisinin şematik görünümü

Oluşturulan geometri, doğrulama çalışması da yapılabilmesi için Escudier vd. [47] tarafından gerçekleştirilen deneyle aynı özellikleri taşımaktadır. Taylor-Couette-Poiseuille akımına ait geometrik ayrıntılar çizelge 3.1’de verilmektedir.

Çizelge 3.1. Taylor-Couette-Poiseuille akımı probleminin geometrik ayrıntıları

<i>Parametre</i>	<i>Simgesi</i>	<i>Değeri</i>
İç silindir yarıçapı	r_{i-1}, r_{i-2}	0.0254 m, 0.0158 m
Dış silindir yarıçapı	r_o	0.0502 m
Yarıçap oranı	$r^* \left(\frac{r_i}{r_o} \right)$	0.505 , 0.315
Hidrolik yarıçap	$s \left(r_o - r_i \right)$	0.0248 m, 0.0344 m
Genişleme oranı	$L_z \left(\frac{L}{r_o - r_i} \right)$	100, 71

Seçilen iki yarıçap oranı için de aynı silindir uzunluğu kullanılmıştır. Bu sebeple özellikle yüksek Reynolds sayılarında, akımın tam olarak geliştiğinden emin olmak adına büyük bir genişleme oranı seçilmiştir. Taylor-Couette-Poiseuille geometrisinin çözümü için oluşturulan ağ yapısı şekil 3.3’te verilmektedir. Ağ yapısı, hem iç silindir üzerinde, hem de tüm akış alanının görülebilmesi amacıyla iç silindire duvar normali yönünde yerleştirilen düzlemler üzerinde gösterilmiştir.



Şekil 3.3 Taylor-Couette-Poiseuille probleminin çözümü için oluşturulan ağ yapısı

Ağ yapısı oluşturulurken tümüyle yapısal hexahedral çözüm elemanları kullanılmıştır ve yüksek hız gradyenlerini yakalayabilmek amacıyla iç ve dış silindir yakınlarındaki bölgede duvar normalı yönünde sıklaştırılmıştır. Eksenel ve teğetsel yönde ise üniform dağılım yapılmıştır. Çözüm bölgesi eksenel (z), teğetsel (θ) ve duvar normalı (r) yönlerinde sırasıyla 535x140x60 çözüm elemanına bölünmüştür. Daha küçük iç silindir çaplı (r_{i-2}) geometri için kullanılan çözüm elemanı adedi 535x140x95'tir. Bu değerlere ileri bölümlerde sunulacak olan doğrulama çalışmaları sonucunda ulaşılmıştır.

Ağ yapısı oluşturulurken katı duvarlar yakınındaki sınır tabakanın doğru temsil edilebilmesi amacıyla silindirler üzerindeki ilk çözüm elemanı y^+ değerini 1'in altında tutacak şekilde yerleştirilmiştir. Boyutsuz viskoz uzunluk olan y^+ , $y^+ = u_\tau y / \nu$ şeklinde hesaplanmıştır. Burada u_τ sürtünme hızı, y ilk çözüm elemanının duvardan uzaklığı ve ν kinematik viskozitedir.

3.1.2 Sınır Koşulları

Çözüm bölgesinin çıkış sınırına aşağıdaki koşul kullanılarak tüm gradyenleri sıfıra eşitlenmiştir.

$$-p + 2 * \mu * \frac{du}{dx} = 0 \quad 3.1$$

Silindir duvarlarına kaymama koşulu uygulanmış ve tüm değişkenler sıfır olarak tanımlanmıştır. Burada iç silindirdeki teğetsel yöndeki hız bileşeni istisnadır. İç silindir yüzeyine teğetsel yönde, değişen değerlerde hızlar tanımlanmıştır. Dönmekte olan iç silindir üzerinde;

$$V_z = 0, V_\theta = \omega \quad 3.2$$

Çözüm bölgesi giriş sınırına ise tam gelişmiş akım hız ve türbülans değerleri tanımlanmıştır. Gelişmiş akım değerleri şu şekilde elde edilmiştir. Önce aynı geometrik özelliklere sahip, ancak boyu daha uzun bir TCP geometrisi oluşturulmuş ve girişte üniform hız dağılımı tanımlanarak çözülmüştür. Geometri boyu, doğrulama amacıyla kullanılan deneysel çalışmadaki boydur. Bu çözümden, deneysel çalışmada ölçüm alınan noktadaki hız ve türbülans bileşeni değerleri okunmuş ve deney sonuçlarıyla

kıyaslanmıştır. Doğruluğuna kanaat getirilen bu değerler yukarıda bahsedilen geometrik koşullara sahip çözüm ağına giriş sınır şartı olarak tanımlanmış ve çözümler gerçekleştirilmiştir. Bu stratejinin uygulanmasında amaçlananlar şunlardır:

i)Geometri boyu örnek alınan deneysel çalışmadakine eşit olan sayısal çözümün sonuçları, ana akım değerleri yönünden doğru olsa da, türbülans değerlerinin daha hassas olarak çözülmesi amaçlanmıştır. Ana akım bileşenleri doğru tahmin edilse bile, türbülans alanının doğru çözümünün daha hassas bir hesaplama gerektirdiği sonucu mevcut literatürde de vurgulanmaktadır [26], [52].Türbülans bileşenlerinin daha hassas olarak hesaplanması ise daha sık çözüm ağını gerektirmektedir. Kullanılan türbülans modeli yüksek hesaplama gücü gerektirmekte ve yüksek çözüm elemanı sayılarında hesaplama süresi çok artmaktadır. Hesaplama zamanını azaltmak amacıyla ilk çözümden elde edilen hız ve türbülans bileşeni değerleri, yukarıda bahsi geçen çözüm ağına giriş sınır koşulu olarak tanımlanarak hesaplamalar gerçekleştirilmiş ve daha hassas çözümler elde edilmiştir.

ii)Çözümlerde iç silindirin dönme hızı ve giriş sınırındaki Reynolds Sayısı değişmektedir. Bu durumda da akımın girişteki gelişme uzunluğu değişmektedir. İncelenecek sonuçlar arasında iç silindir yüzeyinden ortalama olarak okunmak istenen moment ve yüzey sürtünme katsayısı gibi değerlerin doğru olarak kıyaslanabilmesi için yalnızca akımın geliştiği bölgede hesaplama yapılması amaçlanmıştır. Bu nedenle, gerçekleştirilen ilk çözümden elde edilen tam gelişmiş akım profilleri ikincil çözümlere giriş koşulu olarak tanımlanmıştır.

iii)Tüm hesaplamalardan elde edilecek nihai çözümlerin doğru olarak kıyaslanabilmesi diğer bir amaçtır. Doğrulama için kullanılan deneysel düzenek örnek alınarak gerçekleştirilen ilk çözümlerden elde edilen gelişmiş akım profilleri, ayrılma etkisini incelemek üzere kurgulanan yeni geometriye de giriş koşulu olarak tanımlanmaktadır. Bu geometri ile yapılacak kıyaslamaların (gelişim uzunlukları, yüzeysel ortalama alınan uzunluklar, basınç düşüşü hesaplanan bölgeler) daha sağlıklı yapılabilmesi amacıyla TCP probleminin geometrisi de yeni geometriyle aynı boyda olacak şekilde seçilmiştir.

Birincil çözümlerden elde edilen gelişmiş akım profilleri giriş sınır şartı olarak tanımlanırken, yazılan bir fonksiyon yardımıyla değerlerin oluşturduğu eğri üzerinde interpolasyon yapılarak çözüm ağının giriş sınırındaki her elemana bir değer karşılık gelecek şekilde çözüme tanıtılmıştır. Giriş sınırındaki değerleri çözüm ağına uygulamak için kullanılan fonksiyon aşağıdaki gibidir.

```
" interpolateTable(@Table("hiz_giris_axial"),"R", LINEAR, "data",
$$Centroid("Cylindrical 1")[0]) "
```

3.1.3 Sayısal Prosedür

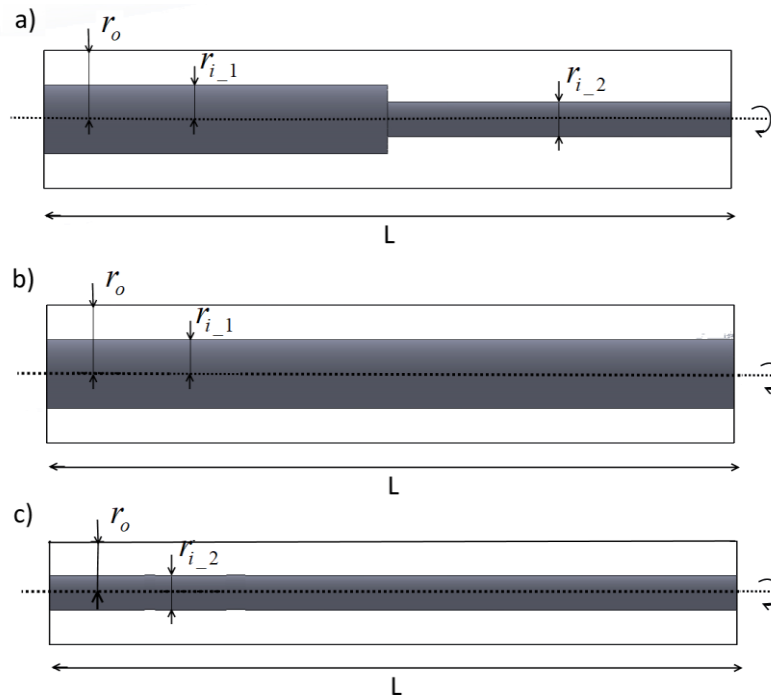
Hesaplamalar için kullanılan yönetici denklem olan Reynolds Ortalamalı Navier-Stokes Denklemleri (RANS- Denklem 2.6), sonlu hacimler yöntemi kullanılarak ayrılaştırılmıştır. Tüm hesaplamalar zamana bağlı (unsteady) olarak gerçekleştirilmiştir. Türbülans alanının hesaplanması için ise Reynolds Stress Taşınım (RSS) türbülans modeli kullanılmıştır. Modelde basınç-gerinme teriminin hesaplanması için iki bölge hesaplama yaklaşımı seçilmiştir. Türbülans modeliyle ilgili ayrıntılar, matematik temeller bölümünde verilmiştir. Tüm çözümler CD ADAPCO Star CCM+ ticari yazılımı kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Hesaplamalarda kullanılan ticari yazılım cifte hassasiyet (double precision) modeldir. Hesaplamalar esnasında değiştirilen parametreler çizelge 3.2’de sunulmuştur.

Çizelge 3.2. Hesaplamalarda kullanılan parametreler

<i>Parametre</i>	<i>Simgesi</i>	<i>Değeri</i>
Reynold Sayısı	Re	7400-40000
İç silindir dönme hızı (rpm)	ω	0-1400
İç silindir dönme hızı (rad/s)	Ω	0-146.6
Dönme Oranı	$N \left(\frac{V_{\theta}}{V_z} \right)$	0.047-17.8

Hesaplamalar gerçekleştirilirken iç silindirin dönme hızı sabit tutularak çözüm bölgesinin giriş sınırındaki Reynolds Sayısı 7400'den 30000'e kadar (7400, 10000, 15000, 20000, 25000, 30000) değiştirilmiş. Daha sonra dönme sayısı da değiştirilerek (0, 20, 50, 126, 250, 400, 600, 800, 1000, 1200, 1400 rpm) her Reynolds sayısındaki çözümler tekrarlanmıştır. Böylece geniş bir giriş Reynolds Sayısı ve iç silindir dönme hızı aralığında sonuç elde edilmiştir.

Çözümler iki farklı iç silindir çapı için gerçekleştirildiği daha önce belirtilmiş olup, bu durumun amacı, akım ayrılmasını incelemek üzere kurgulanan geometriyle daha sağlıklı biçimde kıyaslama yapabilmektir. Seçilen iç silindir çapları şekil 3.4'te gösterilmiştir.



Şekil 3.4 Farklı iç silindir çapları kullanılarak oluşturulan yeni geometriler

Seçilen silindir iç çapları, akım ayrılmasını incelemek üzere kurgulanan yeni geometrideki çap değişiminden önceki r_{i-1} ve çap değişiminden sonraki r_{i-2} değerlerine tekabül etmektedir. Diğer bir değişle, geometrinin tam boyu hem r_{i-1} çaplı iç silindirle, hem de r_{i-2} çaplı iç silindirle çözülmüş ve iki durumun da sonuçları yeni kurgulanan geometrinin sonuçlarıyla kıyaslanmıştır. Böylelikle, şekil 3.4'te gösterilen geometriler ayrı ayrı çözümlenip kıyaslanarak, sonuçlarda gözlenen olası değişimlerin, iç silindir çapının etkisiyle mi, yoksa iç silindirdeki ani çap değişiminden dolayı akışta

meydana gelen akım ayrılmasından mı kaynaklandığının daha net olarak anlaşılabilmesi amaçlanmıştır.

3.1.4 Hesaplanan parametreler

Sayısal çalışmaların sonuçları irdelenirken hesaplanan parametrelerin formülasyonu bu bölümde sunulmaktadır.

Reynolds Sayısı:

$$Re = \frac{2us}{\nu} \quad 3.3$$

Burada u geometri girişindeki ortalama hız, s hidrolik yarıçap, ν kinematik viskozitedir.

Taylor sayısı:

$$Ta = \frac{r_i s \Omega}{\nu} \quad 3.4$$

Burada r_i iç silindir yarıçapı, Ω iç silindir dönme hızı (1/s) dir.

Yüzey sürtünme katsayısı C_f :

$$C_f = \frac{|\vec{\tau}_w|}{((1/2)\rho v^2)} \quad 3.5$$

Burada ρ yoğunluktur. τ_w ise duvar kayma gerilmesidir.

Boyutsuz moment katsayısı:

$$G = \frac{T}{\rho v^2 L} \quad 3.6$$

Burada T iç silindirden alınan tork, L geometri boyudur.

Log-Law bölgesi boyutsuz hız profilleri

Sınır tabaka içerisinde Log-Law bölgesi hız profilleri incelenirken boyutsuz viskoz uzunluk y^+ aşağıdaki gibi hesaplanmıştır.

$$y^+ = \frac{y_w u_\tau}{\nu} \quad 3.7$$

$$u_{\tau} = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad 3.8$$

Burada y_w duvardan uzaklık, u_{τ} ise sürtünme hızı (friction velocity), τ_w duvar kayma gerilmesidir. Çözülen problemde etkin olarak hem eksenel hem de teğetsel hız bileşenleri olması sebebiyle, sürtünme hızı, Chung vd. [49]'nin önerdiği biçimde aşağıdaki şekliyle hesaplanmıştır.

$$u_{\tau} = \left(\frac{\sqrt{\tau_{\theta}^2 + \tau_z^2}}{\rho} \right)^{1/2} \quad 3.9$$

Burada τ_{θ} ve τ_z sırasıyla teğetsel ve eksenel yöndeki duvar kayma gerilmesi bileşenleridir. Boyutsuz duvar hızı u^+ ise aşağıdaki biçimde hesaplanmıştır.

$$u^+ = \frac{|u|}{u_{\tau}} \quad 3.10$$

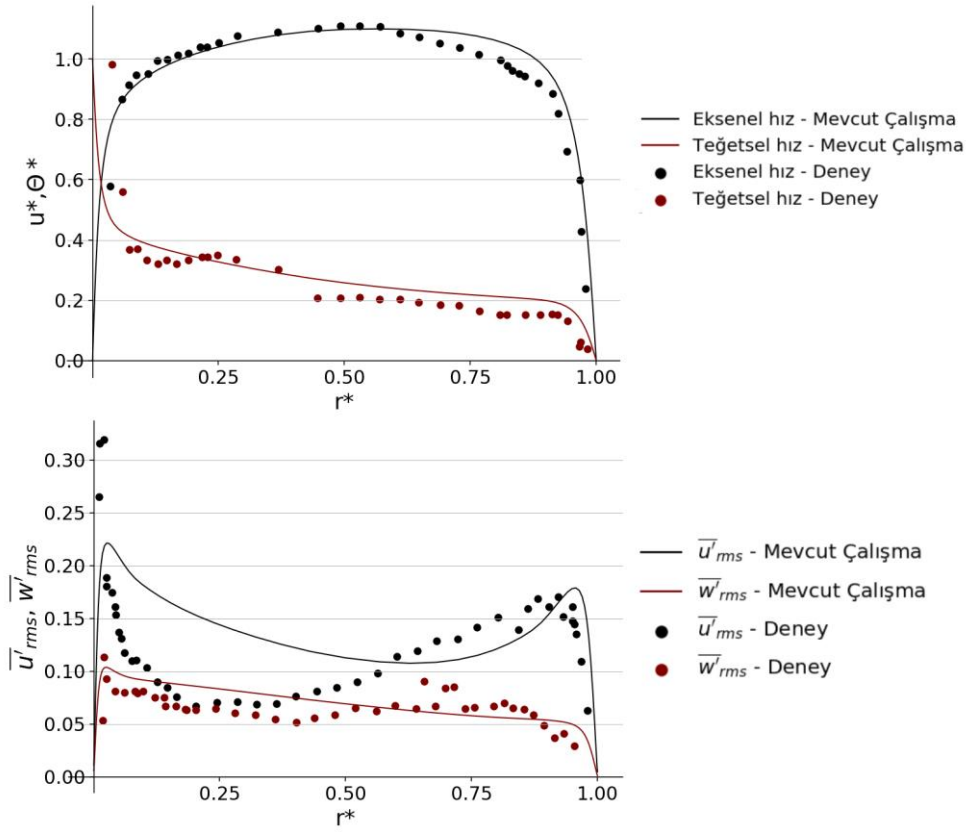
Burada $|u|$ hız vektörüdür ve Poncet vd. [51]'nin önerdiği biçimde aşağıdaki şekliyle hesaplanmıştır.

$$|u| = \sqrt{u_z^2 + (u_w - u_{\theta})^2} \quad 3.11$$

Burada u_z eksenel yöndeki hız bileşeni, u_{θ} teğetsel yöndeki hız bileşeni, u_w iç silindir duvarındaki çizgisel dönme hızıdır (Ωr_i). Özetle hız vektörü hesaplanırken, teğetsel yöndeki hız bileşeninin iç silindire tanımlanan dönme hızıyla farkı alınıp, bu fark eksenel yöndeki hız bileşeniyle geometrik ortalamaya tabi tutulmuştur.

3.1.5 Doğrulama Çalışması

Tez çalışmasında, çeşitli parametreler değiştirilmeden önce sayısal sonuçların deneysel verilerle doğrulaması gerçekleştirilmiştir. Doğrulama amacıyla Escudier vd. [47] tarafından yapılan deneysel çalışmanın sonuçları kullanılmıştır. Doğrulama yapılan referans çalışmadaki koşullar $Re=7400$ (eksenel akış hızı) ve $\omega=126$ rpm (iç silindir dönme hızı)'dır. Normalize edilmiş eksenel ve teğetsel hız bileşenleri ile aynı yönlerdeki Reynolds gerilmelerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması şekil 3.5'te sunulmuştur.



Şekil 3.5 Hız bileşenleri ve türbülans gerilmeleri için sayısal sonuçların deneysel verilerle kıyaslaması

Sayısal sonuçlar deneysel verilerle oldukça yüksek uyum içerisindedir. Bu nedenle çalışmanın kalanında burada kullanılan ağ yapısı ve çözüm stratejisi kullanılmaya devam edilmiştir. Hız bileşenleri ve radyal yöndeki konum bileşeninin normalize edilmesi şu şekilde yapılmıştır:

$$u^* = \frac{u}{u_b}, \theta^* = \frac{\theta}{\Omega r_i}, r^* = \frac{r - r_i}{s} \quad 3.12$$

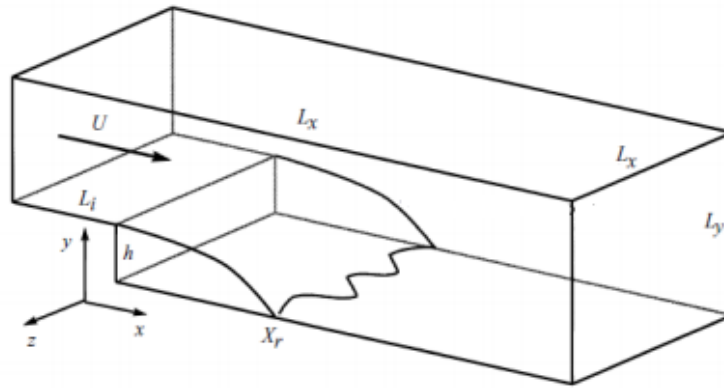
Burada u ve θ sırasıyla eksenel ve teğetsel hız bileşenleri, u_b girişteki eksenel yöndeki ortalama akım hızı, r duvar normalı yönündeki konum ve Ω iç silindir dönme hızıdır. Ayrıca girişteki akım gelişmesi eksenel hız bileşeni gradyeni ile kontrol edilmiştir.

3.2 Step Akımı

Step akımı (Backward Facing Step) temelde akım ayrılmalarını incelemek için oluşturulmuş ve literatürde sıkça incelenmiş fenomenik bir akış türüdür. Akış geometrisi basitçe, alt tabanına bir basamak eklenerek katı duvarda ani bir süreksizlik oluşturulmuş kanal akımı olarak tarif edilebilir. Bu süreksizlik noktasında akım duvardan kopar ve bir ayrılma bölgesi oluşturur. Yüksek hız gradyenleri ve ters akışlar içeren, resirkülasyon bölgesi olarak da isimlendirilen bu bölgenin hesaplamalı akışkanlar dinamiği ile modellenmesi oldukça güçtür ve dikkatle incelenmesi gerekir. Yüksek hız gradyenleri ve ters akımlar sebebiyle oldukça sık bir ağ yapısı oluşturularak Navier-Stokes denklemlerinin çözülmesi gerekmektedir. Problemin geometrik ayrıntıları ve çözüm prosedürü aşağıda sunulmaktadır.

3.2.1 Geometri ve Ağ Yapısı

Probleme ait geometrinin şematik görünümü şekil 3.6'da verilmektedir. Burada akım bir U hızıyla kanala girmekte ve alt tabanda süreksizliğin olduğu noktada duvardan ayrılmaktadır.



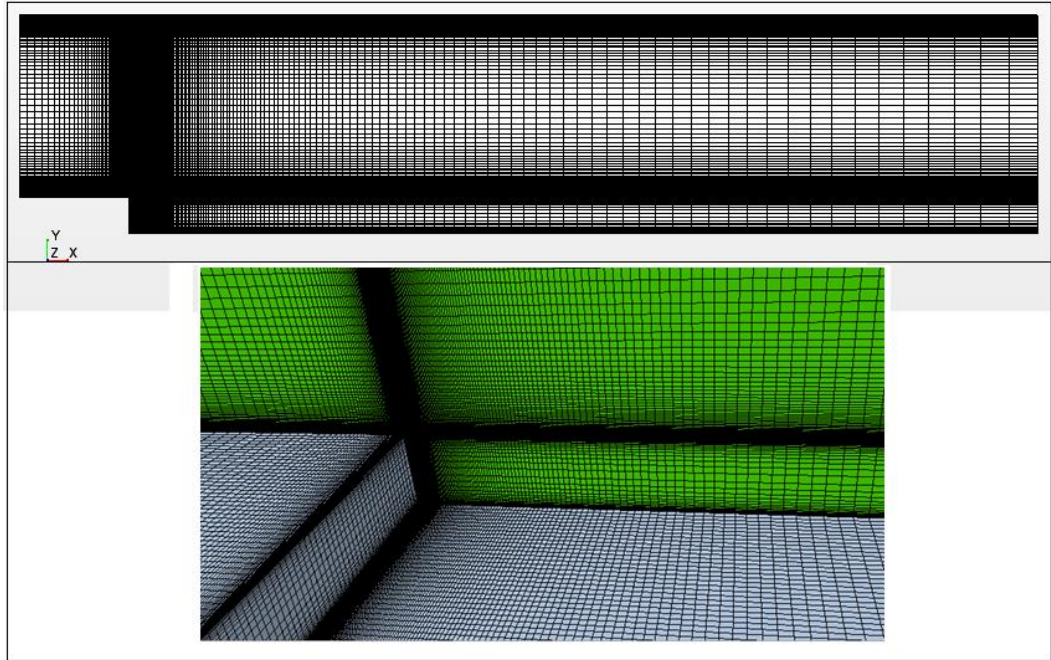
Şekil 3.6 Step akımı geometrisinin şematik görünümü

Oluşturulan geometri, doğrulama çalışması da yapılabilmesi için Jovic ve Driver [88] tarafından gerçekleştirilen deneyle aynı özellikleri taşımaktadır. Step akımına ait geometrik ayrıntılar çizelge 3.3'de verilmektedir.

Çizelge 3.3. Taylor-Couette-Poiseuille akımı probleminin geometrik ayrıntıları

<i>Parametre</i>	<i>Simgesi</i>	<i>Değeri</i>
Step Yüksekliği	h	0.0096 m.
Kanal yüksekliği	l_y	0.0576 m. (6 h)
Genişleme oranı	$r_e \left(\frac{h}{(l_y - h)} \right)$	$\frac{1}{5}$
Kanal uzunluğu	l_x	0.28 m.
Kanal giriş uzunluğu	l_i	0.0288 m. (3 h)
Kanal genişliği	l_z	0,0384 m. (4 h)

Step akımı probleminin çözümü için oluşturulan ağ yapısı şekil 3.7’te verilmektedir. Ağ yapısı, hem kanal alt duvarı üzerinde, hem de tüm akış alanının görülebilmesi amacıyla ayrılma noktasına duvar normali yönünde yerleştirilen düzlem üzerinde sunulmuştur.



Şekil 3.7 Step akımı problemini çözmek için oluşturulan ağ yapısı

Ağ yapısı oluşturulurken tümüyle yapısal hexahedral çözüm elemanları kullanılmıştır. Ağ yapısı, resirkülasyon bölgesindeki akımı doğru çözebilmek amacıyla ayrılma noktası etrafında tüm yönlerde sıklaştırılmıştır. Resirkülasyon olan bölgede yüksek hız gradyenleri ve ters akımlar sebebiyle oldukça sık bir ağ yapısı kullanılması gerekmektedir. Ayrıca katı duvar olan bölgelerde de sınır tabakanın doğru temsil edilebilmesi amacıyla aynı sıklaştırma işlemi uygulanmıştır. Kanal genişliği boyunca (z eksen) ise üniform dağılım yapılmıştır. Ağ yapısını sıklaştırma işlemi, ayrılma noktasında ve duvarlar üzerindeki ilk çözüm elemanının büyüklüğü $y^+ \leq 1$ değerini sağlayacak biçimde uygulanmıştır. Çözüm bölgesi ekstenel (x) , teğetsel (z) ve duvar normali (y) yönlerinde sırasıyla 240x50x155 çözüm elemanına bölünmüştür. Bu değerlere doğrulama çalışmaları sonucunda ulaşılmıştır.

Ağ yapısı dağılımı oluşturulurken step üzerine duvar normali yönünde 35 çözüm elemanı yerleştirilmiştir. Ayrıca ekstenel yönde de ayrılma sonrası bölgede 240 eleman kullanılmıştır.

3.2.2 Sınır Koşulları

Çözüm alanının giriş sınırına gelişmiş akım hız ve türbülans değerleri giriş koşulu olarak verilmiştir. Bu değerler, doğrulama çalışması için de kullanılan deneysel çalışmanın [88] sonuçlarında sunulan $x=-3.13$ h konumundaki hız ve türbülans değerleridir. Söz konusu nokta, çözülen geometrinin giriş sınırına karşılık gelmektedir.

Geometrinin ayrılma noktasının da bulunduğu tabanına ve tam karşılığında bulunan üst duvarına kaymama koşulu uygulanmıştır. Çıkış sınırında tüm gradyenler sıfırdır.

Geometrinin yan duvarlarına ise simetri sınır koşulu tanımlanmıştır. Bunun yapılmasındaki amaç, çözümün, Taylor-Couette-Poiseuille akımında ayrılma etkisini incelemek için oluşturulan geometriyle benzerlik taşımaktadır. Step akımında yan duvarlara kaymama koşulu uygulanması akım alanında değişikliklere neden olmakta ve elde edilen sonuçları değiştirmektedir [89]. TCP akımında ise step geometrisinin yerleştirilmesi iç silindir çapında ani bir değişim şeklinde karşılık bulacağından, kanal akımındaki gibi yan duvarlar söz konusu olmayacaktır. Bu nedenle, sonuçların daha sağlıklı kıyaslanabilmesi amacıyla yan duvarlara simetri sınır koşulu tanımlanmıştır.

3.2.3 Sayısal Prosedür

Hesaplamalar için kullanılan yönetici denklem olan Reynolds Ortalamalı Navier-Stokes Denklemini (RANS), sonlu hacimler yöntemi kullanılarak ayrıklaştırılmıştır. Tüm hesaplamalar zamana bağlı (unsteady) olarak gerçekleştirilmiştir. Türbülans alanının hesaplanması için ise Reynolds Stress Taşınım (RSS) türbülans modeli kullanılmıştır. Modelde basınç-gerinme teriminin hesaplanması için iki bölge hesaplama yaklaşımı seçilmiştir. Türbülans modeliyle ilgili ayrıntılar, matematik temeller bölümünde verilmiştir. Tüm çözümler CD ADAPCO Star CCM+ ticari yazılımı kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Hesaplamalar esnasında giriş koşulları değiştirilmemiş, tek bir Reynolds Sayısı ($Re_h = 5000$) değeri için hesaplama yapılmıştır. Bunun nedeni, step akımı çözümünün, diğer nümerik hesaplama sonuçlarıyla kıyaslanmaması, nümerik yaklaşımın ayrılma akımlarını çözme kabiliyetinin doğrulanması amacıyla yapılmasıdır.

3.2.4 Hesaplanan parametreler

Reynolds Sayısı

Reynolds sayısı, hidrodinamik boy olarak step (basamak) yüksekliği alınarak hesaplanmıştır:

$$Re_h = \frac{u h}{\nu} \quad 3.13$$

Burada u , girişteki serbest akım hızıdır.

Yüzey sürtünme katsayısı C_f :

$$C_f = \left| \vec{\tau}_w \right| / ((1/2) \rho v^2) \quad 3.14$$

Burada ρ yoğunluktur. τ_w ise duvar kayma gerilmesidir.

Basınç katsayısı C_p :

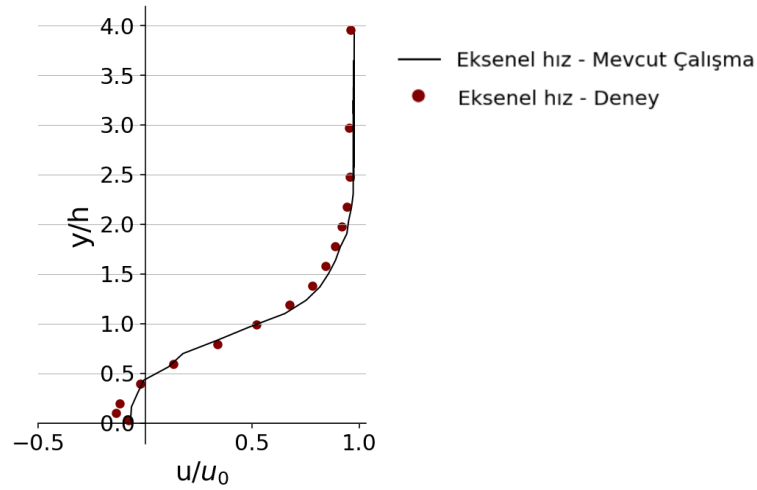
$$C_p = (p - p_{ref}) / \left(\frac{1}{2} \rho_{ref} v_{ref}^2 \right) \quad 3.15$$

Burada p_{ref} referans basınç, ρ_{ref} referans yoğunluk, v_{ref} referans hızıdır. Referans basınç olarak standart atmosfer basıncı (101325 Pa), referans hız olarak girişteki

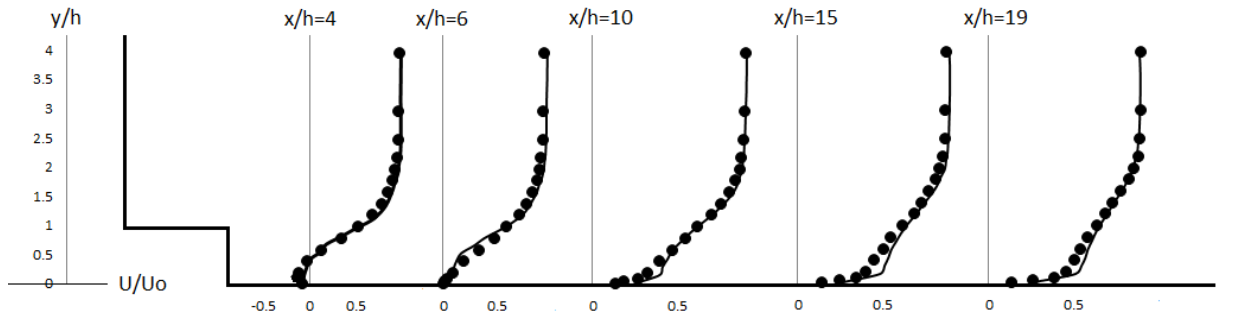
serbest akım hızı, referans yoğunluk olarak ise tüm hesaplamalarda sabit olarak kabul edilen yoğunluk değeri alınmıştır.

3.2.5 Doğrulama Çalışması

Tez çalışmasında, nümerik yaklaşımın ayrılma akımını çözme konusundaki başarısını test edebilmek amacıyla, çözülen step akımı sonuçlarının deneysel verilerle doğrulaması gerçekleştirilmiştir. Doğrulama amacıyla Jovic ve Driver [88] tarafından yapılan deneysel çalışmanın sonuçları kullanılmıştır. Doğrulama yapılan durum $Re_h = 5000$ eksenel akış hızıdır. Normalize edilmiş eksenel hız bileşenlerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması şekil 3.8' ve şekil 3.9'da sunulmuştur.



Şekil 3.8 $x/h=4$ konumu için eksenel hız bileşeninin deneysel verilerle kıyaslanması

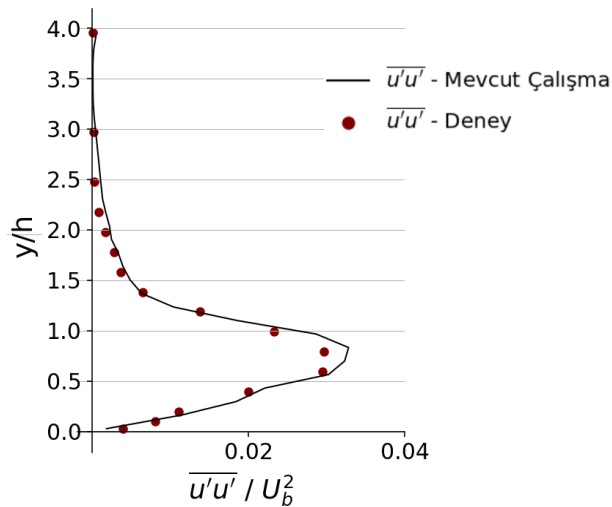


Şekil 3.9 Farklı konumlar için eksenel hız bileşeninin deneysel verilerle kıyaslanması

Şekil 3.8'de $x/h=4$ konumu için eksenel yöndeki hız bileşeninin deneysel verilerle kıyaslanması sunulmaktadır. Hız değerleri girişteki serbest akım hızıyla, dikey eksendeki

konum verileri ise step yüksekliği ile normalize edilmiştir. $x/h=4$ ayrılma noktasından sonra eksenel yöndeki dört step boyu mesafe anlamını taşımaktadır. Şekilden de görülebileceği üzere, sayısal sonuçlar deneysel verilerle yüksek uyum göstermektedir. Özellikle ayrılma noktasının altında kalan alanda, yani resirkülasyon bölgesinde, ters akımların başarılı biçimde yakalanabildiği görülebilmektedir. Şekil 3.9’da farklı eksenel konumlar için, sayısal sonuçların deneysel verilerle karşılaştırılması sunulmuştur. Burada $x/h=4$ resirkülasyon bölgesi içindeki alan, $x/h=6$ resirkülasyon bölgesinin bittiği bölge, diğer noktalar ise akımın yeniden düzgünleşmeye başladığı bölgelerdir. Tüm noktalarda sayısal sonuçların deneysel verilerle uyum içinde olduğu görülmektedir. Teğetsel ve duvar normali yönlerindeki hızlar, eksenel yöndeki hız bileşenine kıyasla oldukça küçük kaldığından, doğrulama çalışması eksenel hız bileşeni üzerinden yapılmıştır.

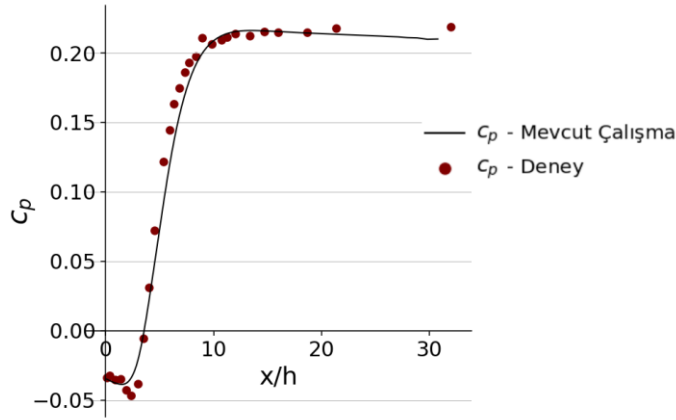
Ayrılma bölgesindeki ana akım hız değerleri doğrulandıktan sonra, türbülans bileşenleri yönünden de doğrulama çalışması yapılmıştır. $x/h=4$ konumu için sayısal olarak hesaplanan Reynolds Gerilmesi $\overline{u'u'}$ değerinin deneysel verilerle kıyaslaması şekil 3.10’da sunulmaktadır.



Şekil 3.10 Reynolds Gerilmesi $\overline{u'u'}$ değerinin deneysel verilerle kıyaslanması

Şekil 3.10 incelendiğinde, sayısal olarak hesaplanan Reynolds Gerilmesi $\overline{u'u'}$ değerinin, deneysel verilerle yüksek uyum içerisinde olduğu görülebilir. Burada Reynolds gerilmesi değerleri girişteki serbest akım hızıyla normalize edilmiştir. Şekilden de görülebileceği üzere, uygulanan nümerik prosedürün, ayrılma bölgesindeki türbülans değerlerini doğru tahmin etme konusunda başarılı olduğu sonucuna varılmıştır.

