33523

T.C.
FIRAT ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

BORU İÇİNDEKİ AKIŞTA GENİŞLEME VE DARALMA ÖZEL DİRENÇLERİNDEKİ AKIŞIN BİLGİSAYARDA SAYISAL YÖNTEMLE İNCELENMESİ

İHSAN DAĞTEKİN

DOKTORA TEZİ

MAKİNA MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

1994

ELAZIĞ

T.C.
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

BORU İÇİNDEKİ AKIŞTA GENİŞLEME VE DARALMA ÖZEL DİRENÇLERİNDEKİ AKIŞIN BİLGİSAYARDA SAYISAL YÖNTEMLE İNCELENMESİ

İHSAN DAĞTEKİN

DOKTORA TEZİ

MAKİNA MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

Bu tez,......................................Tarihinde, Aşağıda Belirtilen Jüri Tarafından Oybirliği/Oyçokluğu ile Başarılı/Başarısız olarak Değerlendirilmiştir.

(imza)	(imza)	(imza)
______	______	______
Danışman		

ÖZET

Doktora Tezi

BORU İÇİNDEKİ AKIŞTA GENİŞLEME VE DARALMA ÖZEL DİRENÇLERİNDEKİ AKIŞIN BİLGİSAYARDA SAYISAL YÖNTEMLE İNCELENMESİ

İhsan DAĞTEKİN

Fırat Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Makina Mühendisliği Anabilim Dalı

1994, Sayfa : 177

Bu çalışma boru içindeki akışta ani genişleme ve ani daralma özel dirençlerindeki akışın bilgisayarda incelenmesini içermektedir. Sıkıştırılamaz akışkan ve zamana bağlı olmayan akış için laminer rejimde Navier-Stokes denklemlerinin yeni bir çözüm yöntemi olan SIMPLEM algoritma yardımı ile silindirik ve kartezyen koordinatlarda çözümü gerçekleştirilmiştir. Çözüm için şaşırtmasız ağ sistemi kullanılmıştır. Kısmi iferansiyel denklemler bir sonlu hacim üzerinden integre edilerek cebirsel sonlu fark denklemleri oluşturulmuş ve bu denklemler üçlü bant matris algoritması TDMA kullanılarak iterasyonla çözülmüştür. Bu özel dirençlerdeki akış değişik çap oranları ve değişik Reynolds sayıları için incelenmiştir. Sayısal çözümün geçerliliğini kontrol etmek için literatürdeki mevcut deneysel ve sayısal sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Ayrıca literatürde mevcut olmayan yeni sonuçlar sunulmuştur.

ANAHTAR KELİMELER : Laminer akış, ani genişleyen akış, ani daralan akış

ABSTRACT

PhD Thesis

INVESTIGATON OF FLOW IN SUDDEN EXPANSION AND SUDDEN CONTRACTION PIPE FLOWS USING NUMERICAL METHODS

İhsan DAĞTEKİN

Fırat University
Gradual School of Natural and Applied Science
Department of Mechanical Engineering

1994, Page : 177

This study contains numerical prediction of pipe flows especially in sudden expansion and sudden contraction flows using digital computer. Laminar steady-state Navier-Stokes equations for incompressible fluid based on new solution algorithm SIMPLEM in axsymmetric and planar gometries were solved. Non-staggered grid system for solutions has been used. İntegrating partial differential equations over a finite control volume algebraic finite-difference equations were obtained and using three diagonal matris algorithm with iterations were solved. The calculations in these fittings for various diameters ratios and for various Reynolds numbers have been made. In order to check the validity of numerical solutions, results were compared with numerical and experimental solutions of available previous studies. Besides, some new results which are not avaliable in literature have been presented.

KEY WORDS : Laminar flow, laminar sudden expansion, abrupt expansion, sudden enlargement, sudden contraction, abrupt contraction, flow in fittings.

TEŞEKKÜR

Bu çalışmanın yürütülmesinde eşsiz yardımlarını esirgemeyen danışman hocam Prof.Dr. Mazhar ÜNSAL'a sonsuz şükranlarımı bir borç bilirim. Tez çalışması süresince eleştiri ve önerilerle yol gösteren Bölüm Başkanı Prof.Dr. Kazım Pıhtılı'ya, Prof.Dr. Ö. Erkin Peremeci'ye, Doç.Dr. Vedat Tanyıldızı'na, Dr. Nadir Z. İnce'ye, Dr. Mustafa İnallı'ya, Mak.Yük.Müh. Haydar Eren'e, Mak.Yük.Müh. Mehmet Duranay'a ve Bilgi İşlem Merkezi personeline teşekkürlerimi sunarım.

İhsan DAĞTEKİN
Makina Yüksek Mühendisi

ÖZET
ABSTRACT

KAYNAKLAR

EKLER

ŞEKİLLER LISTESI

Sayfa

TABLOLAR LİSTESİ

SİMGELER LİSTESİ

a_E	: Tekil denklemin E noktasındaki katsayısı	-
a_N	: Tekil denklemin N noktasındaki katsayısı	-
a_P	: Tekil denklemin hesaplanacak noktanın katsayısı	-
a_S	: Tekil denklemin S noktasındaki katsayısı	-
a_W	: Tekil denklemin W noktasındaki katsayısı	-
A_e	: (3.45) denkleminde tanımlı	-
A_w	: (3.46) denkleminde tanımlı	-
A_p	: (3.27) denkleminde tanımlı	-
b	: Kaynak terimi	-
B_n	: (3.47) denkleminde tanımlı	-
B_p	: (3.31) denkleminde tanımlı	-
B_s	: (3.48) denkleminde tanımlı	-
c	: Keyfi sabit	-
c_i	: (5.5.1) denkleminde tanımlı	-
d	: Dar borunun çapı	(m)
D	: Geniş borunun çapı	(m)
D_e	: e yüzeyindeki difüzyon terimi	
D_n	: n yüzeyindeki difüzyon terimi	(kg/s)
D_s	: s yüzeyindeki difüzyon terimi	(kg/s)
D_w	: w yüzeyindeki difüzyon terimi	(kg/s)
F_e	: e yüzeyindeki konveksiyon terimi	(kg/s)
F_n	: n yüzeyindeki konveksiyon terimi	(kg/s)
F_s	: s yüzeyindeki konveksiyon terimi	(kg/s)
F_w	: w yüzeyindeki konveksiyon terimi	(kg/s)
F_x	: x-yönündeki lineer fonksiyon parametresi	-

F_y	:	x-yönündeki lineer fonksiyon parametresi	-
J_x	:	x-yönündeki toplam akı	(kg/s^2)
J_y	:	y-yönündeki toplam akı	(kg/s^2)
k	:	İterasyon sayısı	-
L_1	:	Giriş kanalının uzunluğu	(m)
L_2	:	Çıkış kanalının uzunluğu	(m)
L_c	:	Dönme bölgesi merkezinin eksenel uzunluğu	(m)
L_e	:	Ani genişlemede tam gelişme uzunluğu	(m)
L_r	:	Yeniden birleşme uzunluğu	(m)
$Ls1_x$	:	Ani daralmada yeniden birleşme uzunluğu	(m)
L_{s1r}	:	Ani daralmada ayrılan akışın radyal uzunluğu	(m)
L_{s2x}	:	Ani daralan boruda ayrılma bölgesinin eksenel uzunluğu	(m)
$Ls2_r$	:	Ani daralan boruda ayrılma bölgesinin radyal uzunluğu	(m)
m_g	:	Giren akışkan debisi	(kg/s)
$m_ç$	:	Çıkan akışkan debisi	(kg/s)
P	:	Basınç	(N/m^2)
P	:	Tekil denklemde hesaplanan nokta	-
P_S	:	Statik basınç	(mSS)
P_{or}	:	Ortalama sataik basınç	(N/m^2)
P_S	:	Statik basınç	(mSS)
P_T	:	Toplam basınç	(mSS)
P_e	:	e yüzeyindeki Peclet sayısı	-
r	:	Radyal koordinat (silnidirik)	(m)
Re	:	Akışın Reynolds sayısı$(=u_{or} d\rho/\mu)$	(-)
Re_d	:	Akışın küçük borudaki Reynolds sayısı$(=u_g d\rho/\mu)$	(-)
Re_D	:	Akışın büyük borudaki Reynolds sayısı$(=u_{or} D\rho/\mu)$	(-)

R_c	:	Dönme bölgesi merkezinin boru eksenine uzaklığı	(m)
r_j	:	Eksenden ana noktalara olan mesafe	(m)
rv_j	:	Eksenden kontrol hacim yüzeyine olan mesafe	(m)
S_1	:	Keyfi sabit	-
S_ϕ	:	Kaynak terimi	-
x	:	Eksenel koordinat	(m)
ρ	:	Akışkanın yoğunluğu	(kg/m^3)
u	:	x-yönündeki hız bileşeni	(m/s)
u_c	:	Simetri ekseninindeki hız	(m/s)
$u_ç$	:	Boru çıkışındaki hız	(m/s)
u_g	:	Giriş hızı	(m/s)
up	:	P noktasındaki u hızı	(m/s)
u_{or}	:	Ortalama hız	(m/s)
u	:	x-yönünde basınç etkisi olmayan hız	(m/s)
v	:	y-yönündeki hız bileşeni	(m/s)
v	:	y-yönünde basınç etkisi olmayan hız	(m/s)
Ψ	:	İzafi eddy şiddeti $(=\Psi_{min}/\Psi_{max})$	-
vp	:	P noktasındaki v hızı	(m/s)
y	:	Radyal koordinat(kartezyen)	(m)
μ	:	Akışkanın dinamik vizkozitesi	(Pas)
ϕ	:	Genel skalar değişken	-
Γ_ϕ	:	Genel difüzyon katsayısı	-
Δx	:	x-yönünde ana noktalar arasındaki mesafe	(m)
ΔxS	:	x-yönünde yüzey noktalar arasındaki mesafe	(m)
Δy	:	y-yönünde ana noktalar arasındaki mesafe	(m)
ΔyS	:	y-yönünde yüzey noktalar arasındaki mesafe	(m)
α	:	(3.26) denkleminde tanımlı	-

α	:	Yavaşlatma faktörü	-
β	:	(3.30) denkleminde tanımlı	-
β	:	Boru çaplarının oranı (=D/d)	-
ψ	:	Akım fonksiyonu	(m^3/s)
ψ_{min}	:	Minimum akım fonksiyonu değeri	(m^3/s)
ψ_{max}	:	Maksimum akım fonksiyonu değeri	(m^3/s)

1. GİRİŞ

Boru içindeki akışta ani daralma ve ani genişleme özel dirençlerindeki akış birçok mühendislik problemlerinin tasarımı için önem taşımaktadır. Ani genişleme ve ani daralmadaki akış üzerinde deneysel birçok çalışma olmasına rağmen bu konularda kuramsal çalışmaların az sayıda deneysel çalışma olmasına rağmen bu konularda kuramsal çalışmaların da sayısı azdır. Günümüzde devam eden deneysel çalışmalara Laser teknolojisinin girmesi ile bu alandaki çalışmalarda daha doğru bulgular elde edilebilmektedir. Ancak deneysel çalışmalar çok pahalıya mal olmaktadır. Belli bir akış problemi için elde edilen deneysel bulguların farklı bir akış için geçerliliği de söz konusu olamayacağından mühendislik tasarım bilgilerinin deneysel yöntemle elde edilebilmeleri ancak uzun bir zaman sürecinde ve daha pahalıya yapılabilecektir.

Bilgisayar teknolojisinde, son zamanlarda, hız ve kapasite yönünden görülen ilerlemeler birçok mühendislik probleminin sayısal analizini olanaklı kılmıştır. Bu ilerlemelere paralel olarak mühendislik problemlerinin çözümü için çok çeşitli çözüm yöntemleri geliştirilmiştir. Literatürler incelendiğinde bu çözüm yöntemlerinin geliştirilmesi için yoğun bir çalışma olduğu gözlenmektedir. Lineer olmayan diferansiyel denklemlerin sayısal çözümünde özellikle akış problemlerinin çözümünde, çok kullanılan metodlardan olan sonlu farklar yönteminde genellikle şaşırtmalı (staggered) ağ düzeni kullanıldığı görülmektedir. Ancak son zamanlarda bütün değişkenlerin aynı noktaya depolandığı şaşırtmasız (non-staggered) ağ düzeni de kullanılmaya başlanmıştır.

Bu çalışmanın amacı literatürde yeni sayılabilecek SIMPLEM (Semi-Implicit Pressure Linked Equation-Modified) algoritmasının şaşırtmasız ağ düzeninde kullanarak sıkıştırılamaz ani genişleme ve ani daralma akışları için zamana bağlı olmayan Navier-Stokes denklemlerinin çözümünü sayısal olarak gerçekleştirmektir. Denklemler laminer akış rejiminde silindirik ve kartezyen koordinatlarda çözülmüş ve bu özel dirençlerdeki akışın karekterini simgeleyen parametrelerin değerleri tespit edilmiştir. Bunun için iki koordinat sisteminde cebirsel sonlu fark denklemleri oluşturulmuş ve bir bilgisayar programı hazırlanmıştır.

Bu çalışma altı bölümden ibarettir. İkinci bölümde, çalışma ile ilgili literatür araştırması yapılmış ve daha önce yapılmış benzer deneysel ve kuramsal çalışmaların bir özeti sunulmuştur. Üçüncü bölümde, laminer akış için süreklilik denklemi, x-momentum denklemi, y-momentum denklemleri sıkıştırılamayan akışkan ve zamana bağlı olmayan akış için ifade edilmiştir. Çalışmada kullanılan ağ sistemi ve sonlu hacim tanımı anlatılmıştır. Şaşırtmalı ve şaşırtmasız grid yerleşimleri ile ilgili kısa bir açıklama yapılmıştır. Transport denklemleri sonlu kontrol hacmi üzerinden integre edilerek cebirsel tekil denklemlerin eldeleri gerçekleştirilmştir. Cebirsel tekil denklemlerin eldesi ile ilgili bazı detaylar verilmiştir. Süreklilik denklemi kullanılarak basınç tekil denkleminin elde edilişinin detayları verilmiştir. Akış yönü yaklaşım yöntemi kullanılarak tekil denklemin katsayıları elde edilmiş ve çalışmada kullnılan üs kanunu fark yaklaşımı uygulanarak katsayıların açık ifadeleri verilmiştir. Dördüncü bölümde, ani genişleme ve ani daralma geometrileri tek geometri üzerinde gösterilerek sınır şartlarını ifade eden katsayıların formülasyonu yapılmıştır. Beşinci bölümde, çözüm ile ilgili başlangıç şartları ve denklemlerin çözümünden sonra elde edilecek akım çizgileri, açısal hız, parametrelerin ortalama değerleri gibi hesaplama detayları ve üçlü bant matris çözüm yöntemi verilmiştir. Altıncı ve son bölümde ani genişleme ve ani daralma ile ilgili elde edilen sayısal sonuçlar mevcut literatür ile karşılaştırılmış ve ayrıca literatürde bulunamamış yeni sonuçlar sunulmuştur. Bundan sonra gerçekleştirilicek çalışmalar için tavsiye ve öneriler de bu son kısımda verilmiştir.

2. LİTERATÜR ARAŞTIRMASI

Diferansiyel denklemlerin sayısal olarak çözülmeye başlanması, bilgisayar teknolojisinin gelişmesi ile başlamıştır. Diğer bilim dallarında olduğu gibi akışkanlar mekaniğinde de akış problemlerinin bilgisayar kullanılarak çözülmeye başlanmasında önemli bir dönüm noktası olmuştur. İlk zamanlarda sınır tabaka denklemleri için analitik çözümler elde edilebilmiştir. Bu analitik çözümlerde basitleştirici kabuller yapılması nedeniyle çözümler genel olmayan, özel ve sınırlı durumlar için gerçekleştirilmiştir gerçekleştirilmiştir. Bu çözümlerin bütün akış türleri için geçerli olmaması araştırmacıları daha karmaşık akışlar için geçerli olan Navier-Stokes temelli problemlerin üzerinde çalışmalara yöneltmiştir. Ancak Navier-Stokes denklemlerini farklı sınır şartları ve farklı geometriler için analitik yöntemle çözmek mümkün olmamaktadır. Bu nedenle bu denklemlerin sayısal olarak çözülmesi yoluna gidilmiştir. Bilgisayar teknolojisindeki gelişmeler akış problemlerinin çözümünde önemli ilerlemelere imkan vermiştir. Bundan sonra çeşitli sayısal yöntemlerin literatüre girmeye başlaması ile çözüm tekniklerinde önemli gelişmeler kaydedilmiştir. Kısmi türevli diferansiyel denklemlerin sonlu farklar yöntemi ile çözümlerinde bu yöntemin tek başına çözüm için yeterli olamadığı görülünce yeni sayısal yaklaşımlar geliştirilmiştir. Akış problemlerinin çözümünde ilk ciddi sayısal çözüm yöntemlerinden birisi 1972 ~~de~~ Patankar ve Spalding'in SIMPLE algoritmasını sunmaları ile gerçekleşmiştir. Bundan sonra sayısal çözümlerde bir artış görülmüştür. Daha sonra SIMPLE algoritmanın eksik tarafları görülerek Schnider (1979), 1980), Van Doormal ve Raithby (1984) tarafından bu algoritmanın değişik versiyonları geliştirilmiştir. Buna paralel olarak CTS SIMPLE (Consistent Time Step SIMPLE) algoritması da geliştirilmiştir. 1980 yılında Patankar SIMPLER (SIMPLE-Revised) algoritmasını literatüre kazandırdı. Ayrıca 1980 yılında Van Doormal ve Raithby sınır şartları, denklem çözüm teknikleri, yakınsama kriteri ile ilgili öneriler getirerek SIMPLEC (SIMPLE-Consistent) algoritmasını sunmuşlardır. 1982 yılında Issa PISO algoritmasını geliştirmiştir. 1985 yılında Latimer ve Pollard yeni bir algoritma olan FIMOSE (Fully Implicit Method for Operator-Split Equations) algoritmasını önermişlerdir. Buna benzer veya bunların türevi birçok çözüm yöntemi geliştirilmiştir. Bütün bu yöntemler genellikle klasik olarak ilk çalışmalardan itibaren kullanılmakta olan şaşırtmalı (staggered) ağ düzeninde geliştirmişlerdir. Son zamanlarda şaşırtmasız (non-staggered) ağ düzenleri de kullanılmaya başlanmıştır. Yukarıda bahsi geçen çözüm yöntemleri karışık geometriler için özellikle şaşırtmalı grid düzeninde oldukça zor olduğundan bu yöntemler kullanılarak ve şaşırtmasız grid düzeninde çözüm elde edebilmek için ilave terimlerin gerektiği tespit edilmiştir. Bu ilave terimlerin çok karmaşık geometrilerde akışların hesaplanmasında önemli zorluklar çıkardığı saptanmıştır.

Bütün bu olumsuz şartları ortadan kaldırmak için Acharya ve Moukalled (1986) yeni bir çözüm yöntemi olan SIMPLEM (SIMPLE-Modified) algoritmasını sunmuşlardır. Bu algoritmanın şaşırtmasız grid kullanımında ilave bir terime ihtiyaç duymaması ve stabilite bakımından iyi olması nedeniyle kullanışlı bir algoritma olduğu rapor edilmiştir. Çalışmada bu yeni algoritma ile değişik çap oranları ve değişik Reynolds sayılarında ani genişleyen ve ani daralan kanallardaki akışın incelenmesinin şaşırtmasız grid sisteminde gerçekleştirilebileceği gösterilmiştir.