Hız ve türbülans değerlerinin yanı sıra, hesaplanan katsayılar yönünden de doğrulama çalışması gerçekleştirilmiştir. Kanalin alt tabanı üzerinde hesaplanan basınç katsayısının deneysel verilerle karşılaştırılması şekil 3.11’de sunulmuştur.



Şekil 3.11 Kanalın alt tabanı üzerindeki basınç katsayısının deneysel verilerle karşılaştırılması

Şekil 3.11’den de görülebildiği üzere, hesaplanan basınç katsayısı değerleri deneysel verilerle yüksek uyum içerisindedir. Şekilde yatay eksenin sıfır noktası, ayrılma noktasını, yani kanal tabanının stepten sonraki bölümünü temsil etmektedir.

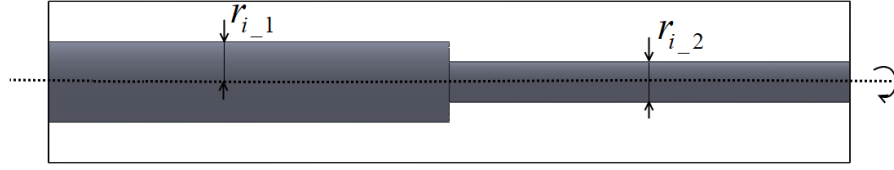
3.3 Ani Çap Değişimli TCP Geometrisi

Taylor-Couette-Poiseuille(TCP) sisteminde akım ayrılmasının, akış ve türbülans alanına etkisini inceleyebilmek amacıyla oluşturulan geometri, iki fenomenik akış geometrisinin birleştirilmesinden oluşmaktadır. Dönen iç silindir üzerinde ani bir çap değişimi oluşturularak, yaygınlıkla bilinen TCP akımı ile Step Akımı (Backward Facing Step Flow) geometrileri birleştirilmiştir. Bu sayede akım geometrisinde bir süreksizlik yaratılarak akışın bu noktada katı duvardan ayrılması sağlanmıştır.

3.3.1 Geometri ve Ağ Yapısı

Probleme ait geometrinin şematik görünümü şekil 3.12’de verilmektedir. Burada, eşmerkezli silindirlerden dıştaki sabit iken, iç silindir Ω açısal hızıyla kendi ekseninde dönmektedir. Ayrıca silindirler arasında kalan bölgedeki akışkan bir U aksenal hızıyla harekete zorlanmaktadır. Geometrinin uzunluğu L ’dir. Dönmekte olan iç silindir, geometri boyunun orta noktasına kadar r_{i-1} yarıçapıyla devam etmekte, bu

noktada akım ayrılmasını sağlamak amacıyla ani bir çap değişimi oluşturularak r_{i-2} yarıçapına düşmektedir. Dış silindir yarıçapı ise r_o 'dur.



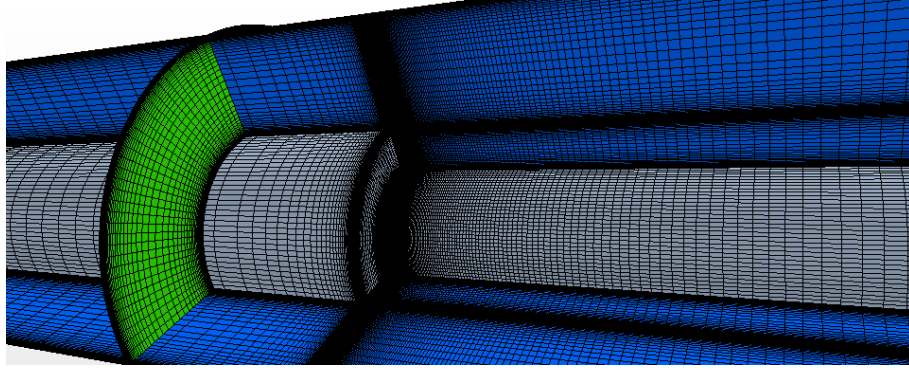
Şekil 3.12 Akım ayrılması içeren TCP geometrisinin şematik görünümü

Oluşturulan geometrinin r_{i-1} yarıçaplı giriş bölümü, doğrulama çalışmasında kullanılan ve Escudier vd. [47] tarafından gerçekleştirilen deneyle benzer özellikleri taşıyan klasik TCP geometrisinin aynısıdır. Çap değişiminden sonraki kısım ise, r_{i-2} yarıçapıyla çözülen TCP geometrisiyle aynı özellikleri taşımaktadır. Seçilen step yüksekliği ise, doğrulama çalışmasında kullanılan step akımı geometrisi ile aynıdır. Oluşturulan geometriye ait ayrıntılar çizelge 3.4’de verilmektedir.

Çizelge 3.4. Taylor-Couette-Poiseuille akımı probleminin geometrik ayrıntıları

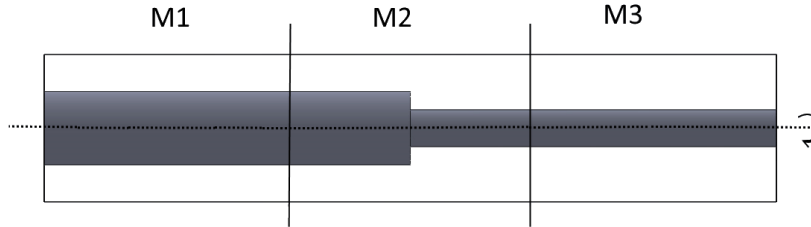
Parametre	Simgesi	Değeri
İç silindir yarıçapları	r_{i-1}, r_{i-2}	0.0254 m, 0.0158 m
Dış silindir yarıçapı	r_o	0.0502 m
Yarıçap oranı	$r^* \left(\frac{r_i}{r_o} \right)$	0.505 , 0.315
Hidrolik yarıçap	$s \left(r_o - r_{i-1} \right)$	0.0248 m
Genişleme oranı (geometrinin boyu)	$L_z \left(\frac{r_o - r_{i-1}}{L} \right)$	0.01
Step Yüksekliği	h	0.0096 m.
Genişleme oranı	$r_e \left(\frac{h}{r_{i-1}} \right)$	0,38

Taylor-Couette-Poiseuille sisteminde akım ayrılmasını incelemek amacıyla oluşturulan geometrinin çözümü için oluşturulan ağ yapısı şekil 3.13'te verilmektedir. Ağ yapısı, hem iç silindir üzerinde, hem de tüm akış alanının görülebilmesi amacıyla iç silindire duvar normali yönünde yerleştirilen düzlemler üzerinde sunulmuştur.



Şekil 3.13 Akım ayrılması içeren TCP problemine ait ağ yapısı

Ağ yapısı oluşturulurken tümüyle yapısal hexahedral çözüm elemanları kullanılmıştır. Ayrıca, Ağ yapısının oluşturulması esnasında, akım alanı, farklı çözüm elemanı özelliklerine sahip üç bölgeye ayrılmıştır. Oluşturulan farklı ağ yapısı bölgeleri şekil 3.14'te görülmektedir.



Şekil 3.14 Farklı ağ yapısı bölgelerinin oluşturulan geometri üzerinde görünümü

Böyle bir yöntemin izlenmesindeki amaç, akım ayrılması bölgesindeki akımı daha doğru biçimde çözebilmek ve çözümde başarılı olmuş step akımına ait ağ yapısını bu probleme de entegre edebilmektir. Şekil 3.14'te görülen M1 ve M2 bölgeleri, daha önce çözülen klasik TCP problemleriyle benzer ağ yapısı özellikleri göstermektedir. Ağ yapısı yüksek hız gradyanlarını yakalayabilmek amacıyla iç ve dış silindir yakınlarındaki bölgede duvar normali yönünde sıklaştırılmıştır. Eksenel ve teğetsel yönde ise üniform bir dağılım yapılmıştır. Katı duvarlar yakınındaki sınır tabakanın doğru temsil

edilebilmesi amacıyla silindirler üzerindeki ilk çözüm elemanı y^+ değerini 1'in altında tutacak şekilde yerleştirilmiştir.

M2 bölgesi ise akım ayrılmasının gerçekleştiği, ters akımların ve resirkülasyon bölgesinin yer almasının beklendiği bölgedir. Bu nedenle, çözüm alanının bu bölümünde, daha önce çözülen step akımı ile benzer bir ağ yapısı kullanılmıştır. Bu bölge ani çap değişiminden önce $3,15 \text{ h}$, çap değişiminden sonra ise 25 h uzunluğa sahiptir. M2 bölgesinde ağ yapısı, resirkülasyon bölgesindeki akımı doğru çözebilmek amacıyla ayrılma noktası etrafında tüm yönlerde sıklaştırılmıştır. Resirkülasyon olan bölgede yüksek hız gradyenleri ve ters akımlar sebebiyle oldukça sık bir ağ yapısı kullanılmıştır. Ayrıca katı duvar olan bölgelerde de sınır tabakanın doğru temsil edilebilmesi amacıyla aynı sıklaştırma işlemi uygulanmıştır. Teğetsel yönde ise üniform dağılım yapılmıştır. Ağ yapısını sıklaştırma işlemi, ayrılma noktasında ve katı duvarlar üzerindeki ilk çözüm elemanının büyüklüğü $y^+ \leq 1$ değerini sağlayacak biçimde uygulanmıştır. M2 bölgesi içerisinde çözüm bölgesi eksenel (z) , teğetsel (θ) ve duvar normali (r) yönlerinde sırasıyla $215 \times 140 \times 95$ çözüm elemanına bölünmüştür. Duvar normali yönündeki çözüm elemanlarının 35 tanesi step üzerindedir. Aynı şekilde eksenel yöndeki çözüm elemanlarının da 180 tanesi akım ayrılmasından sonraki bölgeye yerleştirilmiştir. M1 bölgesindeki çözüm elemanı sayısı $180 \times 140 \times 60$ (z, θ, r) , M3 bölgesindeki çözüm elemanı sayısı ise $140 \times 140 \times 95$ (z, θ, r) 'dir.

Akım ayrılması içeren TCP geometrisine ait ağ yapısı oluşturulurken toplamda, çap değişiminden önceki kısımda $215 \times 140 \times 60$, çap değişiminden sonraki kısımda ise $320 \times 140 \times 95$ olmak üzere 6.062×10^6 çözüm elemanı kullanılmıştır.

3.3.2 Sınır Koşulları

Silindir duvarlarına kaymama koşulu uygulanmış ve tüm değişkenler sıfır olarak tanımlanmıştır. Burada iç silindirdeki teğetsel yöndeki hız bileşeni istisnadır. İç silindir yüzeyine teğetsel yönde, değişen değerlerde hızlar tanımlanmıştır. Dönmekte olan iç silindir üzerinde;

$$V_z = 0 , V_\theta = \omega$$

Çözüm bölgesi giriş sınırına ise gelişmiş akım hız ve türbülans değerleri tanımlanmıştır. Gelişmiş akım değerleri r_{i-1} yarıçaplı TCP probleminin çözümünde giriş sınır şartı olarak tanımlanan değerlerdir. Elde edilme yöntemi, bölüm 3.1’de açıklanmıştır. Çözüm bölgesinin çıkış sınırına ise tüm gradyenleri sıfıra eşitlenmiştir.

3.3.3 Sayısal Prosedür

Uygulanan sayısal prosedür, bölüm 3.1’de açıklandığı gibidir. Hesaplamalar esnasında değiştirilen parametreler çizelge 3.5’de sunulmuştur.

Çizelge 3.5. Hesaplamalarda kullanılan parametreler

<i>Parametre</i>	<i>Simgesi</i>	<i>Değeri</i>
Reynold Sayısı	Re	7400-40,000
İç silindir dönme hızı (rpm)	ω	0-1400
İç silindir dönme hızı ($\frac{rad}{s}$)	Ω	0-146.6

Hesaplamalarda denenen akış koşulları, doğru bir kıyaslama yapabilmek amacıyla, klasik TCP akımında hesaplananlarla aynıdır. Hesaplamalar gerçekleştirilirken iç silindirin dönme hızı sabit tutularak çözüm bölgesinin giriş sınırındaki Reynolds Sayısı 7400’den 30000’e kadar (7400, 10000, 15000, 20000, 25000, 30000) değiştirilmiş. Daha sonra dönme sayısı da değiştirilerek (0, 20, 50, 126, 250, 400, 600, 800, 1000, 1200, 1400 rpm) her Reynolds sayısındaki çözümler tekrarlanmıştır. Böylece geniş bir giriş Reynolds Sayısı ve iç silindir dönme hızı aralığında sonuç elde edilmiştir.

3.3.4 Hesaplanan parametreler

Sayısal çalışmaların sonuçları irdelenirken hesaplanan parametrelerin formülasyonu bu bölümde sunulmaktadır.

Reynolds Sayısı:

$$Re = \frac{2us}{\nu} \quad 3.16$$

Burada u geometri girişindeki ortalama hız, s hidrolik yarıçap, ν kinematik viskozitedir.

Taylor sayısı:

$$Ta = \frac{r_{i-1} s \Omega}{\nu} \quad 3.17$$

Burada r_{i-1} giriş bölgesindeki iç silindir yarıçapı, Ω iç silindir dönme hızı (1/s) dir.

Yüzey sürtünme katsayısı C_f :

$$C_f = \left| \vec{\tau}_w \right| / ((1/2) \rho v^2) \quad 3.18$$

Burada ρ yoğunluktur. τ_w ise duvar kayma gerilmesidir.

Basınç katsayısı C_p :

$$C_p = (p - p_{ref}) / \left(\frac{1}{2} \rho_{ref} v_{ref}^2 \right) \quad 3.19$$

Burada p_{ref} referans basınç, ρ_{ref} referans yoğunluk, v_{ref} referans hızdır. Referans basınç olarak standart atmosfer basıncı (101325 Pa), referans hız olarak girişteki serbest akım hızı, referans yoğunluk olarak ise tüm hesaplamalarda sabit olarak kabul edilen yoğunluk değeri alınmıştır.

Boyutsuz moment katsayısı:

$$G = \frac{T}{\rho v^2 L} \quad 3.20$$

Burada T iç silindirden alınan tork, L geometri boyudur.

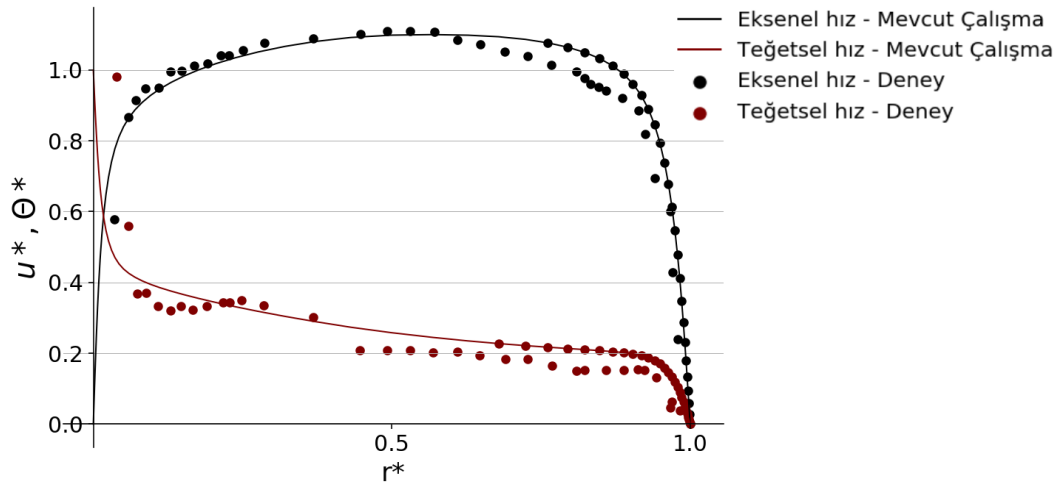
Log-Law bölgesi boyutsuz hız profilleri

Sınır tabaka içerisinde Log-law bölgesi hız profilleri incelenirken klasik SCP akımında kullanılan yaklaşım uygulanmıştır.

3.3.5 Doğrulama Çalışması

Tez çalışmasında, TCP akışında akım ayrılmasının etkilerini incelemek üzere oluşturulan geometrinin doğrulanması için kullanılabilecek bir deneysel çalışma, bilindiği kadarıyla mevcut literatürde bulunmamaktadır. Bu nedenle çözümüne ait doğrulama, geometrinin bileşenleri olarak görülen klasik TCP ve step akımlarının çözülmesi ve ilgili deneysel sonuçlarla kıyaslanması biçiminde yapılmıştır. Böylelikle hem TCP akışının, hem de step akımında görülen ayrılma bölgelerinin kullanılan nümerik yaklaşım ile doğru biçimde çözülebildiği gösterilmiştir.

Bunun yanında, sonuçların güvenilirliğini arttırmak amacıyla, oluşturulan yeni geometrinin akım ayrılmasından önceki bölümündeki akış değerlerinin deneysel verilerle doğrulanması gerçekleştirilmiştir. Doğrulama amacıyla Escudier ve diğ [47] tarafından yapılan deneysel çalışmanın sonuçları kullanılmıştır. Doğrulama yapılan durum $Re=7400$ eksenel akış hızı ve 126 rpm iç silindir dönme hızıdır. Normalize edilmiş eksenel ve teğetsel hız bileşenlerinin deneysel sonuçlarla karşılaştırılması şekil 3.15'te sunulmuştur.



Şekil 3.15 Ayrılma içeren TCP geometrisine ait sayısal sonuçların deneysel verilerle kıyaslaması

Sayısal sonuçlar deneysel verilerle oldukça yüksek uyum içerisindedir. Bu nedenle kullanılan ağ yapısı ve çözüm stratejisinin güvenilir olduğu sonucuna varılmıştır. Hız bileşenleri ve radyal yöndeki konum bileşeninin normalize edilmesi şu şekilde yapılmıştır:

$$u^* = \frac{u}{u_b}, \theta^* = \frac{\theta}{\Omega r_{i-1}}, r^* = \frac{r - r_{i-1}}{s} \quad 3.21$$

Burada u ve θ sırasıyla eksenel ve teğetsel hız bileşenleri, u_b girişteki eksenel yöndeki ortalama akım hızı, r duvar normalı yönündeki konum ve Ω iç silindir dönme hızıdır. Şekil 3.15'te sunulan değerlerin alındığı nokta, $\delta = \frac{x}{L} = 0.4$ noktasıdır. Burada x giriş sınırından itibaren eksenel yöndeki mesafe, L ise geometrinin tam boyudur. Ayrıca giriş sınırından bu noktaya kadarki akım gelişmesi eksenel hız bileşeni gradyeni ile kontrol edilmiştir.

BÖLÜM 4

SAYISAL BULGULAR

Bu bölümün ilk yarısında Taylor-Couette-Poiseuille (TCP) akımına ait sayısal çalışmaların sonuçlarına yer verilmiştir. TCP akımı, eksenel akıştan kaynaklanan atalet kuvvetlerinin ve iç silindirin hareketinden kaynaklanan merkezkaç kuvvetlerinin dengesine dayanır [9]. Bu sebeple, akımın temel karakteristiğini oluşturan eksenel akış ve teğetsel hızdaki değişimlerin, ana akım ve türbülans alanı üzerindeki etkileri gözlenmiştir.

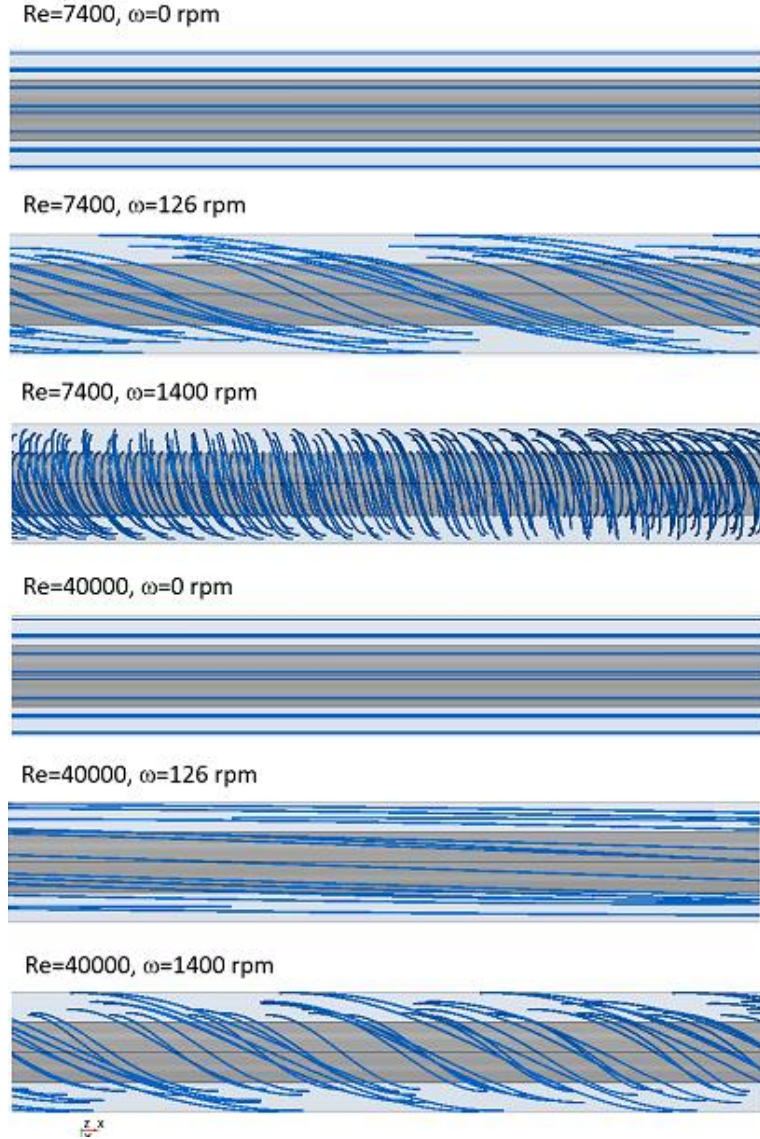
Bölümün ikinci yarısında ise, TCP sisteminde akım ayrılmasının etkileri incelenmiştir. Bu amaçla oluşturulmuş olan, TCP ve Step akımlarının birleşiminden meydana gelen yeni geometri içerisindeki akış çözülmüş, akışta meydana gelen ayrılmanın ve oluşan resirkülasyon alanının akımın genelinde yarattığı etki incelenmiştir.

4.1 TAYLOR COUETTE POISEUILLE AKIŞI

4.1.1 Hidrodinamik Alan

Taylor-Couette-Poiseuille akışına ait sayısal sonuçlar bu bölümde sunulmaktadır. TCP akışında, akım alanını şekillendiren iki başlıca kuvvet mevcuttur. Bunlardan ilki, silindirler arası boşlukta, basınç gradyeninin etkisiyle hareket eden eksenel akıştır. Eksenel akış artan Reynolds sayısının etkisiyle türbülansa geçer. Etkin olan bir diğer kuvvet ise iç silindirin yaptığı dönme hareketi sebebiyle akım alanına eklenen teğetsel hızdır. Bu hız da duvar kaynaklı bir türbülansa neden olur. Ana akım ve türbülans alanı, bu iki kuvvetin dengesine dayanmaktadır. Farklı eksenel ve teğetsel hız çiftleri için de

farklı akım alanları ortaya çıkmaktadır. Akım yapısının genel görünümü, şekil 4.1’de verilen akım hatlarında görülmektedir.

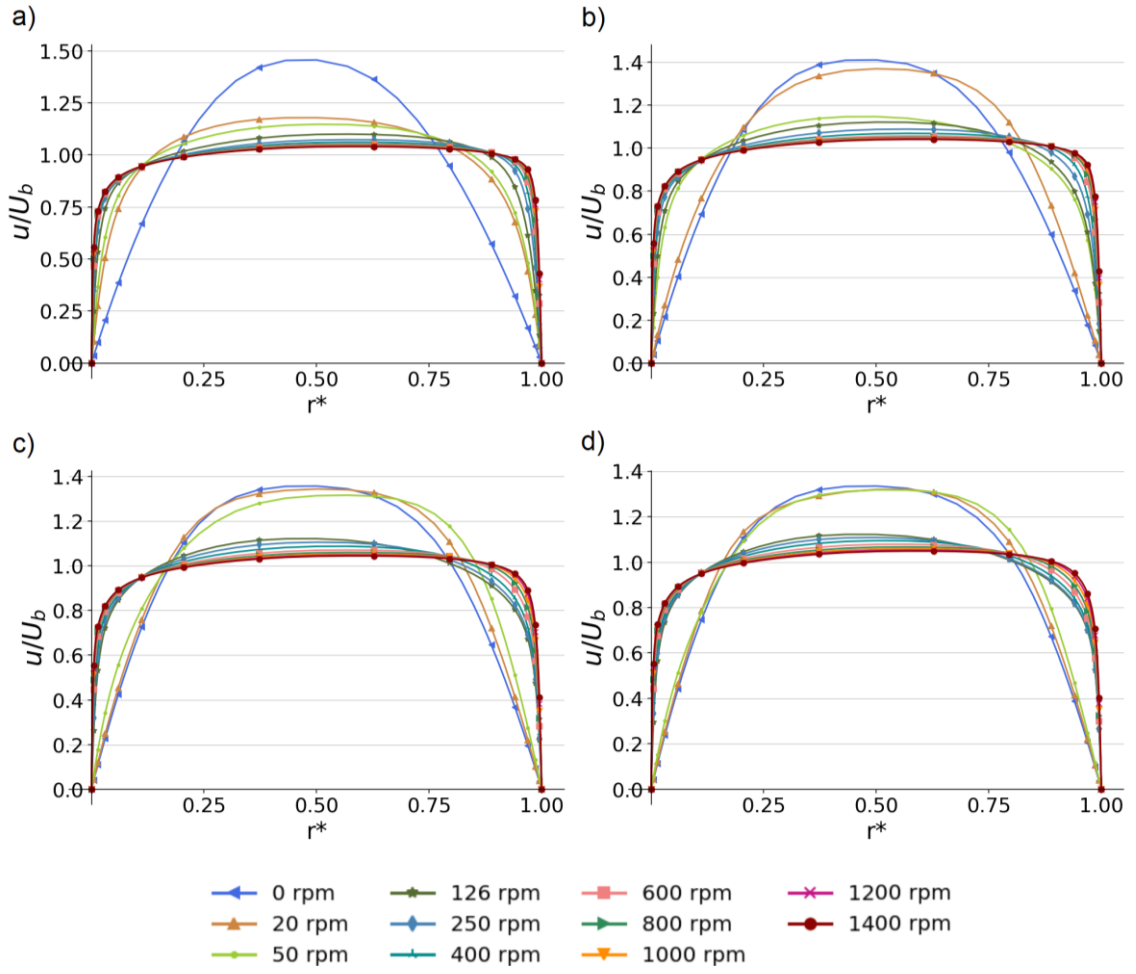


Şekil 4.1 Farklı eksenel ve teğetsel hız değerleri için akım hatlarının görünümü

Şekil 4.1’den de görülebileceği üzere, iç silindirin dönüş hareketi, yani teğetsel hızın varlığı, akıma helisel bir yapı kazandırmaktadır. Teğetsel hız arttıkça bu akım davranışı daha da belirginleşmektedir. Ancak teğetsel hızın akım yapısına etkisi, farklı eksenel hız değerleri için değişmektedir. Örneğin, Re=7400 eksenel akış koşulları için, $\omega=126$ rpm iç silindir dönüş hızında akım belirgin bir helisel yapı kazanmıştır. Ancak Re sayısı 40000’e yükseldiğinde, aynı iç silindir dönüş hızının akım yapısına etkisi çok daha kısıtlı kaldığı görülmektedir. Bu sebeple çalışmanın genelinde, hem eksenel akış hızı, hem de teğetsel hız ayrı ayrı değiştirilerek ana akım ve türbülans alanına olan etkileri

incelenmiştir. Her Re sayısı için iç silindir dönüş hızı $\omega=0-1400$ rpm aralığında değiştirilmiş, daha sonra ayrı ayrı her iç silindir dönüş hızı için tüm sonuçlar Re sayısı değişimine göre incelenmiştir. Böylece toplamda 88 farklı akış durumundan oluşan veriler iki farklı yönden analiz edilmiştir.

TCP akışına dair sonuçlar, eksenel ve teğetsel yöndeki hız bileşenleri ile türbülans gerilmeleri yönünden incelenmiş, eksenel akış ve iç silindir dönüş hızının etkileri ayrı ayrı irdelenmiştir. Radyal yöndeki hız bileşeni neredeyse sıfır olduğu için burada gösterilmemiştir. Tüm sonuçlar normalize edilmiş biçimde sunulmuştur. Radyal yöndeki mesafe silindirler arası boşluk kullanılarak $r^* = (r - r_i) / s$ şeklinde normalize edilmiştir. Burada r^* 'ın sıfır olduğu nokta iç silindiri, 1 olduğu nokta dış silindiri temsil etmektedir. Eksenel yöndeki hız bileşeni ve tüm türbülans gerilmeleri girişteki ortalama hız kullanılarak $u / U_b, u' / U_b, w' / U_b$ şeklinde normalize edilmiştir. Teğetsel yöndeki hız bileşenleri ise hareketli iç silindir üzerindeki çizgisel hız kullanılarak $w / \Omega r_i$ şeklinde normalize edilmiştir. Farklı Reynolds sayıları için eksenel yöndeki hız bileşeninin iç silindir dönüş hızıyla değişimi şekil 4.2 'de görülmektedir.



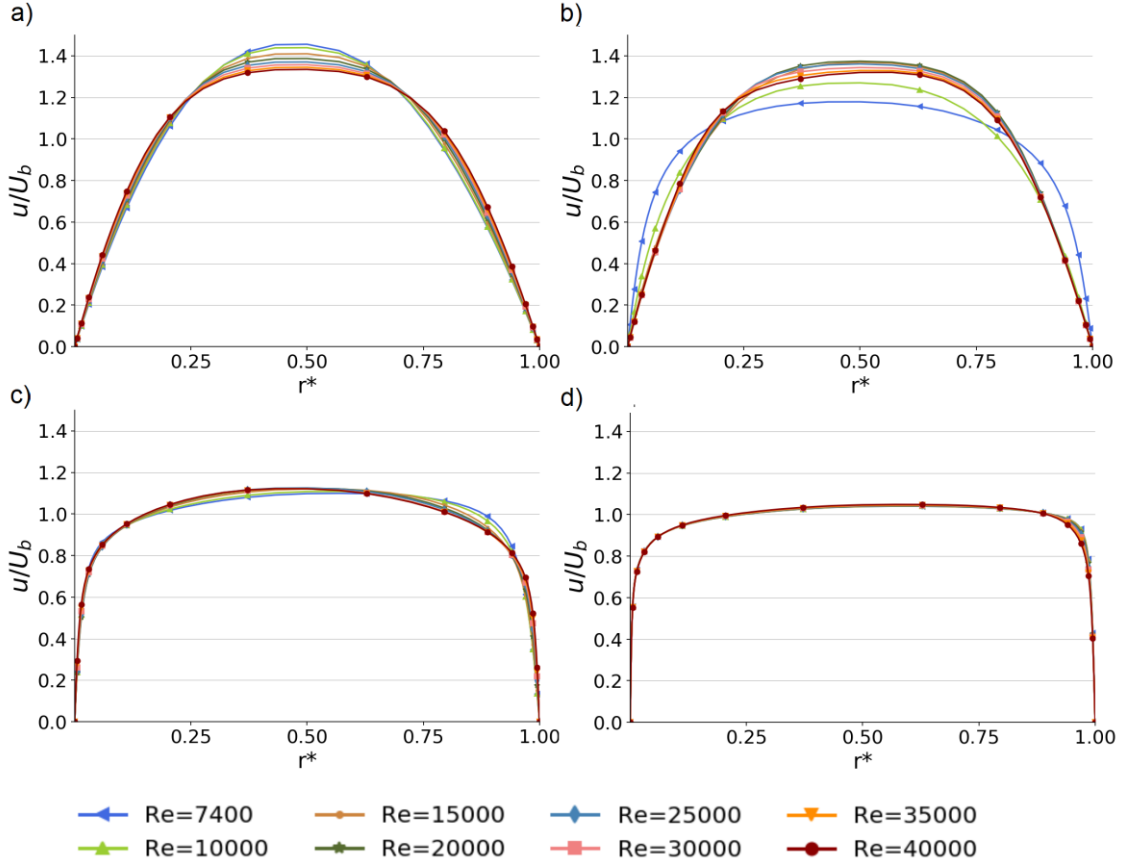
Şekil 4.2 Farklı Re sayıları için eksenel hız bileşeninin iç silindir dönüş hızıyla değişimi (a- Re=7400, b- Re=15000, c- Re=30000, d- Re=40000)

Şekil 4.2-a incelendiğinde, iç silindirin sabit olduğu durumda ($\omega=0$ rpm) akışa ait hız profilinin parabolığe yakın bir yapıda olduğu görülmektedir. İç akımlarda hız profillerinin parabolik yapıda olması akımın laminar olduğunun, basıklaşması ise akımın türbülanslı olduğunun bir göstergesidir [32]. İç silindirdeki dönme ile birlikte hız profilleri de basıklaşmaya ve katı duvar yakınındaki bölgelerde belirgin sınır tabakalar ortaya çıkmaya başlamıştır. Bu profil, basınç etkisiyle hareket eden boru içi akış, yani standart Poiseuille akışı hız profilidir [90]. Dönüş hızı arttıkça hız profillerindeki basıklaşma daha da belirgin hale gelmektedir. Bu durum, iç silindirdeki dönme hareketinin akışı türbülanslı hale getirdiğini göstermektedir. Ayrıca iç silindir dönüş hızının yüksek değerleri için hız profillerinde dış silindire ($r=1$) doğru kayan az miktarda bir asimetri söz konusudur. Şekil 4.2-b'de ise Reynolds sayısı 15000'e arttırıldığında eksenel hız bileşenlerindeki değişim görülmektedir. Reynolds sayısı arttırıldığında, iç silindirde dönme olmayan durum ile birlikte en düşük dönüş hızına ait hız profili de

parabolik hale gelmiştir. Şekil 4.2-c ve 4.2-d'de daha yüksek Reynolds sayıları için eksenel yöndeki hız bileşeninin iç silindir dönüş hızıyla değişimi görülmektedir.

Şekil 4.2.c'de görüldüğü üzere, Re sayısı 30000 e arttırıldığında düşük iç silindir dönüş hızlarına ait profiller parabolik bir yapıya yaklaşmaktadır. Şekil 4.2-d'de Re sayısının 40000 olduğu sonuçlarda da aynı durumun devam ettiği görülmektedir. Reynolds sayısı arttıkça düşük iç silindir dönüş hızlarına ait hız profillerinin yapısı parabolığe yaklaşmakta, dönüş hızı arttırıldığında ise hız profilleri basıklaşmaktadır. Bu durum iç silindirdeki dönme hareketinin akışın türbülans düzeyini arttırdığını ve dönüş hızı arttıkça türbülans düzeyinin daha da arttığını, ancak Reynolds sayısı arttıkça düşük iç silindir dönüş hızları için bu etkinin azaldığını göstermektedir. TCP akışı eksenel kuvvetlerle teğetsel kuvvetlerin bir dengesine dayanmaktadır. Düşük Reynolds sayılarında iç silindirdeki dönme hareketi ile birlikte akıma eklenen teğetsel hız akışı türbülanslı hale sokmaktadır. Ancak Reynolds sayısı arttığında, akışın eksenel yöndeki karakterini etkilemek için gerekli teğetsel kuvvette artmakta, dolayısıyla düşük dönüş hızları hız profillerini bir miktar değiştirmekle beraber türbülans düzeyini etkilemede yetersiz kalmaktadır. Bu sebepten Reynolds sayısı arttıkça, daha fazla sayıdaki dönüş hızına ait hız profili parabolik bir yapı almaktadır.

Bu durumu daha net görebilmek için iç silindir dönüş hızı sabit tutulurken, artan Reynolds sayıları için eksenel yöndeki hız bileşeninin değişimi gözlenmiştir. Şekil 4.3'te farklı iç silindir dönüş hızları için, Reynolds sayısındaki artışın eksenel hız bileşeni üzerindeki etkisi görülmektedir.



Şekil 4.3 Farklı iç silindir dönüş hızları için eksenel hız bileşeninin Reynolds sayısı ile değişimi (a- $\omega=0$ rpm, b- $\omega=20$ rpm, c- $\omega=126$ rpm, d- $\omega=1400$ rpm)

Şekil 4.3-a' incelendiğinde, iç silindir sabit tutulduğunda, eksenel hızdaki değişimin, hız profilleri üzerinde büyük çapta bir etkisinin olmadığı görülmektedir. Düşük Re sayılarında, hız profilleri tam olarak parabolığe oldukça yakın bir yapıda olup, neredeyse laminar akım özellikleri göstermektedir. Re sayısının artmasıyla beraber, yaklaşık olarak Re sayısının 20000 değerinden sonra, hız profilleri az da olsa basıklaşmaya başlamaktadır.

Şekil 4.3-b'de görüldüğü üzere, iç silindirin dönmesi durumunda, Re sayısının değişimi akım üzerinde etkili olmaya başlamaktadır. Yüksek Re sayılarındaki hız profilleri, iç silindirin sabit olduğu durumdakine (şekil 4.3-a) benzer bir yapıdayken, düşük Re sayılarında hız profillerinin basıklaşmaya başladığı ve gelişmiş türbülanslı akım görünümüne kavuştuğu gözlenmektedir. En düşük Re sayısı olan $Re=7400$ değerindeki hız profili türbülanslı akım görünümüne en yakın olanıdır. Bu durum, düşük Re sayılarında iç silindirdeki dönmenin, akımın daha erken türbülansa geçmesine neden

olduğunu göstermektedir. İç silindir dönüş hızı 50 rpm'e çıktığında ise (şekil 4.3-c), akımın Re sayısı değişimine verdiği tepki değişmektedir. $Re=30000$ 'e kadar olan akış koşullarındaki eksenel yöndeki hız bileşenine ait profiller, daha basık bir görünümdeyken, bu değerin üzerindeki Re sayılarında ise, hız profillerinin parabolığe daha yakın bir görüntü sergiledikleri görülmektedir. Bu durum, Re sayısının 30000'in altında kaldığı akış koşullarında iç silindirdeki dönme hareketinin akışın türbülans düzeyi üzerinde daha fazla etki yaptığını düşündürmektedir. Sözü edilen eksenel akış hızı aralıklarında ise ($0 < Re < 30000$ ve $30000 < Re < 40000$) Re sayısındaki değişimin eksenel yöndeki hız üzerinde kayda değer bir etkisinin olmadığı görülmektedir.