Ani genişleme ve ani daralmalardaki akışların incelenmesine 1940 'larda başlanmıştır. Mocagno ve Hung (1967) gerçekleştirdikleri çalışmalarında ani genişleyen boru geometrisi için hesaplama yapmışlardır. Çalışmanın ilk bölümünde vizkoz bir akışkanın akışını ani genişleyen bir boru geometrisinde incelemişlerdir. Akım çizgilerini ve girdap eğrilerini akışın Reynolds sayısının bir fonksiyonu olarak sunmuşlardır. Çalışmalarında ana akış ile girdap arasındaki dinamik etkileşim incelenmiştir. Laminer akışta çok küçük bir enerji değişiminin akışı etkileyecek girdap oluşumunda önemli bir rol oynadığını tespit etmişlerdir. İlk çalışmalarında girdap ve transport denklemlerinin tekil ifadesini kullanarak çözüm elde etmişlerdir. Ancak gerçekleştirdikleri hesaplamalara uygun deneysel çalışmaların olmayışı nedeniyle çalışma sonuçlarını deneysel veriler ile karşılaştırma imkanı bulamamışlardır. Literatürde deneysel çalışma bulunmadığı için kendileri sayısal çözümlere ilave olarak ayrıca bir de deneysel çalışma yapma ihtiyacı duymuşlardır. Laminar ani genişleme için gerçekleştirdikleri deneysel çalışmalarında çok düşük Re sayılarında bile akışın ayrıldığını gözlemlemişlerdir. Hesaplama modeli kullanarak da çok küçük Reynolds sayılarındaki akışlar için bile ayrılmanın var olduğunu gözlemlemişlerdir. Bunu deneysel olarak ispatlayamamışlar- dır, ancak Re sayısı küçültülerek yapılan hesaplamalarda böyle bir eğilimin var olduğunu göstermişlerdir. Aynı sonuçlar kartezyen koordinatlarda ani genişleme geometrisi için de elde edilmiştir. Jeffery-Hamel akışında şayet cidarlar arası açı 180^0 ise Re sayısı ne kadar küçük olursa olsun karşı akışların meydana geleceğini tahmin etmişlerdir. Sayısal çalışmalarda ilk olarak sürekli rejim için sonlu fark denklemlerini kullanarak iterasyon metodu ile çözüm elde etmişlerdir. Elde edilen sonuçların deneysel sonuçlarla uyum içinde olduğunu göstermişlerdir. Deneysel çalışmalarında da, özellikle, D/d=2 çap oranı için görüntüleme tekniği kullanarak, yeniden birleşme uzunluğu L_r ve eddy şiddetinin tespiti ile ilgili detaylı bilgi sunmuşlardır.

Back ve Roschke (1972) ani genişleyen boru geometrisinde akan su için Re sayısı 20 ile 4200 arasında deneysel çalışmalar gerçeklestirmişlerdir. Bu deneysel çalışmalarında görüntüleme tekniği kullanmışlardır. Jet ile dönen akış arasındaki kayma tabakasının akış yönü boyunca farklı davranış gösterdiğini değişik Reynolds sayıları ve D/d oranları için göstermişlerdir. Reynolds sayısının artması ile laminer akıştan kararlı olmayan bir akışa ve daha sonra da gelişigüzel salınımlar yapan daha karmaşık bir akışa (türbülans) dönüşmekte olduğunu tespit etmişlerdir. Genişleme basamağına belli uzaklıktaki yeniden birleşme uzunluğu L_r'nin önce arttığını bir maksimum'a ulaştıktan sonra tekrar azaldığını tespit etmişlerdir. Elde ettikleri sonuçlarda bu tür ani genişleme akışlarının esasında üç boyutlu olduğunu gözlemlemişlerdir. Düşük Re sayılarında yeniden birleşme, cidar boyunca ters akış ile merkez jet arasındaki laminer kayma tabakasının büyümesi ile ilgili olduğunu tespit etmişlerdir. Bu rejimde, yeniden birleşme uzunluğu L_r'nin artan Reynolds sayısı ile büyüdüğünü tespit etmişlerdir. Orta Reynolds sayılarında girdap kayma gerilmesinde düzensizlik görülmüş ve yeniden birleşmenin, dalgalanan akışın cidara doğru yayılması veya genişlemesi ile oluştuğu anlaşılmıştır. Reynolds sayısı arttıkça yeniden birleşme uzunluğunun azaldığını tespit etmişlerdir. Yine elde etikleri sonuçlarda, Reynolds sayısı ile çok değişen yeniden birleşme uzunluğunun herhangi bir genişleme borusunda meydana gelebileceğini göstermişlerdir.

Lewis ve Pletcher (1986) simetrik ani genişleme için sınır tabaka denklemlerinin uygulanabilirliği ve limitlerini bir sonlu fark çözüm yöntemi kullanarak elde etmişlerdir. Sınır tabaka denklemlerinin çözümleri literatürdeki sayısal ve deneysel çalışmalarla karşılaştırılmış ve boru akışı $Re \leq 200$ için iyi sonuçlar elde edemediklerini rapor etmişlerdir. Çalışmalarını silindirik ve kartezyen koordinatlarda gerçekleştirmişlerdir. Çap oranı $\beta=3$ için ve $Re>20$ için yeniden birleşme uzunluğu ve dönme bölgesinin dışındaki akış için sınır tabaka denklemleriyle iyi sonuç elde etmişlerdir. Ayrıca başlangıç şartlarının etkisi tartışılmış, basamak yüzeyinde bir sıfır hız başlangıç şartının yeterli olduğunu bildirmişlerdir. Küçük olmayan bir sıfır hızın basamak yüzeyinde tanımlanmasının çözümü pek etkilemediğini gözlemlemişlerdir.

Badekas ve Knight (1992) araştırmalarında sürekli rejimde laminer akışta, ani genişleme geometrisinde Navier - Stokes denklemlerinin staggered (şaşırtmalı) grid sisteminde ve SİMPLE algoritmasını kullanarak çözümü elde etmişlerdir. Ani genişleme geometrisi için yeniden birleşme uzunluğunun Reynolds sayısı ile lineer değiştiğini hesaplama sonucunda bulmuşlardır. Çap oranları 1.5≤ β ≤6 arasında ve 50≤ Re ≤200 arasında çalışmalarını gerçekleştirmişlerdir ve β=6 çap oranı ve 50≤ Re ≤200 aralığında doğru çözümler elde etmişlerdir. Yeniden birleşme uzunluğu L_r için küçük β oranlarında Reynolds sayısına olan lineer bağımlılığı, β=6 çap oranı ve 50≤ Re ≤200 aralığında gözlemlemişlerdir. Elde edilen sonuçlarla boyutsuz yeniden birleşme uzunluğu L_r/d, boyutsuz dönme merkezinin yeri L_c/d, ve boyutsuz dönme şiddetini V için Reynolds sayısının bir fonksiyonu cinsinden birer eşilişki denklemi elde edilmiştir. Bu eşilişki denklemlerinin çap oranları 1.5≤ β ≤6 ve 50≤ Re ≤ 200 aralığı için iyi sonuçlar verdiğini ~~göst~~ermişlerdir.

Durst, Melling, Whitelaw (1974) akış görüntüleme tekniği ve Laser-Doppler hızölçme tekniği kullanarak çap oranı β=3 ve boru uzunluğunun çap boyutuna oranı 9.2:1 olan iki plaka arası simetrik ana genişleme için ölçümler yaparak çeşitli sonuçlar sunmuşlardır. En küçük ölçülebilir hızların dışında kanal köşelerinde bile akışın Reynolds sayısına bağlı olduğu ve akışın üç boyutlu olduğu gözlemlemişlerdir. Re=56 da yapılan ölçümlerde her basamak arasındaki ayrılma bölgelerinin eşit uzunlukta olduğu tespit edilmiştir. Ani genişlemenin başlangıcından tam gelişmeye kadar olan bölgede simetrik hız profillerinin mevcut olduğu ve bununla beraber ayrılma bölgelerinin yakınında güçlü üç boyut etkilerinin mevcut olduğu gözlenmiştir. Ölçülen hız profilleri ile çözülen iki boyutlu momentum denklemlerinin sonuçları arasında iyi bir uyum olduğu gözlenmiştir. Re=114 de iki ayrılma bölgesi için iki farklı uzunluğun mevcut olduğu tespit edilmiş ve üç boyutlu etkiler nedeni ile hız profillerinin asimetrik profile dönüşme yönünde bir eğilim gözlenmiştir. Re=252 de bir cidarda üçüncü bir ayrılma bölgesi bulunmuştur. Re sayısı küçüldükçe akışın daha kararlı olduğu gözlenmiştir. Daha yüksek Re sayılarında akışın daha da kararsızlaştığı ve peryodikliğin ana akışta artarak önem kazandığı gözlenmiştir. Akış türbülanslı akışa doğru bir eğilim gösterdiğinde bu durumun ayrılma bölgelerinde oldukça bozulan düzensiz akış karekteriyle desteklendiği tespit etmişlerdir.

Pollard ve Siu (1982) yaptıkları çalışmada bazı sonlu fark yaklaşım fonksiyonlarını çeşitli geometriler üzerinde test ederek çeşitli sonuçlar elde etmişlerdir. Ani genişleme geometrisi için yaptıkları sayısal hesaplamalarda Re=50, 100, 150, 200 için iyi sonuçlar elde edildiğini ve literatürle iyi bir uyuşma içinde olduğunu rapor etmişlerdir. Çalışmalarının ana yoğunluk noktası yeni geliştirdikeri yeni bir sonlu fark yaklaşımıdır. Bu yeni sonlu fark yaklaşımlarının klasik sonlu fark yaklaşımlarından daha etkili olduğunu rapor etmişlerdir. Sayısal hesaplamalarda 16x25 lik bir grid yoğunluğunun yeterli olduğunu göstermişlerdir.

Fletcher, Maskel ve Patrick (1985) yaptıkları araştırmada laminer akış için açısal hız ve akım fonksiyonu kullanarak ($\omega - \psi$) değişik sonlu fark yöntemlerini uygulamak suretiyle aksisimetrik ani genişleme için akış probleminin detaylı bir hesaplamasını gerçekleştirmişlerdir. Dönme bölgesi uzunluğunun Reynolds sayısı ve β çap oranı ile arttığını hesaplamışlardır. Çalışmalar laminer akışta deneysel olarak ölçümlerin muhtemelen güç olacağı Re sayısına kadar gerçekleştirilmiştir. Bununla bereber hesaplamaların gecerliliğinin deneysel olarak desteklenmesi gerektiğini ve böyle bir beklenti içinde olduklarını ~~rapor~~ etmişlerdir.

Acharya ve Moukalled (1986) çalışmalarını iki boyutlu sıkıştırılamaz Navier-Stokes denklemlerini eğrisel koordinatlarda çözerek gerçekleştirmişlerdir. Şaşırtmasız grid dağılımı kullanarak SIMPLE,SIMPLER algoritmalarını ani genişleme ve bir oyuk problemi üzerinde test etmişlerdir. Bu algoritmalarla elde edilen sonuçlarda basınç dalgalanmasının elimine edilebilmesi için ilave terimlere ihtiyaç duyulduğu ortaya çıkmıştır. Çalışmalarında ilave bir düzeltme terimine ihtiyaç duyulmadan ve basınç dalgalanmalarının elimine edilebilmesini sağlayan yeni bir algoritma olan SIMPLEM algoritmasını gerçekleştirmişlerdir. Kendi geometrilerine uyguladıkları bu algoritmanın diğer iki algoritmaya göre daha üstün olduğunu rapor etmişlerdir. Ani genişleme geometrisine uyguladıkları bu algoritmalar için sadece algoritmaların yakınsamaları bakımından araştırma yapılmış ve akışın hesaplanmasına yönelik herhangi bir sayısal sonuç sunulmamıştır.

Miller ve Shmidt (1988) Rhie ve Chow tarafından önerilen şaşırtmasız grid dağılımı kullanarak basınç-ağırlık ortalama interpolasyon metodu (PWIM) 'nun detaylı bir araştırmasını sunmuşlardır. Yavaşlatma faktöründen bağımsız sonuç elde etmek için SIMPLEC algoritmasını kullanmışlardır. Laminer ani genişleme ve oyuk geometrisi için şaşırtmalı ve şaşırtmasız grid düzenlerinde hesaplar yapmışlardır. Hybrid ve Quick fark yaklaşım fonksiyonlarının ikisini de kullanmışlardır. Quick fark yaklaşımın şaşırtmasız grid dağılımında literatürdeki deneysel ve sayısal çalışmalara daha yakın sonuç verdiğini tespit etmişlerdir. Basınç gradientlerinin çok keskin değiştiği yerlerde PWIM ile iyi sonuçlar elde edilememiştir. PWIM 'in uygun şekilde kullanılması halinde çözümün yavaşlatma faktöründen (underrelaxation) bağımsız olabileceğini göstermişlerdir.

Durst ve Loy (1985) çalışmalarında ani daralan bir boruda laminer akışı sayısal ve deneysel olarak değişik Re sayıları için incelemişlerdir. Ani darlama bölgesindeki akışın yapısı ve bölgede meydana gelen basınç kayıplarının yükselişini daha iyi anlayabilmek için çalışmayı bu bölgede yoğunlaştırmışlardır. Buna ilave olarak deneysel hız profillerinin sayısal hesaplama ile karşılaştırma imkanı elde edilmiştir. Laser-Doppler hızölçme tekniği ile test bölümünde güvenilir veriler elde edebilmek için cidarda uygulanan malzeme ile aynı yansıtmaya sahip sıvı kullanılmıştır.

Deneysel ölçümler, giriş borusunda $23 \leq Re_D \leq 1213$ aralığında ve daralan boruda ise $42 \leq Re_d \leq 2294$ için gerçekleştirilmiştir. Girişteki parabolik hız, ani daralma kesitine bir veya iki basamak mesafede uygulanmıştır. Eksenel hız porfilinin ölçme ~~bölg~~esi olan ani daralma kesitinde arttığı gözlenmiştir. Daralma borusunun hemen girişinde cidara yakın noktadaki hızın bir maksimum yaptığı (hızın aşırı büyümesi) ve eksene doğru olan hız dağılımı ölçülmüştür. Akışın oldukça kısa bir mesefeden sonra tam gelişme profiline ulaştığı gözlenmiştir. Bu durum dikkate alındığında giriş hız profilinin daralma borusundaki tam gelişmeye önemli bir etkisi olmadığını rapor etmişlerdir. Çalışmadan daha detaylı sonuçlar elde edebilmek için düşey hız bileşenleri de ölçülmüştür. Bu hızların eksenel hızlara kıyasla küçük oldukları tespit edilmiştir. Deneysel ölçümlerde dar boruda ayrılma bölgesinin oluştuğu tespit edilmiş ve bu ayrılan bölgenin geometrisi incelenmiştir. Bu ayrılma bölgesinin genişliği ve yüksekliği hakkında bilgi sunulmuştur. Dar borudaki ayrılma bölgesinin $Re_D=300$ civarında başladığı tespit edilmiştir. Ayrılma bölgesinin içindeki detayların mevcut teknik imkanlar ile incelenmesinin mümkün olmadığını rapor etmişledir. Sayısal çalışmalarında iki boyutlu, eliptik, kısmi diferansiyel denklemler silindirik koordinat sisteminde laminer sürekli rejimde çözülerek sonuçlar sunulmuştur. TEACH bilgisayar programını kendi akış şartları için kullanmışlardır. İki koordinatta da üniform olmayan grid dağılımı uygulamışlardır. Özellikle değişmelerin çok hızlı olduğu ani daralma kesiti civarında grid yoğunluğu daha fazla alınmıştır. Programda değişik sonlu farklar yaklaşımları da uygulanmıştır. Elde edilen sonuçların deneysel sonuçlarla uyum içinde olduğu gösterilmiştir.

Vrentas ve Duda (1973) ani daralan kanallardaki akış için Navier-Stokes denklemlerini explicit sonlu-farklar metodu ile çözmüşlerdir. Akım çizgilerini, girdap dağılımını, hız profillerini, aşırı basınç düşüşünü ve giriş uzunluğunu, Reynolds sayısının ve çap oranlarının fonksiyonu olarak hesaplamışlardır. Çalışmalarını β=1.5, 2.5, 4 çap oranlarını alarak gerçekleştirmişlerdir. Reynolds sayıları Re=0, 50, 100, 200 olarak alınmıştır. Genel eliptik denklem yaklaşımından Re=200 için sınır tabakanın hesaplanmasında giriş uzunluğunun etkisinin ve aşırı basınç düşüşünün görülebildiğini bildirmişlerdir. Parabolik denklemlerin dar boruya yakın bölgede eliptik denklemlerin yerine kullanılmasının geçerli olmadığını bildirmişlerdir. Re≥200 için çözüm yapılmamıştır. Reynolds sayısı büyüdükçe Navier-Stokes çözümünden elde edilen sonuçların daha önceki sınır tabaka hesaplamalarına yaklaştığını ifade etmişlerdir.

3. FORMÜLASYON

3.1. Laminer Akış İçin Denklemler

Laminer akışta formülasyon sıkıştırılamaz akışkan için ve zamana bağlı olmayan akış için yapılmıştır. Bu varsayımlarla elde edilen eşitlikler aşağıda verilmiştir.

Süreklilik eşitliği,

$$\rho\left[\frac{\partial}{\partial x}(r^j u)+\frac{\partial}{\partial y}(r^j v)\right]=0 \tag{3.1}$$

x-momentum eşitliği,

$$\rho\left[\frac{\partial}{\partial x}(r^j uu)+\frac{\partial}{\partial y}(r^j uv)\right]=-r^j\frac{\partial p}{\partial x}+\mu\left[\frac{\partial}{\partial x}\left(r^j\frac{\partial u}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(r^j\frac{\partial u}{\partial y}\right)\right] \tag{3.2}$$

y-momentum eşitliği,

$$\rho\left[\frac{\partial}{\partial x}(r^j uv)+\frac{\partial}{\partial y}(r^j vv)\right]=-r^j\frac{\partial p}{\partial y}+\mu\left[\frac{\partial}{\partial x}\left(r^j\frac{\partial v}{\partial x}\right)-\frac{v}{r^2}+\frac{\partial}{\partial y}\left(r^j\frac{\partial v}{\partial y}\right)\right] \tag{3.3}$$

ϕ'nin genel bir skalar değişken olduğu kabul edilerek (u, v, T, k, ε vd.) yukarıdaki eşitlikler genel formda yazılırsa,

$$\rho\left[\frac{\partial}{\partial x}(r^j u\phi)+\frac{\partial}{\partial y}(r^j v\phi)\right]-\left[\frac{\partial}{\partial x}\left(r^j\Gamma_\phi\frac{\partial \phi}{\partial x}\right)-\frac{\partial}{\partial y}\left(r^j\Gamma_\phi\frac{\partial \phi}{\partial y}\right)\right]=r^j S_\phi \tag{3.4}$$

genel eşitliği elde edilir. Bu genel eşitlikte ϕ skalar değişkeni u, v, T, k, ε olarak alınırsa sırasıyla x-momentum, y-momentum, enerji, kinetik enerji ve kinetik enerji dönüşüm oranı eşitliklerini verir. j=0 olması durumunda transport eşitliklerinin kartezyen koordinatlardaki şekli, j=1 olması durumunda transport eşitliklerinin silindirik koordinatlardaki şekli elde edilir. ϕ=1 ve S_ϕ=0 ve Γ_ϕ=0 alındığında iki koordinat sisteminde süreklilik eşitlikleri elde edilir.