Şekil 4.3-c'de, iç silindir dönüş hızı 126 rpm'e çıktığında, tüm Re sayıları için eksenel hız profillerinin aynı olduğu ve Re sayısı değişiminin eksenel yöndeki hız bileşeni üzerinde kayda değer bir etkisi olmadığı görülmektedir. İç silindir dönüş hızının daha yüksek değerleri için de bu durum değişmemektedir. İç silindir dönüş hızı 1400 rpm'e çıkarıldığında (şekil 4.3-d) hız profilleri Re sayısı değişiminden yine etkilenmemekte, yalnızca bir miktar daha basıklaşmaktadır.

Buraya kadar elde edilen sonuçlardan görüldüğü üzere, iç silindir sabit iken, akımın türbülansa geçiş noktası yalnızca eksenel hız ile belirlenmektedir. İç silindir dönmeye başladığında ise, akıma eklenen teğetsel yöndeki hız akımın daha erken türbülansa geçmesine neden olmaktadır.

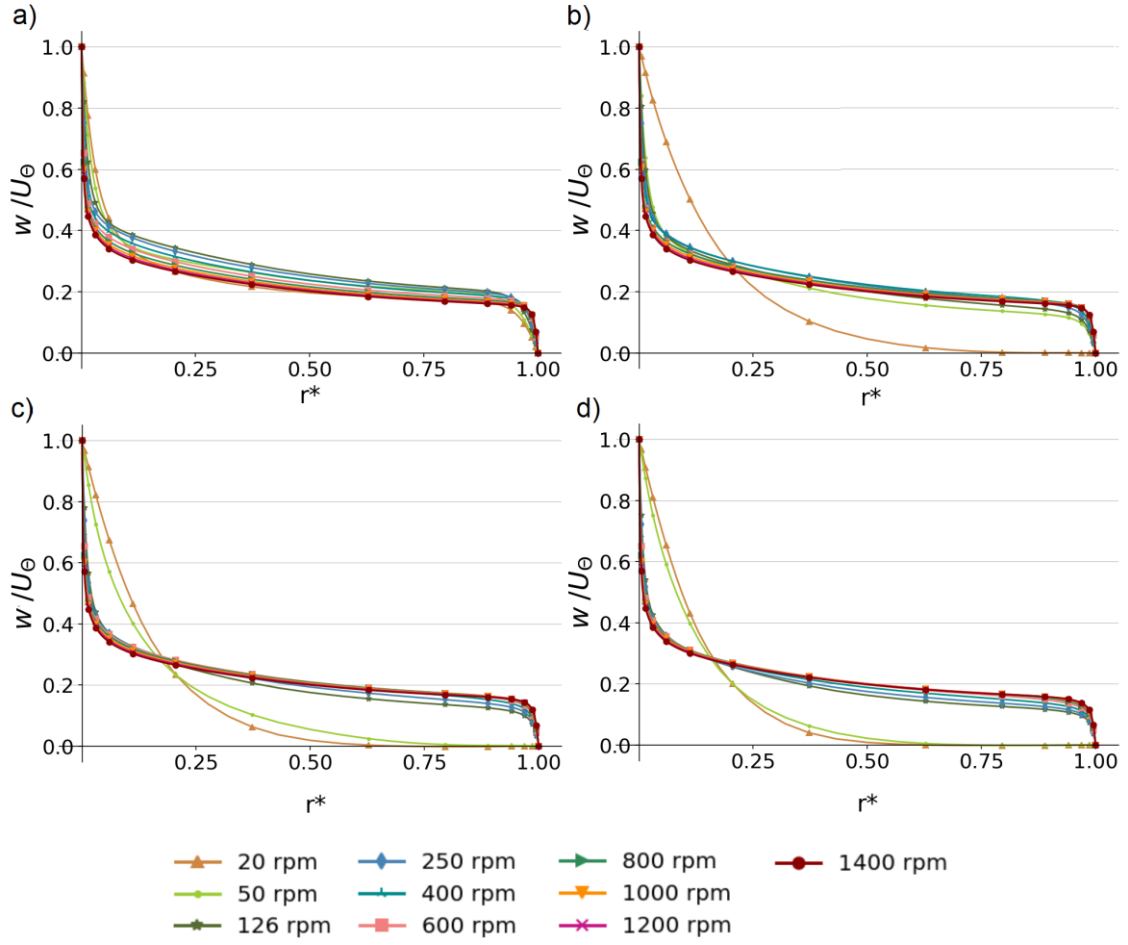
Ancak düşük dönüş hızlarında, iç silindirin dönme hareketi yalnızca düşük Re sayılarındaki akışların türbülans düzeyi üzerinde etkili olmakta, yüksek Re sayıları için dönmenin etkisi kısıtlı kalmaktadır. İç silindir dönüş hızı arttırıldığında ise incelenen aralıktaki tüm Re sayılarında akışın türbülanslı hale gelmesini sağlamaktadır. Bu durumun sebebi olarak, akışın bileşke hızının değişimidir. Akışın mutlak hızı, tüm yönlerdeki hız bileşenlerinin geometrik ortalamasıdır. Bu sebeple yüksek Re sayılarında, iç silindirdeki dönme hareketi sebebiyle akışa eklenen teğetsel hızın bileşke hıza etkisi kısıtlı kalmaktadır. Çizelge 4.1'de farklı Re sayısı ve iç silindir dönüş hızları için, akışın bileşke hızı ve bileşke hızın iç silindirin dönmediği ($\omega=0$ rpm) duruma göre değişiminin yüzdesi verilmiştir.

Çizelge 4.1 Farklı Re sayısı ve teğetsel hız çiftleri için bileşke hızlar

	Re=7400		Re=20000		Re=40000	
İç silindir dönüş hızı (rpm)	Bileşke hız (m/s)	Eksenel hızdaki değişim (%)	Bileşke hız (m/s)	Eksenel hızdaki değişim (%)	Bileşke hız (m/s)	Eksenel hızdaki değişim (%)
0	0,21	0,000	0,56	0,000	1,13	0,000
20	0,22	0,032	0,57	0,004	1,13	0,001
50	0,25	0,186	0,58	0,027	1,14	0,007
126	0,39	0,892	0,66	0,163	1,18	0,043
400	1,08	4,195	1,20	1,135	1,55	0,375
600	1,61	6,712	1,69	2,001	1,95	0,732
1000	2,67	11,784	2,72	3,821	2,89	1,561
1400	3,73	16,871	3,77	5,677	3,89	2,449

Çizelge 4.1 incelendiğinde, bahsedilen bileşke hız kavramı daha net görülebilmektedir. Örneğin, Re=7400 ve 20 rpm iç silindir dönüş hızında, bileşke hız, iç silindir dönmesi olmayan duruma göre %0.03 değişmişken, Re sayısı 40,000 e çıktığında bu değişim %0.001 mertebesinde. Yani aynı iç silindir dönüş hızı, düşük Re sayılı akış koşullarında diğer duruma göre bileşke hız üzerinde 30 kat daha etkili olmuştur. Bu durum, iç silindirin düşük hızlı dönme hareketlerinin, düşük Re sayılı akışlar üzerinde daha etkili olmasını açıklamaktadır.

Eksenel yöndeki hız bileşeninin değişiminin yanında, TCP akımının bir diğer karakteristik özelliği de, iç silindirdeki dönme hareketiye birlikte akış alanına eklenen teğetsel hız ve bu hızın etkileridir. Teğetsel yöndeki hız bileşeni incelenirken de, eksenel yönde olduğu gibi, hem iç silindir dönüş hızı, hem de Re sayısı ayrı ayrı değiştirilerek akım alanına etkileri gözlenmiştir. Farklı eksenel akış koşulları için, teğetsel yöndeki hız bileşeninin iç silindir dönüş hızıyla değişimi Şekil 4.4'te görülmektedir. Burada hız değerleri, girişteki ortalama akım hızıyla değil, dönmekte olan iç silindir yüzeyindeki çizgisel hız ile normalize edilmiştir.



Şekil 4.4 Farklı Re sayıları için teğetsel hız bileşeninin iç silindir dönüş hızıyla değişimi
(a-Re=7400, b- Re=20000, c- Re=30000, d- Re=40000)

Şekil 4.4-a incelendiğinde, akışın üç bölgeye ayrıldığı görülmektedir. İç silindir yakınında, dönmenin etkisiyle oluşmuş ve yüksel teğetsel hız barındıran bir sınır tabaka bölgesi, sabit dış silindir yakınında, teğetsel hızın sıfıra doğru azaldığı bir diğer sınır tabaka bölgesi ve ikisinin arasında, neredeyse sabit bir teğetsel hızla dönen bir ara bölge. Özellikle silindirler arası boşluğun orta kısımlarında, iç silindir dönüş hızının artmasıyla birlikte hız profillerinin eğiminin azaldığı görülmektedir.

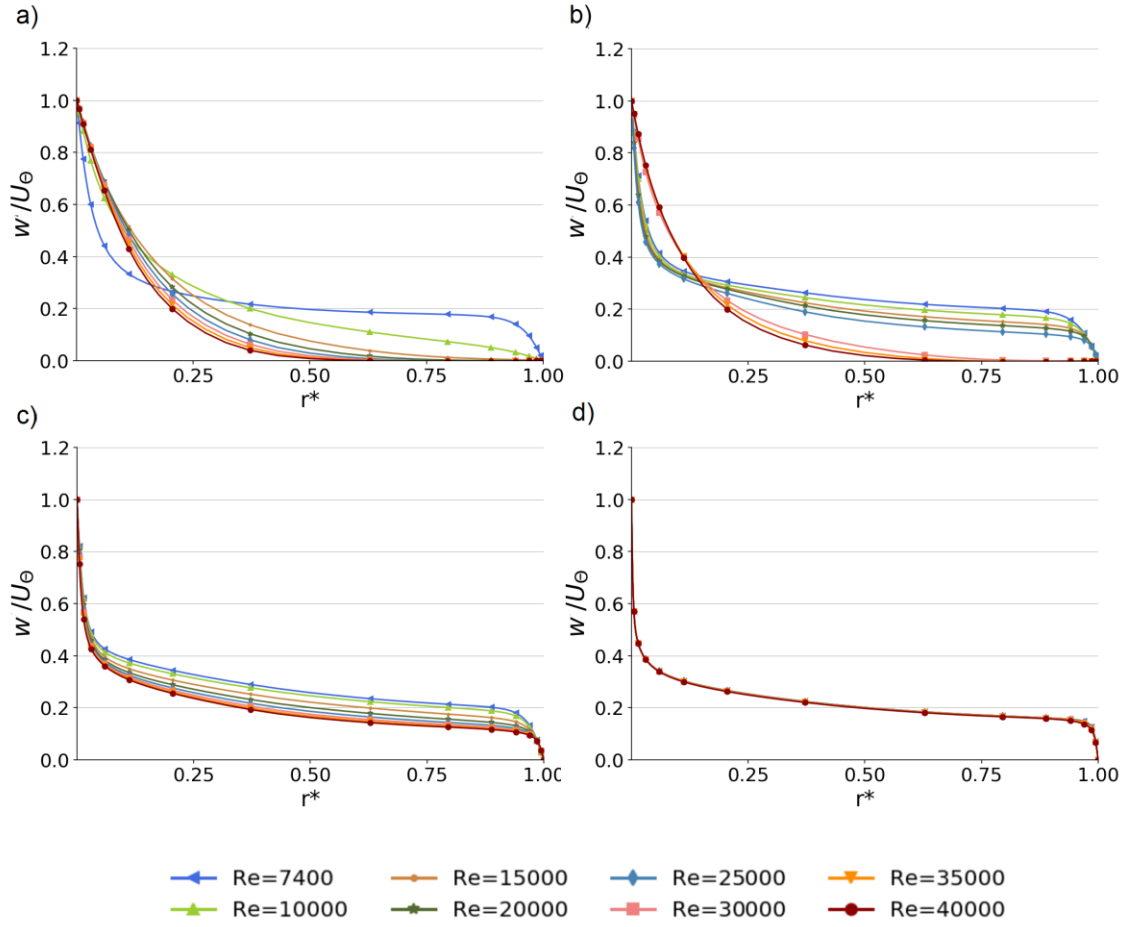
Değişen iç silindir dönüş hızları için, şekilsel olarak tüm hız profilleri birbirleriyle benzerlik gösterse de, teğetsel hız arttığında katı duvarlar, yani silindirler üzerindeki sınır tabaka kalınlıklarının azaldığı ve daha belirgin hale geldikleri görülmektedir. Daha düşük sınır tabaka kalınlığı aynı zamanda daha yüksek kayma gerilmeleri anlamına da gelmektedir. Akım hızı arttıkça sınır tabaka kalınlığının azalması düzlemsel plakalar üzerindeki türbülanslı akışlarda da gözlenen bir durumdur [32]. TCP akımında da, iç

silindirin dönmesinden kaynaklanan teğetsel hız, akım alanında duvar kaynaklı bir türbülans oluşmasına sebep olmaktadır. Teğetsel hızın sınır tabaka üzerindeki etkisinin düzlemsel tabakalar üzerindeki akışa benzer biçimde olduğu burada görülmektedir.

Şekil 4.4-b'de görülebileceği üzere, Re sayısı 20000 değerine arttırıldığında, iç silindirin yüksek dönüş hızları için teğetsel yöndeki hız profillerinde belirgin bir değişim olmamıştır. Ancak en düşük dönüş hızı olan $\omega=20$ rpm değerinde, teğetsel hız profili diğerlerinden farklı bir yapı sergilemektedir. Teğetsel hız silindirler arası boşluğun orta kısmına kadar düzenli bir şekilde azalmakta ve daha sonra sıfıra gitmektedir. Diğer iç silindir dönüş hızları için ise, dönüş hızı arttıkça dış silindir yakınındaki teğetsel hız değerinin bir miktar artması dışında kayda değer bir değişim söz konusu değildir.

Şekil 4.4-c ve 4.4-d'de, Re sayısı daha da arttırıldığında tüm hız profillerinin $Re=20000$ 'dekine benzer bir değişim gösterdiği görülmektedir. Tek fark olarak, hem $\omega=20$ rpm hem de $\omega=50$ rpm iç silindir dönüş hızındaki teğetler hızlar düzenli olarak azalmakta ve silindirler arası mesafenin orta bölgesinde sıfıra gitmektedir. Ayrıca sıfıra gittikleri radyal mesafe azalmış, yani iç silindire yaklaşmıştır.

İç silindir dönüş hızının, teğetsel yöndeki hız bileşenine etkisine dair sonuçları özetlemek gerekirse, dönüş hızının değişimi incelenen aralıktaki düşük Re sayılarında orta bölgelerde hız profillerinin eğiminin düşmesi ve sınır tabaka kalınlıklarının azalması gibi etkiler gösterirken, yüksek Re sayılarında önemli bir değişime sebep olmamaktadır. Tek fark, Re sayısı arttırıldığında, daha fazla sayıdaki iç silindir dönüş hızı için teğetsel hızın dış silindire ulaşmadan sıfıra gitmesidir. Bu durumda, eksenel akımın, yani Re sayısı değişiminin de teğetsel hızlar üzerinde etkisi olduğu görülmektedir. Bu sebeple, aynı iç silindir dönüş hızı için Re sayısı değiştirilmiş ve böylece teğetsel hız üzerindeki söz konusu etki daha net irdelenmeye çalışılmıştır. Farklı iç silindir dönüş hızları için teğetsel hız bileşeninin Reynolds sayısı ile değişimi şekil 4.5'te gösterilmiştir.



Şekil 4.5 Farklı iç silindir dönüş hızları için teğetsel hız bileşeninin Re sayısı ile değişimi (a- $\omega=20$ rpm, b- $\omega=50$ rpm, c- $\omega=126$ rpm, d- $\omega=1400$ rpm)

Şekil 4.5-a incelendiğinde, en düşük Re sayısı olan $Re=7400$ değerinde teğetsel yöndeki hız bileşeninin daha önce bahsi geçen üç bölgeyi gösterdiği, yani iki silindir üzerinde de belirgin bir sınır tabaka oluşturduğu görülmektedir. Diğer tüm eksenel akış koşullarında teğetsel hız değeri dönmekte olan iç silindirden sabit olan dış silindire doğru düzenli olarak azalmaktadır. Re sayısı arttıkça, bu azalma daha hızlı biçimde olmakta ve teğetsel hız değeri iç silindire daha yakın bir noktada sıfıra gitmektedir.

Şekil 4.5-b’de görüldüğü üzere, iç silindir dönüş hızı $\omega=50$ rpm’e arttırıldığında teğetsel hız profillerinin benzer bir eğilim izlediği, ancak daha fazla Re sayısında teğetsel hızın dış silindire ulaştığı görülmektedir. Yalnızca en yüksek Re sayıları olan $Re=30000, 35000$ ve 40000 değerlerinde teğetsel hızlar düzenli bir biçimde azalarak sıfıra gitmektedir.

Şekil 4.5-c incelendiğinde ise, iç silindir dönüş hızı daha da arttırıldığında, tüm Re sayısı değerleri için teğetsel yöndeki hız bileşeninin iki silindir üzerinde de belirgin bir sınır tabaka oluşturduğu ve ara bölge neredeyse sabit bir değerde kaldığı görülmektedir. Tüm Re sayılarında iç silindirdeki dönme hareketinin etkisi, yani teğetsel hız dış silindir yakınındaki akış bölgesine kadar ulaşmıştır. Parabolik yapıda azalan ve silindirler arası bölgenin orta kısmında sıfıra giden hız profilleri burada söz konusu değildir. Ayrıca Re sayısı arttıkça teğetsel hızların ortalama değerinin azaldığı görülmektedir. $\omega=126$ rpm değerinin üzerindeki tüm iç silindir dönüş hızlarında, teğetsel hız profilleri şekilsel olarak benzer bir yapı izlemektedir. $\omega=1400$ rpm iç silindir dönüş hızı için teğetsel hız bileşeninin farklı Reynolds sayıları ile değişimi Şekil 4.5-d'de gösterilmiştir. İç silindirin yüksek dönüş hızlarında Re sayısının teğetsel yöndeki hız bileşeni üzerindeki etkisinin kaybolduğu görülmektedir. Tüm Re sayıları için teğetsel hız profili aynı yapıyı izlemektedir. Bu durum, yüksek iç silindir dönüş hızlarında teğetsel hızın akım alanını şekillendiren baskın parametre haline geldiğini ve eksenel akım koşullarındaki değişimin akım alanını etkileyemeyecek kadar küçük kaldığını göstermektedir.

Şekil 4.5'deki sonuçlar bir arada değerlendirilecek olursa, düşük iç silindir dönüş hızlarında eksenel akışın dönmenin etkisini baskıladığı ve teğetsel hızın silindirler arası akış bölgesinin iç kısımlarına doğru nüfuz yetisini engellediği görülmektedir. Aynı iç silindir dönme hızı için Re sayısı arttırıldıkça bu etki belirginleşmektedir. Ancak, iç silindir dönüş hızı arttırıldığında, dönme hareketiyle birlikte akım alanına eklenen teğetsel hız da arttığı için, eksenel akışın bu hızı baskılaması zorlaşmaktadır. Tüm Re sayıları için teğetsel hız dönmekte olan iç silindirden sabit olan dış silindire kadar ulaşmakta ve iki silindir üzerinde de belirgin bir sınır tabaka meydana getirmektedir. Bu da, iki silindir üzerinde de teğetsel hız kaynaklı bir kayma gerilmesi olduğu anlamına gelmektedir. Yüksek iç silindir dönme hızlarında ise, Re sayısı teğetsel hız üzerindeki etkisini kaybetmektedir. Tüm silindirler üzerindeki sınır tabaka kalınlıkları azalmakta ve ara bölgedeki hız profillerinin eğimi düşmektedir.

Artan iç silindir dönüş hızlarının ortak sonucunun, akış alanı içerisindeki katı duvarlar, yani silindirler üzerindeki sınır tabaka kalınlıklarının azalması olduğu görülmektedir. Azalan sınır tabaka kalınlığının, sınır tabaka içerisinde daha yüksek hız gradyanlarına, dolayısıyla da daha yüksek kayma gerilmelerine neden olacağı düşünülebilir. Kayma

gerilmelerindeki değişimin, akışkanın dönmekte olan iç silindir üzerine uygulayacağı momenti de etkileyecektir.

İç silindirdeki dönme hareketiyle birlikte, viskozite sebebiyle akışkan ve katı yüzey arasında bir kayma gerilmesi oluşmakta ve akışkan hareketin tersi yönünde bir moment oluşturmaktadır. Bu moment (ya da moment üzerinden hesaplanan tork), iç silindiri sabit devir sayısında döndürmek için gerekli olan kuvvet ile de ilintilidir. Dolayısıyla artan moment, akış alanı içerisindeki bir mekanik kayıp olarak düşünülebilir.

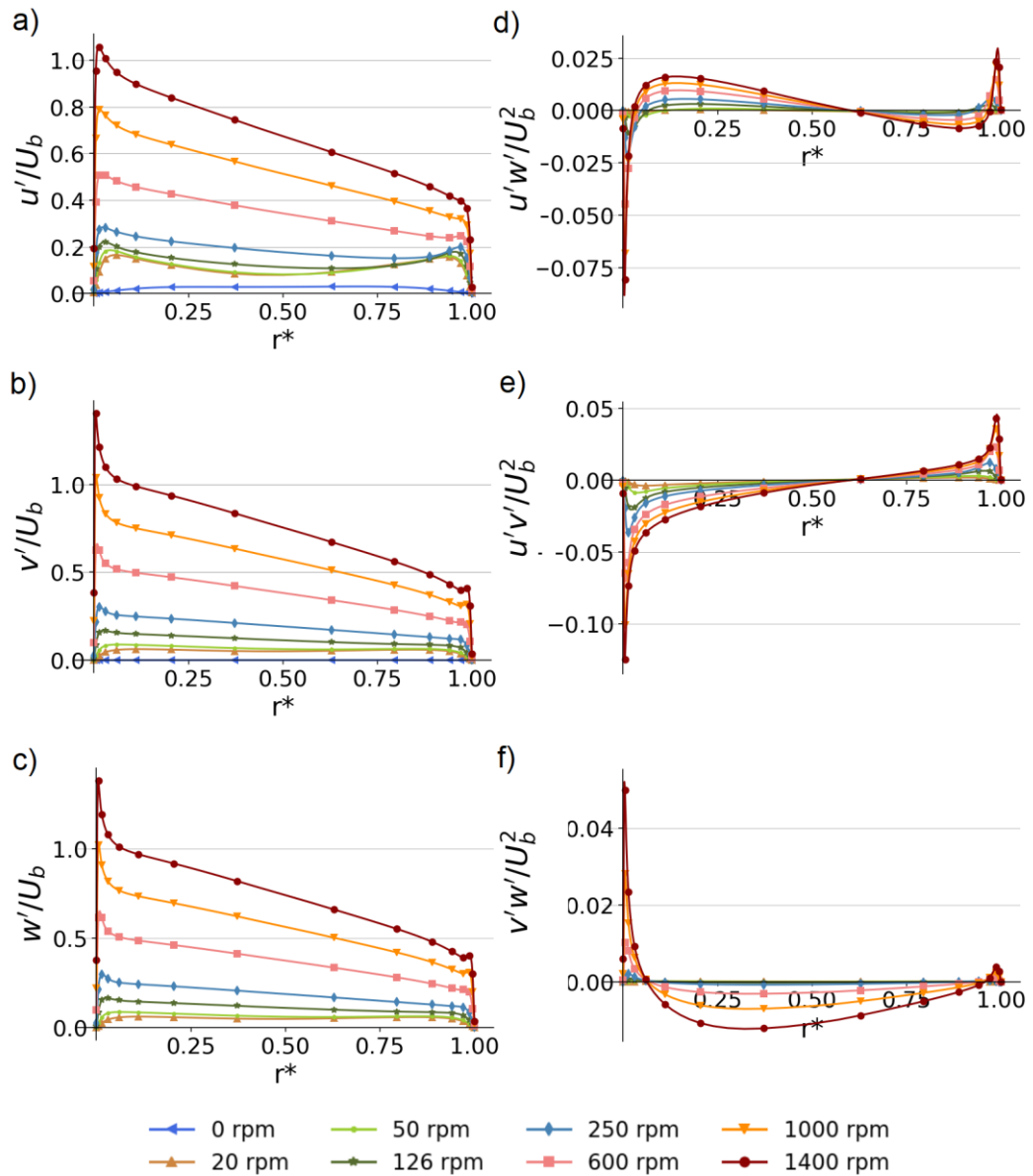
4.1.2 Türbülans Alanı

Ana akım değişkenleri üzerinden yapılan incelemede, girişteki basınç gradyeni kaynaklı aksenal akım ve iç silindirin dönmesi kaynaklı teğetsel hızın, Taylor-Couette-Poiseuille akımının karakteristiğini etkileyen temel bileşenler olduğu görülmüştür. Ayrıca akım alanındaki hidrodinamik değişikliklerin aksenal ve teğetsel hız bileşenlerinin dengesine göre şekillendiği açıktır. Özellikle aksenal yöndeki hız bileşeni üzerinde yapılan incelemelerde iç silindirdeki dönme hareketinin akımın türbülansa geçme aralığını da etkilediği yönünde bulgulara rastlanmıştır (şekil 4.1). Bu sebepten, ana akım değişkenleri yanında türbülans alanının da incelenmesi, TCP akışının temel dinamiklerinin anlaşılmasında faydalı olacaktır. Akım üzerindeki türbülans etkisini ifade eden Reynolds gerilme tensörü ikinci dereceden simetrik bir tensördür ve şu şekilde gösterilir:

$$\mathbf{T}_R = -\rho \begin{pmatrix} \overline{u'u'} & \overline{u'v'} & \overline{u'w'} \\ \overline{u'v'} & \overline{v'v'} & \overline{v'w'} \\ \overline{u'w'} & \overline{v'w'} & \overline{w'w'} \end{pmatrix} \quad 4.1$$

Burada, tensörün diagonalında yer alan $\overline{u'u'}$, $\overline{v'v'}$ ve $\overline{w'w'}$ terimleri sırasıyla aksenal, duvar normal ve teğetsel yöndeki Reynolds gerilmesi bileşenleridir. Normal gerilmeler olarak adlandırılan bu bileşenler, pek çok türbülanslı akışta türbülansın akım üzerindeki etkisinin küçük bir kısmını temsil eder. Diagonal dışında kalan diğer terimler ise türbülans kayma gerilmeleri olarak ifade edilirler. Bu terimler ise ana akımdan türbülansa momentum transferinde baskın rol oynarlar [91].

TCP akımındaki türbülans alanı incelenirken, Reynolds gerilme tensörünü oluşturan tüm terimler ayrı ayrı incelenmiştir. Türbülans gerilmeleri normalize edilirken, normal gerilmeler girişteki ortalama hız (U_b) ile, türbülans kayma gerilmeleri ise ortalama hızın karesi ile (U_b^2) bölünmüştür. Re=7400 eksenel akım koşulları için, Reynolds gerilme tensörü bileşenlerinin farklı iç silindir dönüş hızları ile değişimi şekil 4.6'da verilmektedir.



Şekil 4.6 Re=7400 için, Reynolds gerilme tensörü bileşenlerinin farklı iç silindir dönüş hızları ile değişimi

Şekil 4.6 incelendiğinde ilk göze çarpan, tüm yönlerde türbülans gerilmelerinin, iç silindir dönüş hızıyla birlikte artma eğiliminde olduğudur. Bu durum, iç silindirdeki dönme hareketinin akımın stabilitesini bozucu yöndeki etkisini net bir biçimde ortaya koymaktadır. İç silindirdeki dönüş ile birlikte akım alanına yeni bir düzensizlik eklenmekte ve akıştaki türbülans seviyesi artmaktadır.

Şekil 4.6-a incelendiğinde, eksenel yöndeki Reynolds gerilmesinin (u') iç silindirin sabit olduğu durumda ($\omega=0$ rpm) sıfıra çok yakın bir değerde olduğu görülmektedir. İç silindirdeki dönme hareketiyle birlikte türbülans gerilmeleri de artmaktadır. Bu sonuç, ana akım değişkenleri incelenirken gözlenen ve şekil 4.2'de verilen, eksenel yöndeki hız bileşeni profillerinin iç silindir sabitken parabolığe yakın bir yapıda olması ve dönüş hareketiyle birlikte basıklaşarak tam türbülanslı bir karaktere yaklaşması bulgusunu da destekler niteliktedir. Ayrıca eksenel yöndeki Reynolds gerilmeleri $\omega=126$ rpm iç silindir dönüş hızından sonra çok daha hızlı bir biçimde artmaktadır. Şekilde görülen bir diğer değişim de türbülans gerilmesi profillerindeki asimetridir. Dönmekte olan iç silindir yakınında türbülans gerilmeleri, sabit olan dış silindire oranla daha yüksektir. İç silindir dönüş hızının artmasıyla birlikte bu asimetri daha da belirginleşmektedir. İç silindir yakınındaki türbülans gerilmeleri hızlı bir biçimde artarken, dış silindir yakınındaki gerilmelerdeki artış daha sınırlı kalmaktadır

Reynolds gerilmelerinin $\omega=126$ rpm iç silindir dönüş hızı değerinden sonra daha hızlı biçimde artması ve profillerde gözlenen asimetri bulguları diğer normal gerilmeler için de geçerlidir. Şekil 4.6-c'de teğetsel yöndeki Reynolds gerilmelerinin (w') iç silindir dönüş hızıyla değişimi görülmektedir. Türbülans gerilmelerindeki artış belirgin bir biçimde göze çarpmaktadır. İç silindirdeki dönme hareketiyle birlikte akım alanına eklenen teğetsel hız arttığı ve akım stabilitesi bozulduğu için bu durum beklenen bir sonuçtur. Şekil 4.6-b'de verilen duvar normali yönündeki (v') türbülans gerilmelerindeki artış ise daha ilgi çekici bir sonuçtur. Çünkü ana akım değişkenleri üzerinde yapılan incelemelerde, duvar normali yönündeki hız bileşeninin eksenel ya da teğetsel hızdaki artıştan etkilenmediği ve her durumda sıfır mertebesinde olduğu görülmüştür. Ancak bu yönde bir hız bileşeni olmamasına rağmen, türbülans gerilmesi

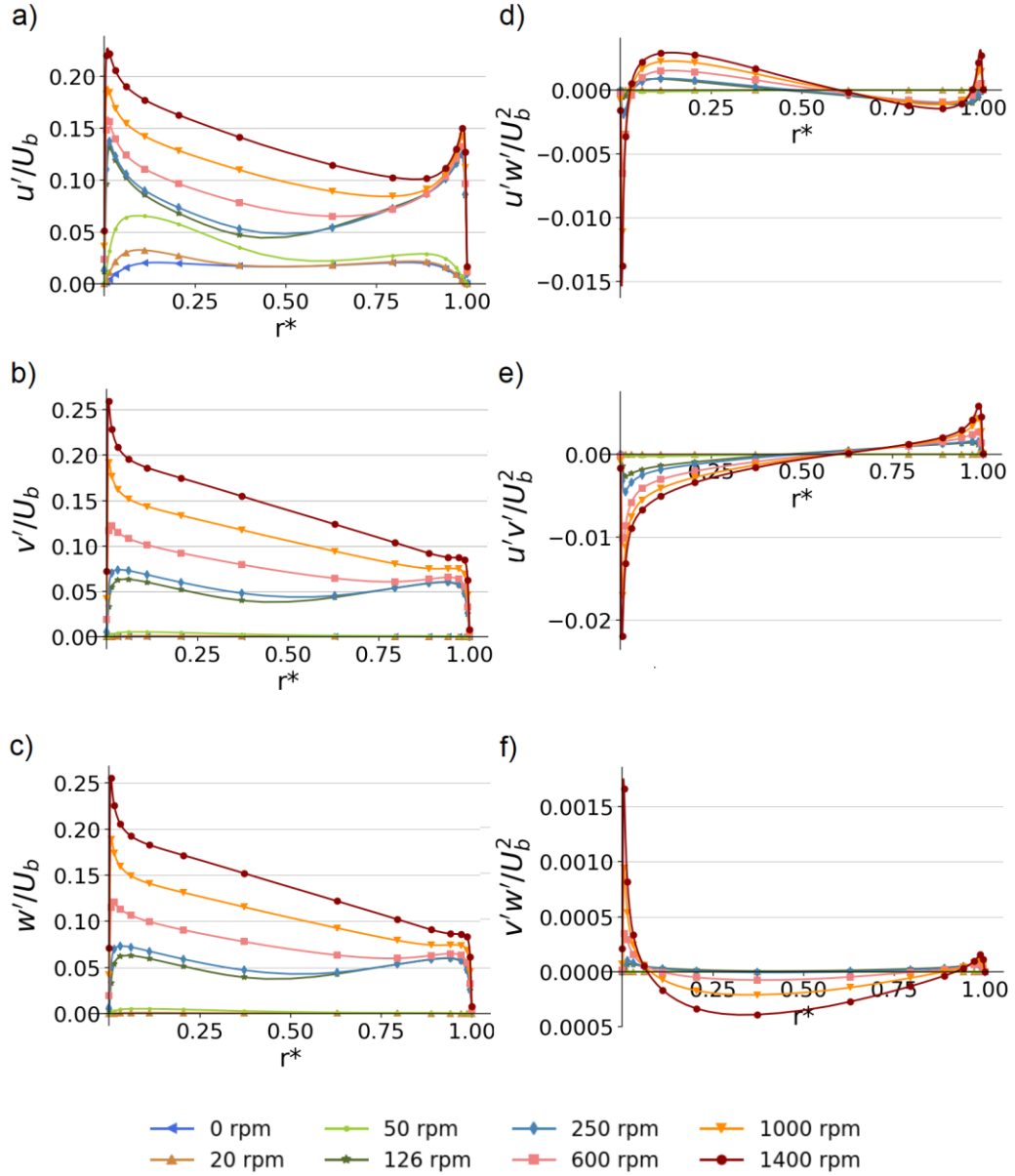
mevcuttur ve iç silindir dönüş hızıyla birlikte artmaktadır. Bu durum, türbülansın üç boyutlu yapısından kaynaklanmaktadır.

Şekil 4.6-d'de $u'w'$ gerilmesinin iç silindir dönüş hızıyla değişimi görülmektedir. Gerilme profilleri, akış alanının farklı bölgeleri için karmaşık bir asimetri içermektedir. Gerilme değerleri iç silindirin çok yakınında ve ana akım hız gradyanlarının en yüksek olduğu bölgede negatif değer almakta ve daha sonra hızla pozitif bölgeye çıkmaktadır. Silindirler arası akış alanının orta bölgesinde yeniden negatif değer alarak, sabit dış silindir sınır tabakası içerisinde tekrardan pozitif bir pik yapmaktadır. Gerilme değerlerinin hem pozitif, hem de negatif pikleri iç silindir dönüş hızıyla birlikte artmaktadır.

Şekil 4.6-e'de verilen $u'v'$ gerilmesi ise daha homojen bir dağılım göstermektedir. Dönmekte olan iç silindir yakınında negatif, dış silindir yakınında ise pozitif değer almakta, silindirler arası orta bölgede ise lineere yakın bir eğilim izlemektedir. Silindirler arası bölgenin tam orta noktasında, yani simetri ekseninde ise sıfır olmaktadır. Silindir yakınlarında aldığı en yüksek değerler iç silindir dönüş hızıyla birlikte artmaktadır.

Şekil 4.6-f'de sunulan $u'v'$ gerilmesi ise, diğer iki teğetsel gerilmeden farklı bir eğilim izlemektedir. Hem dönmekte olan iç silindir, hem de sabit dış silindir yakınında pozitif değerdedir. Silindirler arası orta bölgede ise değeri oldukça azalmakta ve yüksek dönüş hızları için negatif bölgeye inmektedir. İç silindir dönüş hızının artmasıyla birlikte, gerilme değerlerinin silindir yakınlarında aldığı maksimum değerler de artmaktadır. Ancak bu artış, iç silindir yakınında çok daha yüksek olmakta ve profillerin asimetrisini arttırmaktadır.

$Re=4000$ aksenal akış şartları için, Reynolds gerilme tensörü bileşenlerinin farklı iç silindir dönüş hızları ile değişimi şekil 4.7'de sunulmaktadır.



Şekil 4.7 $Re=4000$ eksenel için, Reynolds gerilme tensörü bileşenlerinin farklı iç silindir dönüş hızları ile değişimi

Şekil 4.7’de görüldüğü üzere, iç silindir dönüş hızının değişimi, yüksek Re sayılarında da düşük Re sayılarına benzer bir etki göstermektedir. Ancak ilk göze çarpan durum, 7400 Re sayısına kıyasla, türbülans yoğunluklarının ulaştığı maksimum değerlerin azalmasıdır. Bu durum, hem normal gerilmeler, hem de türbülans kayma gerilmeleri için geçerlidir. Ayrıca, iç silindir dönüş hızının artması ile türbülans yoğunluklarında meydana gelen artış, $Re=7400$ ’e kıyasla daha sınırlıdır. Örneğin, $Re=7400$ ’de, iç silindir dönüş hızı 126 rpm’den 1400 rpm’e çıkarıldığında, u' türbülans yoğunluğunun

maksimum değeri yaklaşık olarak 5 kat artmaktadır. Ancak $Re=40000$ durumunda, aynı iç silindir dönüş hızı değişimi için u' türbülans yoğunluğunda gözlenen artış yaklaşık olarak 2 kattır.

Şekil 4.7-a'da görülen u' türbülans gerilmesi, $Re=7400$ de olduğu şekilde, iç silindir dönüş hızıyla artmaktadır. Farklı olarak, dönüş hızının artmasıyla gözlenen asimetrisinin çok daha az olduğu görülmektedir. Belirli bir dönüş hızından itibaren silindirler yakınındaki gerilme değerlerinin hızlı bir biçimde yükselmekte ve sabit dış silindir yakınındaki türbülans gerilmeleri bu noktadan itibaren yaklaşık olarak aynı değerde kalmakta, iç silindir dönüş hızından etkilenmemektedir. İç silindir yakınındaki ve silindirler arası orta bölgedeki gerilmelerin ise, yüksek dönüş hızları için artmaya devam ettiği görülmektedir. $\omega=126$ rpm'den düşük dönüş hızları için ise gerilme değerlerinin, özellikle silindirler arası orta bölgede $Re=7400$ 'deki aynı sonuçlara oranla daha fazla azaldığı ve bu noktadaki türbülans yoğunluğunun düştüğü görülmektedir.