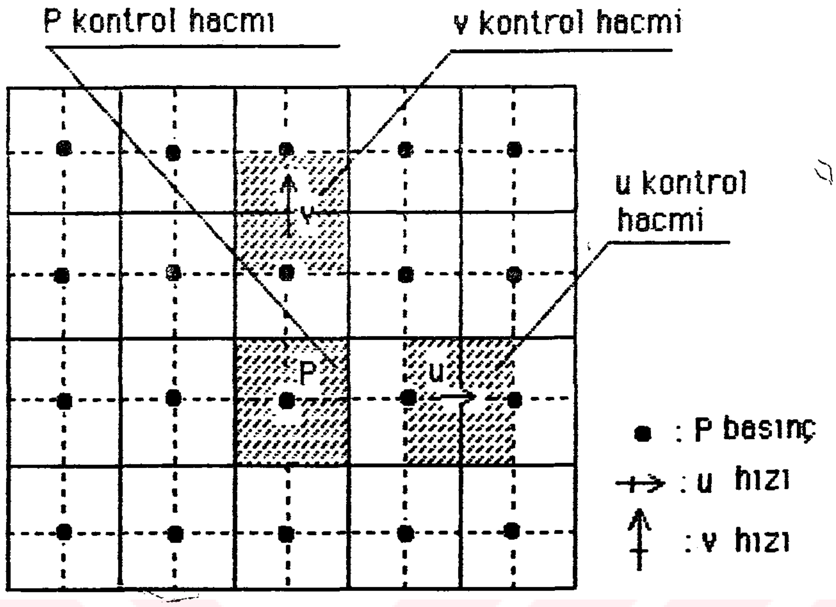
3.2. Grid Sistemi

Navier-Stokes eşitliklerinin çözümünde basıncın hesaplanması problemlerin çözümünü zorlaştırmaktadır. Literatürde son yıllara kadar basıncın hesaplanmasında oluşan dalgalanmaları ortadan kaldırmak için popüler olan " Şaşırtmalı" grid sistemi bir çare olarak kullanılmaktadır. Bu çalışmada ise son zamanlarda giderek yaygınlaşan " Şaşırtmasız " grid sistemi kullanarak literatürde yeni sayılabilecek Acarya ve Moukalled (1989) tarafından sunulan SIMPLEM algoritması kullanarak ani genişleyen ve ani daralan borular için laminer akışlar incelendi. Şaşırtmalı grid sistemi ve şaşırtmasız grid sisteminin kısa bir karşılatırması aşağıda verilmiştir.

Şaşırtmalı grid sistemi ilk olarak Harlow ve Welch(1965) tarafından MAC yönteminde hız türevlerinin ifadesi icin kullanılmıştır. Caretto'nun SIVA yönteminde, Curr ve Spalding (1972), daha sonra da Patankar ve Spalding (1972) tarafından geliştirilmiştir.

Şaşırtmalı grid sisteminde hız bileşenleri kontrol hacim yüzeylerinde depolanır. Bu durumda x-yönü hızı u,x-yönüne dikey yüzeylerde saklanır. u hızının depolandığı noktalar (Şekil 3.1) de gösterilmiştir. Bu şekilde kalın çizgiler kontrol hacim yüzeyini göstermektedir. u, x yönünde iki ana grid noktası arasında saklanır.

u hızının iki ana grid noktasının ortasında olması seçilen kontrol hacmine bağlıdır. u ve v hız bileşenleri (Şekil 3.1) de gösterildiği gibi yerleştirilir. Şaşırtmalı grid sisteminde kontrol hacim yüzeyindeki akış debisi herhangi bir interpolasyona gerek duyulmadan kolayca hesaplanabilir. Bununla beraber ϕ genel bir skalar değişkeni için genel sonlu farklar denkleminin oluşturulması durumunda önemli bir dezavantaj olmaktadır.



Şekil 3.1. Şaşırtmalı grid sistemi şeması

Şaşırtmalı grid sisteminin iki önemli avantajı vardır. Bir kontrol hacim için (Şekil 3.1) tekil duruma getirilmiş süreklilik denklemi bitişik komşu hız bileşenlerinin farklarını içerdiğinden ve sürekliliği sağladığından hız dalgalanmalarının ortaya çıkışı önlenir. İkinci önemli avantajı iki grid noktası arasındaki basınç farkının bu grid noktaları arasında yer alan hız bileşenleri için doğal bir sürücü kuvvet oluşturmasıdır. Bu sayede gerçek olmayan dama tahtası şeklinde (checkerboard) basınc dağılımının eldesi önlenir.

Şaşırtmalı grid sisteminde yukarıda bahis edilen avantajlarının yanısıra özellikle üç boyutlu problemlerde ve büyük geometrilere sahip problemlerde sonlu farklarla ifade edilmesindeki zorluk önemli bir dezavantaj olarak karşımıza çıkmaktadır. Bu güçlükler gözönüne alındığında bütün parametrelerin aynı noktada depolanması arzu edilir. Bundan dolayı bu çalışmada şaşırtmasız grid dağılımı kullanarak ani genişleyen ve ani daralan kanallarda laminer akışlar için SIMPLEM algoritması kullanılarak çözüm elde edilmiştir.

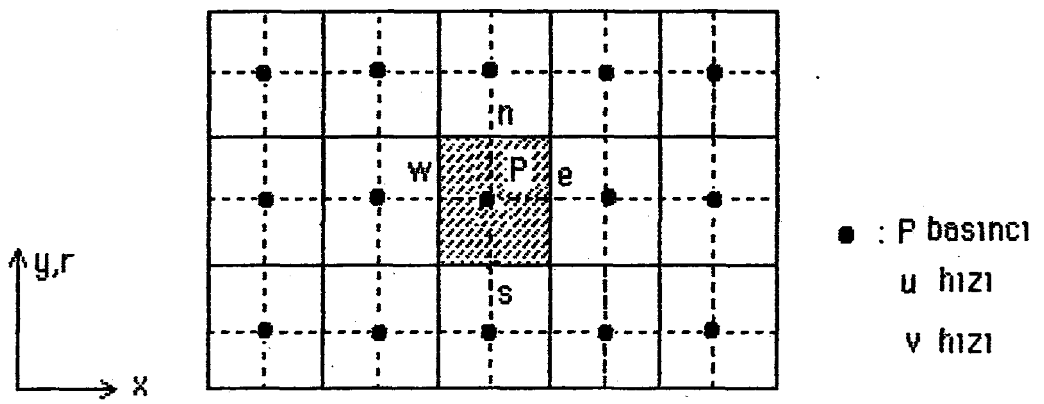
Acharya ve Moukalled (1989) şaşırtmasız grid sisteminde mevcut dezavantajları elimine edebileceklerini göstermişlerdir.

Şaşırtmasız grid sistemi Şekil 3.2 de gösterilmiştir. Şaşırtmasız grid sistemi başarılı bir şekilde ilk olarak Abdallah(1987),

daha sonra da Hsu(1981), Reggio ve Camerrero ve Rhie Chow (1983) tarafından kullanılmıştır. Raggio ve Camerrero (1986) şaşırtmasız grid sistemi
kullandıkları problemlerinde kütle akısını ileri farklar, basınç gradientini ise geri farklarla ifade etmişlerdir. Hesaplamalarda SIMPLE algoritma kullanmışlardır. Rhie ve Chow (1983) kontrol hacimleri boyunca basınç denklemindeki kaynak terimine (3.64) bir düzeltme terimi ilave etmişlerdir. Bu düzeltme terimleri SIMPLE algoritmasında, her kontrol hacim yüzeyindeki geçici hızlara ilave edilen eksenel ve radyal yönde merkezi farklar ve ileri farklarla lineer olmayan interterpolasyonla elde edilmiş basınç farklarından oluşmaktadır . Bu düzeltme terimi sadece e yüzeyindeki değer için aşağıdaki gibi ifade edilmektedir [Lien,1992].

$$u_e = \frac{1}{2}\left[u_P - \frac{(r^j \Delta y)_P}{a^u_{P(i,j)}}(P_w - P_e)_P + u_E - \frac{(r^j \Delta y)_E}{a^u_{P(i+1,j)}}(P_w - P_e)_E\right] +$$
$$\frac{1}{2}\left[\frac{(r^j \Delta y)_P}{a^u_{P(i,j)}} + \frac{(r^j \Delta y)_E}{a^u_{P(i+1,j)}}\right](P_P - P_E)$$

Diğer yüzeylerdeki değerler de benzer şekilde elde edilirler. Bu düzeltme terimi seyesinde dama tahtası şeklindeki besınç dağılımının gelişmesi önlenmiştir. Çalışmalarında SIMPLE algoritmasını bir uçak kanadı problemine uygulamışlardır.



Şekil.3.2. Şaşırtmasız grid sistemi şeması

Bu çalışmada kullanılan şaşırtmasız grid dağılımının en önemli avantajı sonlu fark denklemlerin çok kolay bir şekilde ifade edilmesi ve matematik formulasyonun daha kolay olmasıdır. Şaşırtmalı grid sisteminde üç ayrı sonlu fark fomülasyonu yapılmaktadır. Bu üç ayrı sonlu fark deklemlerininin uyuşması önemli bir güçlük omaktadır. Şaşırtmasız grid sisteminde bir değişken için yapılan formülasyon yeterli olmaktadır. Bu çalışmada kullanılan yeni olan SIMPLEM algoritmasında Rhie ve Chow(1983)'un şaşırtmalı grid sistemi ile yaptıkları sayısal hesaplarda kullandıkları düzeltme terimine de ihtiyaç duyulmadan çozüm elde edilebilmektedir

3.3. Sonlu Hacim Tanımı

Laminer ve türbülanslı akışlar için geçerli diferansiyel denklemler lineer olmayan denklemlerdir. Bundan dolayı bilinen mevcut yöntemlerle bir analitik çözümün eldesi mümkün değildir. Bu nedenle bu problemlerin analizinde sayısal yaklaşımların uygulanmasına ihtiyaç vardır. Çeşitli analiz yöntemleri arasında en yaygın olanları Sonlu Farklar, Sonlu Hacim ve Sonlu Elemanlar yöntemleridir. Her yöntemin kendine has avantajları ve eksiklikleri mevcuttur. Bu yöntemlerden birini seçmek tamamen kişisel bir tercihtir. Son zamanlarda sonlu elemanlar yönteminin değişik geometriler için daha kullanışlı olmasının haricinde özel bir avantaj sağlamamaktadır.

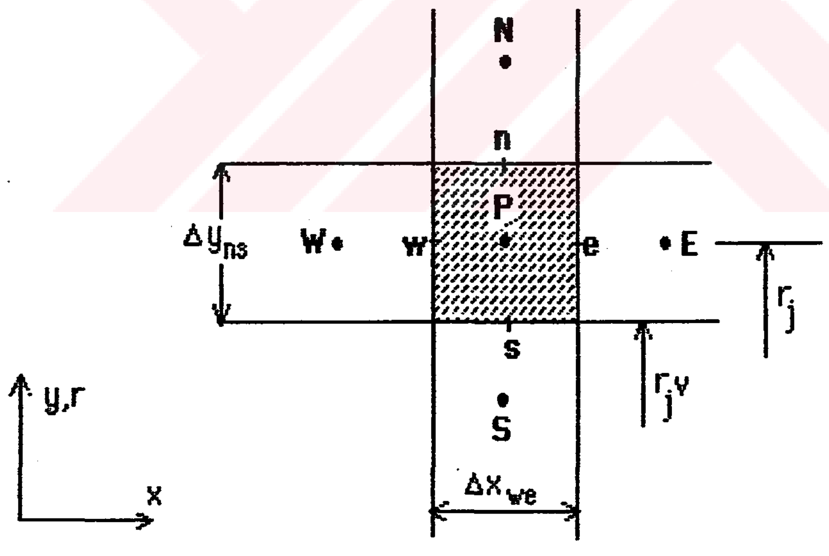
Sonlu Hacim metodu beş temel adımdan oluşur. Birinci adımda, incelenecek akış bölgesi bitişik çözüm alanlarına bölünür. İkinci adımda, kısmi diferansiyel denklemler sonlu hacim üzerinde integre edilir. Üçüncü adımda, ağ noktaları hacim sistemine taşınır. Dördüncü adımda, kontrol hacmi içinde ve hacim bitişiğinde tahmini analitik çözümlerin yerel cebirsel fonksiyonları (polinomlar) tanımlanır. Bu fonksiyonlar sadece düğüm noktalarındaki bilinmeyen değerler ve uzaysal koordinatlara bağlı olarak türetilmiş fonksiyonlardır. Son adımda, tahmini cebirsel fonksiyonlar (interpolasyon gerektiren işlem) kullanılarak sonlu hacimdeki diferansiyel ve integrallerin değeri elde edilir.

3.4. Tekil Denklemin Eldesi

Kısmi türevli diferansiyel denklemlerin cebirsel sonlu fark denklemlerine dönüşümleri aşağıda ele alınmıştır. (3.4) transport denklemi ϕ skalar değişkeni için Şekil 3.3. deki kontrol hacmi üzerinden integre edilirse ,

$$\iint_V \left[\frac{\partial}{\partial x}(r^j \rho u \phi) + \frac{\partial}{\partial y}(r^j \rho v \phi) \right] - \left[\frac{\partial}{\partial x}\left(r^j \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y}\left(r^j \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) \right] dV = \iint_V r^j S_\phi \, dV \quad (3.5)$$

ifadesi ~~elde~~ edilir.



Şekil 3.3. Sonlu fark denklemleri için kontrol hacmi şeması

Burada x ve y koordinatları (y radyal mesafe, r silindirik koordinat olma durumu), u ve v sırası ile x ve y yönündeki hız bileşenlerini , ρ akışkan yoğunluğunu, Γ_ϕ ϕ'nin difüzyon katsayısını ve S_ϕ ϕ'nin kaynak terimini göstermektedir.

J_x , x-yönünde ve J_y, y-yönünde taşınım ve yayınım terimlerini ihtiva ederler.

$$J_x = \rho r^j u\phi - r^j \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \tag{3.6}$$

$$J_y = \rho r^j v\phi - r^j \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial y} \tag{3.7}$$

(3.6) ve (3.7) eşitlikleri genel transport denklemindeki yerlerine konularak denklem kontrol hacmi üzerinden integre edilirse (3.5) ifadesi

$$\int\int_V \left[\frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial y} \right] dV = \int\int r^j S_\phi \, dV \tag{3.8}$$

olarak yazılabilir.

elde

İntegraller neticesinde aşağıdaki denklem edilir.

$$J_{xe} - J_{xw} + J_{yn} - J_{ys} = \int\int r^j S_\phi \, dV \tag{3.9}$$

Burada e, w, n, s Şekil 3.3 'de gösterilen kontrol hacminin doğu, batı, kuzey ve güney yüzeylerini göstermektedir. Bu terimleri açık bir şekilde aşağıdaki gibi yazabiliriz.

$$J_{xe} = \int_s^n \left(\rho r^j u\phi - r^j \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_e \Delta y$$

$$= (\rho u)_e (r_e^j \Delta y_{ns}) \phi_e - \frac{\Gamma_{\phi,e}}{\Delta x_{EP}} (r_e^j \Delta y_{ns}) (\phi_E - \phi_P) \tag{3.10}$$

$$J_{xw} = \int_s^n \left(\rho r^j u\phi - r^j \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_w \Delta y$$

$$= (\rho u)_w (r_w^j \Delta y_{ns}) \phi_w - \frac{\Gamma_{\phi,w}}{\Delta x_{WP}} (r_w^j \Delta y_{ns}) (\phi_P - \phi_W) \qquad (3.11)$$

$$J_{yn} = \int_w^e \left(\rho r^j v\phi - r^j \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_n \Delta x$$

$$= (\rho v)_n (r_n^j \Delta x_{ew}) \phi_n - \frac{\Gamma_{\phi,n}}{\Delta y_{NP}} (r_n^j \Delta x_{ew}) (\phi_N - \phi_P) \qquad (3.12)$$

$$J_{ys} = \int_w^e \left(\rho r^j v\phi - r^j \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_s \Delta x$$

$$= (\rho v)_s (r_s^j \Delta x_{ew}) \phi_s - \frac{\Gamma_{\phi,s}}{\Delta y_{PS}} (r_s^j \Delta x_{ew}) (\phi_P - \phi_S) \qquad (3.13)$$

J_{xe}, J_{xw}, J_{yn}, J_{ys} kontrol hacim yüzeylerinde ϕ'nin temsil ettiği akıları göstermektedir. (3.10)-(3.13) denklemlerinden biri olan J_{xw} örnek olarak analiz edilirse,

J_{xw} = (w yüzeyindeki kütle akısı)x(geometrik değer)x ϕ_w
-(w yüzeyindeki difüzyon parametresi)x(geometrik değer)x $(\phi_P - \phi_W)$

şeklinde olduğu görülür.

Bur ifadede görüldüğü gibi geometrik değerler grid sisteminin seçimine bağlıdır.

w yüzeyindeki kütle akısı ve difüzyon ya bilinmektedir ya da komşu grid noktaları arasında interpolasyon yapılarak yaklaşık değerler elde edilir. Bu çalışmada daha az bilgisayar zamanı alan ve diğer yöntemlere nazaran daha kullanışlı olan lineer interpolasyon uygulanmıştır.

Burada esas problem, ϕ_w teriminin seçimi ile ilgilidir. Çünkü ϕ_w hesaplanırken şayet konveksiyon difüzyona göre çok güçlü ise merkezi fark yöntemi ile çözüm mümkün olmamaktadır (Patankar, 1980). Bu nedenle çeşitli yaklaşımlar geliştirilmiştir. Bunlar akış yönü fark yaklaşımı (UDS), Üs Kanunu Fark Yaklaşımı (PLDS), QUICK (Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinematics), Karma Yaklaşım (HDS) gibi yaklaşımlardır. Bunların detayları dördüncü bölümde verilecektir.

Şaşırtmasız grid sisteminde stabilite bakımından daha iyi olduğu Acharya ve Moukalled (1989) tarafından önerildiğinden bu çalışmada SIMPLEM algoritması için üs kanunu yaklaşımı (PLDS) kullanılmıştır. Diğer yaklaşımlar ile ilgili detaylı bilgi literatürlerde mevcuttur (Patankar, 1980).

ϕ_w 'nin pozitif olması durumunda güç kanunu aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$\phi_w = \phi_W + \left(\frac{\phi_P - \phi_W}{2}\right)\left(\frac{(1-0.1Pe_w)^5}{(1-0.05Pe_w)^5}\right) \qquad 0 \le Pe \le 10 \tag{3.14}$$

$$\phi_w = \phi_W \quad ; \; Pe_w > 10$$

Burada Pe_w hücre Peclet sayısıdır ve aşağıdaki gibi ifade edilmektedir.

$$Pe_w = \left(\frac{\rho\, u\, \Delta x_w}{\Gamma_\phi}\right)_w \tag{3.15}$$

Buradaki ifade genel formda yazılmıştır. Bu ifedenin açık şekli ileriki alt bölmlümde tarif edilmiştir. $\phi_e, \phi_w, \phi_n, \phi_s$ terimleri için de (3.14) ifadesine benzer şekilde yazıldıklarında ve (3.9)-(3.13) eşitliklerindeki yerlerine konulduklarında aşağıdaki tekil denklem elde edilir.

$$a_P^\phi \phi_P = \sum_i a_i^\phi \phi_i + \int\int r^j S_\phi \, dV \tag{3.16}$$

$i = E, W, N, S$ 'i göstermektedir ve

$$a_P^\phi = \sum_i a_i^\phi \phi_i + (F_e - F_w + F_n - F_s) \tag{3.17}$$

elde edilir.

Bu denklemde (F_e, F_w, F_n, F_s) kontrol hacimdeki kütle birikimini göstermektedir ve süreklilik denkleminden bu terimin sıfır olduğu gösterilebilir. Böylece :

$$\left(\sum_i a_i^{\phi}\right)\phi_P = \sum_i a_i^{\phi}\phi_i + \iint_V r^j S_{\phi}\, dV \tag{3.18}$$

elde edilir.

Kaynak terimi,

$$\iint_V r^j S_{\phi}\, dV \tag{3.19}$$

şeklindedir. S_{ϕ} nin kontrol hacmi üzerinde üniform dağıldığı varsayılarak integre edilebilir ve lineerize edilmiş formda aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\iint_V r^j S_{\phi}\, dV = S_P^{\phi}\phi_P + S_U^{\phi} \tag{3.20}$$

Bu denklemde $S^{\phi}{}_P$ ve $S^{\phi}{}_U$ kontrol hacim için sabittir. Genelde tekil denklemdeki kaynak terimleri bağımlı değişkenler için doğal olarak denklem (3.20) gibi lineer formda değildir. Bu nedenle terimlerin istenilen şekilde yani lineer formda yazılabilmesi için yeniden düzenlenmesi gerekir. Bununla ilgili çeşitli lineerleştirme yöntemleri literatürde mevcuttur (Patankar, 1980). Kullanıcı bu yöntemlerden kendi problemine uygun olanı seçerek çalışmasında kullanabilir. $S^{\phi}{}_P$ ve $S^{\phi}{}_U$ elde edildikten sonra tekil denklemi yeniden yazılırsa,

$$a_P^{\phi}\phi_P = \sum_i a_i^{\phi}\phi_i + S_U^{\phi} \tag{3.21}$$

elde edilir. Burada

$$a_P^{\phi} = \sum_i a_i^{\phi} - S_P^{\phi} \qquad (3.22)$$

dir.

(3.21) eşitliği kullanılarak elde edilen sonlu fark problem formülasyonu "üç' lü bant matrix" (TDMA) kullanılarak iteratif metotla çözülmüştür. Çözümde tarama yönü tayin edilerek ve istenen sayıda tarama yapılarak belli bir yakınsama kriterine göre çözüm elde edilir. TDMA matris çözüm algoritması beşinci bölümde detaylı açıklanmıştır.

(3.21) numaralı tekil denklem kullanılarak elde edilen sonlu fark problem formülasyonu fiziksel olarak doğru hasaplanabilmesi ve stabilitenin sağlanabilmesi için aşağıda Patankar(1980) tarafından verilen dört temel kuralın sağlanması gerekir. Bu kurallar şunlardır :

1. Kontrol hacim yüzeylerindeki uyumluluk

Bitişik iki komşu hacim arasındaki yüzey üzerinde tekil denklemlerdeki ifadeleri aynı olmalıdır. Bir kontrol hacimini terkeden akı girdiği kontrol hacmin yüzeyi üzerindeki akı ile aynı olmalıdır. Şayet bir uyumsuzluk olursa akışın stabilitesinin sağlanması güçleşmektedir.

2. Pozitif katsayılar

Tekil denklemler, bütün katsayılar (a_P^{ϕ}, a_i^{ϕ}) pozitif olacak şekilde elde edilmelidir. Bir düğüm noktasındaki bağımlı bir değişken bitişik noktalardaki konveksiyon ve difüzyon terimlerinden etkilenmektedir. Bir düğüm noktasındaki artış (diğer şartların değişmemesi koşuluyle) bitişik düğüm noktalarındaki değerlerin artmasına neden olan bir eğilim göstermelidir. Bu şart a_P^{ϕ} ve a_i^{ϕ} katsayılarının aynı işarete sahip olmalarını gerektirir. Katsayılardan birinin negatif olmasına müsade edilirse bir düğüm noktasındaki azalma bitişik düğüm noktasında azalmaya sebep olur ki bu durum fiziksel olarak gerçek olmayan sonuçlara götürür.

3. Kaynak teriminin uygun şekilde lineerize edilmesi

$$S^{\phi} = S_U^{\phi} + S_P^{\phi} \phi_P \qquad (3.23)$$

Denklem (3.21) de komşu düğüm nokta katsayılarının a_i^{ϕ} tümü pozitif olsa bile a_P^{ϕ} terimi S_P^{ϕ} terimi nedeni ile negatif olabilir. Bu ihtimali ortadan kaldırmak için S_P^{ϕ} terimini sıfır veya sıfırdan küçük seçmek gerekir. Bazı bağımlı değişkenler (türbülans kinetik enerji, kinetik enerjinin yayılma oranı) daima pozitif kalan değerlere sahiptir. Böyle bir değişken negatif değer almaz ve dolayısı ile denklemlerindeki kaynak terimi S_U^{ϕ} da daima pozitif olmak zorundadır. (Buna karşılık S_P^{ϕ} teriminin daima eksi işaretli olması gerekir).

4. Komşu katsayıların toplamı

Problemin diferansiyel formülasyonundaki kısmi türevli denklemler sadece bağımlı değişkenlerin türevlerini ihtiva etmektedir. Şayet ϕ bağımlı değişkeni temsil ederse ϕ ve ϕ+c fonksiyonlarının ikisi de diferansiyel denklemi sağlarlar. Diferansiyel denklemin bu özelliği tekil denklemde de geçerli olmalıdır.

$$\sum a_i^{\phi} \leq a_P^{\phi} \tag{3.24}$$

eşitliği sağlanmalıdır.

3.5. Momentum Denkleminin Katsayıları

Kontrol hacmi üzerinden integre ayrı ayrı integre edilmiş (3.10) - (3.13) eşitliklerinde taşınım ve yayınım terimleri açık olarak ifade eidilirse aşağıdaki eştitlikler elde edilir.

Taşınım terimleri :

$$F_e^u = (\rho u r^j)_e \, \Delta y_{ns}$$

$$F_e^u = (\rho r^j)_e \Delta y_{ns} \left[u_P + Fx(i)\,(u_E - u_P) \right] \tag{3.25}$$

$$F_w^u = (\rho u r^j)_w \, \Delta y_{ns}$$

$$F_w^u = (\rho r^j)_w \Delta y_{ns} \left[u_W + Fx(i-1)\,(u_P - u_W) \right] \tag{3.26}$$

$$F_n^v = (\rho v r^j)_n \Delta x_{ew}$$

$$F_n^v = (\rho r^j)_n \Delta x_{ew} \left[v_P + Fy(j)(v_N - v_P) \right] \quad (3.27)$$

$$F_s^v = (\rho v r^j)_s \Delta x_{ew}$$

$$F_s^v = (\rho r^j)_s \Delta x_{ew} \left[v_S + Fy(j-1)(v_P - v_S) \right] \quad (3.28)$$

Yayınım terimleri :

$$D_e = \frac{(r^j \mu)_e \Delta y_{ns}}{\Delta x_{EP}} \quad (3.29)$$

$$D_w = \frac{(r^j \mu)_w \Delta y_{ns}}{\Delta x_{PW}} \quad (3.30)$$

$$D_n = \frac{(r^j \mu)_n \Delta x_{ew}}{\Delta y_{NP}} \quad (3.31)$$

$$D_s = \frac{(r^j \mu)_s \Delta x_{ew}}{\Delta y_{PS}} \quad (3.31)$$

e,w,n,s yüzeylerindeki hücre Peclet sayıları ,

$$P_e = \frac{F_e}{D_e}, \quad P_w = \frac{F_w}{D_w}, \quad P_n = \frac{F_n}{D_n}, \quad P_s = \frac{F_s}{D_s} \quad (3.32)$$

şeklindedir. (3.25)-(3.31) eşitlikleri (3.3) transport denklemindeki yerlerine konulurlarsa ϕ skalar genel değişkeni için denklemin genel biçimi için aşağıdaki ifade elde edilir.

$$F_e^u \phi_e - F_w^u \phi_w + D_e \phi_P - D_e \phi_E + D_w \phi_P - D_w \phi_W +$$
$$F_n^v \phi_n - F_s^u \phi_s + D_n \phi_P - D_n \phi_N + D_s \phi_P - D_s \phi_S = (r^j S_\phi)_P \Delta x_{ew} \Delta y_{ns} \qquad (3.33)$$

(3.33) denklemi için akış yönü fark yaklaşımı (UDS) uygulanırsa denklem aşağıdaki şekli alır.

$$\phi_P \| F_e^u, 0 \| - \phi_E \| -F_e^u, 0 \| - \phi_W \| F_w^u, 0 \| + \phi_P \| F_w^u, 0 \| - \phi_E D_e + \phi_P D_e +$$
$$\phi_P D_w + \phi_W D_w + \phi_P \| F_n^v, 0 \| - \phi_N \| -F_n^v, 0 \| - \phi_S \| F_s^v, 0 \| + \phi_P \| -F_s^v, 0 \| -$$
$$\phi_N D_n + \phi_P D_n + \phi_P D_s - \phi_S D_s = S_\phi \qquad (3.34)$$

(3.34) eşitliği düzenlenirse tekil denklem aşagıdaki gibi elde edilir.

$$a_P^\phi \phi_P = a_E^\phi \phi_E + a_W^\phi \phi_W + a_N^\phi \phi_N + a_S^\phi \phi_S + S_\phi \qquad (3.35)$$

Akış yönü yaklaşım fonksiyonları kullanılarak elde edilen tekil denklemi üs kanunu fark yaklaşımı kullanıldığında katsayılar,

$$a_E^\phi = \| -F_e^u, 0 \| + D_e A(|P_e|) \qquad (3.36)$$

$$a_W^\phi = \| F_w^u, 0 \| + D_w A(|P_w|) \qquad (3.37)$$

$$a_N^\phi = \| -F_n^v, 0 \| + D_n A(|P_n|) \qquad (3.38)$$

$$a_S^\phi = \| F_s^v, 0 \| + D_s A(|P_s|) \qquad (3.39)$$

$$a_P^\phi = a_E^\phi + a_W^\phi + a_N^\phi + a_S^\phi - S_P^\phi \qquad (3.40)$$

şeklinde elde edilirler.

A(|P|) fonksiyonu, ϕ 'nin yüzeydeki değerlerini elde etmek için kullanılan yaklaşım fonksiyonunu göstermektedir. Bu fonksiyonlar aşağıdaki tabloda verilmiştir.

OTablo 3.1. A(|P|) yaklaşım fonksiyonları

Yaklaşım Fonksiyonu		A(|P|) fonksiyon değeri
Merkezi Farklar	(CDS)	$1 - 0.5\,|P|$
Akış Yönü	(UDS)	1
Karma	(HDS)	$\| 0, 1 - 0.5|P| \|$
Üs Kanunu	(PLDS)	$\| 0, (1 - 0.1|P|)^5 \|$
Eksponansiyel		$|P| / \| \exp|P| - 1 \|$

Burada $\|\ \|$ işareti büyük olan değerin alınacağını göstermektedir. Bu fonksiyon Fortran 77 programlama dilinde AMAX1() şeklinde ifade edilir.

3.6. Basınç Denkleminin Eldesi

Akış problemlerinin sayısal çözümlerinde basınç önemli bir zorluk ortaya çıkarmaktadır. Literatürde basıncın hesabı birkaç farklı yöntemle elde edilmektedir. Bu yöntemlerden birisi Poisson basınç denklemini esas olarak çözüme gitmektir. Ancak bu yöntemle problemin sayısal olarak çözülmesi oldukça güçtür. İkinci bir yol, akım fonksiyonları ve girdap denklemleri kullanarak basıncı elimine ederek çözüm elde etmekdir. Ancak bu denklemlerin iki boyutla sınırlı olması üç boyutlu akış problemi inceleyenler için kullanışlı bir yöntem olmamaktadır. Diğer bir yöntem de süreklilik denklemini kullanarak basınç denkleminin elde edilmesidir. Bu çalışmada Patankar(1980) tarafından tanıtılan yöntemle süreklilik denkleminden basınç denklemi türetilmiş ve basınç için bir tekil denklem elde edilmiştir. Basınç dekleminin elde edilişi aşağıdaki gibidir.

x-momentum eşitliği,

$$a_P^u u_P = \sum_i a_i^u u_i + S_u + \alpha (P_w - P_e) \tag{3.41}$$

y-momentum eşitliği,

$$a_P^v v_P = \sum_i a_i^v v_i + S_v + \beta (P_s - P_n) \tag{3.42}$$

şeklinde ifade edilirler. Momentum denklemlerini basınç terimini ayrı tutarak iki kısım halinde yazarsak,

$$u_P = \hat{u}_P + A_P (P_w - P_e) \tag{3.43}$$

Burada u_P içinde basınç etkisini ihtiva etmeyen geçici hız olarak adlandırılır ve aşağıdaki gibi yazılır. Bütün bu denklemlerde P indisi tekil denklemin geçerli olduğu düğüm noktasını göstermektedir.

$$\hat{u}_P = \frac{1}{a_P^u} \left[\sum_i a_i^u u_i + S_u \right] \tag{3.44}$$

$$\alpha = (r^j)_P \Delta y \tag{3.45}$$

$$A_P = \frac{\alpha}{a_P^u} \tag{3.46}$$

y-momentum denklemi benzer şekilde yazılırsa,

$$v_P = \hat{v}_P + B_P (P_s - P_n) \tag{3.47}$$

elde edilir ve içinde basınç etkisi olmayan v hızı aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\hat{v}_P = \frac{1}{a_P^v}\left[\sum_i a_i^v u_i + S_v\right] \tag{3.48}$$

$$\beta = (r^j)_P \Delta x \tag{3.49}$$

$$B_P = \frac{\beta}{a_P^v} \tag{3.50}$$

Süreklilik denklemi (3.1) Şekil 3.4 deki kontrol hacmi üzerinden integre edilirse,

$$\int_s^n \int_w^e \left[\frac{\partial}{\partial x}(\rho r^j u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho r^j v)\right]\Delta x \Delta y = 0 \tag{3.51}$$

bulunur. İntegral işlemine devam edilirse,

$$\left[(\rho r^j u)\right]_w^e \Delta y + \left[(\rho r^j v)\right]_s^n \Delta x = 0 \tag{3.52}$$

$$\left[(\rho r^j u)_e - (\rho r^j u)_w\right]\Delta y + \left[(\rho r^j v)_n - (\rho r^j v)_s\right]\Delta x = 0 \tag{3.53}$$

elde edilir. (3.53) eşitliğindeki hızlar kontrol hacim yüzeyindeki hızlardır. Kontrol hacmi yüzeyindeki bu hızlar denklem (3.43) ve (3.47) de olduğu gibi ifade edilirlerse, bu hızlar aşağıdaki şekli alırlar.

$$u_e = \hat{u}_e + A_e(P_P - P_E) \tag{3.54}$$

$$u_w = \hat{u}_w + A_w(P_W - P_P) \tag{3.55}$$

$$v_s = \hat{v}_s + B_s(P_P - P_S) \tag{3.56}$$

$$v_n = \hat{v}_n + B_n\,(P_N - P_P) \tag{3.57}$$

(3.54), (3.55), (3.56), (3.57) eşitlikleri sonlu hacim yüzeyindeki hızlar için geçerli ifadeleridr. Bu ifadeler integrali alınmış (3.53) süreklilik denkleminde yerine konursa aşağıdaki denklem elde edilir.

$$(\rho u)_e\left[\hat{u}_e + A_e\{P_P - P_E\}\right]\Delta y - (\rho u)_w\left[\hat{u}_w + A_w\{P_W - P_P\}\right]\Delta y$$

$$+(\rho v)_n\left[\hat{v}_n + B_n\{P_P - P_N\}\right]\Delta x - (\rho v)_s\left[\hat{v}_s + B_s\{P_S - P_P\}\right]\Delta x = 0 \tag{3.58}$$

(3.58) denklemi düzenlenip tekil denklem şeklinde ifade edilirse,

$$a_P^P P_P = a_E^P P_E + a_W^P P_W + a_N^P P_N + a_S^P P_S + b \tag{3.59}$$

basınç tekil denklemi elde edilir. Basınç tekil denklemi (3.59) 'in katsayıları açık şekilde ifade edilirse,

$$a_E^P = (\rho r^j)_e\,\Delta y\,A_e \tag{3.60}$$

$$a_W^P = (\rho r^j)_w\,\Delta y\,A_w \tag{3.61}$$

$$a_N^P = (\rho r^j)_n\,\Delta x\,B_n \tag{3.62}$$

$$a_S^P = (\rho r^j)_s\,\Delta x\,B_s \tag{3.63}$$

$$b = \left[(\rho\, r^j\,\hat{u})_w - (\rho\, r^j\,\hat{u})_e\right]\Delta y + \left[(\rho\, r^j\,\hat{v})_s - (\rho\, r^j\,\hat{v})_s\right]\Delta x \tag{3.64}$$

ifadeleri elde edilir.

(3.60)-(3.63) eşitliklerindeki katsayılar aşağıdaki gibidir.

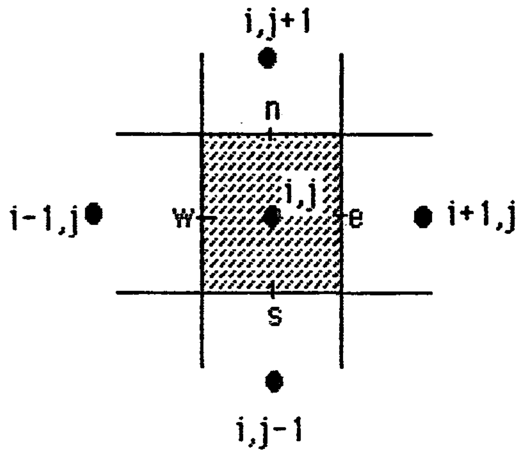
$$A_e = \frac{\alpha}{a^u_e} \tag{3.65}$$

$$A_w = \frac{\alpha}{a^u_w} \tag{3.66}$$

$$B_n = \frac{\beta}{a^v_n} \tag{3.67}$$

$$B_s = \frac{\beta}{a^v_s} \tag{3.68}$$

Tekil denklemdeki katsayılar ana noktalardaki veriler kullanılarak hesaplanan değerlerdir. Bu nedenle a^u_e, a^u_w, a^u_n, a^u_s kontrol hacim yüzeyindeki değerler lineer interpolasyon ile ayrıca elde edilirler. Kontrol hacim yüzeylerindeki katsayılar aşağıda verilen eşitlikler kullanılarak elde edilirler.