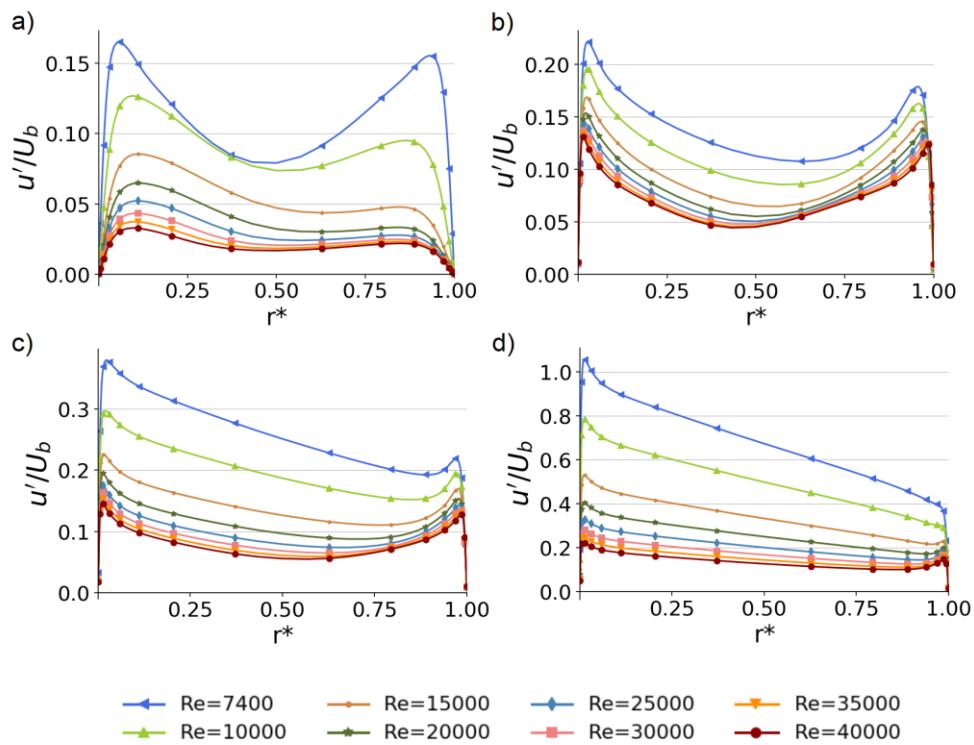
Şekil 4.7-b'de verilen v' türbülans gerilmesi de, iç silindir dönüş hızındaki değişimden benzer şekilde etkilenmektedir. İç silindir yakınındaki gerilme değerleri, dönüş hızının artmasıyla birlikte yükselmektedir. Re sayısındaki değişim yalnızca türbülans gerilmelerinin büyüklüğünü azaltacak yönde etki etmiştir.

Şekil 4.7-c'de görülen w' türbülans gerilmesinin iç silindir dönüş hızıyla değişimi de, diğer nominal gerilmelere benzer biçimdedir. Özellikle dış silindir yakınında, türbülans yoğunluğu iç silindir dönüş hızındaki değişimden etkilenmemektedir. Dönmekte olan iç silindir yakınında ise $\omega=126$ rpm'den yüksek dönüş hızlarında türbülans gerilmeleri artmaya devam etmektedir. Bu sonuç, ana akım değişkenleri incelenirken gözlenen sonuçlarla da uyum içerisindedir. $Re=40000$ eksenel akış koşullarındaki teğetsel yöndeki ana akım hız bileşeninin değişimi incelenirken (şekil 4.4-d), $\omega=126$ rpm'den düşük iç silindir dönüş hızlarında hız profillerinin hızlı biçimde azaldığı ve türbülanslı yapıdan uzaklaştığı gözlenmişti. Bu sebeple, teğetsel yöndeki ana akım ve türbülans gerilmesi sonuçları, birbirlerini destekler niteliktedir.

Şekil 4.7-d, e ve f'de sunulan teğetsel yöndeki Reynolds gerilme tensörü bileşenlerinin, davranışlarında kayda değer bir değişim olmamıştır. İç silindir dönüş hızının artmasıyla

birlikte, türbülans gerilmelerinin pozitif ve negatif bölgedeki maksimum değerleri azalmaktadır.

Re sayısındaki değişimin türbülans gerilmelerinin değişimine etkisini daha net inceleyebilmek için, aynı iç silindir dönüş hızı için farklı Re sayılarında türbülans gerilmelerinin değişimi gözlenmiştir. Bu sayede, eksenel akımın türbülans alanına etkisi de incelenmiştir. u' türbülans gerilmesinin Re sayısı ile değişimi şekil 4.8'de verilmektedir.

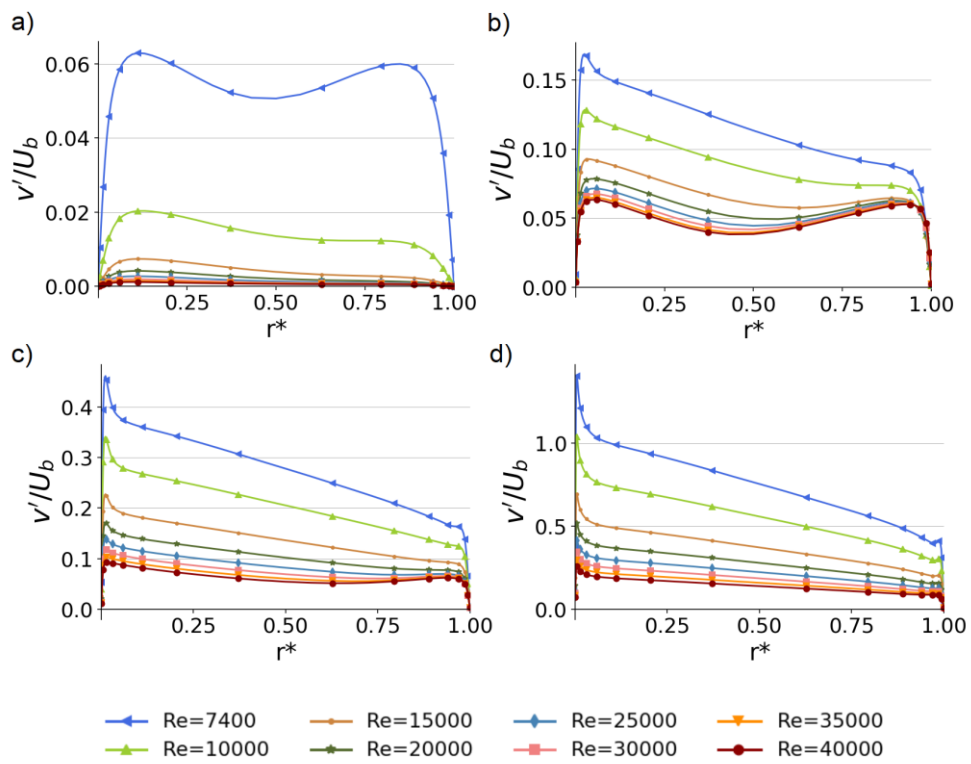


Şekil 4.8 u' türbülans gerilmesinin Re sayısı ile değişimi (a- 20rpm, b-126 rpm, c-400 rpm, d- 1400 rpm)

Şekil 4.8'de görüldüğü üzere, u' türbülans gerilmesi Reynolds sayısı ile azalmaktadır. Bu azalma eğilimi şekilde sunulan tüm iç silindir dönüş hızlarında görülmektedir. Bu durum, artan eksenel akışın akım üzerinde stabilize edici bir etkisi olduğu ve türbülans yoğunluğunun bu nedenle azaldığını göstermektedir.

Eksenel akışın iç silindirdeki dönme hareketinin akışta yarattığı bozucu etkiyi baskıladığı düşünülürse, eksenel akım hızı arttıkça bu etkinin daha da belirginleşmesi beklenir. Ancak, Re sayısının 7400'den 20000'e kadar olan değerleri için azalma eğilimi daha hızlı iken, $Re=20000$ 'den büyük eksenel akış koşulları için türbülans gerilmesindeki değişim

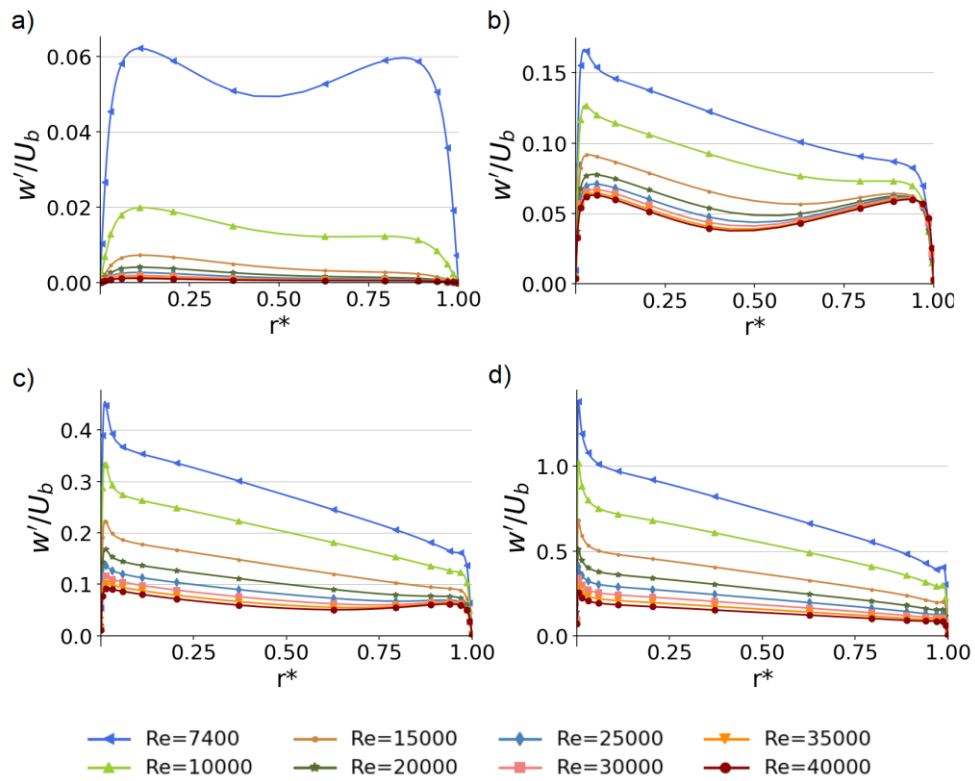
daha sınırlı kalmaktadır. Şekil 4.2-a'da incelenen sonuçlarda, iç silindir dönmesi yokken ana akıma ait eksenel hız bileşeninin (u) $Re=20000$ civarlarında iken tam türbülanslı bir yapı göstermeye başladığı görülmüştü. Burada aynı eksenel akış koşulunun, akımdaki stabilize edici etki üzerinde de bir sınır değeri oluşturduğu görülmektedir. Başka bir deyişle, eksenel akımın bağımsız biçimde türbülansa geçtiği değerden önce, iç silindirdeki dönme hareketinin yarattığı türbülanslı yapıyı bastırmada daha etkin olduğu, bu değerden sonra ise stabilize edici etkinin daha sınırlı kaldığı görülmektedir. Bu durum, yüksek iç silindir dönüş hızlarında daha net görülmektedir. v' türbülans gerilmesinin Re sayısı ile değişimi şekil 4.9'da sunulmuştur.



Şekil 4.9 v' türbülans gerilmesinin Re sayısı ile değişimi (a- 20rpm, b-126 rpm, c-400 rpm, d- 1400 rpm)

Şekil 4.9 incelendiğinde, u' türbülans gerilmesinde gözlenen etkinin v' gerilmesinde de benzer olduğu görülmektedir. Artan eksenele akış, gerilme değerlerini azaltmakta ve akım üzerinde stabilize edici bir etki göstermektedir. Yine önceki sonuçlara benzer bir biçimde bu etki, Re sayısının 20000 değerlerine kadar hada hızlı değişirken, bu değerden sonra daha sınırlı kalmaktadır. Ayrıca, şekil 4.9-a'da görülen, en düşük iç silindir dönme hızı olan 20 rpm de, en düşük eksenel hız değeri olan $Re=7400$ için

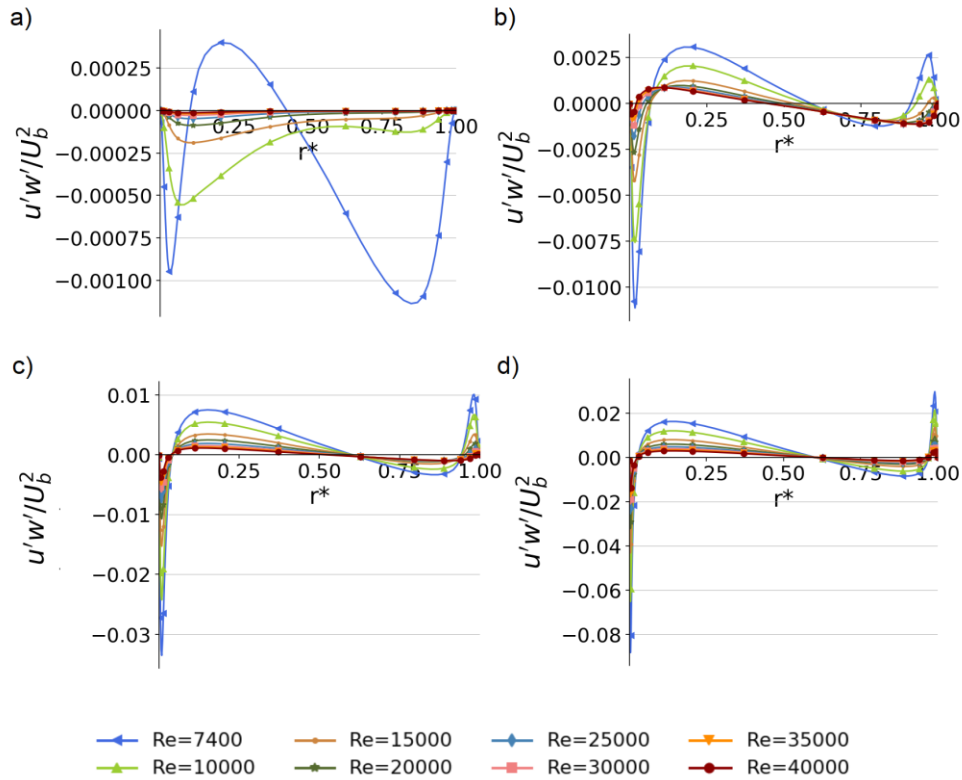
türbülans yoğunluğunun, diğer Re sayılarına oranla oldukça yüksek bir değer aldığı ve Re sayısındaki artışla birlikte çok hızlı bir biçimde azaldığı görülmektedir. $\omega=126$ rpm ve üzerindeki iç silindir dönüş hızlarında, türbülans yoğunluğunun aksel akış ile değişimi daha dengeli bir dağılım göstermektedir. Diğer yönlerdeki türbülans yoğunluklarında da gözlenen bu durum, Re sayısındaki stabilize edici etkinin düşük iç silindir dönüş hızları için çok daha belirgin olduğunu göstermektedir. Düşük iç silindir dönüş hızlarında, dönme hareketinin akım alanındaki stabilizasyonu bozucu etkisi daha az olduğu için aksel akış tarafından çok daha belirgin biçimde baskılanabilmekte ve türbülans yoğunlukları Re sayısındaki artıştan daha fazla etkilenmektedir. w' türbülans gerilmesinin Re sayısı ile değişimi şekil 4.10'da sunulmuştur.



Şekil 4.10 w' türbülans gerilmesinin Re sayısı ile değişimi (a- 20rpm, b-126 rpm, c-400 rpm, d- 1400 rpm)

Şekil 4.10 'da görüldüğü üzere, Re sayısındaki değişim, w' türbülans gerilmesini de diğer normal gerilmelerde olduğu şekilde etkilemektedir. Artan Re sayısı ile birlikte türbülans yoğunluğu azalmaktadır. Ayrıca Re=20000 değerinden itibaren bu azalma etkisinin hızındaki değişim, diğer normal gerilmelerde olduğu gibi daha sınırlı kalmaktadır.

Şekil 4.10-a'da görülen $\omega=20$ rpm iç silindir dönme hızı ve $Re=7400$ eksenel hız koşullarında türbülans yoğunluğunun diğer Re sayılarına oranla çok daha yüksek bir değer aldığı ve Re sayısındaki artışla birlikte hızlı bir biçimde düştüğü görülmektedir. $Re=10000$ değerinden sonra türbülans yoğunlukları neredeyse sıfıra inmiştir. Bu durum, şekil 4.5-a'da sunulan ana akıma ait teğetsel hız bileşeninin (ω) Re sayısı ile değişimini gösteren sonuçlarla da uyum içerisindedir. Söz konusu sonuçlarda da, ana akıma ait teğetsel yöndeki hız profillerinin, iç silindir $\omega=20$ rpm hızı ile dönmekteyken yalnızca $Re=7400$ eksenel akım koşullarında tam türbülanslı bir yapı gösterdiği, daha yüksek Re sayılarında da iç silindir yakınında hızlı bir biçimde azalarak sıfıra gittiği görülmüştür. $u'w'$ türbülans gerilmesinin Re sayısı ile değişimi şekil 4.11'de görülmektedir.

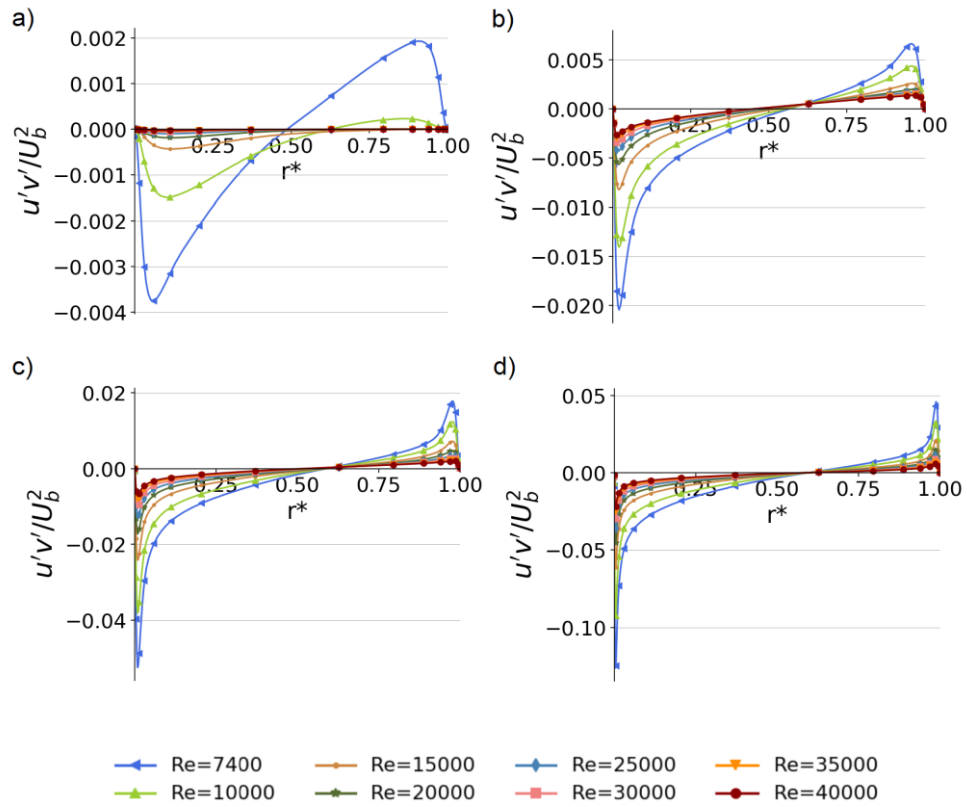


Şekil 4.11 $u'w'$ türbülans gerilmesinin Re sayısı ile değişimi (a- 20rpm, b-126 rpm, c-400 rpm, d- 1400 rpm)

Şekil 4.11 incelendiğinde, normal yöndeki türbülans gerilmelerinde eksenel akış hızındaki artış ile gözlenen azalma eğiliminin, türbülans kayma gerilmelerinde de gözlemlendiği görülmektedir. $u'w'$ türbülans gerilmesi, artan Re sayısı ile birlikte

azalmaktadır. Bu azalma eğilimi, türbülans yoğunluğunun hem pozitif, hem de negatif bölgede yaptığı piklerde geçerlidir. Ayrıca, düşük iç silindir dönüş hızlarında, Re sayısının baskın stabilize edici etkisi ve türbülans yoğunluğundaki hızlı azalma burada da görülmektedir.

Re sayısındaki artış ile birlikte asıl farklılık, sabit dış silindir yakınında gözlenmektedir. Düşük Re sayılarında, $u'w'$ gerilmesi, dış silindir yakınında ($r^*=1$ 'e yakın bölgede) pozitif yönde bir pik yaparken, yüksek Re sayılarında bu davranış görülmemektedir. Bu durumun, artan eksenel akışın, iç silindirdeki dönme hareketinin iç bölgelere penetrasyonunu (nüfuzunu) engellemesi ve yüksek Re sayılarında dış silindire ulaşmadan baskılamasından kaynaklandığı düşünülmektedir. $u'v'$ türbülans gerilmesinin Re sayısı ile değişimi şekil 4.12'de verilmektedir.

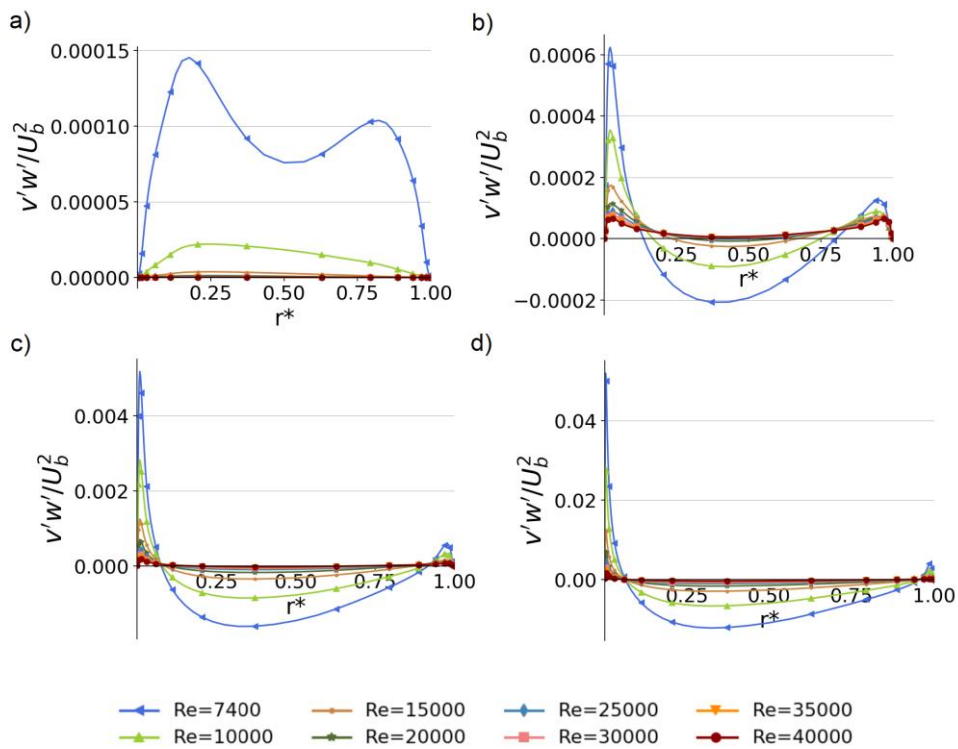


Şekil 4.12 $u'v'$ türbülans gerilmesinin Re sayısı ile değişimi (a- 20rpm, b-126 rpm, c-400 rpm, d- 1400 rpm)

Şekil 4.12'de görüldüğü üzere, diğer normal ve türbülans kayma gerilmelerinde gözlemlendiği gibi, $u'v'$ gerilmesi de ,artan Re sayısı ile birlikte azalmaktadır. Özellikle şekil 4.12-b ve c'de sunulan, düşük ve orta iç silindir dönüş hızlarında, artan Re sayısı ile

birlikte türbülans yoğunluğunun dış silindire ulaşmadan değerinin sıfıra indiği görülmektedir. $u'v'$ gerilmesi, dönme yönünde herhangi bir bileşen bulundurmamasına rağmen (w bileşeni), artan aksenal akış hızının dönme hareketinin etkisinin iç bölgelere penetrasyonunu engellemesi burada da görülmektedir. Türbülans yoğunluğundaki değişim, silindirler arası akım alanının merkez eksenini ve iç silindir arasında ($r^* < 0.5$) şekilsel olarak benzer bir eğilim gösterirken, dış silindir yakını bölgede yüksek Re sayılarındaki yoğunluklar sıfıra oldukça yaklaşmaktadır.

$v'w'$ türbülans gerilmesinin Re sayısı ile değişimi şekil 4.13'de verilmektedir.



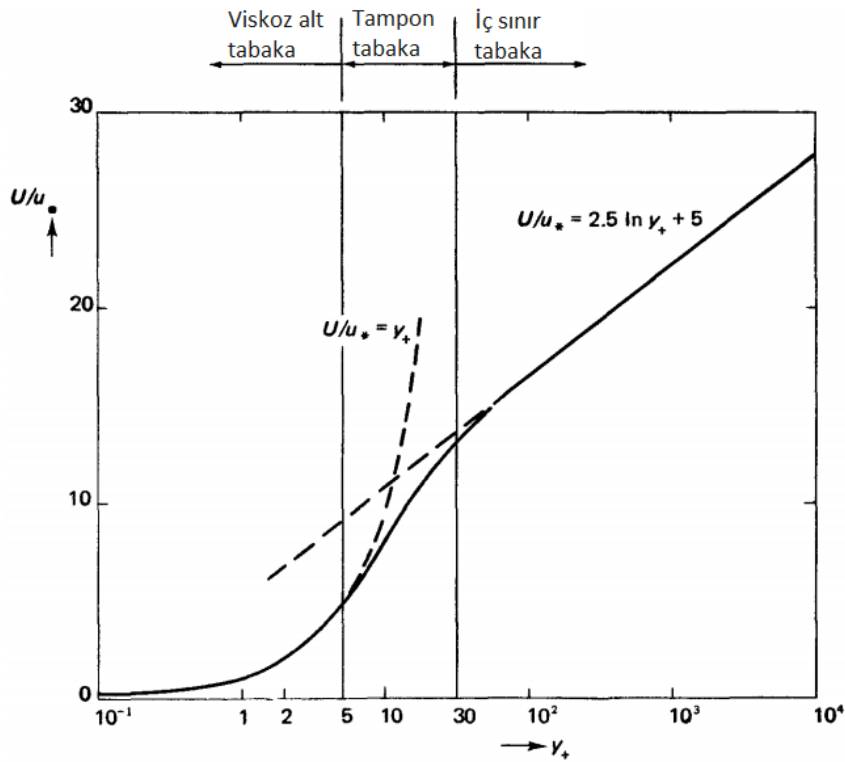
Şekil 4.13 $v'w'$ türbülans gerilmesinin farklı iç silindir dönüş hızları ile değişimi (a- 20rpm, b-126 rpm, c-400 rpm, d- 1400 rpm)

Şekil 4.13 incelendiğinde, artan aksenal akış ile birlikte türbülans yoğunluklarında gözlenen azalma eğilimine, diğer tüm yönlerde olduğu gibi $v'w'$ gerilmesinde de rastlandığı görülmektedir. Türbülans yoğunluğu iç ve dış silindir yakınında pozitif bölgede birer pik yapmaktadır. Silindirler arası akım alanının orta bölgelerinde ise negatif alana inmektedir. Düşük ve orta iç silindir dönüş hızlarında (şekil 4.13-b ve c) her iki silindir yakınında da türbülans yoğunluklarının birer maksimum noktası mevcut

iken, yüksek dönüş hızlarında (şekil 4.13-d) artan aksenal akışla birlikte neredeyse akım alanının tamamında türbülans yoğunluklarının sıfıra çok yakın değerler aldığı görülmektedir.

Taylor-Couette-Poiseuille akımında iç silindirdeki dönme hareketi ve aksenal akış koşullarındaki değişimin sınır tabaka yapısında sebep olduğu etkiyi daha ayrıntılı inceleyebilmek adına, sınır tabaka içerisindeki boyutsuz hız profillerinin değişimi incelenmiştir.

Katı duvar yakınındaki neredeyse tüm türbülanslı akımlarda, sınır tabaka içerisindeki hız dağılımları evrensel bir yapı izler. Yani hız dağılımları tüm türbülanslı akımlar için aynıdır. Bu durum, duvar yasası olarak adlandırılır [91]. Duvar yasası ve sınır tabaka içi hız dağılımları şekil 4.14’de gösterilmiştir.



Şekil 4.14 Evrensel duvar yasası [91]

Şekil 4.14’den de görülebileceği üzere, türbülanslı akımlarda, katı duvar yakınındaki boyutsuz hızın (u_+) boyutsuz uzaklık (y_+) ile dağılımı sınır tabakanın farklı bölgeleri için belirli bir yapı izler. Duvara en yakın olan bölge, vizkoz alt tabaka olarak adlandırılır. Burada, duvarın varlığı sebebi ile viskoz kuvvetler tamamen etkindir ve türbülans

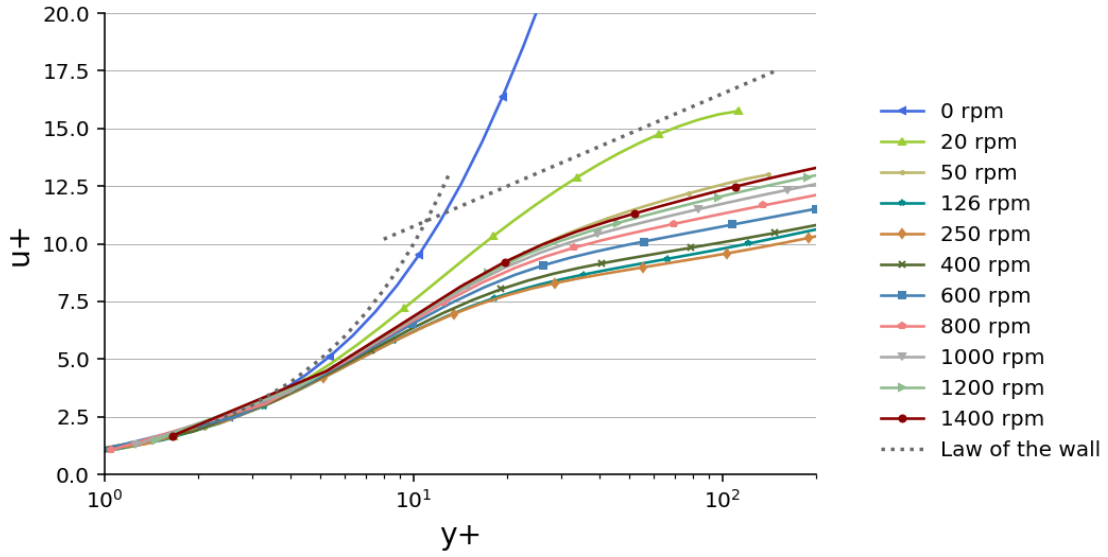
etkilerini bastırırlar. Bu sebeple hız dağılımı neredeyse laminar bir yapıdadır. Bu bölge yaklaşık olarak vizkoz uzaklığın $y^+=5$ olduğu noktaya kadar devam eder. Sınır tabaka içerisinde duvardan biraz daha uzaklaşıldığında, vizkoz uzaklığın $y^+>30$ olduğu bölge iç sınır tabaka bölgesidir. Bu noktadan itibaren türbülans, akım davranışı üzerinde etkin olmaya başlar. Bu bölgeye Log-Law bölgesi (logaritmik bölge) denir ve hız profili logaritmik bir yapı izler. Boyutsuz hızın duvardan uzaklığa göre izlediği profil

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{K} \ln y^+ + C \quad \text{denklemleriyle gösterilir [92]. Burada } u_* \text{ sürtünme hızı, } K \text{ ise von}$$

Karman sabitidir. Vizkoz alt tabaka ve iç sınır tabaka bölgelerinin arasında kalan bölge ise tampon bölge olarak isimlendirilir. Bu bölge, ne tam olarak vizkoz kuvvetlerin ne de türbülans kuvvetlerinin baskın olduğu geçiş bölgesidir. Sınır tabaka içerisindeki laminardan türbülansa geçiş bölgesi olarak da düşünülebilir. Bu nedenle, standart bir yapısı yada belirli bir matematiksel ifadesi yoktur.

Tüm türbülanslı akımlarda, sınır tabaka içerisindeki hız dağılımı duvar yasasına uygun yapıda olsalarda, çeşitli etkenler hız profillerinin bu yapıdan az da olsa sapmasına neden olabilir. Türbülans kinetik enerjisinin büyük bölümünün üretildiği ve Reynolds gerilmelerinin büyük oranda oluştuğu bölgelerin sınır tabakanın bu kısımları olduğu göz önünde bulundurulursa, buradaki değişikliklerin akımın türbülans yapısındaki değişimlere de kaynaklık ettiği düşünülebilir.

Şekil 4.15’de, $Re=7400$ eksenel akım koşullarında, Taylor-Couette-Poiseuille akımına ait sınır tabaka içerisindeki hız profillerinin iç silindir dönme hızı ile değişimi gösterilmiştir.



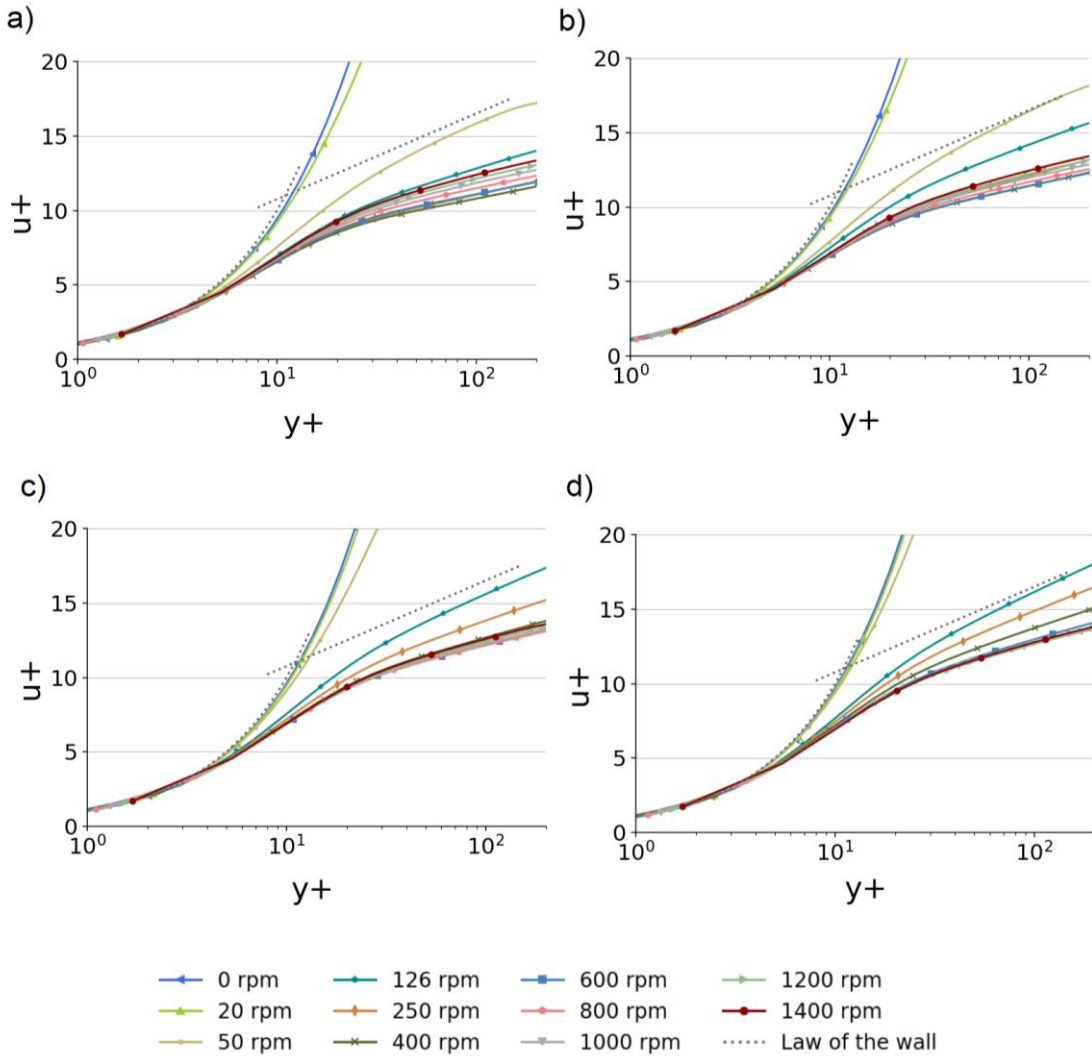
Şekil 4.15 $Re=7400$ için sınır tabaka içerisindeki hız profillerinin iç silindir dönme hızı ile değişimi

Şekil 4.15 incelendiğinde, iç silindirin sabit olduğu durumda (0 rpm), sınır tabaka içerisindeki hız dağılımı, vizkoz alt tabaka bölgesinde duvar yasasına uyumlu bir biçimde hareket ederken, log-law bölgesinde türbülanslı akım profiline uymamakta ve vizkoz alt tabakadaki eğilimini aynı şekilde sürdürmektedir. Bu durumun sebebi, akımın bu koşullarda laminere yakın olmasıdır. $Re=7400$ eksenel akım koşullarındaki ana akım hız değişimlerinin incelendiği şekil 4.2-a'da, iç silindirin sabit olduğu durumda hız profiline laminere yakın bir yapıda olduğu saptanmıştır. Aynı koşullardaki şekil 4.20'de de, 0 rpm dönme hızı için türbülans yoğunluklarının oldukça düşük değerler aldığı gözlenmiştir. Bu sonuçlar bir arada değerlendirildiğinde, $Re=7400$ iken ve iç silindirin sabit olduğu durumda akımın laminere yakın bir yapıda olduğu ve türbülansın tam gelişmediği, bu sebeple de türbülanslı akımlar için geçerli olan duvar yasası hız profiline uymadığı görülmüştür.

Şekil 4.15'de görüldüğü üzere, iç silindirin dönme hareketine, yani teğetsel hıza sahip olduğu durumlarda, sınır tabaka içi hız profilleri log-law bölgesinde duvar yasası profilinden sapmaktadır. Bu durum, teğetsel hızın sınır tabaka yapısında değişime neden olduğunun bir göstergesidir. Şekilde gözlenen başka bir durum da, iç silindirin farklı dönüş hızları için, duvar yasası profilinden sapmaların değişimidir. $\omega=250$ rpm iç silindir dönüş hızına kadar, hız profilleri duvar yasası profilinden uzaklaşmaktadır.

Maksimum sapma bu dönüş hızında gerçekleşmektedir. Daha yüksek iç silindir dönüş hızlarında ise, hız profilleri duvar yasası profiline yaklaşmaktadır.

Daha yüksek Re sayıları için sınır tabaka içi hız profillerinin iç silindir dönüş hızıyla değişimi şekil 4.16'da görülmektedir.



Şekil 4.16 Farklı Re sayıları için sınır tabaka içi hız profillerinin iç silindir dönüş hızıyla değişimi (a-Re=15000, b- Re=20000, c- Re=30000, d- Re=40000)

Şekil 4.16-a incelendiğinde, Re=15000 için, iç silindirin sabit olduğu durumun yanında 20 rpm iç silindir dönüş hızı için de hız profiline duvar yasasına uyum göstermediği görülmektedir. Ayrıca, Re sayısının 30000'den büyük değerleri için (şekil 4.16-c ve d) aynı uyumsuzluk 50 rpm iç silindir dönüş hızında da gözlenmektedir. Söz konusu Re sayısı değerleri için, ana akım hız eksenel ve teğetsel hız değişimlerinin incelendiği şekil 4.2-c ve 4.4-c'de, Re sayısı arttıkça, 126 rpm altındaki iç silindir dönüş hızlarında akımın

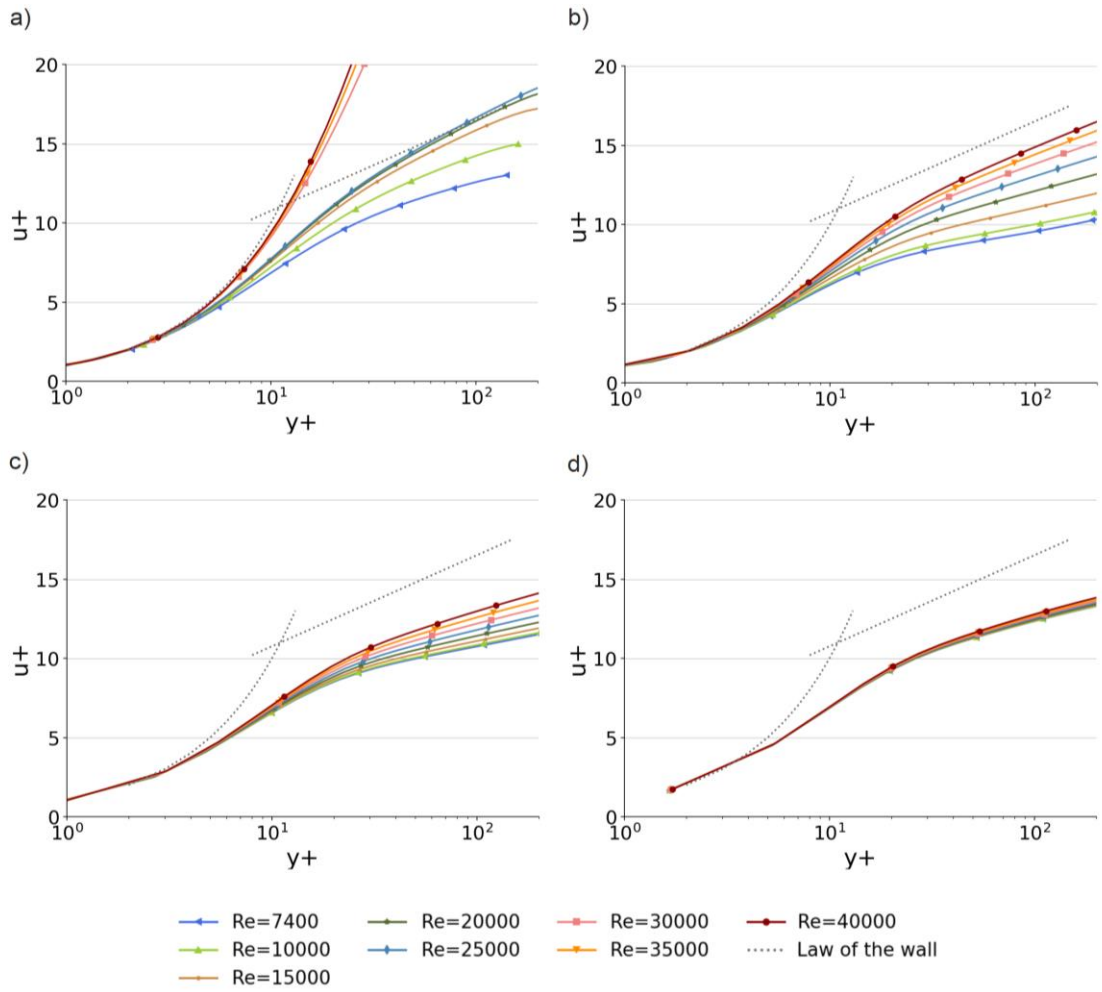
tam türbülanslı yapısını kaybettiği ve laminar bir karaktere yaklaştığı gözlenmişti. Aynı durum ile, türbülans yoğunlukları incelendiği şekil 4.7-a ve c’de de karşılaşılmıştı. Sonuçlar bir arada değerlendirildiğinde, eksenel akıştaki artışın stabilize edici etkisinin, sınır tabaka yapısında da gözlemlendiği görülmektedir. Re sayısı arttıkça, düşük iç silindir dönüş hızlarındaki sınır tabaka içi hız profilleri, gelişmiş türbülanslı akım yapısını kaybederek duvar yasası profili ile uyumlarını kaybetmektedir.

Şekil 4.16’da görülen bir başka etki de, iç silindirin farklı dönüş hızları için, duvar yasası profilinden sapmaların artması yada azalmasıdır. Tüm Re sayıları ve tüm iç silindir dönüş hızında, viskoz alt tabaka bölgesindeki hız profilleri duvar yasası ile uyum içerisindedir. Ancak her Re sayısı için, farklı bir iç silindir dönüş hızına kadar hız profilleri log-law profilinden uzaklaşmakta, daha yüksek dönüş hızları için ise bu sapmalar azalmakta, yani duvar yasası profiline yaklaşılmaktadır. Mevcut literatür incelendiğinde, Poncet vd. [51] Taylor-Couette-Poiseuille akımını inceledikleri çalışmalarında, iç silindir dönüş hızı arttıkça sınır tabaka içi hız profillerinin log-law bölgesinde duvar yasası yapısına yaklaştığını gözlemlemiştir. Chung vd. [49] ise, benzer bir çalışmada, iç silindir dönüş hızının sınır tabaka içi hız profillerini duvar yasası yapısından uzaklaştırdığını belirtmiştir. Literatürdeki bu sonuçları, mevcut çalışma ile karşılaştırmak için, dönme oranı üzerinden kıyaslama yapılmıştır.

Dönme oranı, TCP akımında eksenel ve teğetsel hız oranlarını kıyaslamak için kullanılan karakteristik boyutsuz büyüklüklerden birisidir. Açık literatürde $N = V_{\theta} / V_z$ şeklinde tanımlanan dönme oranı, iç silindir üzerindeki teğetsel ve girişteki eksenel hız bileşenlerini birbirine oranlayan bir parametredir. Literatürde, yukarıdaki bahsi geçen çalışmalar bu yönden incelendiğinde, Poncet vd. [51]’nin çalışmasında seçtikleri dönme oranının $N=1.49-6.71$ arasında değiştiği görülmektedir. Özellikle, $N=2.24-6.71$ aralığında hız profillerindeki duvar Log-Law hız yapısına yaklaşma daha belirgindir. Aynı durumda, hız dağılımının duvar yasası profilinden uzaklaştığının tespit edildiği Chung vd.[49]’nin çalışmasında ise, dönme oranı $N=0.2145-0.858$ aralığındadır. Literatürdeki bu bulgular, mevcut çalışmanın çıktıları ile bir arada değerlendirildiğinde, şu sonuca ulaşılmıştır. TCP akımında iç silindirdeki dönme hareketi, sınır tabaka yapısını da etkilemekte ve sınır tabaka içindeki hız dağılımının evrensel duvar yasasından

sapmasına neden olmaktadır. Ancak, aynı Re sayısı için iç silindir dönme hızı arttıkça, teğetsel hız belirli bir değerin üzerine çıktığında, yani dönme oranının yüksek değerlerinde, bu etki tersine dönmekte ve hız profilleri Log-Law yapısına yaklaşmaktadır. Duvar yasasından sapma etkisinin tersine döndüğü dönme oranının, incelenen aralıktaki tüm Re sayıları için, yaklaşık olarak $N=1.6-3$ aralığında değiştiği saptanmıştır. $N>3$ olan dönme sayılarında, duvar yasası profilinden sapmalar azalma eğilimine girmektedir. Bu değerler, literatürdeki sonuçlarla da uyum içerisindedir.

Sınır tabaka içi hız profillerinin, Re sayısı ile değişimi, şekil 4.17’de sunulmaktadır.



Şekil 4.17 Farklı iç silindir dönüş hızları için sınır tabaka içi hız profillerinin Re sayısı ile değişimi (a-50 rpm, b-250 rpm, c-600 rpm, d-1400 rpm)

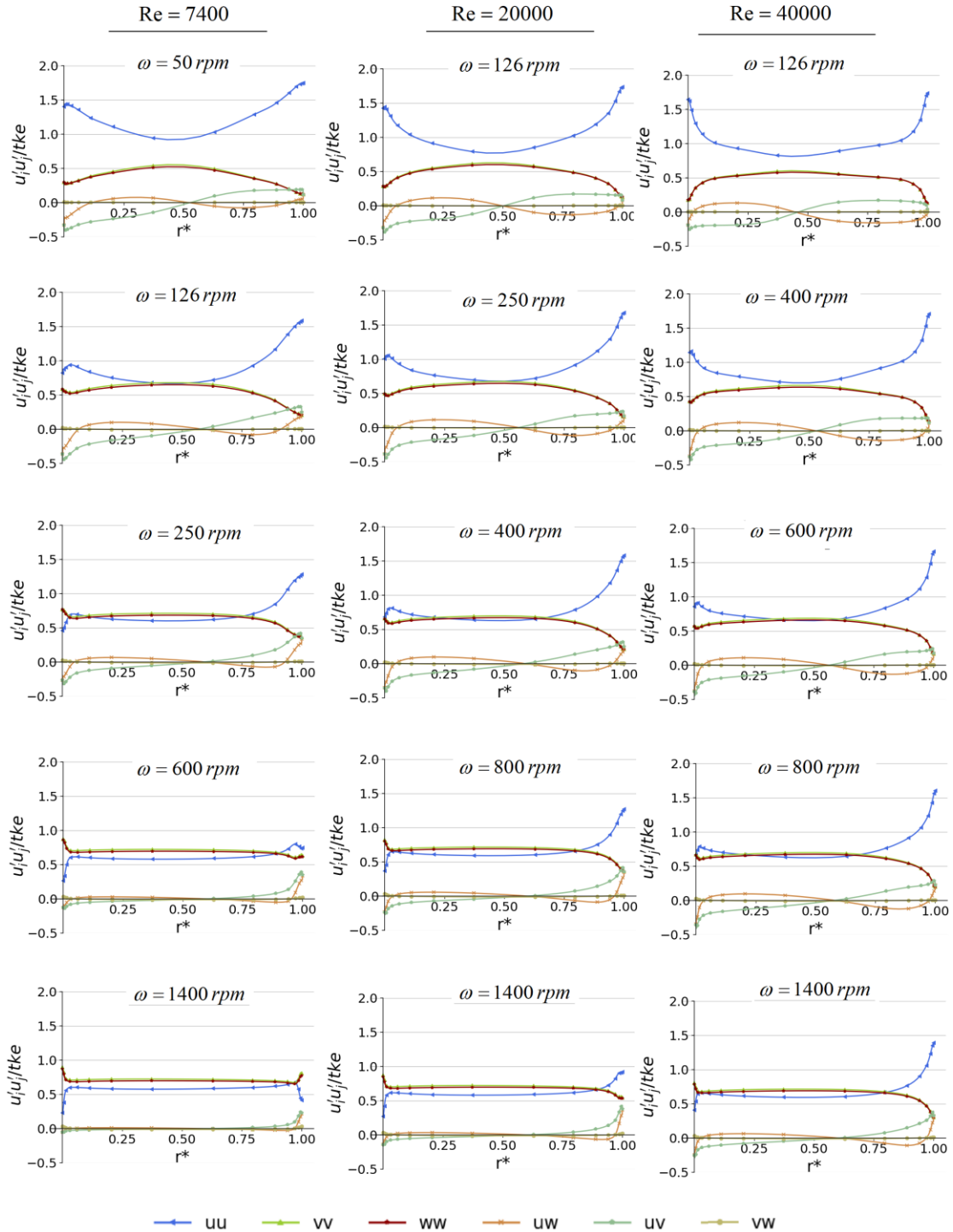
Şekil 4.17-a’da görüldüğü üzere, düşük dönme hızları için, Re sayısı arttıkça, akım gelişmiş türbülanslı yapısını kaybetmekte ve laminar bir görünüme yaklaşmaktadır. Şekil 4.17-b’de ise iç silindir dönüş hızı arttığında, tüm Re sayısı değerleri için akımın

gelişmiş türbülanslı bir yapıda olduğu ve sınır tabaka içi hız profillerinin duvar yasasına uyum gösterdiği görülmektedir. Re sayısı arttıkça, hız dağılımının Log-Law profiline yaklaştığı görülmektedir. Şekil 4.17-c'de, Re sayısının etkisinin aynı kaldığı, yani Re sayısı arttıkça hız profillerinin duvar yasası profiline yaklaştığı görülmektedir. Ancak iç silindir dönme hızı arttığı için, Re sayısının etkisiyle oluşan değişim daha sınırlı kalmaktadır. Şekil 4.17-d'de ise, yüksek iç silindir dönme hızları için Re sayısının sınır tabaka içi hız dağılımına kayda değer bir etkisi olmadığı görülmektedir. Ana akım hız bileşenleri üzerinde yapılan incelemede de, yüksek iç silindir dönüş hızları için Re sayısı değişiminin önemli bir etkisinin olmadığı görülmüştür (şekil 4.3-d ve şekil 4.5-d). Bu durum, sınır tabaka ve ana akım sonuçlarının birbirlerini destekler nitelikte olduğunu göstermektedir. Bu bağlamda, TCP akımının duvar kaynaklı bir türbülanslı akım olduğu göz önünde bulundurulursa, ana akımdaki değişimlere, sınır tabaka içerisindeki değişikliklerin kaynaklık ettiği düşünülmektedir.

Aynı iç silindir dönüş hızı için Re sayısının artışı, dönme oranının azalması anlamına gelmektedir ($N = V_{\theta} / V_z$). Şekil 4.16'da, aynı Re sayısında, farklı dönme oranlarının, sınır tabaka içerisindeki hız dağılımının duvar yasası profilinden sapmasına farklı etkiler gösterdiği gözlenmişti. Aynı Re sayısı için belirli bir değere kadar hız profilleri log-law yapısından uzaklaşırken, yüksek dönme oranlarında bu etkinin tersine döndüğü görülmüştü. Şekil 4.17-c'de incelenen $\omega=600$ rpm iç silindir dönüş hızında, Re sayısı değiştikçe, dönme oranı da $N=1.4-7.6$ aralığında değişmektedir. Ancak tüm bu dönme oranı aralığında, Re sayısı, dolayısı ile dönme oranı değişimi aynı yönde etki etmiş, sınır tabaka içi hız dağılımı duvar yasası profiline yaklaşmıştır. Bu durum, şekil 4.16'daki saptamanın, aynı Re sayısı içerisinde sınırlı kaldığını, Re sayısı değiştiğinde farklı bir sınır tabaka yapısı ortaya çıktığını göstermektedir. TCP akımının karmaşık türbülans yapısı göz önünde bulundurulursa, eksenel akışın stabilize edici etkisinin, iç silindir dönme hareketinin akımda neden olduğu bozunmayı her Re sayısında farklı oranda dengelediği, bu nedenle de Re sayısı değiştiğinde farklı bir türbülans yapısı ortaya çıktığı düşünülmektedir.

Türbülans alanı üzerinde yapılan bir başka inceleme de, TCP akımında, silindirler arasındaki akış alanının bir kesitinde Reynolds Stress tensörü bileşenlerinin dengesinin

nasıl şekillendiğinin gözlenmesidir. Bu amaçla, türbülans kinetik enerjisi ile normalize edilmiş Reynolds Stress Tensörü bileşenlerinin farklı eksenel ve teğetsel hızlarla değişimi şekil 4.18'de verilmiştir.



Şekil 4.18 Farklı Re sayıları ve dönüş hızları için T.K.E. ile normalize edilmiş Reynolds gerilme tensörü bileşenleri

Şekil 4.18'de sunulan türbülans gerilmelerini normalize etmek için Türbülans kinetik enerjisi kullanılmıştır. Türbülans kinetik enerjisi, Reynolds gerilmelerini boyutsuzlaştırmak için birim olarak uygundur (m^2/s^2). Ayrıca, ortalama hız ya da çizgisel hız gibi sabit bir değer değil, türbülans gerilmelerini etkileyenlerle aynı faktörler tarafından şekillendirilen dinamik bir parametredir. Şekil 4.18'de görüldüğü üzere, tüm Re sayıları için, düşük iç silindir dönüş hızlarında eksenel yöndeki türbülans gerilmesinin (u') büyüklüğü daha yüksekken, teğetsel yöndeki (w') daha düşüktür. Aynı düşük dönüş hızında Re sayısı arttıkça türbülans gerilmelerinin profilleri daha basıklaşmaktadır. Ayrıca v' ve w' yönlerindeki gerilmeler neredeyse birlikte hareket etmektedir. Eksenel ve teğetsel yöndeki türbülans gerilmelerinin duvar yakınındaki davranışları birbirlerinin tersidir. Duvardan akış alanının iç bölgelerine doğru gidildikçe u' gerilmesi azalırken, w' gerilmesi artmaktadır. Ancak iç silindir dönüş hızı arttıkça akış alanındaki kesitin genelinde u' gerilmesinin büyüklüğü azalmaya, v' ve w' gerilmeleri ise artmaya başlamaktadır. İç silindir dönüş hızı belirli bir değerin üzerine çıktığında da, w' gerilmesinin büyüklüğünün u' gerilmesinden daha yüksek değerde olduğu görülmektedir. Bu noktadan sonra, iç silindir dönüş hızının artması normal gerilmelerin dengesinde belirgin bir değişikliğe neden olmamaktadır.

Şekil 4.18'de dikkati çeken bir diğer nokta da, silindirler arası akış alanının orta bölgesinde, yani çekirdek bölgede, eksenel ve teğetsel yöndeki türbülans gerilmelerinin dengesinin değiştiği hız değerleridir. Her Re sayısında, çekirdek bölgede w' gerilmesinin büyüklüğünün u' gerilmesini geçtiği nokta, teğetsel hız bileşeninin (iç silindir yüzeyindeki çizgisel hız), eksenel hızın $\sqrt{2}$ katı olduğu dönüş hızıdır. Bu eşitlik, $Re=7400$ için $\omega=126$ rpm'de, $Re=20000$ için $\omega=400$ rpm'de ve $Re=40000$ için $\omega=600$ rpm iç silindir dönüş hızında sağlanmaktadır. Bu değerlerde, çekirdek bölgede teğetsel yöndeki türbülans gerilmesinin büyüklüğü, eksenel yöndekinin üzerine çıkmaktadır.

Türbülans gerilmelerinin dengesine dair bir diğer önemli değişim de, iç silindir dönüş hızı arttıkça, Reynolds gerilme tensörünün (denklem 4.1) normal gerilme bileşenlerinin ($u'u', v'v', w'w'$) birbirlerine yakın değerler alırken, teğetsel bileşenlerinin ($u'v', u'w', v'w'$) sıfıra yaklaşmasıdır. Bu durum, iç silindir dönüş hızı arttıkça

türbülansın izotropisinin de arttığı anlamına gelmektedir. İzotropik türbülans, Reynolds gerilme tensörünün normal bileşenlerinin birbirlerine eşit ($u'u' = v'v' = w'w'$), teğetsel yöndeki bileşenlerinin ise sıfır ($u'v' = u'w' = v'w' = 0$) olması durumudur ve türbülansın sönümlenmeye yakın, yani “ölmeye” yakın safhasında görülür [93].

Ayrıca, iç silindir dönüş hızı arttıkça, yüksek değerlerinde core regiondaki normal gerilmelerin dengesi önemli oranda değişim göstermezken, bu denge durumunun duvar yakınlarına da yayıldığı görülmektedir. Dönüş hızı arttıkça, silindirler arası akış alanının daha geniş bir bölgesinde normal gerilmeler denge durumunda olmakta, yani izotropi daha geniş bir alanda görülmeye başlamaktadır.

Yüksek dönüş hızlarında, iç silindir duvarı yakınında türbülans gerilmelerinin, iç silindir dönüş hızı ile şekillenmekte ve Re sayısının kaydadeğer bir etkisi olmamaktadır. Ancak dış silindir yakınındaki türbülans yapısında, yüksek ve düşük Re sayılarına göre değişen farklılıklar mevcuttur. Yüksek Re sayılarında, artan izotropi durumunun dış silindir yakınında görülmediği gözlenmektedir. Yüksek Re sayılarının en önemli etkilerinden birisinin iç silindirdeki dönme hareketine ait etkilerin dış silindire doğru nüfuzunu azaltması olduğu göz önünde bulundurulursa, buradan izotropik yapının iç silindirdeki dönüşün bir sonucu olduğunu düşünülmektedir.

4.2 TCP SİSTEMİNDE AKIM AYRILMASININ ETKİLERİ

Bu bölümde, Taylor-Couette-Poiseuille sisteminde akım ayrılmasını incelemek üzere oluşturulan geometri içerisindeki akış alanına ait sonuçlar verilmiştir. Ayrıntıları yöntem bölümünde açıklanmış olan yeni geometri, bilinen TCP sistemi ile step akımı geometrilerinin birleşiminden oluşmaktadır. Bu geometriyi oluşturabilmek için, TCP geometrisinde dönmekte olan iç silindir üzerine ani bir çap değişimi eklenerek, akışın yaratılan bu süreksizlik noktasında duvardan kopması sağlanmıştır. Böylelikle, akım ayrılmasının, hem TCP sistemi içerisindeki akış alanına ne şekilde etki ettiği gözlenmiş, hem de ayrılma bölgesini çap değişiminden önceki bölge ile kıyaslama imkânı doğmuştur.

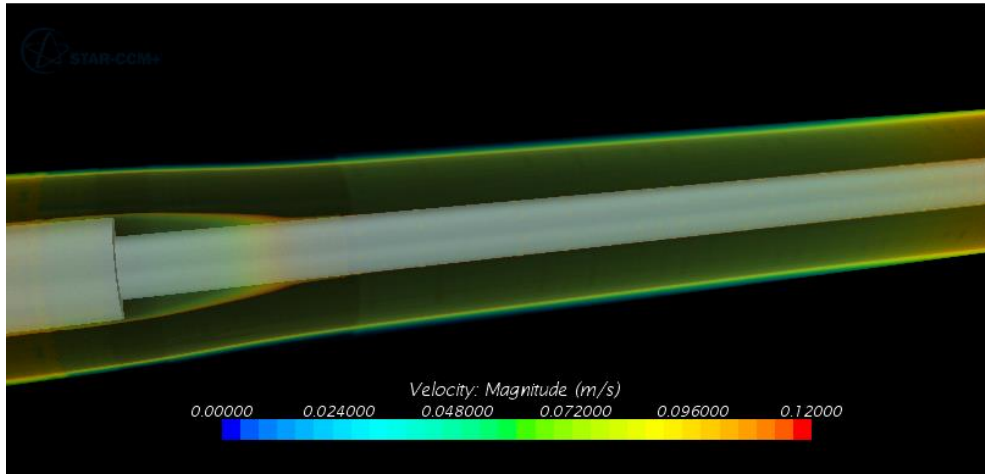
Ayrılma akımlarını incelemek üzere oluşturulmuş bir temel problem olan step akımı (Backward Facing Step) ile ilgili literatür incelendiğinde, akım ayrılmasının ana akım ve türbülans alanı üzerinde ciddi değişimlere neden olduğu, bu değişimlerin de hem ayrılma bölgesini hem de sonraki akım bölgesini etkilediği görülmüştür. İlgili ayrıntılar tez çalışmasının literatür özeti bölümünde sunulmaktadır. Ancak bu alanda yapılan çalışmaların büyük bölümü yalnızca eksenel akımın, yani tek bir eksendeki baskın hız bileşeninin varlığında yapılmıştır. Oysa TCP akımında, eksenel akımın yanında, iç silindirdeki dönme hareketi nedeniyle akış alanına eklenen teğetsel hız bileşeni de söz konusudur. Bu tarz bir akış alanında akım ayrılmasının etkileri, bilindiği kadarıyla, mevcut literatürde incelenmemiş bir konudur. Ayrıca, önceki bölümlerde belirtildiği üzere, TCP akımı, eksenel ve teğetsel hız bileşenlerinin dengesine dayanmakta ve akım alanının karakteristik özellikleri bu dengeye göre şekillenmektedir. Bu nedenle, akım ayrılmasının eksenel ya da teğetsel hız bileşenleri üzerinde yaratacağı olası değişikliklerin, TCP akımının genel yapısını da etkileyeceği öngörülebilir.

TCP sisteminde akım ayrılmasının etkileri incelenirken, öncelikle ayrılma noktası sonrasında oluşan ayrılma vorteksinin (diğer bir ismiyle resirkülasyon balonu-recirculation bubble) yapısı irdelenmiştir. Daha sonra, ayrılma bölgesinin

büyükliğünün, aksenal akış ve iç silindir dönüş hızındaki değişimlerden nasıl etkilendiği gözlenmiştir. Vektörel hız alanları ve eşdeğer (iso-value) hız bölgeleri incelenerek, ayrılma bölgesinde ve akış alanının sonraki kısımlarında oluşan değişimler ayrıntılandırılmıştır. Sonuçlar sunulurken, ayrılma bölgesi, ana akım hız alanı ve türbülans alanı ayrı bölümler şeklinde incelenmiştir.

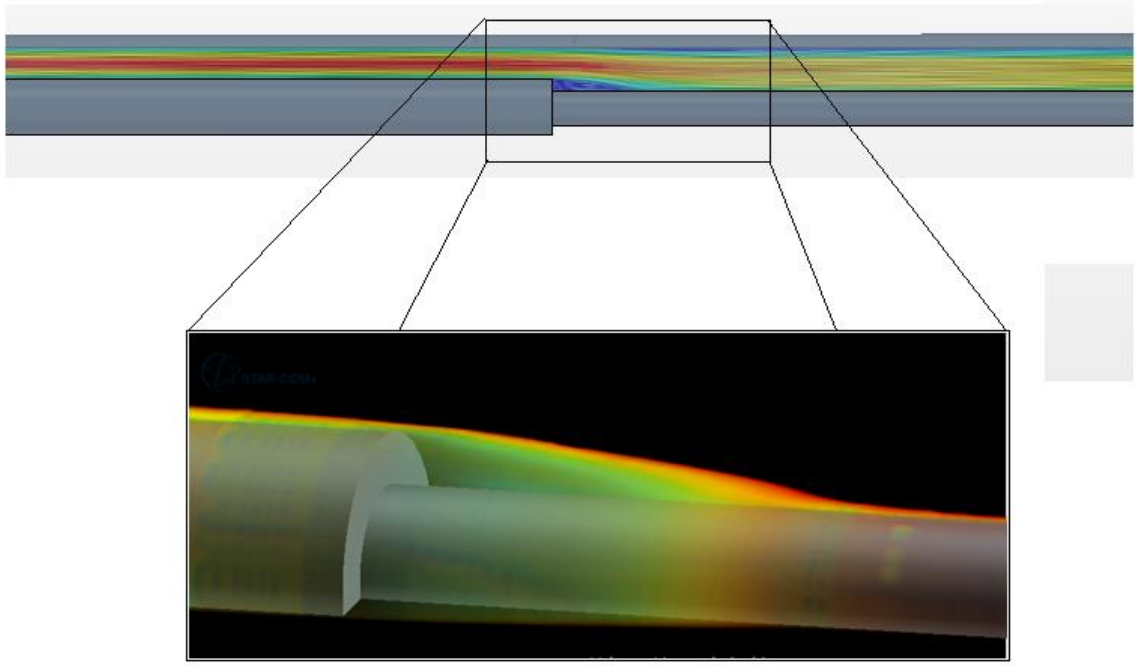
4.2.1 Ayrılma Bölgesi

TCP geometrisinde, akım ayrılmasını sağlamak amacıyla oluşturulan ani çap değişiminden sonraki yakın akış bölgesi bu bölümde incelenmektedir. Bu bölge, ayrılma etkilerinin en yoğun olarak gözlemlendiği ve farklı akış karakteristiklerinin görüldüğü kısımdır. Akış alanı içerisindeki eşdeğer hız alanları, şekil 4.19’da görülmektedir.



Şekil 4.19 $Re=7400$ $\omega=0$ rpm koşulları için akış alanı içerisindeki eşdeğer hız bölgeleri

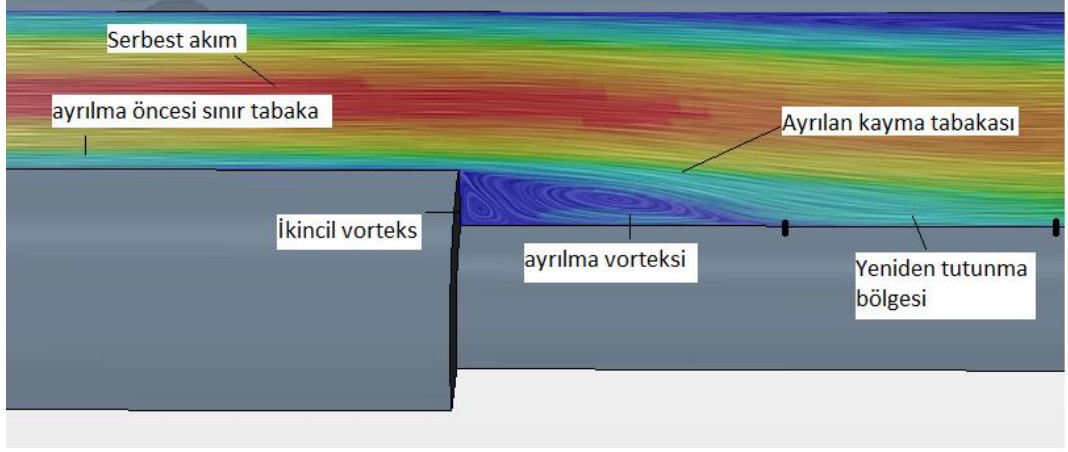
Şekil 4.19 ‘da görüldüğü üzere, iç silindir üzerindeki süreksizlik noktasında, akım katı duvardan ayrılarak, farklı bir akış bölgesi oluşturmaktadır. Bu bölge literatürde, resirkülasyon balonu (recirculation bubble) olarak adlandırılmaktadır. Bu ismin verilmesinin sebebi, resirkülasyon balonunun, ayrılmadan sonraki sabit bir konumda, kendi üzerinde dönen bir yapısının olmasıdır. Bu bölgenin uzunluğu sabit kabul edilebilecek nitelikte olup, yalnızca türbülans çalkantıları ile birlikte düşük frekanslı çalkantılar yapmaktadır [94]. Şekil 4.20 de, resirkülasyon balonu üzerindeki eşdeğer hız bölgeleri ayrıntılı olarak görülmektedir.



Şekil 4.20 Ayrılma bölgesindeki eş değer hız alanları

Şekil 4.20 incelendiğinde, resirkülasyon balonu, ya da diğer bir ismiyle ayrılma vorteksinin, ayrılma öncesindeki sınır tabakanın duvardaki süreksizlik noktasına geldiğinde duvardan koparak genişlemesi ile oluştuğu görülmektedir. Ayrıca, iç silindirin eğimli yüzeyi sebebiyle ayrılma vorteksi halkasal bir yapıdadır. Bu nedenle, bilinen step akımı geometrisinde karşılaşıldığı gibi iki boyutlu değil, üç boyutludur. Ayrılma noktasında duvardan kopan sınır tabaka, bir süre sonra iç silindir üzerinde yeniden duvara tutunmakta ve akım bu şekilde devam etmektedir. Bu sebeple bu tarz akımlar ayrılma-yeniden tutunma akımları (separating-reattaching flows) ismiyle anılmaktadır. İlgili literatürde, akışın duvardan koptuğu nokta ile katı duvara yeniden tutunduğu nokta arasındaki yatay mesafe “ayrılma uzunluğu”, bu arada kalan bölgedeki büyük vortex yapısı da, daha önce belirtildiği üzere, “resirkülasyon balonu” olarak adlandırılmaktadır [31].

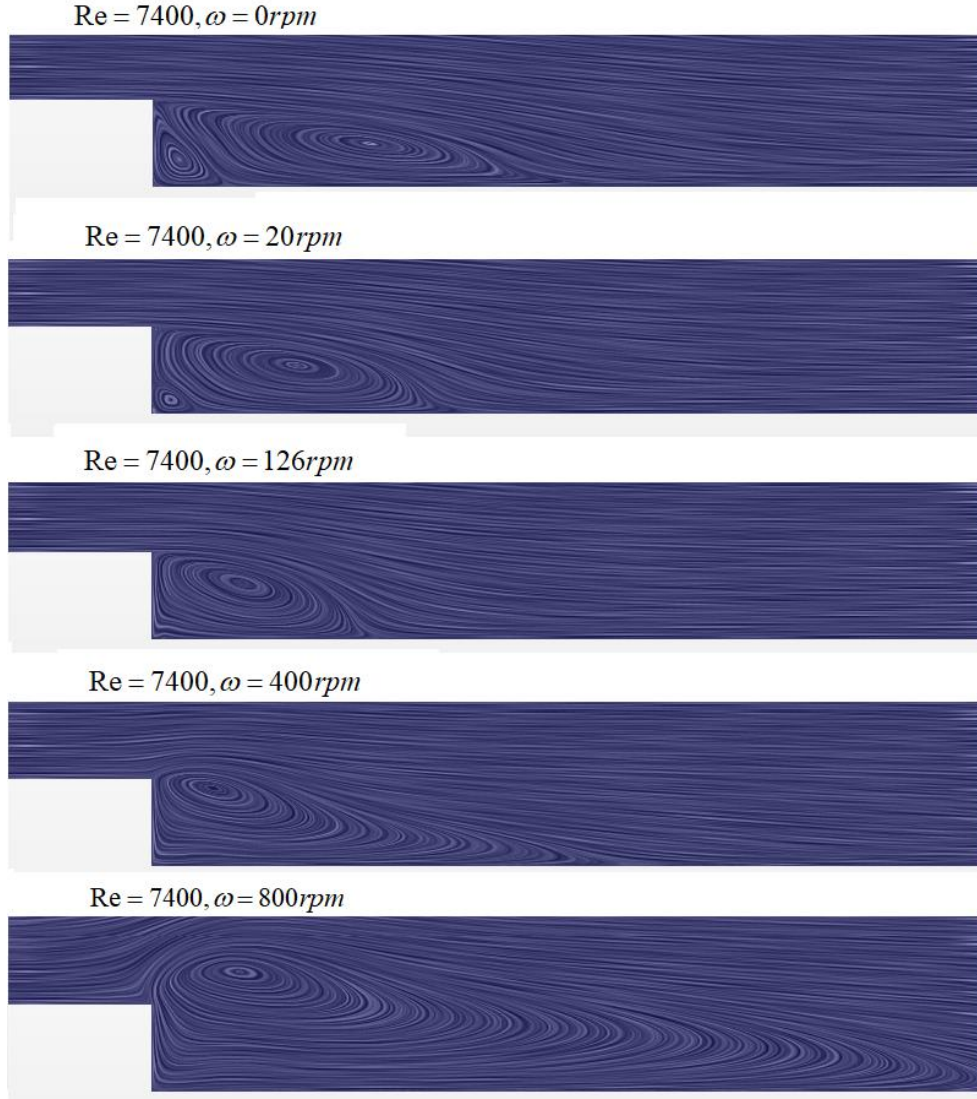
Şekilde dikkati çeken bir başka nokta da, ayrılma bölgesinin uniform olmayan bir hız alanına sahip olmasıdır. Hem ayrılma bölgesi, hem de çevresindeki akış alanı için, farklı özelliklerdeki bölgelerin, inceleme esnasında kullanılacak isimlendirilmeleri şekil 4.21’de gösterilmektedir.



Şekil 4.21 Ayrılma vorteksi etrafındaki farklı özelliklerdeki akış bölgeleri

Şekil 4.21’de görüldüğü üzere, akım ayrılması, akış alanı içerisinde farklı niteliklere sahip bölgeler meydana getirmektedir. Ayrılma noktasından önce, duvar üzerindeki sınır tabaka, herhangi bir değişikliğe uğramadan yapısını korumaktadır. Akım ayrılma noktasına geldiğinde ise, sınır tabaka genişleyerek ana ayrılma vorteksini oluşturmaktadır. Akım koşullarına bağlı olarak bazı durumlarda, ana ayrılma vorteksi ile geometrideki genişlemenin gerçekleştiği duvar arasında bir köşe vorteksi ya da diğer ismiyle ikincil vorteks de oluşabilmektedir. Şekil incelendiğinde, ayrılma vorteksi ile serbest akım arasında, sınır tabakanın bir kuşak halinde varlığını sürdürdüğü görülmektedir. Bu bölge ayrılan kayma tabakası (separating shear layer) olarak adlandırılmaktadır. Ayrılan kayma tabakasının duvarla yeniden birleştiği bölge yeniden tutunma bölgesi olarak isimlendirilmektedir. Bu bölge, ayrılma vorteksinin bitip, akımın duvar üzerinde yeniden bir sınır tabaka oluşturduğu kısımdır. Bu bölgede azalarak sürse de ayrılma vorteksinin etkileri görülmeye devam etmektedir [31]. Ayrılma bölgesinin farklı nitelikteki alanları ile ilgili ayrıntılı bilgi, literatür özeti bölümünde sunulmuştur.

Ayrılma vorteksinin büyüklüğü, ayrılma-yeniden tutunma akımlarında akım karakteristiğini etkileyen en önemli parametrelerden bir tanesidir. Bu sebeple, konu ile ilgili araştırmalarda, ayrılma bölgesi uzunluğu incelenen ana değişken olmuştur [67], [95]. Bu çalışmada da, ilk olarak, ayrılma vorteksi büyüklüğünün farklı akış koşullarındaki değişimi incelenmiştir. Farklı iç silindir dönüş hızları için ayrılma vorteksinin değişimi, şekil 4.22’de gösterilmektedir.