Şekil 3.4. Lineer interpolasyon için kontrol hacmi şeması

$$a_e^u = a_{P(i,j)}^u + Fx(i)\left[a_{P(i+1,j)}^u - a_{P(i,j)}^u \right] \tag{3.69}$$

$$a_w^u = a_{P(i-1,j)}^u + Fx(i-1)\left[a_{P(i,j)}^u - a_{P(i-1,j)}^u \right] \tag{3.70}$$

$$a_n^v = a_{P(i,j)}^v + Fy(j)\left[a_{P(i,j+1)}^v - a_{P(i,j)}^v \right] \tag{3.71}$$

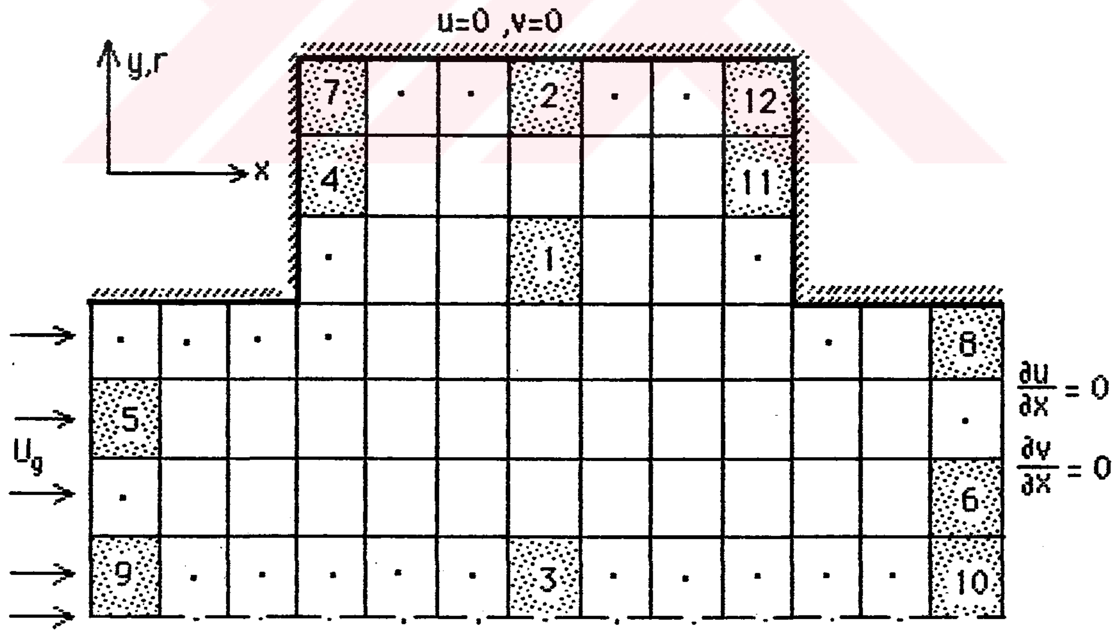
$$a_s^v = a_{P(i,j-1)}^v + Fy(j-1)\left[a_{P(i,j)}^v - a_{P(i,j-1)}^v \right] \tag{3.72}$$

Bu ifadelerdeki $Fx(i)$, $Fy(j)$ çarpanları grid dağılımından hesaplanan lineer interpolasyon fonksiyonlarıdır.

4. SINIR ŞARTLARI İÇİN TEKİL DENKLEM KATSAYILARININ ELDE EDİLMESİ

x-momentum ve y-momentum denklemleri eliptik denklemler olduğundan kontrol hacmini çevreleyen dört sınır şartının belirlenmesi zorunluğu vardır.

Bu çalışmada ani genişleme ve ani daralma geometrisi birlikte düşünülerek sınır şartları elde edilecektir. İncelenen geometriler simetrik kabul edilmiştir. Bu nedenle çözüm, eksen çizgisinin üst kısmında kalan geometriler için elde edilmiştir. Sınır şartları için tekil denklem katsayıları Şekil 4.1 deki numaralandırılmış kontrol hacimleri üzerinde genel olarak ~~elde~~ edilmiştir



Şekil 4.1. Ani genişleme ve ani daralma için kontrol hacimlerinin yerleşimi

4.1. u Hızı Sınır Şartları İçin Tekil Denklem Katsayıları

İç nokta için kulanılan katsayılar aşağıdaki gibidir.

$$a_E^u = \| -F_e^u, 0 \| + D_e A(|P_e|) \qquad (4.1)$$

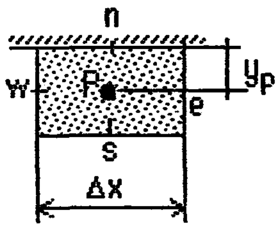
$$a_W^u = \| F_w^u, 0 \| + D_w A(|P_w|) \qquad (4.2)$$

$$a_N^u = \| -F_n^v, 0 \| + D_n A(|P_n|) \qquad (4.3)$$

$$a_S^u = \| F_s^v, 0 \| + D_s A(|P_s|) \qquad (4.4)$$

$$a_P^u = a_E^u + a_W^u + a_N^u + a_S^u \qquad (4.5)$$

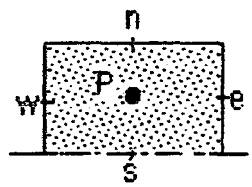
2 numaralı kontrol hacmi (üst cidar)



$$v_n = 0 \quad , \quad -\left(r^j \mu \frac{\partial u}{\partial y}\right)_n \Delta x = r^j \mu \frac{u_P}{y_P} \Delta x \qquad (4.6)$$

$A(|P_n|)=1$ olduğundan $a_N{}^u = D_e$ elde edilir.

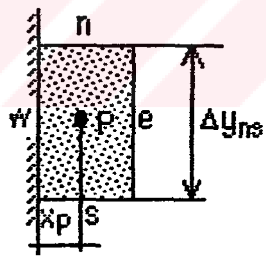
3 numaralı kontrol hacmi (simetri ekseni)



$$v_s = 0 \quad , \quad -\left(r^j \mu \frac{\partial u}{\partial y}\right)_s \Delta x = 0 \quad \text{(simetri sınır şartı)} \tag{4.7}$$

$a_S^u = 0$ elde edilir.

4 numaralı kontrol hacmi (sol cidar)



$$u_w = 0 \quad , \quad -\left(r^j \mu \frac{\partial u}{\partial x}\right)_w \Delta y = -\, r^j \mu \frac{u_P}{x_P} \Delta y \tag{4.8}$$

$A(|P_w|) = 1$ olduğundan $a_W^u = D_w$ elde edilir.

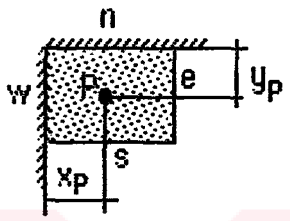
5 numaralı kontrol hacmi (giriş)

Bu kontrol hacmi için 1 numaralı kontrol hacimde kullanılan denklem geçerlidir ve iç nokta gibi hesaplanır.

6 numaralı kontrol hacmi (çıkış)

Bu kontrol hacmi için 1 numaralı kontrol hacimde kullanılan denklem geçerlidir ve iç nokta gibi hesaplanır.

7 numaralı kontrol hacmi (sol üst köşe)



$$u_w = 0 \quad , \quad -\left(r^j \mu \frac{\partial u}{\partial x}\right)_w \Delta y = -\, r^j \mu \frac{u_P}{x_P} \Delta y \tag{4.9}$$

$A(|P_w|) = 1$ olduğundan $a_W^u = D_w$ elde edilir.

$$v_n = 0 \quad , \quad -\left(r^j \mu \frac{\partial u}{\partial y}\right)_n \Delta x = r^j \mu \frac{u_P}{y_P} \Delta x \tag{4.10}$$

$A(|P_n|) = 1$ olduğundan $a_N^u = D_n$ elde edilir.

8 numaralı kontrol hacmi

Bu kontrol hacmi için 2 numaralı kontrol hacimde kullanılan denklem geçerlidir.

9 numaralı kontrol hacmi

Bu kontrol hacmi için 3 numaralı kontrol hacimde kullanılan denklem geçerlidir.

10 numaralı kontrol hacmi

Bu kontrol hacmi için 3 numaralı kontrol hacimde kullanılan denklem geçerlidir.

11 numaralı kontrol hacmi (sağ düşey cidar)

$$u_e = 0 \quad , \quad -\left(r^j \mu \frac{\partial u}{\partial x}\right)_e \Delta y = r^j \mu \frac{u_P}{y_P} \Delta x \tag{4.11}$$

$A(|P_e|) = 1$ olduğundan $a_E^u = D_e$ elde edilir.

12 numaralı kontrol hacmi (sağ üst köşe)

$$u_e = 0 \quad , \quad -\left(r^j \mu \frac{\partial u}{\partial x}\right)_e \Delta y = r^j \mu \frac{u_P}{y_P} \Delta x \tag{4.12}$$

$A(|P_e|) = 1$ olduğundan $a_E^u = D_e$,

$$v_n = 0 \quad , \quad -\left(r^j \mu \frac{\partial u}{\partial y}\right)_n \Delta x = r^j \mu \frac{u_P}{y_P} \Delta x \tag{4.13}$$

$A(|P_n|) = 1$ olduğundan $a_N^u = D_n$ elde edilir.

4.2. v Hızı Sınır Şartları İçin Tekil Denklem Katsayıları

v-momentum eşitliği için iç noktalar için katsayılar (4.1)-(4.4) eşitlikleri ile belirtilen denklemler ile aynıdır ve aşağıdaki gibi katsayılar tekrar yazılırsa,

$$a_E^v = \| -F_e^u , 0 \| + D_e A(|P_e|) \tag{4.14}$$

$$a_W^v = \| F_w^u , 0 \| + D_w A(|P_w|) \tag{4.15}$$

$$a_N^v = \| -F_n^v , 0 \| + D_n A(|P_n|) \tag{4.16}$$

$$a_S^v = \| F_s^v , 0 \| + D_s A(|P_s|) \tag{4.17}$$

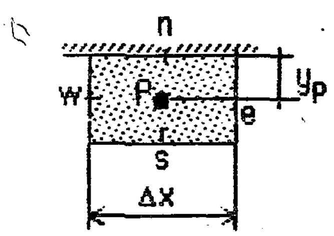
$$a_P^v = a_E^v + a_W^v + a_N^v + a_S^v - S_P^v \tag{4.18}$$

$$S_P^v = -\mu \frac{v_P}{r^2} r^j \Delta x \Delta y \tag{4.19}$$

elde edilir.

(4.19) eşitliği y-momentum eşitliğinde koordinat sisteminin silindirik olması durumu için gelen ifadedir ve kartezyen koordinatlarda bu ifade bulunmaz.

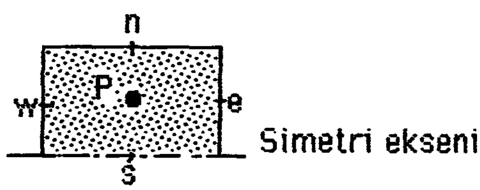
2 numaralı kontrol hacmi (üst cidar)



$$v_n = 0 \quad , \quad -\left(r^j\mu\frac{\partial v}{\partial y}\right)_n \Delta x = r^j\mu\,\frac{v_P}{y_P}\,\Delta x \tag{4.20}$$

$A(|P_n|) = 1$ olduğundan $a_N^v = D_n$ elde edilir.

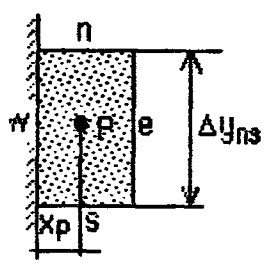
3 numaralı kontrol hacmi (simetri ekseni)



$$v_s = 0 \quad , \quad -\left(r^j\mu\frac{\partial v}{\partial y}\right)_s \Delta x = -\,r^j\mu\,\frac{v_P}{y_P}\,\Delta x \tag{4.21}$$

$A(|P_s|) = 1$ olduğundan $a_S^v = D_s$ elde edilir.

4 numaralı kontrol hacmi (sol cidar)



$$u_w = 0 \quad , \quad -\left(r^j\mu\frac{\partial v}{\partial x}\right)_w \Delta y = -\,r^j\mu\,\frac{v_P}{x_P}\,\Delta y \tag{4.22}$$

$A(|P_w|) = 1$ olduğundan $a_W^v = D_w$ elde edilir.

5 numaralı kontrol hacmi (giriş)

Bu kontrol hacmi için 4 numaralı kontrol hacimde kullanılan denklem geçerlidir ve iç nokta gibi hesaplanır.

6 numaralı kontrol hacmi (çıkış)

$$v_e = 0 \quad , \quad -\left(r^j \mu \frac{\partial v}{\partial x}\right)_e \Delta y = 0 \tag{4.23}$$

$a_E^v = 0$ elde edilir.

7 numaralı kontrol hacmi (sol üst köşe)

$$u_w = 0 \quad , \quad -\left(r^j \mu \frac{\partial v}{\partial x}\right)_w \Delta y = + r^j \mu \frac{v_P}{x_P} \Delta y \tag{4.24}$$

$A(IP_w I) = 1$ olduğundan $a_W^v = D_w$,

$$v_n = 0 \quad , \quad -\left(r^j \mu \frac{\partial v}{\partial y}\right)_n \Delta x = r^j \mu \frac{v_P}{y_P} \Delta x \tag{4.25}$$

$A(IP_n I) = 1$ olduğundan $a_N^v = D_n$ elde edilir.

8 numaralı kontrol hacmi

$$v_n = 0 \quad , \quad -\left(r^j \mu \frac{\partial v}{\partial y}\right)_n \Delta x = r^j \mu \frac{v_P}{y_P} \Delta x \tag{4.26}$$

$A(IP_n I) = 1$ olduğundan $a_N^v = D_n$ elde edilir.

$$v_e = 0 \quad , \quad -\left(r^j \mu \frac{\partial v}{\partial x}\right)_e \Delta y = 0 \tag{4.27}$$

$a_E{}^v = 0$ elde edilir.

9 numaralı kontrol hacmi

$$v_w = 0 \quad , \quad -\left(r^j \mu \frac{\partial v}{\partial x}\right)_w \Delta y = -r^j \mu \frac{v_P}{x_P} \Delta y \tag{4.28}$$

$A(|P_w|) = 1$ olduğundan $a_W{}^v = D_w$ elde edilir.

$$v_s = 0 \quad , \quad -\left(r^j \mu \frac{\partial v}{\partial y}\right)_s \Delta x = -\ r^j \mu \frac{v_P}{y_P} \Delta x \tag{4.29}$$

$A(|P_s|) = 1$ olduğundan $a_S{}^v = D_s$ elde edilir.

10 numaralı kontrol hacmi

$$v_s = 0 \quad , \quad -\left(r^j \mu \frac{\partial v}{\partial y}\right)_s \Delta x = -\ r^j \mu \frac{v_P}{y_P} \Delta x \tag{4.30}$$

$A(|P_s|) = 1$ olduğundan $a_S{}^v = D_s$ elde edilir.

$$v_e = 0 \quad , \quad -\left(r^j \mu \frac{\partial v}{\partial x}\right)_e \Delta y = 0 \tag{4.31}$$

$a_E{}^v = 0$ elde edilir.

11 numaralı kontrol hacmi (sağ cidar)

$$v_e = 0 \quad , \quad -\left(r^j \mu \frac{\partial v}{\partial x}\right)_e \Delta y = r^j \mu \frac{v_P}{y_P} \Delta y \tag{4.32}$$

$A(|P_e|)=1$ olduğundan $a_E^v = D_e$ elde edilir.

12 numaralı kontrol hacmi(sağ üst köşe)

$$v_e = 0 \quad , \quad -\left(r^j \mu \frac{\partial v}{\partial x}\right)_e \Delta y = r^j \mu \frac{v_P}{y_P} \Delta y \tag{4.33}$$

$A(|P_e|)=1$ olduğundan $a_E^v = D_e$ elde edilir.

$$v_n = 0 \quad , \quad -\left(r^j \mu \frac{\partial v}{\partial y}\right)_n \Delta x = r^j \mu \frac{v_P}{y_P} \Delta x \tag{4.34}$$

$A(|P_n|)=1$ olduğundan $a_N^v = D_n$ elde edilir.

4.3. Basınç Sınır Şartları İçin Tekil Denklem Katsayıları

Basınç denklemi süreklilik denkleminden elde edilir. Bu nedenle basınç için sınır şartından bahsedildiğinde hız sınır şartlarından bahsetmek gerekir. Basıncın bizzat kendi sınır şartı sözkonusu değildir. Bu durum dikkate alındığında (3.53) denkleminin integral edilmiş olan şekli ve onun sonucunda elde edilen basınç denkleminin katsayıları olan (3.60)-(3.63) denklemlerini birlikte düşünürsek Şekil 4.1 deki kontrol hacimleri için sınır şartları aşağıdaki gibi elde edilir. Sonlu bir hacim üzerinden integre edilmiş süreklilik denklemi (3.53) 'ü yeniden yazılabilir.

$$\left[(\rho r^j u)_e - (\rho r^j u)_w\right] \Delta y + \left[(\rho r^j v)_n - (\rho r^j v)_s\right] \Delta x = 0 \tag{4.35}$$

İç nokta için basınç tekil denkleminin katsayıları (3.60)-(3.63) eşitlikleri ile açıkça ifade edilmiştir. Bu ifadeler kullanılarak basınç tekil denklemi yeniden yazılırsa,

$$a_P^P P_P = a_E^P P_E + a_W^P P_W + a_N^P P_N + a_S^P P_S + b \tag{4.36}$$

$$b=\left[(\rho r^j)_w\hat{u}_w-(\rho r^j)_e\hat{u}_e\right]\Delta y+\left[(\rho r^j)_s\hat{v}_s-(\rho r^j)_n\hat{v}_n\right]\Delta x \qquad (4.37)$$

şeklinde elde edilir.

2 numaralı kontrol hacmi (üst cidar)

$v_n=0$ olduğundan, $a_N^P=0$ olur. Bu kontrol hacmi için basınç tekil denklemi aşağıdaki şekilde elde edilir.

$$a_P^P P_P = a_E^P P_E + a_W^P P_W + a_S^P P_S + b \qquad (4.38)$$

$$b=\left[(\rho r^j)_w\hat{u}_w-(\rho r^j)_e\hat{u}_e\right]\Delta y+\left[(\rho r^j)_s\hat{v}_s\right]\Delta x \qquad (4.39)$$

3 numaralı kontrol hacmi (simetri ekseni)

$v_s=0$ olduğundan $a_S^P=0$ olur. Basınç tekil denklemi,

$$a_P^P P_P = a_E^P P_E + a_W^P P_W + a_N^P P_N + b \qquad (4.40)$$

$$b=\left[(\rho r^j)_w\hat{u}_w-(\rho r^j)_e\hat{u}_e\right]\Delta y+\left[-(\rho r^j)_n\hat{v}_n\right]\Delta x \qquad (4.41)$$

şeklinde elde edilir.

4 numaralı kontrol hacmi (sol cidar)

$u_w=0$ olduğundan , $a_W^P=0$ olur. Basınç tekil denklemi,

$$a_P^P P_P = a_E^P P_E + a_N^P P_N + a_S^P P_S + b \qquad (4.42)$$

$$b=\left[-(\rho r^j)_e\hat{u}_e\right]\Delta y+\left[(\rho r^j)_s\hat{v}_s-(\rho r^j)_n\hat{v}_n\right]\Delta x \qquad (4.43)$$

olarak elde edilir.

5 numaralı kontrol hacmi (giriş)

$u_w=u_g$ olduğundan , $a_W{}^P=0$ olur. Basınç tekil denklemi,

$$a_P^P P_P = a_W^P P_W + a_N^P P_N + a_S^P P_S + b \tag{4.44}$$

$$b = \left[(\rho r^j)_w u_g - (\rho r^j)_e \hat{u}_e \right] \Delta y \; + \; \left[(\rho r^j)_s \hat{v}_s - (\rho r^j)_n \hat{v}_n \right] \Delta x \tag{4.45}$$

şeklini alır.