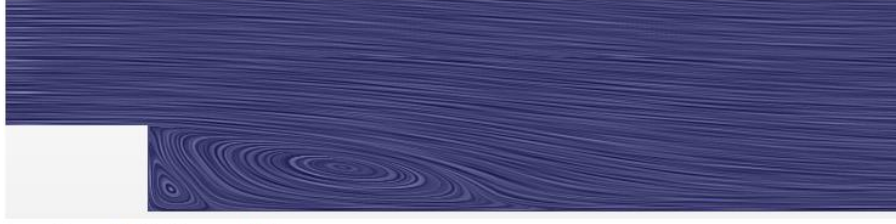


Şekil 4.22 Farklı iç silindir dönüş hızları için ayrılma vorteksi büyüklüğünün değişimi

Şekil 4.22 incelendiğinde, ayrılma vorteksinin hem şekli, hem de büyüklüğü iç silindir dönüş hızından etkilenmektedir. İç silindirin sabit olduğu durumda ($\omega=0$ rpm) ana ayrılma vorteksinin yanında bir köşe vorteksinin de oluştuğu görülmektedir. İç silindir dönmeye başladığında, hem ana ayrılma vorteksi hem de köşe vorteksi küçülmeye başlamaktadır. İç silindir dönüş hızının belirli bir değerinde, köşe vorteksinin kaybolduğu gözlenmiştir. Belirli bir değere ulaştıktan sonra, iç silindir dönüş hızı, yani teğetsel hız arttıkça, ayrılma vorteksi büyümektedir. Bu büyüme, hem akım yönünde, hem de duvar normali yönünde olmaktadır.

Farklı eksenel akış koşulları ve iç silindir dönüş hızlarında, ayrılma vorteksi büyüklüğünün değişimi şekil 4.23’de görülmektedir.

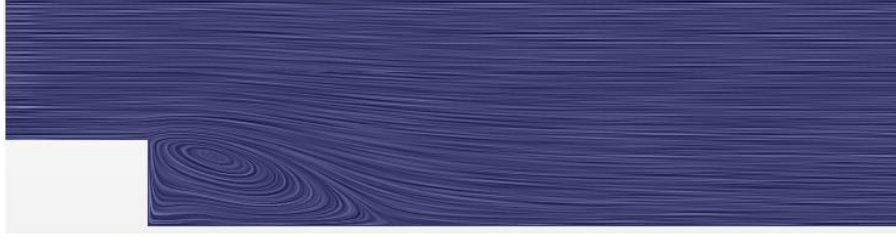
$Re = 10000, \omega = 0rpm$



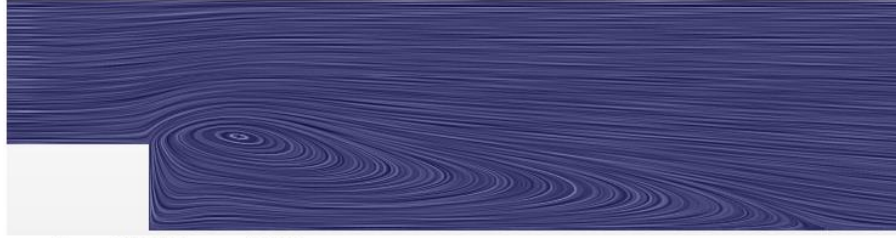
$Re = 10000, \omega = 126rpm$



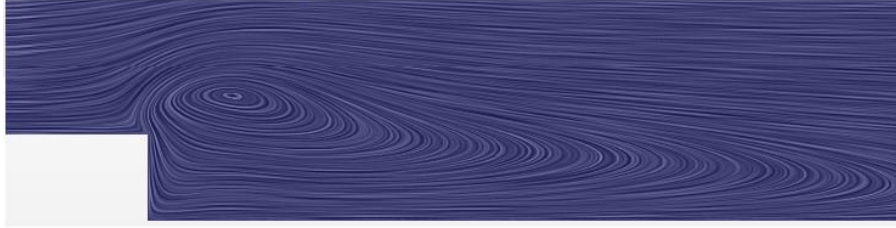
$Re = 10000, \omega = 400rpm$



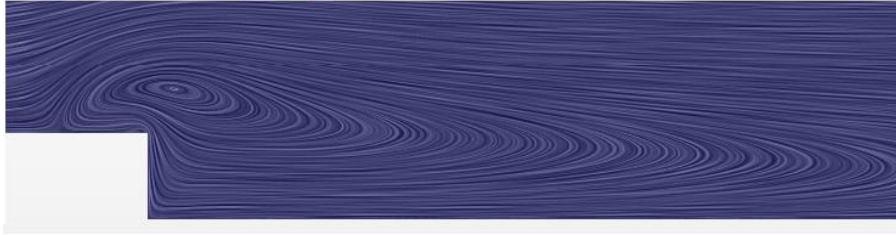
$Re = 10000, \omega = 800rpm$



$Re = 10000, \omega = 1200rpm$

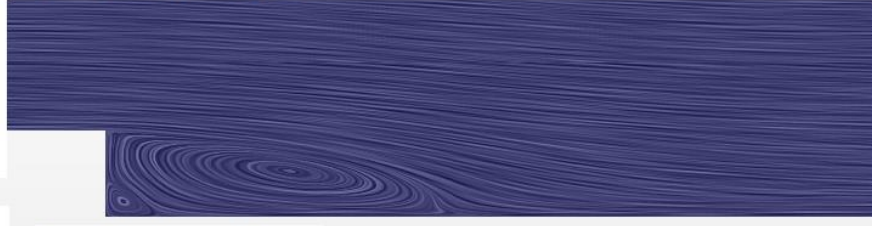


$Re = 10000, \omega = 1400rpm$

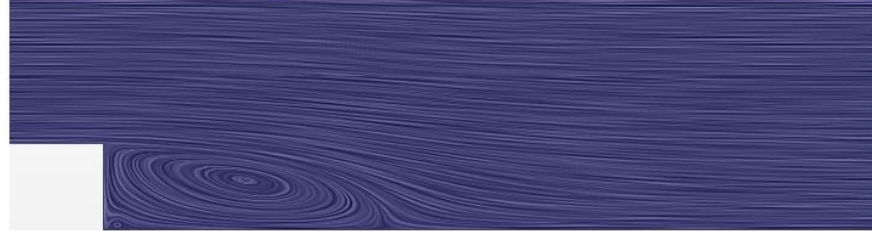


Şekil 4.23 Farklı eksenel akış koşulları ve iç silindir dönüş hızları için ayrılma vorteksi büyüklüğünün değişimi ($Re=10000$)

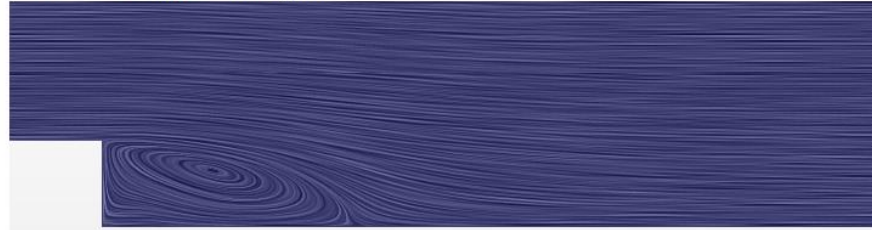
$Re = 20000, \omega = 0rpm$



$Re = 20000, \omega = 126rpm$



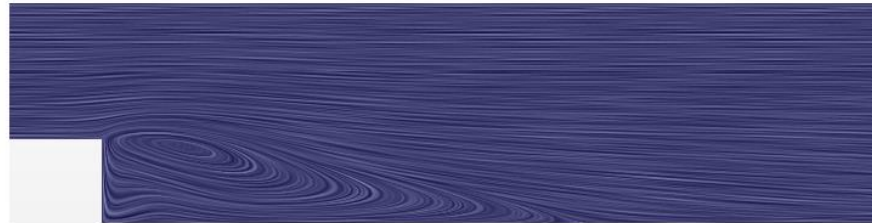
$Re = 20000, \omega = 400rpm$



$Re = 20000, \omega = 800rpm$



$Re = 20000, \omega = 1200rpm$



$Re = 20000, \omega = 1400rpm$



Şekil 4.24 Farklı eksenel akış koşulları ve iç silindir dönüş hızları için ayrılma vorteksi büyüklüğünün değişimi ($Re=20000$)

Şekil 4.23 incelendiğinde, $Re=10000$ eksenel akış koşullarında ayrılma vorteksi büyüklüğünün iç silindir dönüş hızı ile değişiminin, $Re=7400$ 'dekine benzer olduğu görülmektedir. Ayrılma vorteksi büyüklüğü, iç silindirin düşük dönüş hızları için azalmakta, sonra da artmaya başlamaktadır. Artmaya başladığı noktada köşe vorteksi de kaybolmaktadır. Yüksek dönüş hızlarında ise, ayrılma vorteksinin bir bölümünün ayrılma noktasının üzerine çıktığı görülmektedir. Bu durumun viskozite etkisi ile oluştuğu düşünülmektedir. Ayrılma vorteksi büyüdükçe, belirli bir noktadan sonra, viskozite etkisi ile ayrılma noktasından önceki akış bölgesini de yapısına katmaktadır. Şekil 4.24 incelendiğinde ise, artan iç silindir dönüş hızı için ayrılma vorteksinin davranışının benzer olduğu, ancak bu değişimin daha sınırlı kaldığı gözlenmiştir. Ana ayrılma vorteksinin büyüklüğü, artan iç silindir dönüş hızları için yine önce azalma, daha sonra artma eğilimi göstermekte, ancak bu artış ve azalış miktarları daha az olmaktadır. Ayrıca, 7400 Re sayısında yüksek dönüş hızlarında görülen ayrılma vorteksinin bir bölümünün ayrılma noktasının üzerine çıkması davranışı burada gözlenmemiştir. Bunun yanında, köşe vorteksi $Re=20000$ eksenel akış durumunda daha büyüktür. Bu gözlemler, artan eksenel akım hızının, iç silindir dönmesinin, ayrılma vorteksinin boyutu üzerinde neden olduğu etkiyi baskıladığını düşündürmektedir.

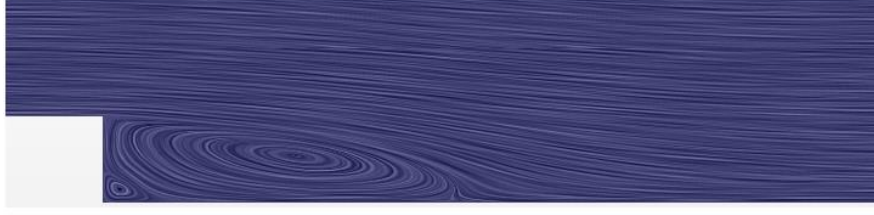
Şekilde görülen bir başka değişim de, her iki Re sayısında da, ayrılma vorteksinin merkezinin, iç silindir dönüş hızı arttıkça ayrılma noktasına doğru hareket etmesi ve duvar normali yönünde yukarıya doğru kaymasıdır. $Re=7400$ eksenel akış durumunda, $\omega=800$ rpm'in üzerindeki dönüş hızlarında vorteksin merkezi ayrılma noktasının üzerinde yer almıştır.

Daha yüksek Re sayıları için, ayrılma vorteksi büyüklüğünün iç silindir dönüş hızıyla değişimi şekil 4.25 ve 4.26'da sunulmaktadır.

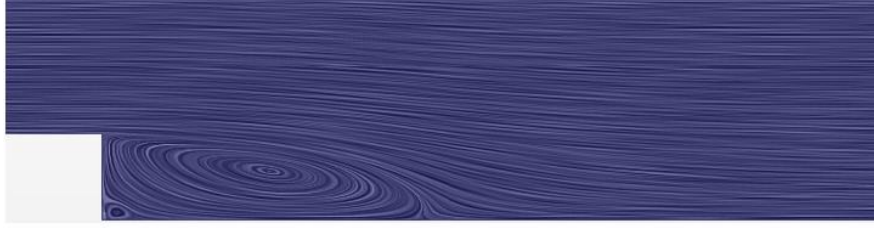


Şekil 4.25 Yüksek Re sayıları için ayrılma vorteksi büyüklüğünün iç silindir dönüş hızıyla değişimi (Re=30000)

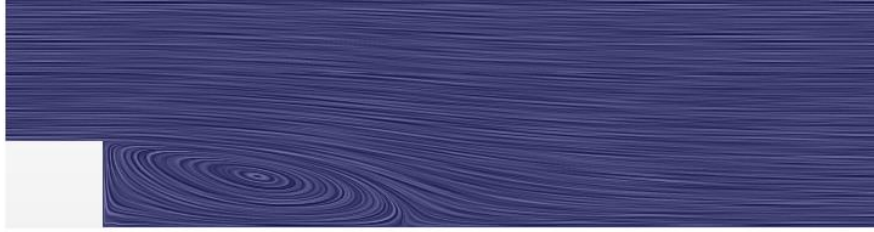
$Re = 40000, \omega = 0rpm$



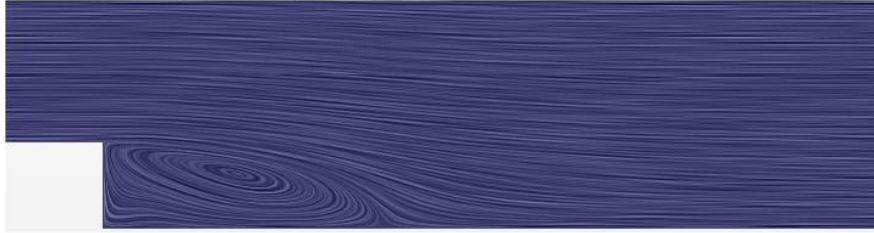
$Re = 40000, \omega = 126rpm$



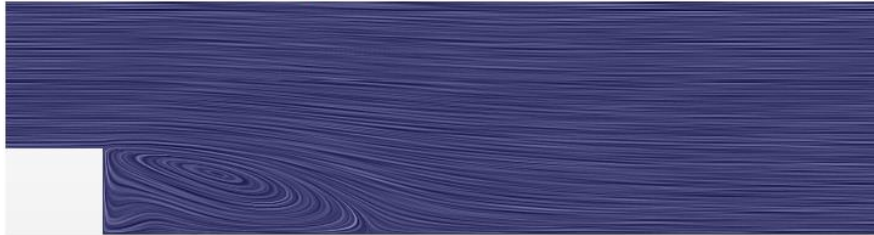
$Re = 40000, \omega = 400rpm$



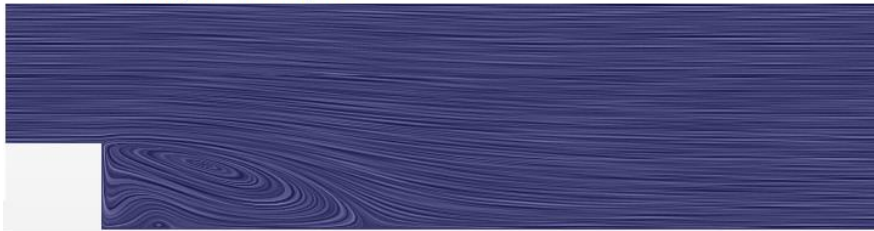
$Re = 40000, \omega = 800rpm$



$Re = 40000, \omega = 1200rpm$



$Re = 40000, \omega = 1400rpm$



Şekil 4.26 Yüksek Re sayıları için ayrılma vorteksi büyüklüğünün iç silindir dönüş hızıyla değişimi ($b-Re=40000$)

Şekil 4.24-25’de görüldüğü üzere, yüksek Re sayılarında, ana ayrılma vorteksinin büyüklüğü, iç silindir dönüş hızındaki değişimden çok az etkilenmektedir. Bu durum, artan eksenel akış hızının, iç silindir dönüşünün ayrılma vorteksinin büyüklüğü üzerindeki etkisini baskıladığı şeklindeki çıkarımı destekler niteliktedir. Şekil 4.24 ve 4.25’te incelenen yüksek Re sayıları için, artan iç silindir dönüş hızı, ana ayrılma vorteksinin büyüklüğü üzerinde kayda değer bir etkiye bulunmasa da, şekilsel yapısını etkilemektedir. Düşük dönüş hızlarında görülen köşe vorteksinin kaybolması durumu burada da gözlenmektedir. Ancak, aynı iç silindir dönüş hızı için Re sayısı arttıkça, köşe vorteksin büyüklüğü de artmaktadır. Örneğin, $\omega=126$ rpm iç silindir dönüş hızı için en büyük köşe vorteks $Re=40000$ eksenel akış koşullarında gözlenmiştir. Ayrıca iç silindir dönüş hızı arttıkça, ana ayrılma vorteksinin merkezinin yukarıya doğru çıktığı ve ayrılma noktası yönünde kaydığı görülmüştür. Bu durum, incelenen aralıktaki tüm Re sayılarında karşılaşılan ortak bir sonuçtur.

Değişen Re sayısı ve iç silindir dönüş hızı çiftleri için, ana ayrılma vorteksinin büyüklüğünün farklı değerler aldığı, bu kısma kadarki sonuçlarda görülmüştür. Ayrılma bölgesinin, eksenel ve teğetsel hız dengesine göre nasıl şekillendiğini anlayabilmek amacıyla, incelenen aralıktaki tüm ayrılma uzunluğu değerleri (x_r) boyutsuz olarak birbirleriyle karşılaştırılmıştır.

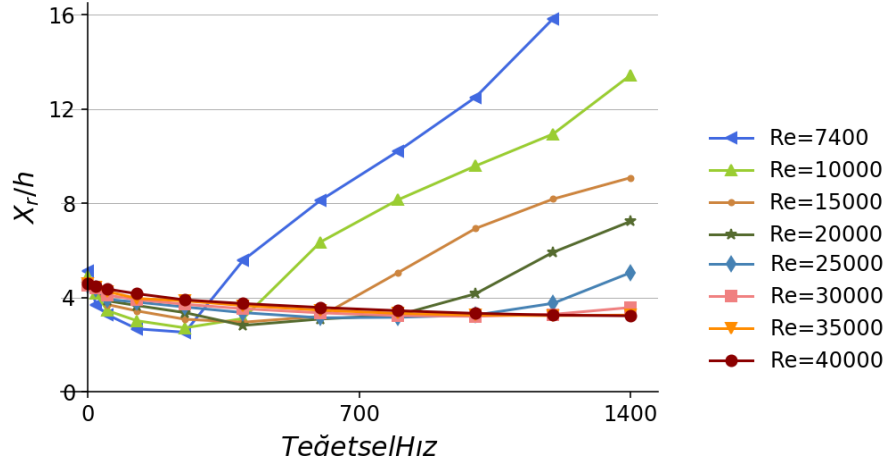
Ayrılma uzunluğunun tespiti, yani akımın alt duvara yeniden tutunduğu noktanın tespiti için, Lee vd. [33] tarafından dört yöntem önerilmiştir:

- a) Alt duvar yakınındaki ilk grid noktasında, akım yönünde $U = 0$ olan nokta,
- b) Duvar üzerinde kayma gerilmesinin sıfır olduğu nokta $\tau_w = 0$
- c) Akım hattının alt duvara dokunduğu ilk nokta
- d) p.d.f. (olasılık dağılım fonksiyonu) yöntemi ile ileri yönlü %50 hız tespit edilen ilk nokta.

Bu çalışmada, ayrılma uzunluğunun tespiti için, akımın yeniden tutunduğu alt duvardaki duvar kayma gerilmesinin sıfır olduğu ilk nokta tespit edilerek, ayrılma

noktasına olan yatay uzaklığı ayrılma uzunluğu (x_r) olarak alınmıştır. Bu değeri boyutsuzlaştırmak için ise, step yüksekliği (h) kullanılmıştır.

Farklı Re sayıları için ayrılma uzunluğunun iç silindir dönüş hızı ile değişimi, şekil 4.27’de görülmektedir.



Şekil 4.27 Farklı Re sayıları için ayrılma uzunluğunun iç silindir dönüş hızı ile değişimi

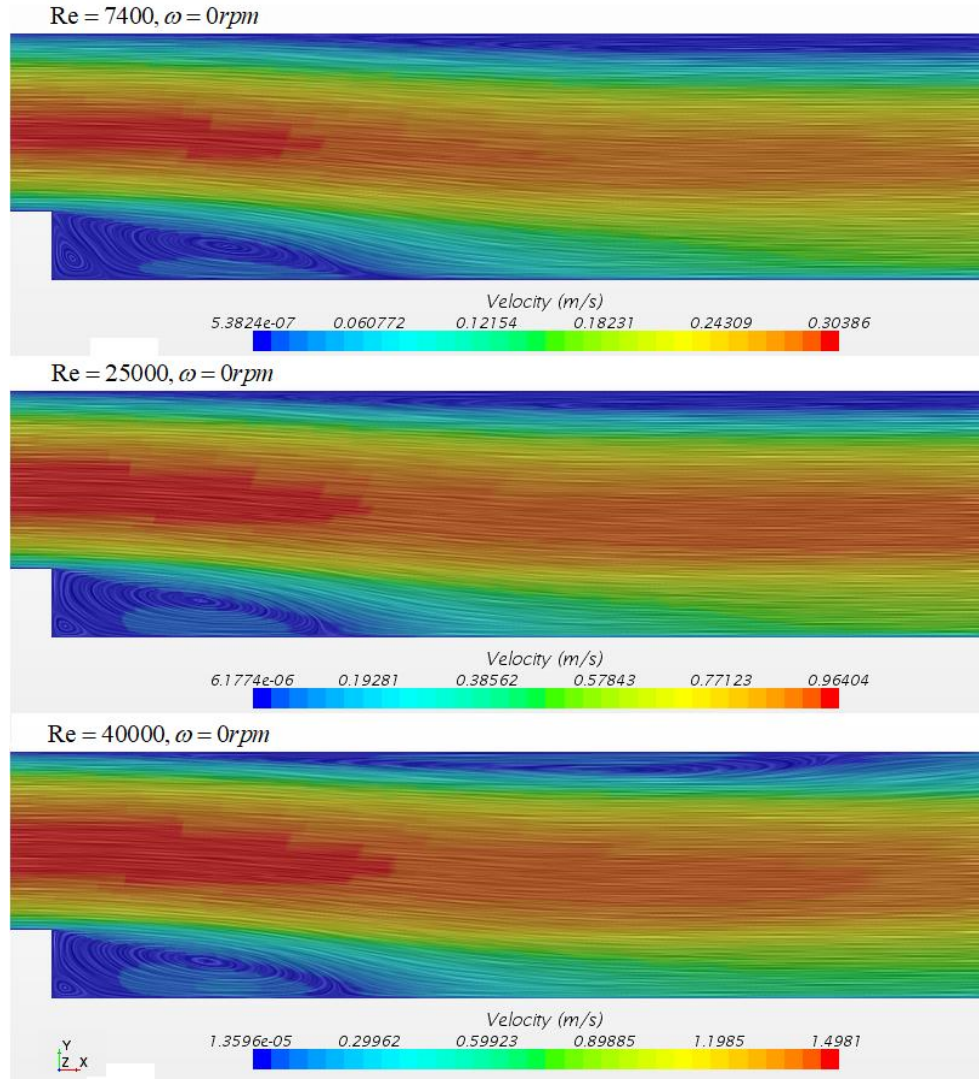
Şekil 4.27’de görüldüğü üzere, teğetsel hızdaki değişimin boyutsuz ayrılma uzunluğu (x_r) üzerindeki etkisi, Re sayısına göre değişmektedir. İncelenen aralıktaki düşük Re sayılarında, ayrılma uzunluğu, iç silindirdeki dönüş hareketi ile birlikte önce azalmakta, daha sonra dönüş hızıyla birlikte artmaktadır. Bu davranış, Re sayısı arttıkça yapısını sürdürmekte, ancak ayrılma uzunluğunun artma ve azalma gösterdiği aralık küçülmektedir. Yüksek Re sayılarında ise, iç silindir dönüş hızındaki değişim ayrılma uzunluğu üzerinde çok az etkili olmaktadır. Ayrılma uzunluklarının, iç silindirdeki dönme hareketi ile birlikte, iç silindirin sabit olduğu duruma göre az da olsa azalma gösterdiği, dönüş hızı arttıkça da ayrılma uzunluğu değerinin kayda değer bir değişim göstermediği gözlenmiştir. Bu durum, artan eksenel akışın, teğetsel hızın ayrılma uzunluğu üzerindeki etkisini bastırdığı çıkarımını destekler niteliktedir.

Isomoto vd.[69], yaptıkları deneysel çalışmada, BFS akışında, ayrılmadan önceki serbest akım türbülans yoğunluğunun ($\sqrt{u'^2 + v'^2 + w'^2} / U_\infty$) ayrılma uzunluğu üzerindeki etkilerini incelemişler ve sonuçlarında artan türbülans yoğunluğunun ayrılma

uzunluğunun azalmasına neden olduğunu belirtmişlerdir. Aynı sonuç, Eaton vd. [36] tarafından da vurgulanmıştır. Ancak mevcut tez çalışmasında, teğetsel hızın varlığı durumunda, türbülans yoğunluğunun etkisinin daha farklı olduğu görülmüştür. Şekil 4.6 ve 4.7’de TCP akımında sırasıyla 7400 ve 40000 Re sayılarında türbülans yoğunluklarının iç silindir dönüş hızı ile değişimi incelenmişti. Bu sonuçlardan da görülebileceği üzere, türbülans yoğunluğu iç silindir dönüş hızı ile birlikte artmaktadır. Ancak şekil 4.27’te verilen ayrılma uzunluğu değişimleri incelendiğinde, düşük ve orta büyüklükteki Re sayılarında, iç silindir dönüş hızı arttıkça, ayrılma uzunluğunun önce azaldığı, belirli bir değerden sonra da artmaya başladığı görülmektedir. Bu durum, iç silindirdeki dönme hareketinin, yani teğetsel hızın varlığı durumunda, serbest akım türbülans yoğunluğu ile ayrılma uzunluğu arasındaki ilişkinin çok daha kompleks hale geldiğini göstermektedir.

İncelenen aralıktaki tüm Re sayılarında, iç silindir dönme hareketine başladığında, $\omega=0$ rpm durumuna göre ayrılma uzunluğunda bir azalma meydana gelmektedir. Bu durumun, ayrılmadan önceki bölgedeki serbest akım türbülans yoğunluğundaki artışla açıklanabileceği düşünülebilir. Zira önceki bölümlerdeki sonuçlarda, iç silindirdeki dönüş hareketinin akım alanındaki türbülans seviyesinin artmasına neden olduğu gözlenmişti. Şekil 4.6 ve 4.7’deki türbülans yoğunluğu sonuçları da bu çıkarımı doğrular niteliktedir. İç silindirin dönme hareketine başlamasıyla birlikte akım alanında meydana gelen türbülans yoğunluğundaki ani artışın, ayrılma bölgesi uzunluğunun azalmasına neden olduğu düşünülebilir. Düşük Re sayılarında türbülans yoğunluğu artışı daha fazla olduğu ve yine aynı Re sayılarında iç silindir dönme hareketiyle birlikte ayrılma bölgesi uzunluğunun daha fazla azalması, ilgi çekici bir sonuçtur ve türbülans yoğunluğu-ayrılma uzunluğu değişimi arasındaki ilişkiyi destekler niteliktedir. Ancak iç silindir dönüş hızı artmaya devam ettikçe, eksenel ve teğetsel hızlar arasındaki dengenin akım alanını şekillendiren ana parametre haline geldiği, ayrılma uzunluğundaki değişimin, yalnızca türbülans yoğunluğundaki artış ile açıklanamayacağı düşünülmektedir. İç silindir dönüş hızı belirli bir değeri aştığında, oluşan merkezkaç kuvveti akım alanını yöneten baskın parametre haline gelmektedir ve ayrılma uzunluğunun değişimini de bu parametre belirlemektedir.

İç silindir dönüş etkileri olmayan, yani iç silindirin sabit olduğu durumda, aksenal akış koşullarındaki değişimin ayrılma uzunluğu üzerindeki etkilerini incelemek amacıyla, farklı Re sayılarındaki hız alanlarının karşılaştırması, şekil 4.28’de gösterilmiştir.



Şekil 4.28 $\omega=0$ rpm de, farklı Re sayıları için ayrılma bölgesi hız alanları

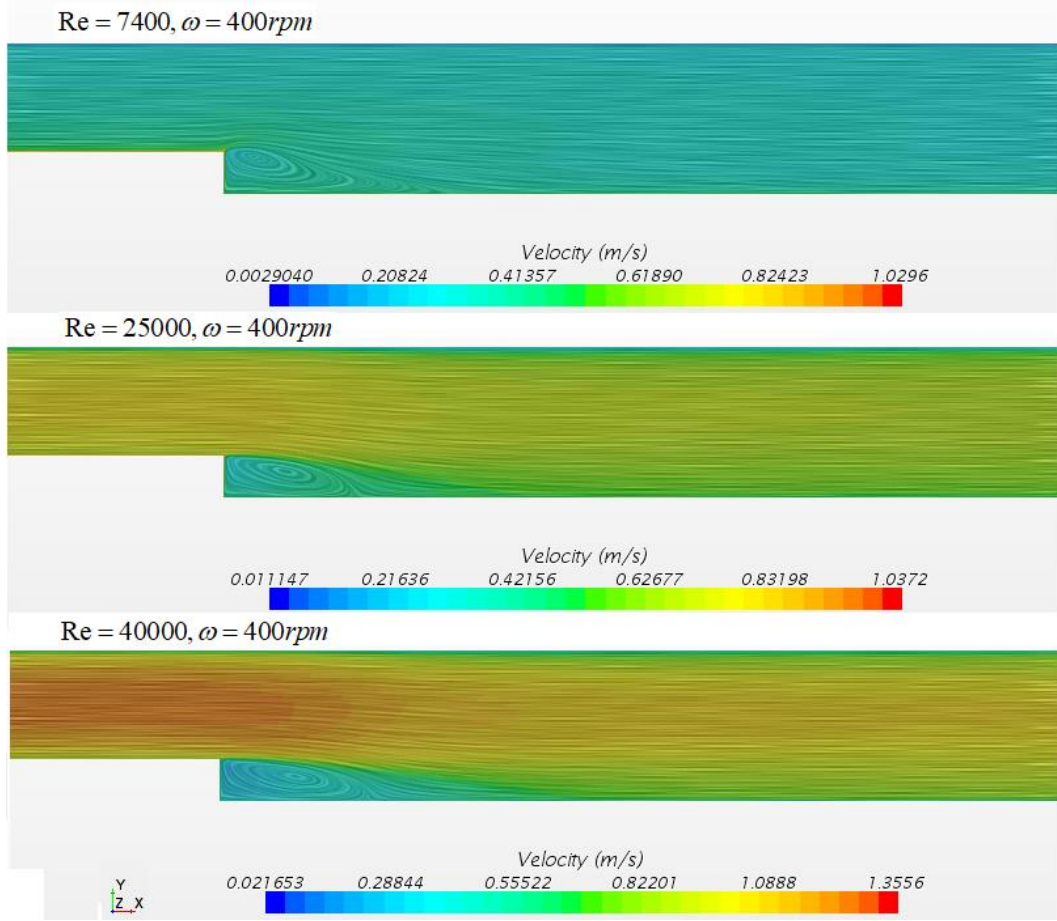
Şekil 4.28’de görüldüğü üzere, iç silindirin sabit olduğu durumda, ayrılma uzunlukları Re sayısındaki artıştan neredeyse etkilenmemiştir. Yalnızca 40000 Re sayısındaki ayrılma uzunluğunun, Re=7400’e kıyasla küçük bir azalma gösterdiği söylenebilir. Literatürde, Re sayısının ayrılma uzunluğu üzerine yapılan çalışmalarda ulaşılan ortak sonuç şu şekildedir [96], [97], [68]: Laminer rejimde ayrılma uzunluğu Re sayısı ile birlikte artar. Geçiş (transition) rejiminde, ayrılma uzunluğu sınırlı miktarlarda düşer.

Türbülanslı rejimde neredeyse sabit kalır ve Re sayısındaki değişimden etkilenmez. Benzer bir sonuç, şekil 4.28’de de göze çarpmaktadır. Şekilde gözlenen bir başka durum da, tüm Re sayıları için bir köşe vorteksinin varlığıdır. Re sayısı 7400 iken köşe vorteksinin incelenen diğer durumlardan daha büyük olduğu, Re sayısındaki artış ile birlikte büyüklüğünün azaldığı görülmektedir.

Tüm Re sayıları için, akım alanının orta bölgesinde belirgin bir serbest akım bölgesi mevcuttur ve ayrılma bölgesi ile serbest akım arasında dikkate değer bir hız farkı vardır. Akış geometrisindeki genişlemenin etkisiyle, serbest akım bölgesi alt tabana doğru yaklaşmaktadır. Bunun sonucunda da, üst duvarda, yani dış silindirde, bir tavan vorteksi oluşmuştur. Tavan vorteksinin, serbest akımın alt tabana yaklaşması ile oluşan basınç gradyeninin etkisiyle meydana geldiği düşünülmektedir. Tavan vorteksi tüm Re sayısı durumlarında mevcuttur. Re sayısı arttıkça, vorteksin yapısı daha da belirginleşmektedir. Tavan vorteksinin varlığı ve yapısı, ilerleyen bölümlerdeki farklı incelemeler ile daha net olarak gösterilecektir.

4.2.2 Hız Alanı

Şekil 4.28 da yapılan incelemede, iç silindirin sabit olduğu durumda, Re sayısı değiştiğinde, ayrılma bölgesindeki hız alanının benzer bir yapıda kaldığı görülmüştür. Bu bölümde, iç silindirdeki dönme hareketinin, ayrılma bölgesindeki hız alanına etkileri incelenecektir. Şekil 4.29’da $\omega=400$ rpm iç silindir dönüş hızı için, Re sayısı değişiminin hız alanın etkisi gösterilmektedir.

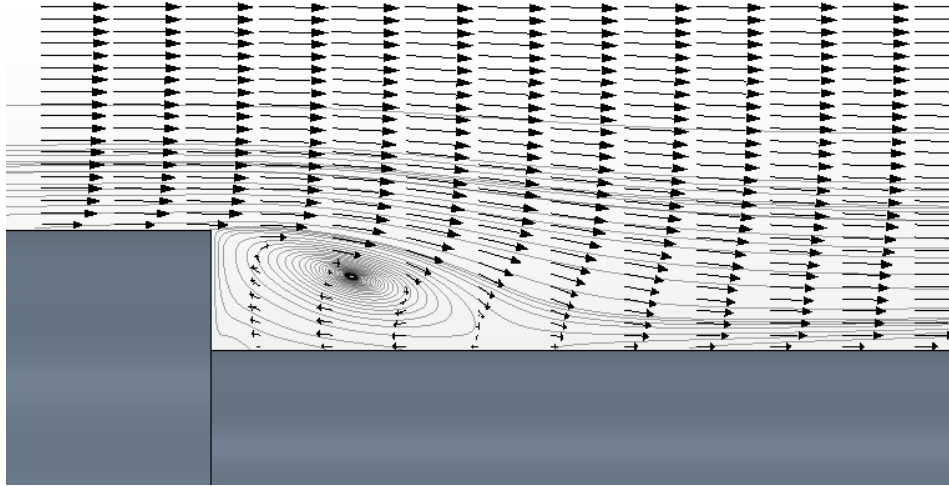


Şekil 4.29 $\omega=400 \text{ rpm}$ iç silindir dönüş hızı için, Re sayısı değişiminin hız alanının etkisi

Şekil 4.29 incelendiğinde, teğetsel hızın varlığı durumunda, ayrılma bölgesindeki hız alanı değişmektedir. İç silindirdeki dönme hareketi ile birlikte, akış bölgesi daha üniform bir hız alanına sahip olmaktadır. 7400 Re sayısında, iç silindirdeki dönmenin etkisi ile hem ayrılmadan önceki akış bölgesinde, hem de ayrılma sonrası bölgede, oldukça üniform karakterde bir hız alanı oluşmuştur. Re sayısı arttığında ise, bu üniform dağılım azalmaktadır. Bu durumun, yüksek Re sayılarında teğetsel hızın etkisinin ve akış alanının iç bölgelerine doğru nüfuzunun azalması olduğu düşünülmektedir. Ancak yüksek Re sayılarında üniform hız dağılımı yapısı azalma gösterse de, iç silindirin sabit olduğu durumdaki kadar belirgin bir serbest akım bölgesi kuşağı söz konusu değildir. Ayrıca 7400 haricindeki Re sayılarında, ayrılma bölgesinin, devamındaki hız alanını etkilediği görülmektedir. Ayrılma vorteksinden sonraki serbest akım hız değerleri, ayrılma öncesi bölgeye kıyasla daha düşüktür. Bu durumun, akım ayrılmasının yanında, akım geometrisinden de kaynaklanmış olabileceği düşünülmektedir. Detaylı inceleme, ilerleyen bölümlerde yapılacaktır.

Şekilde göze çarpan bir diğer sonuç ise, iç silindirin sabit olduğu durumda gözlenen tavan vorteksinin, dönme hareketi ile birlikte kaybolmuş olmasıdır. Bunun sebebi olarak, akımın teğetsel hızın akış alanına eklenmesi ile birlikte daha üniform bir hız dağılımına sahip olması ve belirgin bir serbest akım bölgesinin kalmayıp olduğu düşünülmektedir. Alt duvara doğru çekilen bir serbest akım kuşağı nedeniyle oluşan basınç gradyeni kalmadığından, tavan vorteksi de yok olmuştur.

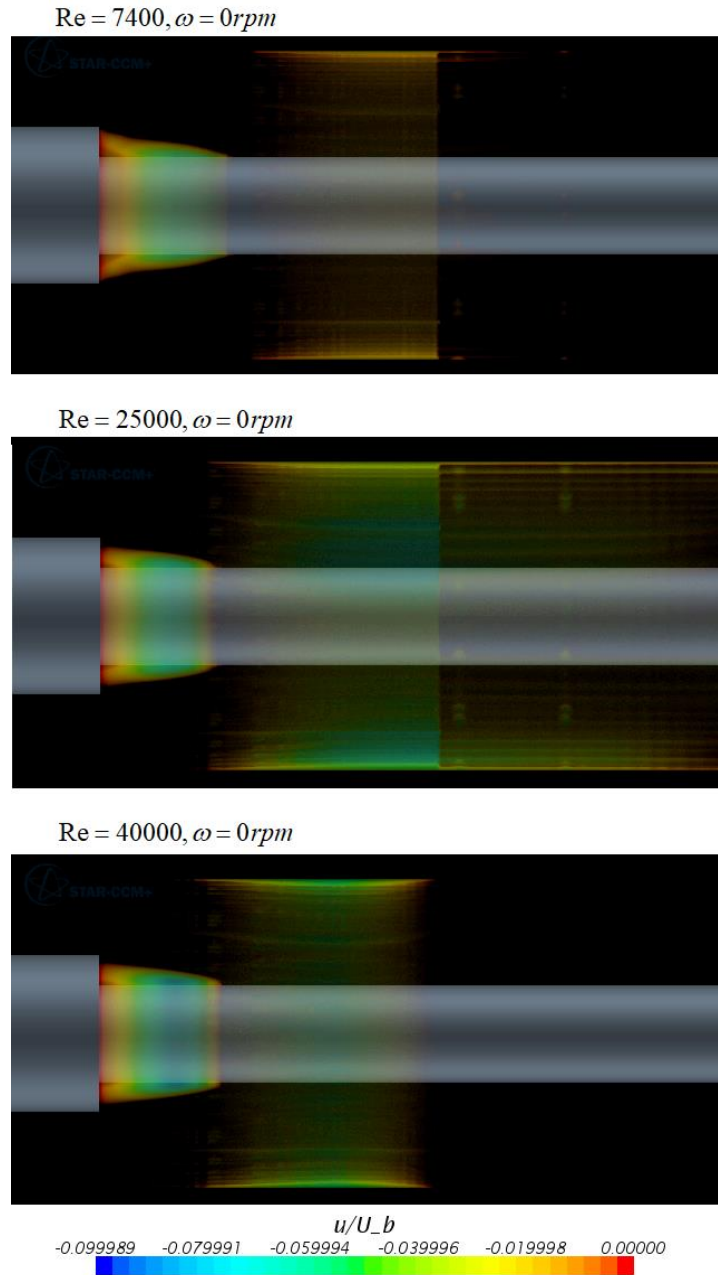
Ayrıca, aynı iç silindir dönüş hızına sahip olmalarına rağmen, şekildeki tüm akış durumlarında ana ayrılma vorteksinin yapısı ve büyüklüğü birbirinden farklıdır. Ayrılma vorteksinin büyüklüğünün farklı Re sayısı ve iç silindir dönüş hızları ile değişimine dair inceleme, önceki bölümlerde yapılmıştır (şekil 4.23-26). Bu inceleme esnasında elde edilen sonuçlardan bir tanesi de, vorteks merkezinin alt duvardan uzaklaşması ve ayrılma noktasına doğru kaymasıdır. Bu durumun yaratacağı olası bir sonuç daha mevcuttur. Vorteksin yapısı gereği, merkez noktasının üst bölümünde akım yönünde hız mevcutken, alt bölgesinde hız vektörleri akımın tersi yönündedir. Söz konusu hız yapısı, şekil 4.30'da verilen hız vektörü alanında daha net görülebilmektedir.



Şekil 4.30 $Re=7400$ $\omega=126$ rpm şartlarında ayrılma bölgesindeki hız vektörleri

Şekil 4.30'dan da görülebileceği üzere, resirkülasyon balonunda, vorteks merkezinin altında kalan bölgedeki hız vektörleri akım doğrultusunun tersi yönündedir. Yani vorteksin, merkezin altında kalan kısmında ters akım mevcuttur. Bu durumda, ayrılma uzunluğunun aynı kaldığı koşullarda dahi, vorteks merkezinin yukarı çıkması, ters akım bölgesinin büyüklüğünün değişmesi anlamına gelmektedir. Bu sebeple, ters akım bölgesinin büyüklüğünün, farklı Re sayıları ve iç silindir dönüş hızları ile değişimi

incelenmiştir. İç silindirin sabit olduğu durumda, ters akım bölgelerinin Re sayısı ile değişimi şekil 4.31’de görülmektedir.

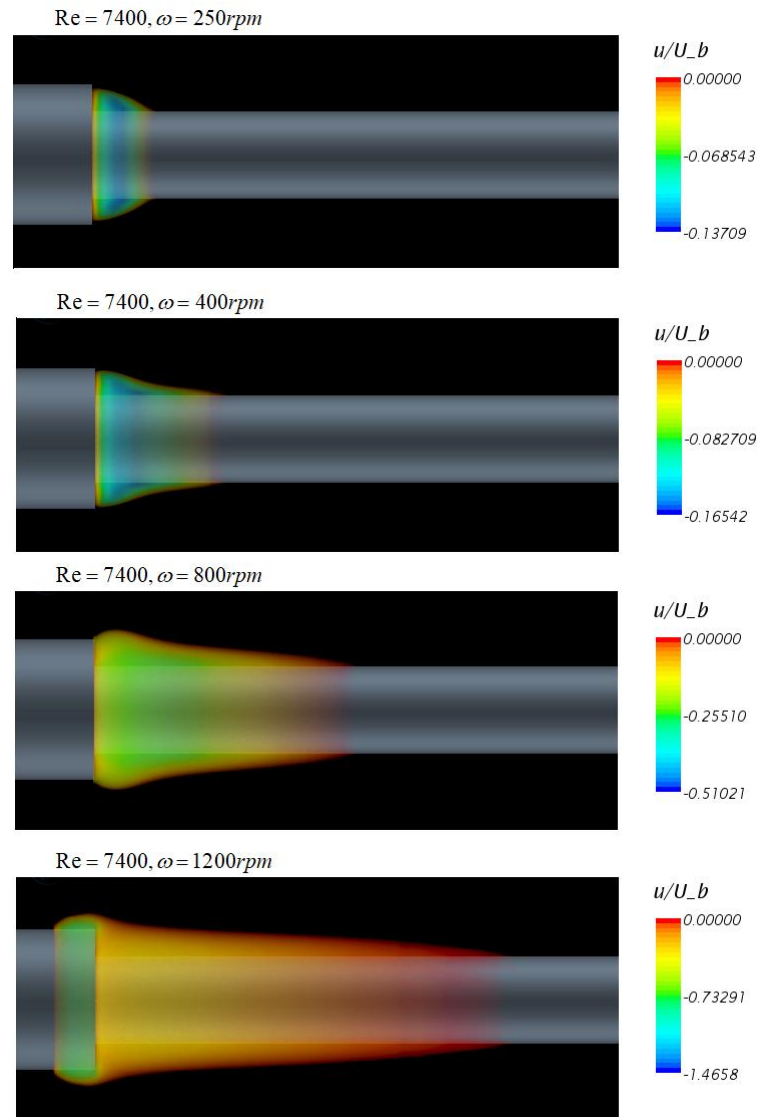


Şekil 4.31 İç silindirin sabit olduğu durumda, ters akım bölgelerinin Re sayısı ile değişimi

Şekil 4.31 incelendiğinde, iç silindirin sabit olduğu durumda Re sayısı değiştiğinde, ters akım bölgesinin büyüklüğünün kayda değer bir farklılık göstermediği görülmüştür. Buradan da anlaşılabileceği üzere, vorteks merkezinin konumunun değişimi aksenal akımın değil iç silindirin dönmesinin bir sonucudur. Ters akım bölgelerindeki hız dağılımı da benzerdir. Ayrıca şekilde göze çarpan başka bir husus daha söz konusudur.

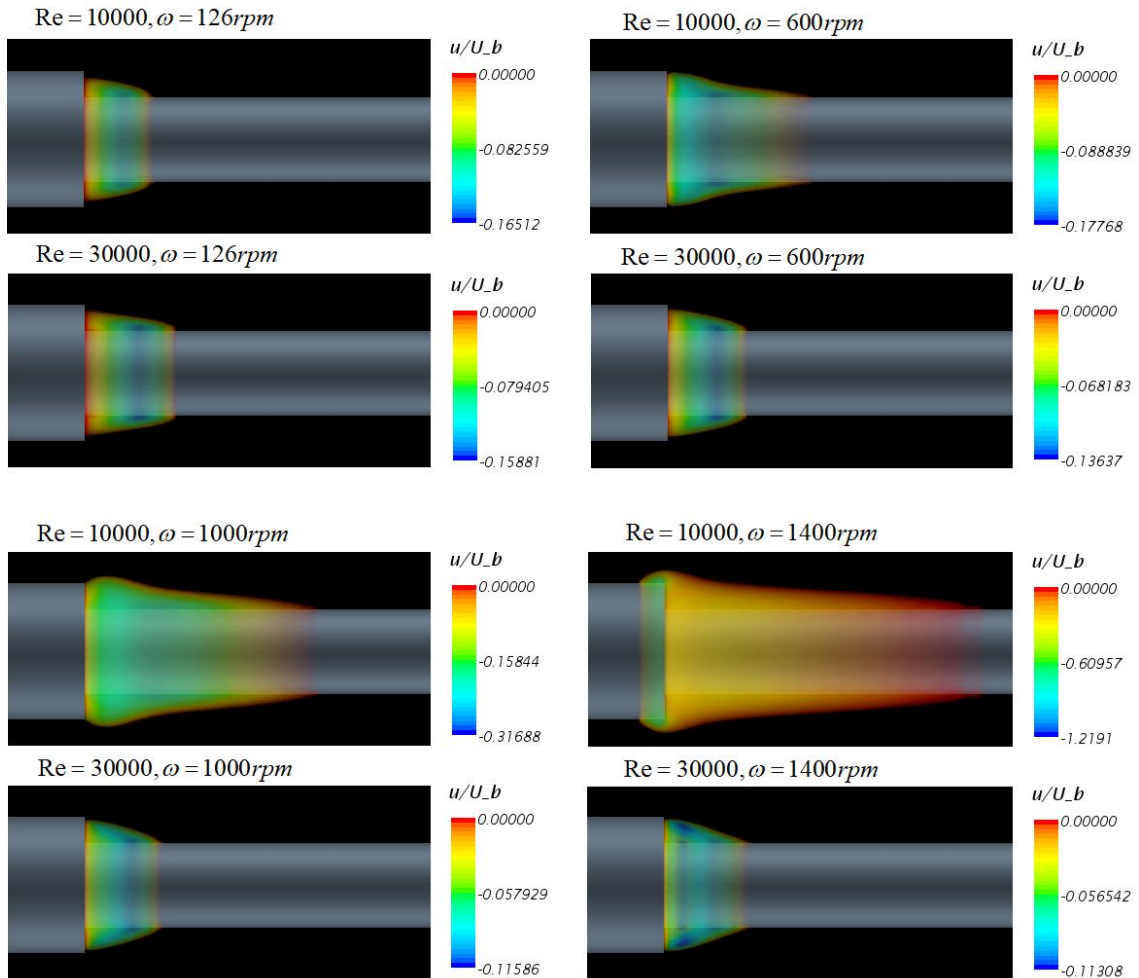
Şekil 4.28'deki iç silindirin sabit olduğu durumda ayrılma bölgesi hız alanları üzerinde yapılan incelemede, ayrılma noktası sonrasında, dış silindir üzerinde bir tavan vorteksinin varlığı gözlenmiş idi. Tavan vorteksinin varlığı, burada daha net biçimde görülmektedir. Vorteks yapısı gereği, tavan vorteksinde de ters akım bölgeleri mevcuttur. Şekil 4.31 incelendiğinde, tavan vorteksinin, iç silindirin sabit olduğu durumda, her Re sayısında gözlemlendiği anlaşılmaktadır. Ayrıca Re sayısı arttıkça, tavan vorteksindeki negatif hız vektörlerinin şiddeti (göstergedeki negatif hız değeri) artmakta, konum olarak da ayrılma noktasına yaklaşmaktadır.

Ters akım bölgelerinin büyüklüğünün, iç silindir dönüş hızı ile değişimi, şekil 4.32'de verilmektedir.



Şekil 4.32 Ters akım bölgelerinin büyüklüğünün, iç silindir dönüş hızı ile değişimi

Şekil 4.32’de görüldüğü üzere, ters akım bölgesinin uzunluğu, ana ayrılma vorteksinin büyüklüğü ile paralel olarak değişmektedir. $\omega=250$ rpm deki ters akım bölgesi büyüklüğü, $\omega=0$ rpm ’dekine kıyasla daha küçüktür. Bu durum, iç silindirin dönme hareketiyle, ayrılma uzunluğunda sabit duruma kıyasla gözlenen azalma bulgusu ile uyum içerisinde. İç silindir dönüş hızı arttıkça, ters akım bölgesinin uzunluğu da artmaktadır. Ayrıca, ayrılma vorteksinin merkezinin yukarıya kayması sonucu, teğetsel hız arttıkça ters akım bölgesi duvar normali yönünde de büyümektedir. Ters hız vektörlerinin şiddetlerinin de, iç silindir dönüş hızı ile birlikte arttığı görülmektedir. Yüksek iç silindir dönüş hızlarında, ters akım bölgesi, ayrılma noktasının üzerine çıkmıştır. Bu bölgede gözlenen negatif hız vektörlerinin şiddeti, ayrılma vorteksinin geri kalanından daha büyüktür. Farklı Re sayısı ve teğetsel hız çiftleri için, ters akım bölgelerinin değişimi şekil 4.33’de görülmektedir.



Şekil 4.33 Farklı Re sayısı ve teğetsel hız çiftleri için, ters akım bölgelerinin değişimi

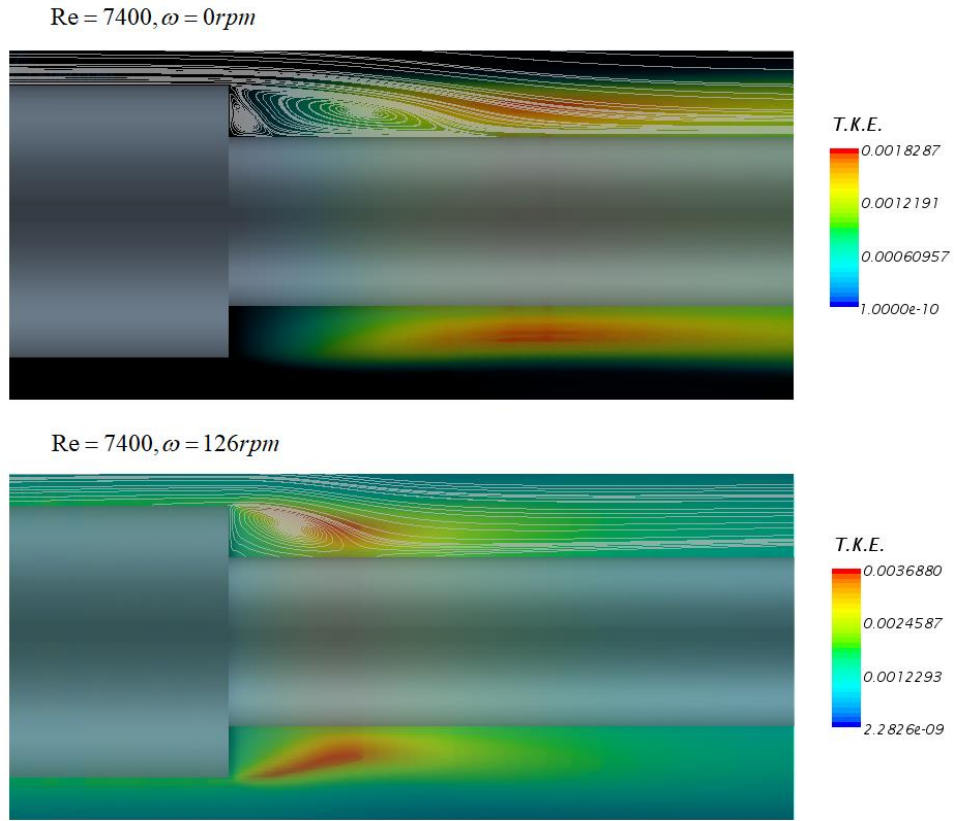
Şekil 4.33 incelendiğinde, yüksek Re sayısında ($Re=30000$), ters akım bölgesinin büyüklüğünün iç silindir dönüş hızındaki artış ile kayda değer bir değişim göstermediği görülmektedir. Yüksek Re sayılarında iç silindirdeki dönme hareketinin akış alanına etkisinin sınırlı kalması, bu bölüme kadar gözlenen bir sonuçtur. $Re=30000$ için, negatif hız vektörlerinin maksimum şiddeti de, teğetsel hızın artması ile önemli bir değişim göstermemiştir. Yalnızca, iç silindir dönüş hızı arttıkça, ayrılma noktasının hemen yakınındaki bölgedeki negatif hız şiddeti bir miktar artmıştır. Bu durumun, vorteks merkezinin yukarıya kayması sonucu, ters akım bölgesinin ayrılma noktasına yaklaşmasından kaynaklandığı düşünülmektedir.

Ancak düşük Re sayılarında durum farklıdır. Çünkü düşük Re sayılarında, iç silindirdeki dönme ile akım alanına eklenen teğetsel hız, akım karakteristikleri üzerinde çok daha etkili olmaktadır. Düşük Re sayısında, iç silindir dönüş hızının artması ile birlikte, ters akım bölgesinin hem uzunluğu, hem de yüksekliği artmaktadır. Ayrıca negatif hız vektörlerinin şiddeti de artmaktadır. Bu sebepten dolayı, özellikle yüksek iç silindir dönüş hızlarında, eksenel akış hızının artmasının ters akış davranışını önemli oranda baskıladığı söylenebilir.

4.2.3 Türbülans Alanı

Akım ayrılması ve ayrılma noktası sonrası oluşan vorteks alanının, akımın türbülans yapısı üzerindeki etkileri, bölüm 1.1.2’de genel hatlarıyla açıklanmıştır. Ancak mevcut çalışmadaki koşullarda, yani hem ayrılma ve yeniden tutunmanın gerçekleştiği duvarlardaki yüzey eğriliğinin değişmesi, hem de eksenel yöndeki hıza ilaveten teğetsel hızın da varlığı durumlarında, ortaya farklı bir türbülans yapısı çıkacağı öngörülebilir.

İç silindirdeki dönme hareketinin, akım ayrılmasının oluşturduğu türbülans alanına etkisini ıceleleyebilmek için, sabit iç silindir ve dönmekte olan iç silindir durumlarında, ayrılma bölgesindeki türbülans kinetik enerjisinin (TKE) değişimi şekil 4.34’de gösterilmiştir.



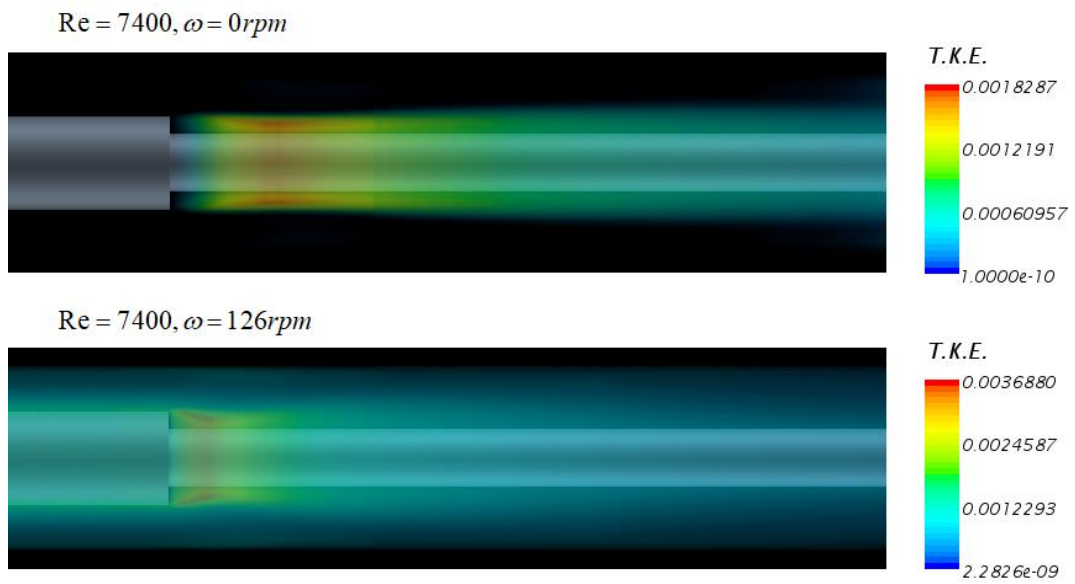
Şekil 4.34 Re=7400’de ayrılma bölgesi TKE’nin iç silindir dönüşü ile değişimi

Şekil 4.34 oluşturulurken, akım içerisinde TKE’nin yoğunlaştığı alanları daha net görselleştirebilmek adına çok düşük TKE değerleri filtrelenmiştir. Şekilde gösterilen değerlerin, eşdeğer (isovalue) alanlardan elde edildiği ve şeklin üç boyutlu bir yapının paralel (iki boyutlu) görüntüsü biçimine alındığı göz önünde bulundurulursa, bu gerekli durumdur. Şekil incelendiğinde, iç silindirin sabit olduğu durumda ($\omega = 0$ rpm), ayrılma bölgesinde TKE’nin oldukça arttığı görülmektedir. RANS yaklaşımında türbülans kinetik enerjisinin, farklı yönlerdeki türbülans gerilmelerinin toplamının yarısı olarak tanımlandığı göz önünde bulundurulursa ($TKE = k = \frac{1}{2}(u'^2 + v'^2 + w'^2)$) [98], bu durum, akım ayrılmasının ve sonrasında oluşan vorteks alanının türbülans yoğunluğunun artmasına neden olduğunu göstermektedir.

Ayrıca, şekil 4.34’de dikkati çeken bir başka nokta daha vardır. İç silindirdeki dönme hareketiyle birlikte TKE nin yoğunlaştığı ve maksimum değere ulaştığı bölge de değişmektedir. İç silindirin sabit olduğu durumda ($\omega = 0$ rpm), TKE’de daha çok ayrılan kayma tabakası (şekil 4.21’de gösterilmiştir) bölgesinde yoğunlaşmaktadır. En yoğun

olduğu yer de, resirkülasyon vorteksinin içi değil, ayrılan kayma tabakasının yeniden tutunma noktasına yakın olduğu bölgedir. Ancak, iç silindir dönme hareketine başladığında ($\omega = 126 \text{ rpm}$), TKE yoğunluğunun görüldüğü bölge geriye doğru kaymakta ve resirkülasyon vorteksinin akım yönünde hız barındıran bölgesi ile ayrılan kayma tabakasının sınırında yoğunlaşmaktadır. Bunun yanında, iç silindir sabit iken ayrılma vorteksinin ters akım bölgesinde, TKE diğer bölgelere göre daha düşük iken, iç silindir dönüşüyle birlikte artmaya başlamaktadır.

Şekil 4.34'deki akım şartlarında, ayrılma bölgesinin devamında ve akımın yeniden geliştiği bölgedeki TKE'nin iç silindir dönüşü ile değişimi şekil 4.35'de gösterilmektedir.

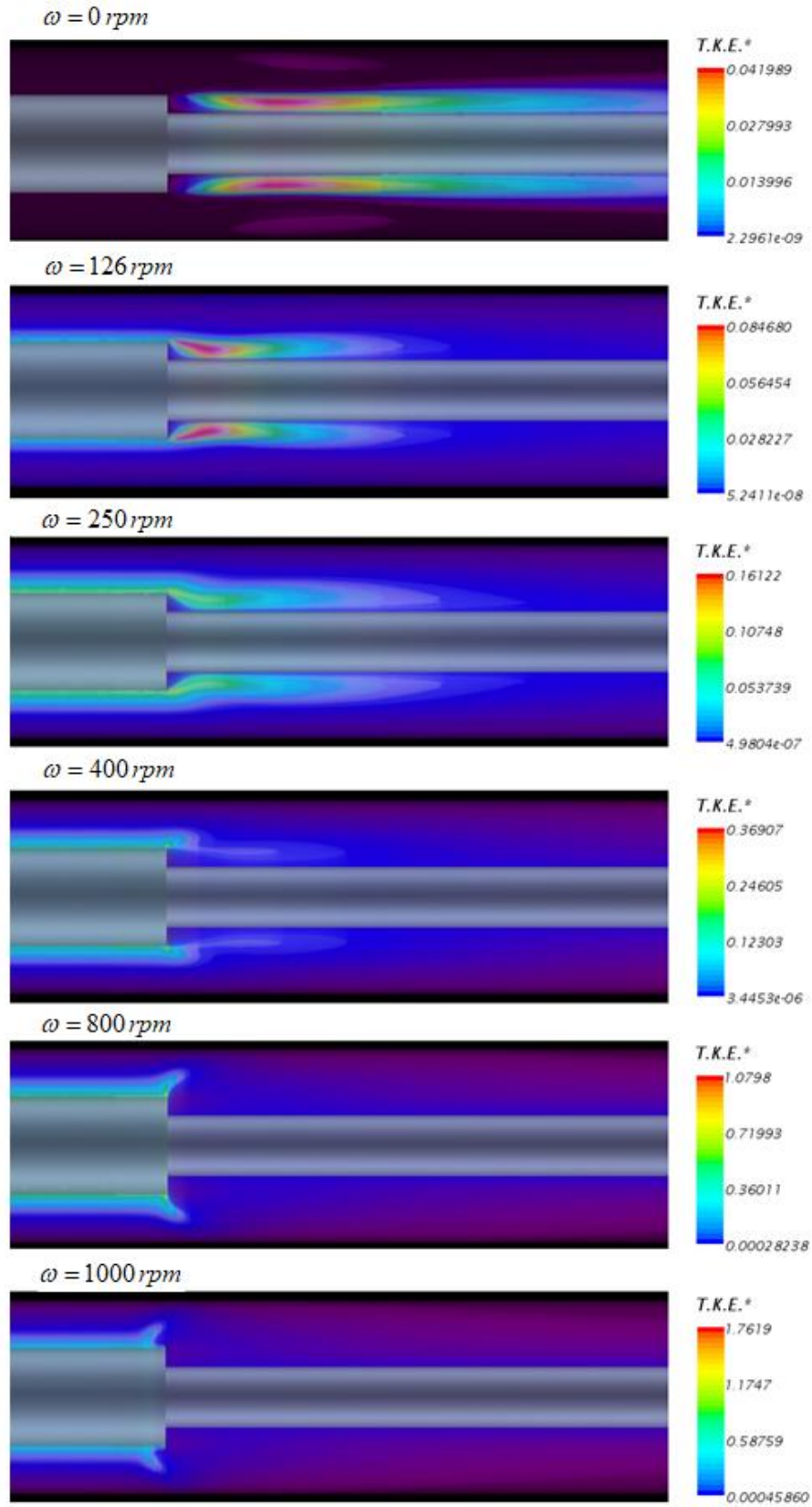


Şekil 4.35 32 $Re=7400$ 'de uzak bölgedeki TKE'nin iç silindir dönüşü ile değişimi

Şekil 4.35'de incelendiğinde, iç silindir sabitken ($\omega=0 \text{ rpm}$) TKE'nin ayrılan kayma tabakası bölgesinde yoğunlaştığı ve maksimum değerine ulaştığı görülmektedir. Ayrıca, ayrılma bölgesi sonrasında da, yeniden tutunma noktası sonrası akım tekrardan geliştikçe iç silindir üzerinde büyüyen bir alanı etkilemektedir. İç silindirin dönme hareketi ile birlikte ($\omega = 126 \text{ rpm}$), TKE'nin yoğun olarak gözlemlendiği alan kısalmaktadır. Ayrıca bu durumda TKE'nin akış alanının tamamına dağıldığı, yani daha üniform bir yapıda olduğu görülmektedir. TKE'nin daha üniform bir biçimde akış alanına dağılması yalnızca ayrılma bölgesinde değil, ayrılma noktası öncesi akışta da gözlenmektedir. Bu durumun, iç silindir dönüşü ile akış alanına eklenen teğetsel hızın akımın stabilitesini daha da bozarak türbülans yoğunluklarını arttırmasından (şekil 4.6) ve hız alanının daha

uniform dağılımını sağlamasından (şekil 4.29) kaynaklandığı düşünülmektedir. Açık olan bir diğer nokta da, ayrılma bölgesini oluşturan etkin unsur eksenel doğrultudaki akım iken, iç silindirdeki dönüşün bu karakterin değişmesine neden olduğudur.

İç silindir dönüşünün TKE değişimi üzerine etkilerini daha net irdeleyebilmek adına, farklı iç silindir dönüş hızları için TKE'nin değişimi şekil 4.36'de verilmektedir.



Şekil 4.36 $Re=7400$ için TKE'nin farklı iç silindir dönüş hızları için değişimi

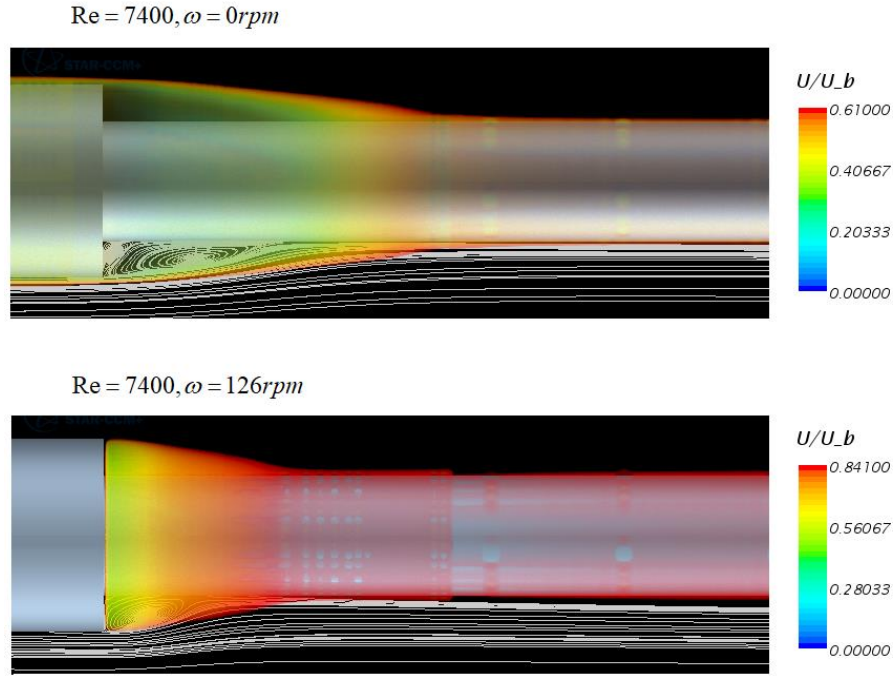
Şekil 4.36 oluşturulurken, akış alanı içerisindeki değişimlerin daha net gözlenebilmesi için görselleştirme yüksek kontrastlı renk skalası kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Ayrıca, şekil 4.34’de olduğu gibi, daha net görselleme yapabilmek adına çok düşük TKE değerleri filtrelenmiştir. Şekil 4.34 incelendiğinde, TKE’nin maksimum değerinin, yani gösterge aralıklarının iç silindir dönüş hızı ile birlikte arttığı görülmektedir. Ayrılma öncesi akış incelenirse, burada da TKE’nin, dolayısı ile de türbülans yoğunluğunun iç silindir dönüş hızı ile birlikte arttığı görülmektedir. Bu durum, şekil 4.27’deki çıkarımı destekler niteliktedir. Şekil 4.27’de, TCP akımı verilerinden yola çıkarak, iç silindir dönüşü ile birlikte akım içerisindeki türbülans yoğunluklarının arttığı, ayrılma öncesi akımda artan türbülans yoğunluğunun ayrılma uzunluğunun azalmasına yol açtığı literatürde çeşitli araştırmacılar tarafından vurgulanırken, burada tersi bir durum gözlemlendiği şeklinde bir çıkarım yapılmış idi. Burada gözlenen durum da aynı çıkarımı desteklemektedir. İç silindir dönüş hızının artmasıyla birlikte, ayrılma öncesi akımdaki türbülans yapısı kuvvetlenmekte, ancak özellikle incelenen aralıktaki orta ve yüksek iç silindir dönüş hızlarında ayrılma uzunluğu önemli oranda artmaktadır. Bu durumun, ayrılma akımının karakteri eksenel akım tarafından belirlenirken, yüksek iç silindir dönüş hızlarında, akım alanını şekillendiren baskın parametrenin iç silindir dönüşü ile birlikte akım alanına eklenen teğetsel hız haline gelmesinden kaynaklandığı düşünülmektedir.

Ayrılma noktası öncesi akımda göze çarpan bir diğer nokta da, türbülans kinetik enerjisinin iç silindir yakınında yoğunlaşmasıdır. Duvar yakınındaki türbülanslı akımlarda, TKE’nin büyük bölümünün sınır tabaka içerisindeki viskoz alt tabaka bölgesinde üretildiği göz önünde bulundurulursa [92], bu beklenen bir durumdur. Dönmekte olan iç silindir yakınındaki bileşke hız daha yüksek olduğu içinde, TKE, sabit olan dış silindirden çok iç silindir yakınında yoğunlaşmıştır.

Hem burada görüldüğü, hem de şekil 4.34’de yapılan incelemede vurgulandığı gibi, iç silindir sabit iken ($\omega=0$ rpm) TKE daha çok ayrılmadan sonraki bölgede ve ayrılan kayma tabakası içinde yoğunlaşmaktadır. İç silindirin dönme hareketi ile birlikte ($\omega=126$ rpm), TKE’nin yoğun olarak gözlemlendiği bölge geriye doğru kaymakta ve etkilediği alan küçülmektedir. İç silindirin daha yüksek dönüş hızlarında ($\omega=250$ rpm) bu alanın daha da küçüldüğü ve akış alanının kalan kısmına göre yüksek olan yoğunluğunun azaldığı

gözlenmektedir. İç silindir dönüş hızı arttıkça da tamamen kaybolmakta ve TKE'nin yoğunlaştığı bölge olarak sadece ayrılma öncesi sınır tabaka kalmaktadır. $\omega = 0$ rpm'de TKE'nin ayrılan kayma tabakası bölgesinde yoğunlaştığı ve bu tabakanın da ayrılmadan önceki sınır tabakanın, ayrılma noktasına geldiğinde genişlemesinden oluştuğu düşünülürse, TKE'nin yoğun olarak gözlemlendiği bölgenin kaybolmasının, aslında ayrılan kayma tabakası bölgesinin kaybolmasından kaynaklandığı görülmektedir. İç silindir dönüş hızı arttıkça hız alanı daha da uniform bir yapıya kavuşmakta ve akış alanının orta kesiminde bir kuşak biçiminde belirgin olarak gözlenen serbest akım, akış alanının tamamına yayılmaktadır (şekil 4.29). Böylece, akış alanının diğer bölgeleriyle arasındaki hız farkı ortadan kalktığı için ayrılan kayma tabakası içerisinde yoğunlaşan TKE, ayrılma bölgesi sonrasında akış alanının geneline üniforma yakın bir biçimde yayılmaktadır. Ayrıca, yüksek iç silindir dönüş hızlarında ($\omega > 800$ rpm), resirkülasyon balonunun duvar normali yönündeki büyüklüğünün ayrılma noktasının üzerine çıktığı gözlenmiştir (şekil 4.22). Bu sebeple, resirkülasyon balonunun ayrılma noktası öncesi sınır tabaka önünde bir engel gibi davranarak belirgin bir ayrılan kayma tabakası oluşturmaya engel olduğu görülmektedir. Şekil 4.36'te yüksek iç silindir dönüş hızlarında ($\omega > 800$ rpm) görülen TKE dağılımı da bu düşünceyi desteklemektedir. TKE ayrılma noktası öncesi sınır tabaka içerisinde yoğunlaşmakta, ancak bu bölge, sınır tabaka resirkülasyon balonuna ulaştığında sona ermektedir.

Resirkülasyon balonu sonrasında, akımın yeniden tutunma bölgesindeki sınır tabakanın eş değer hız alanları kullanılarak oluşturulmuş görünümü şekil 4.37'te sunulmuştur.



Şekil 4.37 Re=7400'de ayrılma bölgesi sonrası sınır tabaka yapısının iç silindir dönüşü ile değişimi

Şekil 4.37'te görüldüğü üzere, iç silindirin sabit olduğu durumda ($\omega = 0$ rpm), ayrılma noktası öncesindeki sınır tabaka, ayrılma noktasına geldiğinde duvardan kopmakta ve genişleyen bir kuşak halini almaktadır. Daha sonra, yeniden alt duvara tutunan sınır tabaka oldukça düzenli biçimde akışını devam ettirmektedir. Şeklin bir parçası olan akım hatları incelenirse, akımın yeniden duvara tutunduğu noktadan sonra sınır tabaka yapısında önemli bir bozunma görülmediği anlaşılabilmektedir. Ancak iç silindir dönüşü ile birlikte ($\omega = 126$ rpm) sınır tabakanın yapısı da değişmektedir. Akımın yeniden alt duvara tutunduğu noktadan sonra da sınır tabaka yapısında ciddi bozunmalar bulunduğu görülmektedir. Şekil 4.15 ve 4.16'da yapılan incelemede, TCP akımında iç silindirin belirli dönüş hızlarına kadar sınır tabaka yapısının bozulduğu ve hız profillerinin duvar yasası profilinden saptığı vurgulanmıştı. Burada da aynı durum gözlenmektedir. Yeniden tutunma bölgesi sonrası, akım tekrardan düzenli bir sınır tabaka oluşturmaya kadar belirli bir mesafe boyunca bozunmalara rastlanmaktadır. Ayrıca, yeniden tutunma noktası yakınındaki sınır tabaka yapısı incelenirse, iç silindir dönüşünün, ayrılan akımın yeniden alt duvara tutunmasını da zorlaştırdığı ve sınır tabaka yapısındaki bozunmaların bu bölgede yoğunlaştığı görülebilmektedir.

GENEL DEĞERLENDİRME

Taylor-Couette-Poiseuille (TCP) akımı, pek çok mühendislik uygulamasında karşılaşılan akış yapısının temelini oluşturan akım sistemidir. Bu sebeple, niteliğinin anlaşılması ve doğru hesaplanması, söz konusu mühendislik uygulamalarının dizayn ve işletme güvenliği açısından önem arz etmektedir. Ayrıca, içerdiği karmaşık akım yapısı ve geçiş akımı safhalarının geniş bir çeşitlilikte gözlenmesi nedeniyle de türbülans teorisi alanında ilgi çeken akış tiplerinden birisidir.