6 numaralı kontrol hacmi (çıkış)

$u_e=u_ç$ olduğundan, $a_E{}^P=0$ olur. Basınç tekil denklemi,

$$a_P^P P_P = a_W^P P_W + a_N^P P_N + a_S^P P_S + b \tag{4.46}$$

$$b = \left[(\rho r^j)_w \hat{u}_w - (\rho r^j)_e u_ç \right] \Delta y \; + \; \left[(\rho r^j)_s \hat{v}_s - (\rho r^j)_n \hat{v}_n \right] \Delta x \tag{4.47}$$

şeklinde elde edilir.

7 numaralı kontrol hacmi (sol üst köşe)

$u_w=0$ olduğundan, $a_W{}^P=0$ ve $v_n=0$ olduğundan, $a_N{}^P=0$ olur. Basınç tekil denklemi,

$$a_P^P P_P = a_E^P P_E + a_S^P P_S + b \tag{4.48}$$

$$b = \left[-(\rho r^j)_e \hat{u}_e \right] \Delta y \; + \; \left[(\rho r^j)_s \hat{v}_s \right] \Delta x \tag{4.49}$$

şeklinde elde edilir.

8 numaralı kontrol hacmi

$u_e=u_ç$ olduğundan, $a_E^P=0$ ve $v_n=0$ olduğundan, $a_N^P=0$ olur. Basınç tekil denklemi,

$$a_P^P P_P = a_W^P P_W + a_S^P P_S + b \tag{4.50}$$

$$b = \left[(\rho r^j)_w u_g - (\rho r^j)_e \hat{u}_e \right] \Delta y + \left[(\rho r^j)_s \hat{v}_s \right] \Delta x \tag{4.51}$$

şeklinde elde edilir.

9 numaralı kontrol hacmi

$u_w=u_g$ olduğundan, $a_W^P=0$ ve $v_s=0$ olduğundan, $a_S^P=0$ olur. Bu durumda basınç tekil denklemi,

$$a_P^P P_P = a_E^P P_E + a_N^P P_N + b \tag{4.52}$$

$$b = \left[(\rho r^j)_w u_g - (\rho r^j)_e \hat{u}_e \right] \Delta y + \left[-(\rho r^j)_n \hat{v}_n \right] \Delta x \tag{4.53}$$

şeklini alır.

10 numaralı kontrol hacmi

$u_e=u_ç$ olduğundan, $a_E^P=0$ ve $v_s=0$ olduğundan, $a_S^P=0$ olur. Basınç tekil denklemi,

$$a_P^P P_P = a_W^P P_W + a_N^P P_N + b \tag{4.54}$$

$$b=\left[(\rho r^{j})_{w}\hat{u}_{w}-(\rho r^{j})_{e}u_{ç}\right]\Delta y+\left[-(\rho r^{j})_{n}\hat{v}_{n}\right]\Delta x \tag{4.55}$$

şeklinde elde edilir.

11 numaralı kontrol hacmi

$u_e=0$ olduğundan, $a_E^P=0$ olur. Basınç tekil denklemi,

$$a_P^P P_P=a_W^P P_W+a_N^P P_N+a_S^P P_S+b \tag{4.56}$$

$$b=\left[(\rho r^{j})_{w}\hat{u}_{w}\right]\Delta y+\left[(\rho r^{j})_{s}\hat{v}_{s}-(\rho r^{j})_{n}\hat{v}_{n}\right]\Delta x \tag{4.57}$$

şeklini alır.

12 numaralı kontrol hacmi

$u_e=0$ olduğundan, $a_E^P=0$ ve $v_n=0$ olduğundan, $a_N^P=0$ olur. Basınç tekil denklemi,

$$a_P^P P_P=a_W^P P_W+a_S^P P_S+b \tag{4.58}$$

$$b=\left[(\rho r^{j})_{w}\hat{u}_{w}\right]\Delta y+\left[(\rho r^{j})_{s}\hat{v}_{s}\right]\Delta x \tag{4.59}$$

şeklinde elde edilir.

Burada u_g boru girişinde tanımlanmış laminar parabolik hız profili veya üniform hız proflini, $u_ç$ de çıkışta tam gelişmiş hız profilini göstermektedir.

5. SAYISAL ÇÖZÜM YÖNTEMİ

5.1. Giriş

Çalışmada zamana bağlı olmayan akışlarda sıkıştırılamaz akışkanlar için iki boyutlu akış denklemleri SIMPLE algoritmanın bir yeni versiyonu olan SIMPLEM (SIMPLE-Modified) algoritması kullanılarak şaşırtmasız grid düzeni için çözümler elde edilmiştir. Hazırlanan bilgisayar programı laminar akış için ani daralma ve ani genişleme geometrilerinde kartezyen ve silindirik koordinatlarda çözüm elde edilebilecek şekilde geliştirilmiştir. Ani genişleme ve ani daralma geometrilerinden hangisi hesaplanacaksa ve hangi koordinat sisteminde hesaplanması isteniyorsa bu işlem için iki parametrenin değiştirilmesi yeterli olmaktadır.

Programda kullanılan sonlu kontrol hacimlerin yerleştirilme düzeni exponansiyel fonksiyon kullanımı ile gerçekleştirilmiştir. Bu fonksiyon sayesinde grid dağılımının istenilen şekilde uygulanması bazı avantajlar sağlamaktadır. Örneğin çözüm bölgesi içinde bazı büyüklüklerin çok hassas olarak değiştiği yerlerde problemi daha iyi analiz edebilmek için o bölgede daha çok noktanın yerleştirilmesini sağlamak kullanılan bu grid dağıtım fonksiyonu ile mümkün olmaktadır. Çalışma ile ilgili diğer parametreler ve tanımları aşağıdaki kısımlarda verilmiştir.

5.1.1. İterasyon için başlangıç şartları

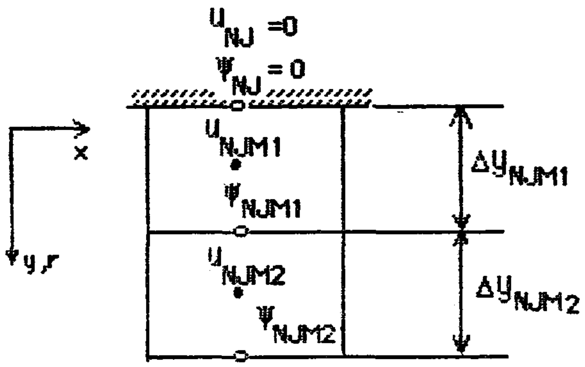
Sayısal çalışmalarda özellikle iterasyon ile yapılan çözümlerde başlangıç şartlarının iyi seçilmesi önemli bir rol oynamaktadır. Bu nedenle iterasyona başlarken parametreler için atanan ilk değerlerin gerçeğe yakın olması iteratif çözüm yakınsamasını daha hızlı kılacak ve bilgisayar zamanını azaltacaktır. Bu çalışmada kullanılan algoritmaya uygun olarak u hızı için iç noktalarda girilen parabolik hız dağılımının ortalamasına uygun değerler verilmiştir. Probleme gerçeğe yakın başlangıç değerleriyle başlanmaması iterasyonda yakınsamanın çok zaman alması gibi istenmeyen olumsuz sonuçlara götürebilir. Başlangıç değerleri olarak v-hızı için bütün noktalarda $v=0$ ve basınç için $P=0$ alınmıştır. Basınç için başlangıç şartı çok önemli değildir. Momentum denkleminde basınç değerinin kendisi değil sadece basınç gradienti hesaplamaya girmektedir. Problemde çözüm bölgesinde cidarlarda tam kontrol hacmi kullanılmıştır. Cidarlara bitişik sonlu kontrol hacimlerinde kontrol hacmi yüzeyindeki değerler cidar ile çakışmaktadır. Bu cidarlardaki hız sınır şartları belli olğundan süreklilik denkleminden basınç denklemi türetilirken kolaylık sağlamakta ve herhangi bir interpolasyona ihtiyaç duyulmamaktadır. Çözüm x yönünde $2 \leq I \leq NI-1$ ve y yönünde $2 \leq J \leq NJ-1$ aralığında elde edilmiştir. Basınç denkleminde çözüm TDMA ile elde edilirken I=1 (girişte) ve I=NI (çıkışta) basınç değerlerinin bilinmesi gerekir. Bunun için bu yüzeylerdeki basınç değerleri ekstrapolasyon yapılarak elde edilmiştir.

5.1.2. Akım çizgilerinin eldesi

Akım fonksiyonu kullanarak u ve v hızları aşağıdaki şekilde ifade edilirler.

$$u = \frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial y} \quad , \quad v = -\frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial x} \tag{5.1}$$

Buradan hareket edilerek u ve v hızları hesaplandıktan sonra, yukarıdaki eşitliklerden akım çizgileri hesaplanabilir. Burada u hızı dikkate alınarak bir yüzey boyunca akım çizgi değerleri hesaplanmıştır.



Şekil 5.1. Akım çizgilerinin hesaplanması için kontrol hacmi

$$\partial\psi = u_j\, r_j\, \Delta y \tag{5.2}$$

$$\int_{NJ}^{NJM1} \partial\psi = \int u_j \, r_j \, dy \tag{5.3}$$

$$\psi_{(i,NJM1)} - \psi_{(i,NJ)} = u_{(i,J)} \, r_{(J)} \, \Delta y_{(J)}$$

$$\psi_{(i,NJM1)} = \psi_{(i,NJ)} + u_{(i,NJM1)} \, r_{(NJM1)} \, \Delta y_{(NJM1)}$$

$$\psi_{(i,NJM2)} = \psi_{(i,NJM1)} + u_{(i,NJM2)} \, r_{(NJM2)} \, \Delta y_{(NJM2)}$$

.....

.....

$$\psi_{(i,1)} = \psi_{(i,2)} + u_{(i,2)} \, r_{(2)} \, \Delta y_{(2)} \tag{5.4}$$

burada $NJM1 = NJ-1$, $NJM2 = NJ-2$ dir.

Yukarıda elde edilen akım fonksiyonu değerleri bir yüzeye ait değerlerdir. Tüm çözüm alanı boyunca bu işlemler yapılırsa boru içindeki akım değerleri bütün düğüm noktalarında kolayca hesaplanabilir.

5.1.3. Girdap değerlerinin hesaplanması

Akış problemlerinde girdap aşağıdaki ifadeden hesaplanabilir. Girdap değerleri, diğer parametrelerle (u,v,P) aynı noktalara depolandığından kontrol hacmin yüzeyindeki hızların hesaba katılması gereklidir. Girdap değerleri aşağıdaki sonlu fark ifadesi kullanılarak her nokta için ayrı ayrı hesaplanmıştır.

$$\omega = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \tag{5.5}$$

$$\omega = \left(\frac{v_e - v_w}{\Delta xs} - \frac{u_n - u_s}{\Delta ys} \right) \tag{5.6}$$

elde edilir.

5.1.4. Yakınsama kriteri

İterasyon ile çözümün elde edildiği problemlerde en önemli şart yakınsamanın sağlanmasıdır ve sayısal çözümlerde bir yakınsama kriterine ihtiyaç vardır. Literatürde birçok yakınsama kriteri mevcuttur. Bu çalışmada aşağıda kısaca verilen yakınsama kriterleri kullanılmıştır.

$$ERRU = \Sigma\left(\left|u^{k}_{(i,j)} - u^{k-1}_{(i,j)}\right|\right) \qquad (5.7)$$

$$ERRV = \Sigma\left(\left|v^{k}_{(i,j)} - v^{k-1}_{(i,j)}\right|\right) \qquad (5.8)$$

$$ERRP = \Sigma\left(\left|P^{k}_{(i,j)} - P^{k-1}_{(i,j)}\right|\right) \qquad (5.9)$$

Bu çalışmada iterasyonlar devam ederken $ERRU \leq 10^{-4}$ olması durumunda yakınsamanın sağlandığı v ve P için ayrıca kontrole gerek olmadığı gözlenmiştir. Burada (k-1) bir önceki iterasyondan gelen değeri, (k) ise *mevcut iterasyon değerini göstermektedir.*

5.1.5. Yavaşlatma (Underrelaxation)

Cebirsel denklemlerin iteratif çözümlerinde özellikle lineer olmayan denklemlerde bağımlı değişkenlerin bir iterasyondan diğer bir iterasyona geçerken işlemin hızlanması veya yavaşlaması arzu edilir. Bu durumda hızlandırma (overrelaxation) veya yavaşlatma (underrelaxation) metodundan bahsedilir. Hızlandırma veya yavaşlatmadan hangisinin kullanılması gerektiği Bu çözülen problemin özelliğine göre değişir. Yavaşlatma işlemi lineer olmayan problemler için çok kullanışlı bir metoddur. Bu çalışmada yavaşlatma metodu kulanılmış ve Patankar(1980) tarafından önerilen metod uygulanmıştır. Yavaşlatma metodu uygulandığında (3.21) genel denklemi aşağıdaki şekilde yazılabilir.

$$\frac{a_P^{\phi}}{\alpha}\phi_P^{k}=\sum a_i^{\phi}\phi_i^{k}+S_u^{\phi}+(1-\alpha)\frac{a_P^{\phi}}{\alpha}\phi_P^{k-1} \tag{5.10.a}$$

Basınç için,

$$P=\alpha_P P^{k}+(1-\alpha_P)\,P^{k-1} \tag{5.10.b}$$

ifadesi kullanılmıştır.
Bu çalışmada (5.10a) ve (5.10b) ifadeleri x-momentum ve y-momentum denklemlerine uygulanmıştır. Bu çalışmada x-momentum için $0.1\leq\alpha_u\leq0.5$, y-momentum için $0.1\leq\alpha_v\leq0.5$ yavaşlatma faktörlerinin uygun olduğu tespit edilmiştir. Basınç için yavaşlatma veya hızlandırma kullanılmamıştır.

5.1.6. Parametrelerin ortalama değerlerinin eldesi

Çözüm bölgesinde bağımlı değişkenlerin ortalama değerlerine ihtiyaç duyulur. Her kontrol hacmin yüzeyindeki ortalama değerler aşağıdaki gibi hesaplanabilir.

Silindirik koordinatlarda ortalama hız,

$$u_{or}A=\int_0^R u_j\,dA \tag{5.11}$$

$$A=\pi R^2$$

$$dA=2\,\pi\,r\,dr$$

ifadesi kullanılabilir. (5.11) ifadesi düzenlenirse,

$$u_{or}=\frac{2}{R^2}\int_0^R u_j\,r_j\,\Delta r \tag{5.12}$$

şeklinde yazılır. Sonlu farklarla ifade edilirse,

$$u_{or} = \frac{2}{R^2} \sum_{j=1}^{NJ} u_j \, r_j \, \Delta y \tag{5.13}$$

elde edilir.

Kartezyen koordinatlarda ortalama hız,

$$u_{or} = \frac{1}{R} \sum_{j=1}^{NJ} u_j \, \Delta y \tag{5.14}$$

şeklinde elde edilir. Benzer şekilde basınç için de ortalama basınç değerleri hesaplanabilir.

Silindirik koordinatlarda ortalama basınç değeri,

$$P_{or} = \frac{2}{R^2} \sum_{j=1}^{NJ} P_j \, r_j \, \Delta y \tag{5.15}$$

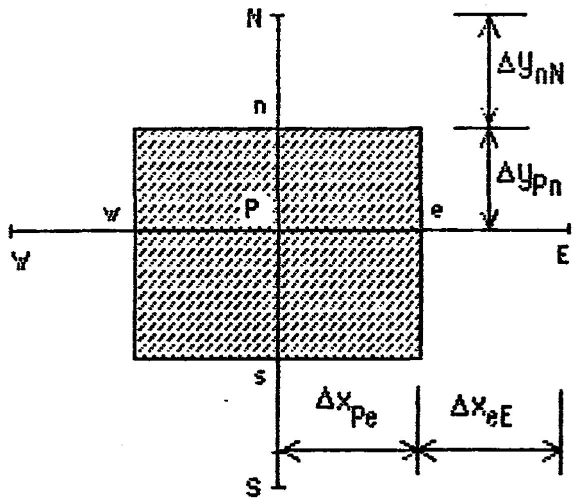
Kartezyen koordinatlarda ortalama basınç değeri,

$$P_{or} = \frac{1}{R} \sum_{j=1}^{NJ} P_j \, \Delta y \tag{5.16}$$

ifadelerinden elde edilirler.

5.1.7. Lineer interpolasyon için fonksiyonlar

Bu çalışmada kontrol hacim yüzeylerindeki değerler lineer interpolasyon ile elde edilmiştir. Bu hem kolay olması bakımından hem de düzgün olmayan grid dağılımı kullanıldığında gerekli olan interpolasyonunun uygulanmasına olanak verir. Bunun için x yönünde ve y yönündeki lineer interpolasyon fonksiyonları aşağıdaki gibi elde edilir.



Şekil 5.2. Lineer interpolasyon için örnek sonlu hacim

Şekil 5.2 dikkate alınarak x doğrultusundaki e kontrol hacim yüzey değerini lineer interpolasyon ile elde edersek,

$$\frac{\phi_e - \phi_P}{\Delta x_{Pe}} = \frac{\phi_E - \phi_P}{\Delta x_{Pe} + \Delta x_{eE}} \tag{5.17}$$

ifadesi elde edilir. Bu ifade düzenlenirse,

$$\phi_e = \phi_P + \frac{\Delta x_{Pe}}{\Delta x_{Pe} + \Delta x_{eE}} (\phi_E - \phi_P) \tag{5.18}$$

elde edilir. Grid düzenlemesine bağlı olan ifade için,

$$Fx(i) = \frac{\Delta x_{Pe}}{\Delta x_{Pe} + \Delta x_{eE}} \tag{5.19}$$

fonksiyonu tanımlanır ve (5.18) eşitliği yeniden yazılırsa yüzeydeki parametre değeri,

$$\phi_e = \phi_P + Fx(i)(\phi_E - \phi_P) \tag{5.20}$$

olarak elde edilir.

Benzer eşitlikler y yönünde ve n yüzeyi için,

$$\frac{\phi_n - \phi_P}{\Delta y_{Pn}} = \frac{\phi_N - \phi_P}{\Delta y_{Pn} + \Delta y_{nN}} \tag{5.21}$$

$$\phi_n = \phi_P + \frac{\Delta y_{Pn}}{\Delta y_{Pn} + \Delta y_{nN}} (\phi_N - \phi_P) \tag{5.22}$$

$$Fy(j) = \frac{\Delta y_{Pn}}{\Delta y_{Pn} + \Delta y_{nN}} \tag{5.23}$$

$$\phi_n = \phi_P + Fy(j)(\phi_N - \phi_P) \tag{5.24}$$

şeklinde olur. $\Delta x_{Pe} = \Delta x_{eE}$ olması durumunda $Fx(i) = 0.5$ ve $\Delta y_{Pn} = \Delta y_{nN}$ olması durumunda $Fy(j) = 0.5$ olacaktır.

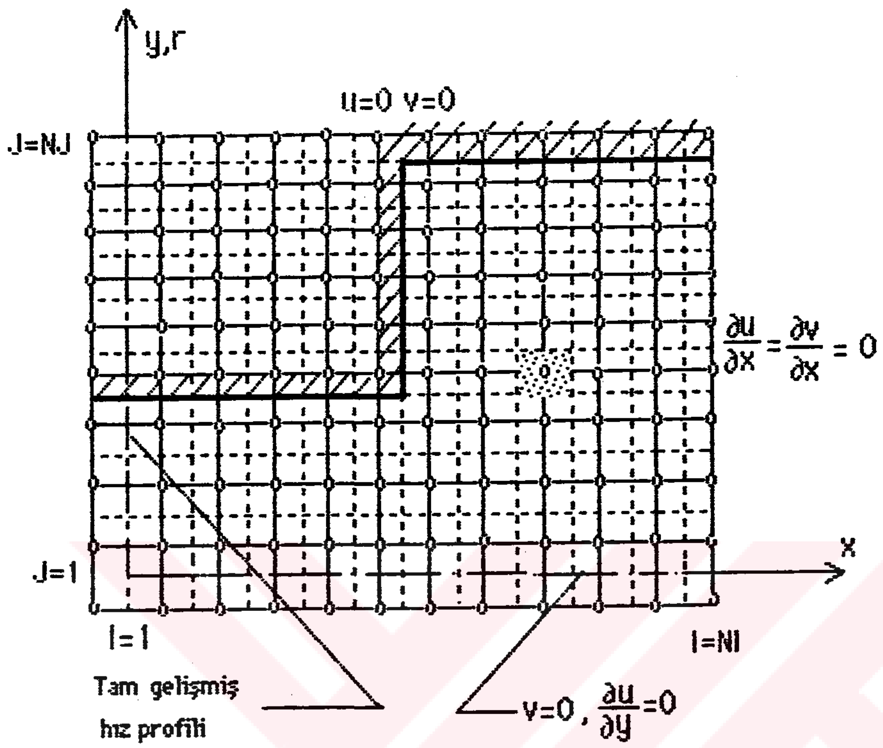
5.2. Ani Genişleyen Boru İçin Hesap Detayları

Şekil 5.3' de ani genişleme geometrisi için grid yerleştirilme biçimi verilmiştir. Bütün iç noktalar için tam kontrol hacmi kullanılmıştır. Cidarlarda hızlar sıfır alınmıştır. Girişte laminer tam gelişmiş hız profili, simetri ekseni için simetri sınır şartı uygulanmıştır.

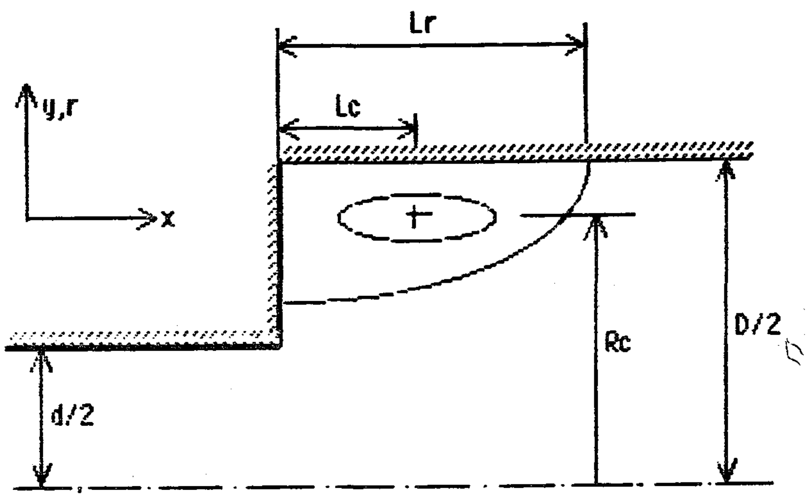
Boru içi akışlarında laminar tam gelişmiş hız profili ani genişleme geometrisi için,

$$u_{(r)} = 2*u_{or}*\left[1-\left(\frac{r}{d/2}\right)^2\right] \tag{5.25}$$

olarak alınmıştır. Kartezyen koordinatlarda kanal içi akışlarda laminer tam gelişmiş hız profili ani genişleme geometrisi için,



Şekil 5.3. Ani genişleyen boruda grid sisteminin yerleştirilmesi



Şekil 5.4. Ani genişleyen boruda geometrik büyüklükler ve parametreler

$$u_{(r)} = 1.5 * u_{or} * \left[1 - \left(\frac{r}{d/2} \right)^2 \right] \qquad (5.26)$$

şeklinde ifade edilmektedir.

Akışın Reynolds sayısı aşağıdaki gibidir.

$$Re_d = \frac{d * u_{or} * \rho}{\mu} \qquad (5.27)$$

Buradaki Re_d sayısı borudaki Re sayısıdır.

Şekil 5.4' de görülebileceği gibi ani genişleme problemlerinde önemli parametre yeniden birleşme uzunluğu L_r ve akışın dönme merkezinin koordinatı olan L_c dir. Ayrıca, geriye dönen maksimum akışın giriş kütlesine oranı olarak tarif edilen izafi dönme şiddeti de akışın özelliğinin tanınmasında önemli bir parametredir ve aşağıdaki ifadeden hesaplanır.

$$V = \frac{\psi_{min}}{\psi_{max}} \qquad (5.28)$$

Burada ψ_{min} minimum akım çizgisi değerini, ψ_{max} maksimum akım çizgisi değerini göstermektedir.

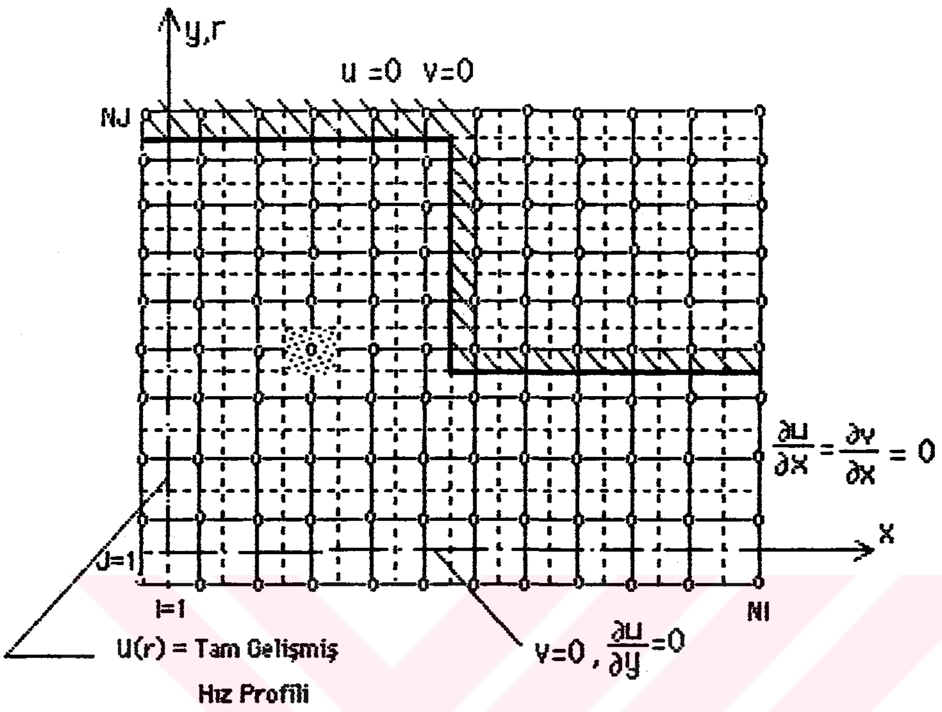
5.3. Ani Daralan Boru İçin Hesap Detayları

Şekil 5.5' de ani daralan geometri için grid yerleştirilme şekli verilmiştir. Bütün iç noktalar için tam kontrol hacmi kullanılmıştır. Cidarlarda hızlar sıfır alınmıştır. Girişte laminar tam gelişmiş hız profili, simetri ekseni için de simetri sınır şartı uygulanmıştır.

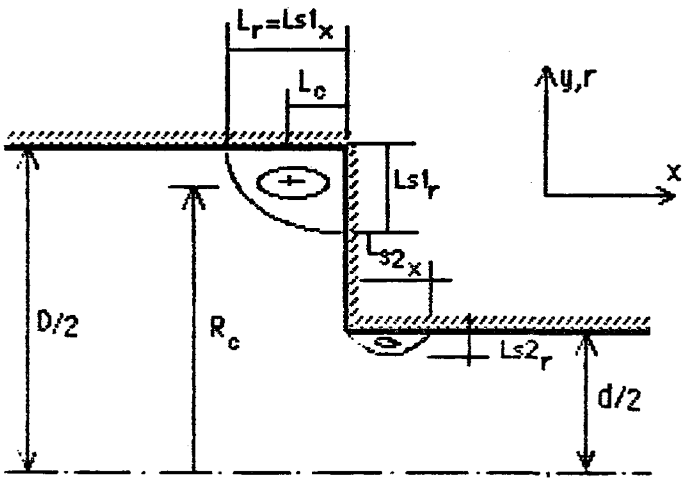
Silindirik koordinatlarda ani daralan borularda laminar tam gelişmiş hız profili,

$$u_{(r)} = 2 * u_{or} * \left[1 - \left(\frac{r}{D/2} \right)^2 \right] \qquad (5.29)$$

ifadesinden hesaplanmıştır.



Şekil 5.5. Ani daralan borular için grid sisteminin yerleştirilmesi



Şekil 5.6. Ani daralan boruda geometrik büyüklükler ve parametreler

Kartezyen koordinatlarda ani daralan kanallarda laminar tam gelişmiş hız profili,

$$u_{(r)} = 1.5 * u_{or} * \left[1 - \left(\frac{r}{D/2} \right)^2 \right] \tag{5.30}$$

ifadesinden hesaplanır.
Ani daralma için akışın Reynolds sayısı,

$$Re_D = \frac{D * u_{or} * \rho}{\mu} \tag{5.31}$$

ifadesi geçerlidir.

Ani daralma geometrisi için önemli parametreler daralmanın başladığı köşede meydana gelen ayrılma bölgesininin uzunluğu ani genişleme ye benzer olarak yeniden birleşme uzunluğu L_r olarak da literatürde geçmektedir. Ayrılan akışın radyal büyüklüğü de önemli bir parametredir. Bundan başka dar boruda meydana gelen ayrılma bölgesinin büyüklüğü de önemli bir parametredir.

5.4. SIMPLEM Çözüm Algoritması

Bu çalışmada kullanılan algoritma Acharya ve Moukalled (1989) tarafından geliştirilmiş olan SIMPLE algoritmasının değişik bir şekli olan SIMPLEM (SIMPLE-Modfied) algoritmasıdır. Bu iki araştırmacı çalışmalarını eğrisel koordinatlarda ve şaşırtmasız grid dağılımı kullanarak gerçekleştirmişler ve diğer algoritmalara göre (SIMPLE,SIMPLER, vd.) daha iyi yakınsama sağladığını bildirmişlerdir. Bu nedenle bu algoritma benimsenerek (3.21) genel denklemi için çözümler elde edilmiştir.

SIMPLEM algoritmasının adımları aşağıdaki gibidir :

1. u^*,v^*, hızları ve P^* basıncı için tahmini başlagıç değerleri girilir.

2. Bu tahmini değerler kullanılarak x-momentum ve y-momentum denklemlerindeki katsayılar aşağıdaki ifadeler kullanılarak hesaplanır.

Şaşırtmasız grid sistemi kullanıldığından x-momentum denklemi için hesaplanan katsayılar y-momentum denklemi için de geçerlidir.

$$a_E^{\phi} = \| -F_e^u , 0 \| + D_e A(|P_e|) \tag{5.32}$$

$$a_W^{\phi} = \| F_w^u , 0 \| + D_w A(|P_w|) \tag{5.33}$$

$$a_N^{\phi} = \| -F_n^v , 0 \| + D_n A(|P_n|) \tag{5.34}$$

$$a_S^{\phi} = \| F_s^v , 0 \| + D_s A(|P_s|) \tag{5.35}$$

$$a_P^{\phi} = a_E^{\phi} + a_W^{\phi} + a_N^{\phi} + a_S^{\phi} + S_u^{\phi} \tag{5.36}$$

3. Hasaplanan bu katsayılardan içinde basınç etkisi olmayan u_P ve v_P hızları aşağıdaki ifadelerden hesaplanır.

$$\hat{u}_P = \frac{\sum a_i^u u_i + S_u^u}{a_P^u} \tag{5.37}$$

$$\hat{v}_P = \frac{\sum a_i^v v_i + S_u^v}{a_P^v} \tag{5.38}$$

Ana noktalar için hesaplanan ve içinde basınç terimi olmayan u ve v hızlarının kontrol hacmi yüzeyindeki değerleri lineer interpolasyon ile aşağıdaki ifadeler yardımıyla hesaplanır.

$$\hat{u}_e = \hat{u}_P + Fx(i)\left[\hat{u}_E - \hat{u}_P \right] \tag{5.39}$$

$$\hat{u}_w = \hat{u}_W + Fx(i-1)\left[\hat{u}_P - \hat{u}_W \right] \tag{5.40}$$

$$\hat{v}_n = \hat{v}_P + Fy(j)\left[\hat{v}_N - \hat{v}_P\right] \tag{5.41}$$

$$\hat{v}_s = \hat{v}_S + Fy(j-1)\left[\hat{v}_P - \hat{v}_S\right] \tag{5.42}$$

4. Hesaplanan bu hızlardan basınç denklemindeki basınç katsayıları, b kaynak terimi aşağıdaki gibi hesaplanır ve basınç tekil denklemi TDMA ile çözülür.

$$a_E^P = (\rho r^j)_e \, \Delta y \, A_e \tag{5.43}$$

$$a_W^P = (\rho r^j)_w \, \Delta y \, A_w \tag{5.44}$$

$$a_N^P = (\rho r^j)_n \, \Delta x \, B_n \tag{5.45}$$

$$a_S^P = (\rho r^j)_s \, \Delta x \, B_s \tag{5.46}$$

$$b = \left[(\rho r^j)_w \hat{u}_w - (\rho r^j)_e \hat{u}_e\right]\Delta y + \left[(\rho r^j)_s \hat{v}_s - (\rho r^j)_n \hat{v}_n\right]\Delta x \tag{5.47}$$

$$a_P^P = a_E^P + a_W^P + a_N^P + a_S^P + b \tag{5.48}$$

5. Basınç denklemleri çözülüp basınç değerleri elde edildikten sonra basınç gradientleri aşağıdaki ifadelerden hesaplanır.

x-yönü basınç gradienti,

$$\frac{dP}{dx} = \left[\frac{P_e - P_w}{\Delta x}\right] \tag{5.49}$$

y-yönü basınç gradienti,

$$\frac{dP}{dy}=\left[\frac{P_n-P_s}{\Delta y}\right] \tag{5.50}$$

6. Bu basınç gradientleri kullanılarak yeni hızlar aşağıdaki ifadeler yardımıyla hesaplanır.

$$u_P=\hat{u}_P+A_P\left[\frac{P_e-P_w}{\Delta x}\right] \tag{5.51}$$

$$v_P=\hat{v}_P+B_P\left[\frac{P_n-P_s}{\Delta y}\right] \tag{5.52}$$

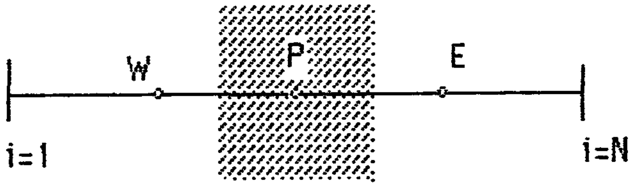
7. Bu değerler kullanılarak 2. adım gibi x-momentum ve y-momentum denklemlerinin katsayıları yeniden hesaplanarak ve denklemlere basınç da dahil edilerek tekil denklemler TDMA ile çözülür.

8. Bu değerler u ve v için başlangıç değeri olarak alınarak 2. adıma dönülür ve yakınsama elde edilinceye kadar iterasyona devam edilir.

5.5. Üçlü Bant Matris Yöntemi (TDMA)

Tekil hale getirilmiş denklemlerin üçlü bant matris algoritması ile çözümü bilgisayar zamanından tasarruf için oldukça kullanışlıdır. Bu algoritmada denklem katsayıları yazıldığında diagonaldaki üç satırın üstündeki ve altındaki değerler sıfır olmalı, diagonaldaki değerler sıfır olmamalıdır. Bu ifade matris formunda şekil 5.7. de gösterilmiştir.

Bu algoritma bir boyut için aşağıdaki gibi elde edilebilir. Şekil 5.8 de gösterilen bir boyut için geçerli grid düzenini ele alalım.



Şekil 5.7. Bir boyut için kontrol hacim

Burada i=1 ve i=N sınır noktalarını göstersin. ϕ genel bir fonksiyon olmak üzere bir boyutlu tekil denklem aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$a_i\phi_i = b_i\,\phi_{i+1} + c_i\,\phi_{i-1} + d_i \tag{5.5.1}$$

ϕ_i terimi ϕ_{i+1} ile ϕ_{i-1} arasında olduğundan bu noktaların etkisi altındadır. Denklemin sınır noktalarında alacağı özel değerler $c_1=0$ $b_N=0$ dir. Burada ϕ_0 ile ϕ_{N+1} noktalarının önemli bir rolü olmayacaktır. (Şayet sınırda bir değer verilmişse örneğin $\phi_1$değeri için düşündüğümüzde sınır noktalarındaki denklemler önemsiz olacak ve $a_1=0$, $b_1=0$, $c_1=0$ ve $d_1=\phi_1$ olacaktır.) Bu durumda ϕ_2 terimini ϕ_1 cinsinden ifade etmek mümkün olmaktadır. i=2 için ilişki ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 değerleri arasındadır. ϕ_1'e göre ϕ_2 terimi ifade edilebilir. Bu birinin diğeri cinsinden ifade edilmesi işlemi ϕ_{N+1} değerinin ϕ_N değeri cinsinden ifade edilmesine kadar devam eder. Fakat ϕ_{N+1} teriminin olmaması nedeniyle gerçekte ϕ_N' nin sayısal değeri elde edilmiş olur. Bu bizi geriye doğru yerine koyma metodu ile ϕ_{N-1}, ϕ_N den, ϕ_{N-2} , ϕ_{N-1} den ... ϕ_2 , ϕ_3 den, ϕ_1 , ϕ_2 den elde edilme işlemine götürür. Bu da üçlü bant matris algoritmanın esasını teşkil eder. Geriye doğru yerine koyma işlemi tekil denklemde yerine yazılırsa,

$$\phi_i = P_i\,\phi_{i+1} + Q_i \tag{5.5.2}$$

elde edilir. Bundan sonra,

$$\phi_{i-1} = P_{i-1}\,\phi_i + Q_{i-1} \tag{5.5.3}$$

ifedesi elde edilebilir. (5.5.3) eşitliği (5.5.1) eşitliğinde yerine yazılırsa

$$a_i\phi_i = b_i\,\phi_{i+1} + c_i\,(P_{i-1}\,\phi_i + Q_{i-1}) + d_i \qquad (5.5.4)$$

elde edilir. (5.5.4) eşitliğinden,

$$P_i = \frac{b_i}{a_i - c_i P_{i-1}} \qquad (5.5.5)$$

$$Q_i = \frac{d_i + c_i Q_{i-1}}{a_i - c_i P_{i-1}} \qquad (5.5.6)$$

ifadeleri elde edilir. Burada $i=1$ için

$$P_1 = \frac{b_1}{a_1} \qquad Q_1 = \frac{d_1}{a_1} \qquad (5.5.7)$$

elde edilir. $i=N$ olması durumunda $b_N=0$ olması nedeniyle $P_N=0$ olur ve (5.5.2) eşitliğinden,

$$\phi_N = Q_N$$

elde edilir.

Üçlü bant matris algoritmasında bir tarama yönü için adımlar aşağıdaki gibi özetlenebilir.

1. (5.5.7) eşitliğinden P_1, Q_1 hesaplanır.

2. (5.5.6) eşitliğinden P_i, Q_i ler elde edilir.

3. $\phi_N=Q_N$ eşitliği kurulur.