Genel geometrisi olarak TCP akımı, sabit bir dış silindir ve dönmek te olan bir iç silindir arasındaki bölgedeki basınç gradyeninin etkisiyle hareket eden akışkan akımından ibarettir. Bu sebeple akım alanının karakteri eksenel akım ve iç silindir dönüşü nedeniyle oluşan merkezkaç kuvveti şeklindeki iki dinamik parametre tarafından şekillendirilmektedir. Her ne kadar su yağlamalı yataklar, döner ısı değiştiriciler, elektrik motorların soğutulması, turbomakineler, seperasyon cihazları, petrol endüstrisindeki drilling işlemi, nükleer reaktörlerin soğutulması gibi pek çok mühendislik uygulamasında karşılaşılan akış tipi TCP akımı ile temsil edilebilse de, pratikteki uygulamalardaki geometrik yapı farklılıklar gösterebilmektedir. TCP geometrisi, akımın temelindeki fiziği incelemek amacıyla oluşturulmuş bir problem olduğundan simetrik ve düzgün bir yapıdadır. Oysa gemilerdeki şaft kovani içerisindeki akış, gaz türbinlerindeki kademe geçişleri, elektrik motorlarının rotor stator yapısı gibi pek çok pratik uygulamadaki dönen iç silindir üzerinde çap değişimi mevcuttur. Bu çap değişimleri, geometride ani bir genişleme ve duvar üzerinde bir süreksizlik oluşturduğundan akımın bu noktada duvardan ayrılmasına neden olur. Akışın katı

duvardan ayrılarak bir resirkülasyon alanı oluşturması akım hidrodinamiğini tamamen değiştiren bir durumdur. TCP sistemindeki eksenel ve teğetsel hızların dengesiyle şekillenen akım alanına bir de ayrılma kaynaklı resirkülasyon eklendiğinde, ortaya çok farklı bir akım karakteri çıkacağı öngörülebilir bir durumdur.

Bu tez çalışmasında, TCP geometrisinde akım ayrılmasının hidrodinamik alan ve türbülans yapısına etkisinin incelenmiştir. Bu amaçla, önce bilinen TCP akımının çözümü yapılarak literatürdeki mevcut deneysel verilerle doğrulaması gerçekleştirilmiştir. Burada hedeflenen, hem kullanılan sayısal yaklaşımın TCP akımını güvenilir biçimde modelleyebildiğini göstermek, hem de akım ayrılması sebebiyle oluşacak değişimlerin karşılaştırılabileceği bir temel oluşturmaktır. Açık literatürde çalışılmalardan çok daha geniş bir aralıktaki eksenel akış ve iç silindir dönüş hızı değerlerinde gerçekleştirilen bu çalışmalardan elde edilen ana sonuç, iç silindirdeki dönme hareketinin akım üzerinde stabiliteyi bozucu yönde bir etkisinin olduğu, akım bölgesine uygulanan eksenel akışın ise bu etkiyi baskıladığıdır. Teğetsel hızdaki artış, akımdaki türbülans seviyesini arttırmakta ve hidrodinamik değişkenlerin artışına neden olarak mekanik enerji kaybına sebebiyet verebilmektedir. Eksenel hızdaki artış ise, iç silindir dönmesi etkisiyle artan türbülans yoğunluklarını baskılamakta ve dönüşün etkisinin silindirler arası akış bölgesinin iç kısımlarına doğru penetrasyonunu azaltmaktadır. Bu sayede stabilite bozulmasının neden olduğu mekanik enerji kaybını da sınırlandırmaktadır.

Hidrodinamik alan ve türbülans yapısının karakterinin iç silindir dönüş hızı ve eksenel akımı dengesine dayandığı, değişen eksenel-teğetsel hız çiftleri için farklı bir akım alanı ortaya çıktığı gözlenmiştir. Ancak bu denge durumu karmaşık bir yapı izlemekte, her bir Re sayısı için farklı bir noktada bu parametrelerden bir tanesi baskın hale gelebilmekte ve akım dinamiğini şekillendirebilmektedir. Bu nedenle TCP akımının tam anlamıyla bir şablona oturtulması oldukça güçtür. Akım alanını şekillendiren hız çiftleri değişen hidrodinamik alan koşullarına göre karşılaştırılarak, kısıtlı da olsa bir şablon ortaya çıkarılmaya çalışılmıştır.

İç silindir dönüşü kaynaklı merkezkaç kuvveti ve basınç gradyeni kaynaklı eksenel kuvvetin bir arada uygulanmasının, sınır tabaka yapısında da değişimlere neden olduğu

gözlenmiş, sınır tabaka içi hız profillerinin evrensel duvar yasasıyla uyumu incelenmiştir. Evrensel duvar yapısından farklılıklar lineer bir karakterde olmamakta, değişen iç silindir dönüş hızları için Log-Law profilinden sapma ve yaklaşımlar gözlenmektedir.

Ayrıca akım alanının sabit bir kesitinde Reynolds gerilme tensörü bileşenlerinin dengesi incelenerek akımın karakterinin değiştiği nokta ve türbülans izotropisi irdelenmiştir.

TCP sisteminde akım ayrılmasının etkisini incelemek için ise, bilinen TCP geometrisi ile step akımı geometrileri birleştirilerek yeni bir çözüm alanı oluşturulmuştur. Step akımı, akım ayrılmalarını incelemek amacıyla oluşturulmuş bir temel problemdir. Bir kanal akımında, alt tabana yerleştirilmiş bir basamak şeklinde oluşturulmuş olan step akımı geometrisi, geometrinin ani biçimde genişlemesi sayesinde akımın duvardan ayrılmasını sağlamaktadır. Bu etkinin TCP akımında sağlanabilmesi amacıyla, dönmekte olan iç silindir üzerine ani bir çap değişimi, yani kademe yerleştirilmiştir. Böylece, akımın bu süreksizlik noktasında duvardan ayrılarak bir ayrılma alanı oluşturması sağlanmıştır. Aynı akım alanına birlikte uygulanan eksenel ve teğetsel hız bileşenlerinin yanına, resirkülasyon akımının katılması hesaplamalı akışkanlar dinamiği açısından çözümü oldukça güçleşen bir akış yapısı meydana getirmektedir. Bu sebeple, çözümün gerekli hassasiyeti sağlayabilmesi için azami özen gösterilmiştir. Ani çap değişimi içeren TCP geometrisinde de, bilinen TCP geometrisinde olduğu gibi geniş bir eksenel akım hızı ve iç silindir dönüş hızı aralığında çözümler tekrarlanmıştır.

Çalışma sonucunda, akım ayrılmasının TCP akımı üzerinde önemli etkileri olduğu görülmüştür. Ayrılma noktasından sonra bir vorteks alanı oluşmaktadır. Resirkülasyon balonu olarak isimlendirilen bu vorteks alanının büyüklüğü, iç silindirin dönüş hızı ile birlikte artmaktadır. Ancak eksenel akış dönüş etkilerini baskıladığı için, artan Re sayısı ile birlikte resirkülasyon alanının büyüklüğünün de azaldığı gözlenmiştir. Ayrıca resirkülasyon alanı, vorteks yapısı gereğince ters akım bölgeleri içermektedir. Akımın hidrodynamic özellikleri üzerinde önemli kayıplara neden olan bu ters akım bölgelerinin büyüklüğünün ve yapısının da, iç silindir dönüş hızı ve eksenel akım şartlarına göre ayrı ayrı şekillendiği saptanmıştır. Çalışma sonucunda, ayrılma bölgelerinin geniş bir eksenel-teğetsel hız çifti aralığında genel bir incelemesi yapılmış ve farklı aralıklardaki

etkiler hidrodinamik alan ve türbülans bileşenleri için sunulmuştur. Geometrik genişleme sebebiyle oluşan ayrılma bölgesinde ve sonrasındaki akış alanında türbülans kinetik enerjisi değişimi incelenmiş ve bu değişimler akım alanını şekillendiren dinamik parametrelerle karşılaştırılmıştır. Sınırlı olarak da, ayrılma bölgesi ve sonrasındaki sınır tabakanın yapısı üzerinde iç silindir dönüşünün neden olduğu etkiler araştırılmıştır. Böylelikle, TCP akımındaki yeni bir kayıp mekanizması tanımlanmış ve nitelikleri araştırılmıştır.

Tez çalışmasında elde edilen başlıca çıktılar aşağıdaki gibi özetlenebilir:

- TCP akımının da diğer akış tipleri gibi laminar, geçiş akımı ve türbülanslı rejimleri vardır. Ancak türbülans rejiminde akımda gözlenen değişimler sabit bir yapıda değildir ve türbülanslı akış şartları sabit karakterde kabul edilememektedir. Değişen eksenel-teğetsel hız değerleri için akım yine türbülanslı rejimde kalmakta, ancak akım alanının dinamiği farklılaşmaktadır. Eksenel-teğetsel hız çiftleri, birbirlerine yakın değerlerde olduklarında, akımın karakteri bu hız çiftlerinin dengesine göre şekillenmektedir. Ancak, iç silindir dönüş hızının yüksek değerlerinde teğetsel hız akım alanını şekillendiren baskın parametre haline gelmekte ve eksenel akımdaki değişimlerden neredeyse etkilenmemektedir.
- TCP akımında iç silindir dönüş hızı arttıkça, türbülans yoğunluğu da artmaktadır. Türbülanslı akışlarda, Re sayısının artmasıyla birlikte de türbülans yoğunluğunun artması beklenir. Ancak TCP akımında, tek başlarına türbülansı arttıran iki parametre olan eksenel ve teğetsel hız bir arada uygulandığında türbülansı baskılamakta, aynı iç silindir dönüş hızı için Re sayısının artmasıyla birlikte türbülans yoğunluğu azalmaktadır.
- İç silindirin belirli bir dönüş hızına kadar, sınır tabaka içi hız profilleri evrensel duvar yasası yapısından uzaklaşmakta, daha sonra ise yaklaşmaktadır. Literatürdeki önceki çalışmalar, inceledikleri dönme oranı ($N = V_\theta / V_z$) aralığına göre, bu davranışlardan bir tanesini tespit edebilmişlerdir. Sınır tabaka akımında bu karakter değişikliğinin gerçekleştiği hız değeri dönme oranı üzerinden tespit edilmiştir. Söz konusu bulgu, TCP akımının sınır tabaka karakteri üzerine açık literatürdeki bilinen en kapsamlı açıklamadır.

- Akış alanının bir kesitindeki Re gerilmelerinin dengesi, türbülans kinetik enerjisi ile normalize edilerek incelenmiştir. İç silindirin düşük dönüş hızlarında, eksenel yöndeki türbülans gerilmesinin (u') teğetsel yöndeki gerilmeden (w') yüksek olduğu, dönüş hızı arttıkça bu dengenin yön değiştirdiği, yani w' gerilmesinin daha yüksek hale geldiği gözlenmiştir. Silindirler arası akış alanının orta bölgesinde (çekirdek bölge), söz konusu denge durumunun değiştiği hız değerinin, iç silindir yüzeyindeki çizgisel hızın, eksenel akım hızının $\sqrt{2}$ katı büyüklüğüne ulaştığı hız değeri olduğu tespit edilmiştir. Böylece, TCP akımının karakterinin belirlendiği eksenel-teğetsel hız dengesi, sınırlı da olsa bir şablona oturtulmuştur.
- Reynolds gerilme tensörü bileşenlerinin değişimi incelenerek, iç silindir dönüş hızı arttıkça akımın izotropik bir yapıya yaklaştığı gözlenmiştir. İzotropi, normal yöndeki türbülans gerilmelerinin her yönde aynı büyüklükte olması, yani akımın eksenlere göre üniform bir yapıya bürünmesidir. İç silindir dönüş hızı arttıkça akım alanına artan bir merkezkaç kuvveti eklenmekte, aynı zamanda da bir yöndeki (teğetsel yöndeki) hız bileşeninin büyüklüğü artmaktadır. Bu durumda akım içerisinde eksenlere göre farklılığın artması beklenirken, iç silindir dönüş hızı arttıkça akımın daha da izotropik bir hal alması ilgi çekici bir sonuçtur.
- TCP akımında geometrik genişleme ile akım ayrılması gerçekleştiğinde, ayrılma noktası sonrası sabit bir konumda ve kendi üzerinde dönen bir ayrılma vorteksi, yani “resirkülasyon balonu” oluştuğu gözlenmiştir. Bu balonun büyüklüğü iç silindir dönüş hızı ile birlikte artmaktadır. Bu durumun, iç silindir dönüşü ile birlikte oluşan merkezkaç etkisinin akımın ayrıldığı duvara, yani dönen silindir duvarına yeniden tutunmasını zorlaştırması olduğu düşünülmektedir.
- İç silindir dönüş hızı artmasıyla birlikte büyüklüğü artan resirkülasyon balonunun, yüksek dönüş hızlarında, ayrılma noktasını da içine alacak kadar büyüdüğü gözlenmiştir. Bu durumun, viskozite etkisiyle gerçekleştiği düşünülmektedir. Büyüyen resirkülasyon balonu, akımın önünde bir tür engel gibi davranmaktadır. Geometrik genişleme ile akışın gerçekleştiği kesitin büyüdüğü ve önünde fiziksel bir engel bulunmadığı için, akımın kaybının ve karşılaştığı direncin azalacağı

beklenebilir. Ancak, sabit konumu nedeniyle resirkülasyon balonu akımın serbestçe hareket edebildiği kesiti daraltarak akım alanında bir tür boğulmaya sebep olmaktadır.

- TCP akımında, iç silindir dönüş hızı arttıkça türbülans yoğunlukları da artmaktadır. Ayrılma içeren TCP geometrisinde de, ayrılma noktası öncesinde aynı davranış söz konusudur. Açık literatürde, ayrılma noktası öncesi akımda türbülans yoğunluğu artarsa, resirkülasyon balonunun uzunluğunun azaldığı belirtilmektedir. Ancak, iç silindirdeki dönüş hareketi ile birlikte akım alanına eklenen teğetsel hızın varlığı durumunda, ayrılma akımının karakterinin literatürde kabul edilenden farklı bir şekil aldığı görülmüştür. İç silindir dönüşü ile birlikte, ayrılma noktası öncesi akımdaki türbülans yoğunluğu artmasına rağmen, ayrılma uzunluğunun azalmak yerine daha da arttığı gözlenmiştir. Bunun sebebi, iç silindirdeki dönüşün ayrılma akımının aksel akıma bağımlı davranışlarını baskılayarak, oluşturduğu merkezkaç kuvveti etkisiyle akımın katı duvara yeniden tutunmasını zorlaştırmasıdır.
- İç silindirin dönüş hareketiyle birlikte resirkülasyon balonunda gözlenen tek değişim boyutlarının büyümesi değildir. İç silindir dönüş hızı arttıkça resirkülasyon vorteksinin merkezi de duvar normali yönünde yukarıya doğru hareket etmekte, yani duvardan uzaklaşmaktadır. Yüksek Re sayılarında, iç silindir dönüşüyle birlikte vorteks uzunluğu değişmese bile, sözü edilen vorteks merkezinin yukarı doğru kayma davranışının gözlemlendiği tespit edilmiştir. Vorteks dinamiği gereği, vorteksin merkezinin altında kalan alanda, akım doğrultusunun tersi yönde hareket eden ters akım mevcuttur. Ters akım da akış alanı için bir mekanik enerji kaybı anlamına gelmektedir. İç silindir dönüş hızının artmasıyla birlikte, her durumda ters akımdan etkilenen alanın büyüklüğünün ve ters akım hız vektörünün şiddetinin arttığı gözlenmiştir.
- İç silindir dönüşü ile akım alanına eklenen teğetsel hızın varlığı durumunda, ayrılma akımlarındaki vorteks oluşum mekanizmasının tamamen değiştiği saptanmıştır. İç silindir sabit iken, akım ayrılması gözlenen alandaki türbülans kinetik enerjisinin, ayrılan kayma tabakası bölgesinde yoğunlaştığı, bu bölgenin

ise duvardan kopan ayrılma öncesi akımın sınır tabakasının genişlemesiyle meydana geldiği görülmüştür. Söz konusu bölgede, ayrılma ile oluşan vorteks yapıları sebebiyle TKE artmaktadır. İç silindir dönüşüyle birlikte, TKE nin yoğun olarak gözlendiği alan önce ayrılma noktası yönünde geriye doğru kaymakta, iç silindir dönüş hızı arttıkça da azalarak kaybolmaktadır. Yüksek dönüş hızlarında yoğun TKE bölgesinin kaybolduğu nokta tam olarak resirkülasyon vorteksinin sınırıdır. Bu durum, iç silindir dönüşünün akımdaki hız tabakalarını karıştırarak uniform bir yapıya getirmesinden kaynaklanmaktadır. Duvardan ayrılarak genişleyen sınır tabaka belirgin bir kuşak görünümünü kaybettiği için yüksek TKE nin oluşumuna sebebiyet veren vorteks yapıları da oluşamamaktadır. Yüksek iç silindir dönüş hızlarında ise genişleyen resirkülasyon balonu duvardan ayrılan sınır tabakanın önünde bir engel vazifesi görerek bir ayrılan kayma tabakası oluşturmaya mani olmaktadır.

- TCP akımında iç silindir dönüşü stabiliteyi bozucu bir etken iken, artan eksenel akım hızı, akışı stabilize edici bir etki göstermektedir. Ancak geometrideki genişleme kaynaklı ortaya çıkan akım ayrılması ile akım alanına yeni bir bozunma kaynağı eklenmiş olmaktadır. Bu kaynak resirkülasyon alanıdır. Akım ayrılmasının dinamiği başlangıçta eksenel akım tarafından yönetilmektedir. İç silindir dönüşü, yani teğetsel hız, akım hidrodinamiğine eksenel hızın tersi yönde etki ettiği için, ayrılma ile ortaya çıkan etkileri baskılamaktadır. Özetle, TCP akımında stabiliteyi bozucu bir parametre gibi hareket eden teğetsel hız, akım ayrılması durumunda bozunmayı baskılayan parametre vazifesi görmektedir.
- Akım alanına hem eksenel hız, hem bu hızın normali yönündeki teğetsel hız, hem de kendi üzerinde dönen bir resirkülasyon alanı uygulandığında, ortaya çıkan türbülans alanı oldukça karmaşık yapıdadır ve dinamikleri tek bir parametreye bağlı olarak genelleştirilemeyecek kadar değişkendir.

İlerleyen çalışmalarda, TCP akışındaki dinamik parametrelerin, moment ve basınç düşüşü gibi hidrodinamik değişkenlere de etkisinin incelenmesi planlanmaktadır. Ayrıca, akım ayrılmasının söz konusu hidrodinamik özelliklere etkileri, ısı transferi davranışında neden olduğu değişim, ayrılma bölgesinin farklı bölgelerindeki

türbölans parametrelerinin değışimi gibi incelemeler yapılarak çalışmanın geliştirilmesi öngörülmektedir.

- [1] Couette, M., (1890). *Études sur le frottement des liquides*, Gauthier-Villars, Paris
- [2] Wang H., (2015). Experimental and numerical study of Taylor-Couette flow, Doktora Tezi, Iowa State University, Ames, Iowa.
- [3] Taylor, G. I., (1923). "Stability of a viscous liquid contained between two rotating cylinders", *Phil. Trans. R. Soc. Lond., A* 223: 289–343.
- [4] Adair, R. H., (1997). Simulations of Taylor-Couette flow, Doktora Tezi, Colorado State University, Fort Collins.
- [5] Grossmann, S., Lohse, D. ve Sun, C., (2016). "High-Reynolds Number Taylor-Couette Turbulence", *Annual Review of Fluid Mechanics*, 48: 53-80.
- [6] Cotrell, D.L., (2003). Flow between a cylinder and a rotating coaxial cylinder, axisymmetric shaft with axially-periodic radius variation, or screw, Doktora Tezi, University of Illinois, Urbana.
- [7] Min, K., (1993). Stability and velocity field for circular Couette-Poiseuille flow with radial flow, Doktora Tezi, Northwestern University , Evanston, Illinois.
- [8] Lueptow, R., "Taylor-Couette flow", *Scholarpedia*, 4 (11) : 6389.
- [9] Fénot, M., Bertin, Y., Dorignac, E. ve Lalizel, G., (2011). "A review of heat transfer between concentric rotating cylinders with or without axial flow", *International Journal of Thermal Sciences*, 50 (7): 1138-1155.
- [10] Fardin, M. A. , Perge, C. ve Taberlet, N., (2014). "'The hydrogen atom of fluid dynamics' – introduction to the Taylor–Couette flow for soft matter scientists", *Soft Matter*, 10 (20): 3523-3535.
- [11] Martínez-Arias, B., Peixinho, J., Crumeyrolle, O. ve Mutabazi, I., (2014). "Effect of the number of vortices on the torque scaling in Taylor–Couette flow", *Journal of Fluid Mechanics*, 748: 756-767.
- [12] Ostilla-Mónico, R., van der Poel, E.P., Verzicco, R., Grossmann, S. ve Lohse, D., (2014). "Exploring the phase diagram of fully turbulent Taylor–Couette flow", *Journal of Fluid Mechanics*, 761: 1-26.

- [13] Ait-Moussa, N., Poncet, S. ve Ghezal, A., (2015). "Numerical Simulations of Co- and Counter-Taylor-Couette Flows: Influence of the Cavity Radius Ratio on the Appearance of Taylor Vortices", *American Journal of Fluid Dynamics*, 5 (1): 17-22.
- [14] Launder, B., Poncet, S. ve Serre, E., (2009). "Laminar, Transitional, and Turbulent Flows in Rotor-Stator Cavities", *Annual Review of Fluid Mechanics*, 42 (1): 229-248.
- [15] Raguin L.G. ve Georgiadis, J.G., (2004). "Kinematics of the stationary helical vortex mode in Taylor–Couette–Poiseuille Flow", *Journal of Fluid Mechanics*, 516: 125-154.
- [16] Andereck, C. D., Liu, S. S. ve Swinney, H. L. (1986). "Flow regimes in a circular Couette system with independently rotating cylinders", *Journal of Fluid Mechanics*, 164: 155–183.
- [17] Knox, J. (2003). "INSTABILITY | Inertial Instability", *Encyclopedia of Atmospheric Sciences*", 1004–1013.
- [18] Taylor-Couette circulation, <https://malagabay.wordpress.com/2015/02/03/taylor-couette-circulation/> (25.12.2018).
- [19] Spiral poiseuille flow <https://malagabay.wordpress.com/2015/02/01/couette-flow-4-taylor-vortices/spiral-poiseuille-flow/> (26.12.2018).
- [20] Kim, Y.-J., Han, S.-M. ve Woo, N.-S. (2013). "Flow of Newtonian and non-Newtonian fluids in a concentric annulus with a rotating inner cylinder", *Korea-Aust. Rheol. J.*, 25: 77–85.
- [21] Neto, J. L. V., Martins, A. L., Neto, S., Ataíde, C. H. ve Barrozo, M. A. S. (2011). "CFD applied to turbulent flows in concentric and eccentric annuli with inner shaft rotation", *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 89: 636–646.
- [22] Yamada, Y. (1962). "Torque Resistance of a Flow between Rotating Co-Axial Cylinders Having Axial Flow", *Bulletin of JSME*, 5: 634–642.
- [23] Anderson, K. R., Lin, J., McNamara, C. ve Magri, V. (2015). "CFD Study of Forced Air Cooling and Windage Losses in a High Speed Electric Motor", *Journal of Electronics Cooling and Thermal Control*, 5 : 27-44.
- [24] Feller, M. E. (2010). Two-phase windage and heat transfer in a rotating annular gap, Yüksek Lisans Tezi, Northern Illinois University, Illinois.
- [25] Xiaoxia, S., Wenjun, M. ve yuan, Y. (2017). "Design method of a vertical screw conveyor based on Taylor–Couette–Poiseuille stable helical vortex", *Advances in Mechanical Engineering*, 9: 168781401771498 .
- [26] Poncet, S., Soghe, R. D. ve Facchini, B. (2010). "RANS Modeling of Flow in Rotating Cavity System", V European Conference on Computational Fluid Dynamics ECCOMAS CFD 2010, Lisbon, Portugal.
- [27] Nakabayashi, K., Yamada, Y. ve Kishimoto, T. (1982). "Viscous frictional torque in the flow between two concentric rotating rough cylinders, *Journal of Fluid Mechanics*", 119: 409–422.

- [28] Erge, O. (2015). "The Effects of Drillstring-Eccentricity, -Rotation, and -Buckling Configurations on Annular Frictional Pressure Losses While Circulating Yield-Power-Law Fluids", *SPE Drilling & Completion*, 30: 257–271.
- [29] Nouri, J. M., Umur, H. ve Whitelaw, J. H. (1993). "Flow of Newtonian and non-Newtonian fluids in concentric and eccentric annuli", *Journal of Fluid Mechanics*, 253: 617–641.
- [30] 'Viking Ocean opts for Thordon propeller shaft bearings', www.marinelog.com (26.12.2018).
- [31] Rajasekaran, J. (2011). On the Flow Characteristics behind a Backward-facing Step and the Design of a New Axisymmetric Model for their Study, Yüksek Lisans Tezi, University of Toronto, Toronto.
- [32] Schlichting, H. ve Gersten, K. (2003). *Boundary-Layer Theory*. Springer Science & Business Media, Berlin.
- [33] Le, H., Moin, P. ve Kim, J. (1997). "Direct Numerical Simulation of Turbulent Flow over a Backward-Facing Step", *Journal of Fluid Mechanics*, 330.
- [34] Baugh, A. R. (2010). Active open-loop control of a backward-facing step flow, Yüksek Lisans Tezi, University of Alberta, Alberta.
- [35] Chen, Y. T., Nie, J. H., Armaly, B. F. ve Hsieh, H. T. (2006). "Turbulent separated convection flow adjacent to backward-facing step—effects of step height", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49: 3670–3680.
- [36] Eaton, J. K. ve Johnston, J. P. (1981). "A Review of Research on Subsonic Turbulent Flow Reattachment", *AIAA Journal*, 19: 1093–1100.
- [37] İlday, Ö. (2011). Geri Basamak Akışının Deneysel İncelenmesi, Doktora Tezi, İstanbul Teknik Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, İstanbul.
- [38] Lueptow, R. M., Docter, A. ve Min, K. (1992). "Stability of axial flow in an annulus with a rotating inner cylinder", *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, 4: 2446–2455.
- [39] Becker, K. M. ve Kaye, J. (1962). "Measurements of Diabatic Flow in an Annulus With an Inner Rotating Cylinder", *J. Heat Transfer*, 84: 97–104.
- [40] Kaye, J. ve Elgar, E. C. (1957). "Modes of adiabatic and diabatic fluid flow in an annulus with an inner rotating cylinder", *Transactions of ASME*, 80: 753–765.
- [41] Wereley, S. T. ve Lueptow, R. M. (1999). "Velocity field for Taylor–Couette flow with an axial flow", *Physics of Fluids*, 11: 3637–3649.
- [42] Hwang, J.-Y. ve Yang, K.-S. (2004). "Numerical study of Taylor–Couette flow with an axial flow", *Computers & Fluids*, 33: 97–118.
- [43] Gu, Z. H. ve Fahidy, T. Z. (1985). "Characteristics of Taylor vortex structure in combined axial and rotating flow", *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 63: 710–715.
- [44] Nouri, J. M. ve Whitelaw, J. H. (1994). "Flow of Newtonian and Non-Newtonian Fluids in a Concentric Annulus With Rotation of the Inner Cylinder", *J. Fluids Eng*, 116: 821–827.

- [45] Nouri, J. M. ve Whitelaw, J. H. (1997). "Flow of Newtonian and non-Newtonian fluids in an eccentric annulus with rotation of the inner cylinder", *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 18: 236–246.
- [46] Yamada, Y. (1962). "Resistance of a Flow through an Annulus with an Inner Rotating Cylinder", *Bulletin of JSME*, 5: 302–310.
- [47] Escudier, M. P. ve Gouldson, I. W. (1995). "Concentric annular flow with centerbody rotation of a Newtonian and a shear-thinning liquid", *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 16: 156–162.
- [48] Escudier, M., Gouldson, I. W., Oliveira, P. ve Pinho, F. (2000). "Effects of inner cylinder rotation on laminar flow of a Newtonian fluid through an eccentric annulus", *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 21: 92–103.
- [49] Chung, S. Y. ve Sung, H. J. (2005). "Large-eddy simulation of turbulent flow in a concentric annulus with rotation of an inner cylinder", *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 26: 191–203.
- [50] Liu, N.-S. ve Lu, X.-Y. (2005). "Large eddy simulation of turbulent flows in a rotating concentric annular channel", *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 26: 378–392.
- [51] Poncet, S., Viazzo, S. ve Oguic, R. (2014). "Large eddy simulations of Taylor-Couette-Poiseuille flows in a narrow-gap system", *Physics of Fluids*, 26: 105108.
- [52] Guillerm, R., Soghe, R. D., Bianchini, C., Poncet, S. ve Viazzo, S. (2011). "Numerical predictions of flow field in closed and opened Taylor-Couette cavities", 4th European Conference for Aerospace Sciences, Haz 2011, Saint-Petersburg, Russia.
- [53] Friess, C., Poncet, S. ve Viazzo, S. (2013). "Taylor-Couette-Poiseuille flows: from RANS to LES", *International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena TSFP8*, Ağustos 2013, Poitiers, France.
- [54] Ohsawa, A., Murata, A. ve Iwamoto, K. (2016). "Through-flow effects on Nusselt number and torque coefficient in Taylor-Couette-Poiseuille flow investigated by large eddy simulation", *J. Therm. Sci. Technol.*, 11(2): JTST0031
- [55] Manna, M. ve Vacca, A. (2009). "Torque reduction in Taylor–Couette flows subject to an axial pressure gradient", *Journal of Fluid Mechanics*, 639: 373–401.
- [56] Chong, Y. C., Staton, D. A., Mueller, M. A. ve Chick, J. (2017). "An experimental study of rotational pressure loss in rotor-stator gap", *Propulsion and Power Research*, 6: 147–156.
- [57] Saasen, A. (2013). "Annular Frictional Pressure Losses During Drilling: The Effect of Drillstring Rotation", *ASME 2013 32nd International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering Volume 6: Polar and Arctic Sciences and Technology; Offshore Geotechnics; Petroleum Technology Symposium*, 9–14 haz 2013 Nantes, France.
- [58] Dokhani, V., Pordel Shahri, M., Karimi, M. ve Salehi, S. (2013). "Evaluation of Annular Pressure Losses while Casing Drilling", *SPE Annual Technical Conference and Exhibition*, 30 Eyl-2 Ekim, New Orleans, Louisiana, USA

- [59] Yang, K.-S., Hwang, J.-Y., Bremhorst, K. ve Nesic, S. (2002). "Turbulent flow around a rotating stepped cylinder", *Physics of Fluids*, 14, 1544
- [60] Gilchrist, S., Ching, C. Y. ve Ewing, D. (2005). "Heat Transfer Enhancement in Axial Taylor-Couette Flow", *ASME 2005 Summer Heat Transfer Conference*, 17-22 Tem., San Francisco, California, USA.
- [61] Jeng, T.-M., Tzeng, S.-C. ve Lin, C.-H. (2007). "Heat transfer enhancement of Taylor–Couette–Poiseuille flow in an annulus by mounting longitudinal ribs on the rotating inner cylinder", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 50: 381–390.
- [62] Raju, V. R. K. (2014). "Taylor vortices in the flow between two coaxial cylinders one of which has a step change in radius", *Fluid Dyn. Res.*, 46: 015506.
- [63] Scharnowski, S. (2014). Investigation of turbulent shear flows with high resolution PIV methods, Doktora Tezi, Universität der Bundeswehr München, München.
- [64] Kim, J., Kline, S. J. ve Johnston, J. P. (1980). "Investigation of a Reattaching Turbulent Shear Layer: Flow Over a Backward-Facing Step", *J. Fluids Eng*, 102: 302–308
- [65] Driver, D. (1991). "Reynolds shear stress measurements in a separated boundary layer flow", *22nd Fluid Dynamics, Plasma Dynamics and Lasers Conference - American Institute of Aeronautics and Astronautics*, Honolulu, U.S.A.
- [66] Brederode, V. D. ve Bradshaw, P. (1994). Three-dimensional Flow in Nominally Two-dimensional Separation Bubbles: Flow behind a rearward-facing step, Doktora Tezi, Imperial College of Science and Technology, London.
- [67] Adams, E. W. ve Johnston, J. P. (1988). "Effects of the separating shear layer on the reattachment flow structure part 2: Reattachment length and wall shear stress", *Experiments in Fluids*, 6: 493–499.
- [68] M. Nadge, P. ve Govardhan-Ankulkar, R. (2014). "High Reynolds number flow over a backward-facing step: Structure of the mean separation bubble", *Experiments in Fluids*, 55.
- [69] Isomoto, K. ve Honami, S. (1989). "The Effect of Inlet Turbulence Intensity on the Reattachment Process Over a Backward-Facing Step", *J. Fluids Eng*, 111: 87–92
- [70] Jovic, S. (1994). "Backward-facing step measurements at low Reynolds number $Re(sub h)=5000$ ", NASA technical memorandum No. 108807.
- [71] Kasagi, N. ve Matsunaga, A. (1995). "Three-dimensional particle-tracking velocimetry measurement of turbulence statistics and energy budget in a backward-facing step flow", *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 16: 477–485
- [72] Kopera, M., Cantwell, C., Kerr, R., Barkley, D. ve Blackburn, H. (2009). "Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward-facing step" *62nd Annual Meeting of the APS Division of Fluid Dynamics*, Kas 22–24, Minneapolis, Minnesota

- [73] Ding, D. ve Wu, S. (2012). "Direct numerical simulation of turbulent flow over backward-facing at high Reynolds numbers", *Sci. China Technol. Sci*, 55: 3213–3222
- [74] Panjwani, B., S Ertesvåg, I., Gruber, A. ve Rian, K. E. (2018). "Large eddy simulation of backward facing step flow", 5th National Conference on Computational Mechanics- MekIT09, Trond-heim, Norway.
- [75] Han, X. ve Krajnović, S. (2013). "Validation of a novel very large eddy simulation method for simulation of turbulent separated flow", *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 73: 436–461.
- [76] Frendi, A., Tosh, A. ve Girimaji, S. (2007). "Flow past a backward-facing step: Comparison of PANS, DES and URANS results with experiments", *International Journal for Computational Methods in Engineering Science and Mechanics*, 8: 23–38.
- [77] Kim, J.-Y., Ghajar, A., Tang, C. ve Foutch, G. (2005). "Comparison of near-wall treatment methods for high Reynolds number backward-facing step flow", *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, 19: 493–500.
- [78] Probst, A. ve Radespiel, R. (2010). "A Comparison of Detached-Eddy Simulation and Reynolds-Stress Modeling Applied to the Flow over a Backward-Facing Step and an Airfoil at Stall", 48th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, 4 - 7 Ocak 2010, Orlando, Florida.
- [79] Vogel, J. C. ve Eaton, J. K. (1985). "Combined Heat Transfer and Fluid Dynamic Measurements Downstream of a Backward-Facing Step", *J. Heat Transfer*, 107: 922–929.
- [80] Abu-Mulaweh, H. I. (2003). "A review of research on laminar mixed convection flow over backward- and forward-facing steps", *International Journal of Thermal Sciences*, 42: 897–909.
- [81] Kanna, P. ve Das, M. (2006). "Conjugate heat transfer study of backward-facing step flow – A benchmark problem", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49: 3929–3941.
- [82] V.R. Avancha, R. ve H. Pletcher, R. (2002). "Large eddy simulation of the turbulent flow past a backward-facing step with heat transfer and property variations", *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 23: 601–614.
- [83] Dejoan, A. ve A. Leschziner, M. (2004). "Large eddy simulation of periodically perturbed separated flow over a backward-facing step", *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 25: 581–592.
- [84] Essel, E. E. ve Tachie, M. F. (2015). "Roughness Effects on Turbulent Flow Downstream of a Backward Facing Step", *Flow Turbulence Combust*, 94: 125–153.
- [85] Kaltenbach, H.-J. (2004). "Turbulent flow over a swept backward-facing step", *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, 23: 501–518.
- [86] CD-adapco StarCCM+ V10.02 User Guide.

- [87] Bekar, A. (2018). Kavitasyon yapan iki boyutlu hidrofoillerin FVM ve BEM ile incelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, İstanbul Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, İstanbul.
- [88] Jovic, S. (1994). "Backward-facing step measurements at low Reynolds number $Re(sub h)=5000$ ", NASA technical memorandum No. 108807.
- [89] Tylli, N., Kaiktsis, L. ve Ineichen, B. (2002). Sidewall effects in flow over a backward-facing step: Experiments and numerical simulations", Physics of Fluids, 14: 3835–3845
- [90] White, F. M. (1991). Viscous Fluid Flow, McGraw-Hill, New York.
- [91] Tennekes, H. ve Lumley, J. L. (1972). A First Course in Turbulence, MIT Press, London.
- [92] Pope, S. B. (2000). Turbulent Flows, Cambridge University Press, London.
- [93] Hinze, J. O. (1975). Turbulence, McGraw-Hill, New York.
- [94] Eaton, J. K. ve Johnston, J. P. (1982). "Low Frequency Unsteadiness of a Reattaching Turbulent Shear Layer", Turbulent Shear Flows, 3 : 162-170.
- [95] Lee, T. ve Mateescu, D. (1998). "Experimental and numerical investigation of 2-D backward-facing step flow" Journal of Fluids and Structures, 12: 703–716.
- [96] Armaly, B., J. Durst, F., Pereira, J. ve Schönung, B. (1983). "Experimental and Theoretical Investigation of Backward-Facing Step Flow", Journal of Fluid Mechanics 127: 473–496.
- [97] Sinha, S. N., Gupta, A. K. ve Oberai, M. (1981). "Laminar separating flow over backsteps and cavities. I - Backsteps", AIAA Journal, 19: 1527–1530.
- [98] Versteeg, H. K. ve Malalasekera, W. (2007). An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method, 2nd Edition, Pearson Education Limited, London.

ÖZGEÇMİŞ

KİŞİSEL BİLGİLER

Adı Soyadı : Taner ÇOŞGUN
Doğum Tarihi ve Yeri : 21.04.1987, Balıkesir
Yabancı Dili : İngilizce
E-posta : tcosgun@yildiz.edu.tr

ÖĞRENİM DURUMU

Derece	Alan	Okul/Üniversite	Mezuniyet Yılı
Y. Lisans	Gemi İnşaatı ve Gemi Mak. Müh. Programı	Yıldız Teknik Üniversitesi	2012
Lisans	Gemi İnşaatı ve Gemi Mak.Müh.Bölümü	Yıldız Teknik Üniversitesi	2010
Lise	Balıkesir Fatma Emin Kutvar Anadolu Lisesi		2005

İŞ TECRÜBESİ

Yıl	Firma/Kurum	Görevi
2011-...	Yıldız Teknik Üniversitesi Gemi İnşaatı ve Denizcilik Fakültesi	Araştırma Görevlisi