4. (5.5.2) eşitliği kullanılarak $\phi_{N-1}, \phi_{N-2}, \phi_{N-3}, \ldots, \phi_3, \phi_2, \phi_1$ elde edilir.

Üçlü bant matris algoritması TDMA, (5.5.1) tekil denklemi şeklinde gösterilen sistemlerde kullanışlı bir matris çözme yöntemidir. Bu yöntemde, N^2 ve N^3 mertebelerine göre sadece N ninci mertebe hesaplamalara girdiğinden, bilgisayar bellek kapasitesi ve çalışma zamanı bakımından ekonomik olmaktadır.

6. SONUÇLAR

Laminer akış şartlarında ani genişleyen ve ani daralan borular ve iki boyutlu kanallar için kartezyen ve silindirik koordinatlarda Navier-Stokes denklemleri, SIMPLEM algoritması ile şaşırtmasız grid sistemi kullanılarak çözülmüştür. Akışın sıkıştırılamaz ve zamandan bağımsız olduğu kabul edilmiş ve bu varsayımlarla cebirsel sonlu fark denklemleri oluşturularak Fortran 77 bilgisayar dilinde sayısal çözüm programı hazırlanmıştır. Denklemler boyutlu olarak çözülmüştür.

Bütün sayısal hesaplamalarda ortalama u hızı için sabit ve u_g=0.05 m/s değeri alınmıştır. Girişteki Reynolds sayısı u_g hızı dikkate alınarak hesaplanmıştır. u_g sabit alındığından herhangi bir çap oranında değişik Reynolds sayılarının elde edilebilmesi için akışkanın dinamik vizkozitesinin (μ) değiştirilmesi suretiyle gerçekleştirilmiştir. Akış türünü belirleyen tek parametre Reynolds sayısı olduğundan Re sayısının belirtilen şekilde saptanması probleme bir sınırlama getirmemektedir.

Ani genişleme ve ani daralma geometrileri için istenilen çap oranının eldesi için dar borunun çapı sabit tutulmuş ve geniş borunun çapı değiştirilmiştir.

Her iki geometrideki akışın hesaplanmasında her iterasyondan sonra kanal çıkışındaki hız, giriş debisi m_g ve çıkış debisi $m_ç$ aşağıda beirtildiği gibi düzeltilmiştir.

Giriş debisi, $m_g = \Sigma\, u_{(1,j)} * \Delta y_j * r_j$ (6.1)

Çıkış debisi, $m_ç = \Sigma\, u_{(NIM1,j)} * \Delta y_j * r_j$ (6.2)

Bu iki ifade oranlandığında çıkıştaki hız,

$$u_{(NI,j)} = (m_g / m_ç) * u_{(NIM1,j)} \qquad (6.3)$$

şeklinde elde edilir.

Ayrıca yakınsamanın daha hızlı gelişmesi için çıkıştaki basınç sıfıra eşitlenmiştir.

Sonlu fark denklemlerinden elde edilen tekil denklemler üçlü bant matris algoritması (TDMA yöntemi) kullanılarak çözülmüştür. Beşinci bölümde bir boyut için açıklanan bu yöntemde hesaplamalar iki yönde tarama (sweep) yapılarak çözüm elde edilebilecek şekilde düzenlenmiştir. Ayrıca yakınsamanın daha hızlı olabilmesi için basınç denklemi için dört tarama, diğer tekil denklemler için de iki tarama yapılarak daha hızlı bir şekilde çözüm elde edilmiştir.

6.1. Ani Genişleyen Boru İçin Sonuçlar

Laminer ani genişleme için elde edilen hesaplamalarda giriş borusunun uzunluğu seçiminin alt akışı etkilememesi için literatürde tavsiye edilen sınırlar içinde kalınmıştır. Literatürde Badekas(1992), Scott-Mirza (1986) giriş borusu uzunluğunun $1*d<L_1<3*d$ arasında seçilmesi durumunda alt akışın etkilenmeyeceğini bildirmişlerdir. Sayısal hesaplamada böyle bir tercih yapılarak daha önceki araştırmalara uygun geometri seçimi yapılmıştır.

Ani genişleme geometrisi için girişte laminer tam gelişmiş parabolik hız kabul edilmiştir. İki koordinat sistemi için kullanılan parabolik hız dağılımları beşinci bölümde verilmiştir. Mevcut bilgisayar kapasitesi de gözönüne alınarak matris boyutları 41x41 alınmıştır. Esas ilgi alanı ani genişlemeden sonraki bölge olduğundan dar borudaki nokta sayısı 10, geniş borudaki x-yönündeki nokta sayısı 30 dur. y-yönünde küçük yarıçap için 15 nokta, büyük yarıçap için de 25 nokta alınmıştır. Bu şekilde bütün çap oranları için bölme sayıları eşit tutulmuştur. Bütün hesaplamalarda problemin durumuna göre üniform ve/veya üniform olmayan grid yerleşimi kullanılmıştır.

Ani genişleme akışları için yeniden birleşme uzunluğu L_r akış karakterini belirleyen önemli bir parametredir. Bu uzunluk genişleme borusundaki geriye dönen akışın yayılma mesafesi olarak tanımlanabilir. Literatürde ani genişleme için sayısal yöntemle en yüksek Reynolds sayısı değeri 200 'e en büyük çap oranı da $\beta=6$ 'ya kadar hesaplamalar yapılmıştır. Bu çalışmada ise $\beta=10$ çap oranına kadar ve Re=500' e kadar çözüm elde edilebilmiştir.

Re>200 için hesaplamalarda akışın kararsız hale dönüştüğü ve yakınsamada zorluklar ortaya çıktığı tespit edilmiştir. Bu çalışmadaki hesapamalarda, L_r'nin Re sayısı ile doğrusal değiştiği tespit edilmiştir.

Badekas (1992) silindirik ani genişleme için $L_r/d= \alpha.Re$ şeklinde bir doğrusal fonksiyon geliştirmiştir. Burada α çap oranına bağlı bir katsayıdır ve α=0.0603(β-1)-0.0147 ifadesinden hesaplanmaktadır. Bu çalışmada bu ifadeden elde edilen sonuçlara %3-4 fark nisbetinde yakın sonuç elde edilmiştir. İzafi eddy şiddeti V ile eddy merkezinin radyal ve eksenel koordinatlarının (R_c ve L_c) değişimi için literatürde değişik çap oranları ve değişik Reynolds sayıları için elde edilen değerler ile bu çalışmada hesaplanan değerler karşılaştırıldığında sonuçların uyumlu oldukları tespit edilmiştir.

Bu çalışmada elde edilen sayısal sonuçların literatürdeki deneysel ve sayısal çalışmalarla karşılaştırılması aşağıda verilmiştir.

Tablo 6.1. de değişik araştırmacılar tarafından gerçekleştirilmiş *olan, farklı çap oranlarında ve küçük Reynolds sayılarında (Re<0.01)* boyutsuz yeniden birleşme uzunluğu L_r'nin değerleri ile mevcut çalışmada elde edilen değerler karşılaştırılmıştır. Çok küçük Reynolds sayılarında akışkan hız dağılımı Reynolds sayısından bağımsızdır. Bu araştırmacıların elde ettikleri bu değerler çok küçük Reynolds sayıları için geçerli olmaktadır. Bu nedenle bu karşılaştırma için mevcut hesaplamada Re=0.1alınmıştır. Yapılan hesaplamalarda çok düşük Reynolds sayılarında L_r'nin sabit kaldığı tespit edilmiştir. Tablo 6.1. deki sonuçlar dikkate alındığında β=1.5 çap oranı için elde edilen sonuçlarla Vrentas'ın sayısal sonucu ile karşılaştırıldığında her iki sonucun % 1 fark nispetinde uyum içinde oldukları görülmektedir. Mevcut çalışmada β=2 çap oranı için Mocagno'nun deneysel sonucuna göre % 24.6 hata nisbetinde daha yüksek, Crochet'in sayısal sonucuna göre ise % 26.6 hata nispetinde daha düşük sonuçlar çıktığı tesbit edilmiştir. Mevcut çalışmada, β=2.2 çap oranı için Menard ve Monnet'in deneysel sonuçlarıyla iyi bir uyum sağlanmıştır. Mevcut çalışmada, β=3 çap oranı için elde edilen sonuçların Kelsey'in deneysel sonuçlarıyle iyi bir uyum içinde olduğu görülmektedir. Mevcut çalışmada β=4 çap oranı için Caswell ve Vrentas'ın sayısal sonuçlarına göre %18 hata nispetinde, Nguyen'nin deneysel sonucuna göre % 5 hata nispetinde daha yüksek değerler elde edilmiştir. Bu farklılıklar kullanılan sayısal yöntemlere bağlı hatalardan, kesme hatalarından ve matris boyutlarının sınırlandırılması ile oluşan hatalardan kaynaklanabilmektedir.

Şekil 6.2.1 de boyutsuz yeniden birleşme uzunluğu ($L_r/d/2$) 'nin Re_d sayısına göre değişimi çap oranı β=2.26 için çok küçük Reynolds sayılarında Sigli-Monnet'in deneysel sonuçları ile karşılaştırılmıştır.

Deneysel çalışmada $L_r/d/2$ ' nin 0.001<Re<1 arasında sabit olduğu tespit edilmiş ve 0.6 değerine eşit olduğunu hesaplamışlardır. Bu çalışmada elde edilen sayısal sonuçlarda 0.001<Re<1 arasında sabit olduğu ve 0.7 değerine eşit olduğu tespit edilmiştir. Bu şekilde sadece Re=0.1 den sonraki Reynolds sayıları için hesaplanan sonuçlar şekilde gösterilmiştir. Şekil 6.2.1 dikkate alındığında mevcut sayısal sonuçların deneysel sonuçlarla uyum içinde olduğu görülmektedir.

Şekil 6.2.2 de eddy merkezinin simetri eksenine olan boyutsuz mesafesi $(R_c/d/2)$ 'nin Reynolds sayısına göre değişimi verilmiştir. Sigli ve Monnet (1982) deneysel çalışmalarında 0.001<Re<1 aralığında $(R_c/d/2)$ 'nin sabit kaldığı ve 1.96 değerine eşit olduğu tesbit edilmiştir. Bu çalışmada da $(R_c/d/2)$ 'nin verilen Reynolds sayısı aralığında sabit kaldığı ve 1.886 değerine eşit olduğu hesaplanmıştır. Bundan sonraki değerlerde Reynolds sayısı arttıkça $(R_c/d/2)$ 'nin azaldığı görülmektedir. Bu eğilim çok küçük Reynolds sayılarında geçerli olmaktadır. Gerçekte laminer akış için daha yüksek Reynolds sayılarında yine bu mesafenin sabit kaldığı deneylerle tesbit edilmiştir. Çok küçük Reynolds sayıları için elde edilen sayısal sonuçlarla deneysel sonuçların uyum içerisinde olduğu görülmektedir.

Tablo 6.1. Yeniden birleşme uzunluğu L_r/D 'nin bazı sayısal ve deneysel sonuçlarla karşılaştırılması [(d)=deneysel sonuç, (s)=sayısal sonuç]

β	L_r/D	Araştırmacı	Mevcut
1.5	0.1	VRENTAS (s)	0.11
2	0.098	MOCAGNO (d)	
2	0.177	CROCHET (s)	0.13
2.2	0.13	MENARD (d)	
2.2	0.14	MONNET (d)	0.14
3	0.15	KELSEY (d)	0.156
4	0.15	CASWELL (s)	
4	0.1475	VRENTAS (s)	
4	0.175	NGUYEN (d)	0.185

Şekil 6.2.3 de eddy merkezinin genişleme başlangıcına olan boyutsuz mesafesi ($L_c/d/2$) 'nin Reynolds sayısına göre değişimi verilmiştir. Bu boyutsuz mesafenin Şekil 6.2.1-6.2.2 de bahsedilen Reynolds sayıları aralığında sabit kaldığı ve literatürde bu değer 2 civarında elde edilirken bu çalışmada 2.9 olarak tespit edilmiştir. Çok küçük Reynolds sayılarında meydana gelen bu farklılık Reynolds sayısı arttıkça deneysel sonuçlarla sayısal sonuçların birbirine yaklaştığı görülmektedir.

Şekil 6.2.4 de çap oranı β=1.5 için boyutsuz yeniden birleşme uzunluğu L_r/d ' nin Re sayısına göre değişimi verilmiştir. Bu şekilde de görüldüğü gibi Badekas ve Scott-Mirza'nın sayısal sonuçları ile karşılaştırıldığında mevcut sonuçların Scott-Mirza'nın (1986) sonuçlarına daha yakın olduğu görülmektedir. Badekas çalışmasını 211x73 matris boyutunda ve eğrisel koordinatlarda sonlu farklar yöntemi ile gerçekleştirmiştir. Scott-Mirza ise sonlu elemanlar metodu ile çözüm yapmıştır. Mevcut farklılıkların matris boyutu ve çözüm yönteminden kaynaklandıkları söylenebilir.

Şekil 6.2.5 de çap oranı β=1.5 için kartezyen koordinatlarda boyutsuz yeniden birleşme uzunluğu L_r/d 'nin Re sayısına göre değişimi verilmiştir. Bu şekilde de görüldüğü gibi Re_d=50 için mevcut sonuç daha yüksek elde edilirken Re_d=200 için daha yüksek olduğu görülmektedir. Diğer Reynolds sayıları için Scott-Mirza'nın sayısal sonuçları ile iyi bir uyum mevcuttur.

Şekil 6.2.6 de çap oranı β=2 için silindirik koodinatlarda boyutsuz yeniden birleşme uzunluğu L_r/d 'nin Reynolds sayısına göre değişimi verilmiştir. Bu şekilde de görüldüğü gibi Badekas, Pollard, Mocagno'nın (deneysel) ve Scott-Mirza'nın ise sayısal sonuçlarıyla karşılaştırılmıştır. L_r/d 'nin Reynolds sayısına göre doğrusal değiştiği ve literatürdeki mevcut çalışmalarla iyi bir uyuşma olduğu görülmektedir.

Şekil 6.2.7 de çap oranı β=2 için kartezyen koodinatlarda yeniden birleşme uzunluğu L_r/d 'nin Re sayısına göre değişimi verilmiştir. Hesaplanan sonuçların Scott-Mirza'nın sayısal sonuçlarıyla iyi bir uyuşma gösterdiği görülmektedir.

Şekil 6.2.8 de β=3 için silindirik koordinatlarda, Şekil 6.2.9 de β=3 için kartezyen koordinatlarda, Şekil 6.2.10-6.2.11 de β=4 için silindirik ve kartezyen koordinatlarda, Şekil 6.2.12 de β=6 için silindirik ve kartezyen koordinatlarda, L_r/d 'nin Re sayısına göre bu çalışmada hesaplanan değişiminin literatürdeki mevcut çalışmalarla uyum sağladığı görülmektedir.

Şekil 6.2.13 de β=7 için silindirik koordinatlarda L_r/d 'nin Re sayısına göre değişimi verilmektedir. Literatürde mevcut olmayan bu çap oranın'a ait sonuçlarda L_r/d 'nin Re sayısına bağlı olarak doğrusal artma eğiliminin yüksek çap oranlarında da mevcut olduğu görülmektedir. Reynolds sayısı 500 değerinde doğrusal davranışın bozulduğu eğilimi görülmektedir. Gerçekte bu farklılık çap oranının büyük olması ve akışta başlayan türbülans etkileri nedeni ile izah edilebilir.

Şekil 6.2.14 de β=10 için silindirik koordinatlarda L_r/d 'nin Re sayısına göre değişimi verilmişir. Bu oran, mevcut çalışmada gerçekleştirilen en büyük çap oranıdır. Literatürde rastlanamayan bu çap orani için elde edilen sonuçlara bakıldığında L_r/d 'nin doğrusal değişim eğilimin devam ettiği görülmektedir. Çap oranı büyüdükçe ve Reynolds sayısı arttıkça yakınsama için gerekli iterasyon sayısının arttığı tespit edilmiştir.

Şekil 6.2.15 de β=1.5, 2, 3, 4, 6, 7, 10 çap oranları için ve Re=50, 100, 150, 200, 300, 500 bölgesinde silindirik koordinatlarda elde edilen sayısal sonuçlar birlikte verilmiştir. Şekilden de görülebileceği gibi boyutsuz yeniden birleşme uzunluğu L_r/d, çap oranı ve Reynolds sayısına bağlı olarak doğrusal büyümektedir. En büyük çap oranına sahip akışta L_r/d 'nin de en büyük değere ulaştığı görülmektedir.

Şekil 6.2.16 de β=1.5, 2, 3, 4, 6, 7, 10 çap oranları için ve Re=50, 100, 150, 200, 300, 500 bölgesinde kartezyen koordinatlarda elde edilen sayısal sonuçlar birlikte verilmiştir. Bu şekil dikkate alınırsa L_r/d 'nin çap oranı ve Re sayısına bağlı olarak büyüdüğü görülmektedir.

Şekil 6.2.15 ve Şekil 6.2.16 birlikte karşılaştırılırsa sayısal olarak aralarında fark görülmediği izlenimini vermektedir. Gerçekte, küçük çap oranlarında ($\beta \leq 3$ için) silindirik koordinatlarda kartezyen koordinatlara göre daha yüksek değerler hesaplanmıştır. Çap oranı arttıkça ($\beta > 3$ bölgesinde) kartezyen koordinatlarda L_r/d için daha büyük değerler elde edilmiştir. Aradaki fark Reynolds sayısı büyüdükçe daha da belirgin olmaktadır.

Şekil 6.2.17 ve Şekil 6.2.18 de çap oranı β=1.5 için eddy merkezinin genişleme başlangıcına olan boyutsuz mesafesi, L_c/d 'nin Reynolds sayısına göre bu çalışmada hesaplanan değişimi silindirik koordinatlarda Scott-Mirza 'nın sayısal sonuçları ile iyi bir uyuşum göstermektedir. Kartezyen koordinatlarda ise daha uyumsuz değerler elde edilmiştir.

Şekil 6.2.19 de çap oranı $\beta=2$ için L_c/d 'nin Reynolds sayısına göre değişimi verilmiştir. Silindirik koordinatlarda Scott-Mirza 'nın sayısal sonuçları ve Mocagno-Hung 'un deneysel sonuçları ile karşılaştırıldığında sonuçların uyumlu oldukları görülmektedir. Şekil 6.2.20 de kartezyen koordinatlardaki karşılaştırma da görülmektedir. Bu şekilden de görüldüğü gibi mevcut sonuçların Scott-Mirza 'nın sayısal sonuçları ve Mocagno-Hung 'un deneysel sonuçları ile uyumlu olduğu görülmektedir.

Şekil 6.2.21-6.2.25 de $\beta=3$, 4, 6 çap oranları için L_c/d 'nin Re sayısına göre değişimi silindirik koordinatlarda Scott-Mirza 'nın sayısal sonuçları ile karşılaştırılmıştır. Şekil 6.2.23 de $\beta=4$ çap oranı için silindirik koordinatlarda daha yüksek değerler Re>100 bölgesinde elde edilmiştir. Diğer şekillerden de görüldüğü gibi mevcut sonuçların literatürdeki mevcut sonuçlarla uyumlu olduğu görülmektedir.

Şekil 6.2.26-6.2.29 da $\beta=6$ çap oranı için kartezyen koordinat sisteminde, $\beta=10$ çap oranı için silindirik ve kartezyen koordinatlarda L_c/d 'nin Re sayısıyla değişimi için literatürde mevcut olmayan Re=500 'e kadar elde edilen sonuçlar sunulmuştur. Eddy merkezinin eksenel koordinatı L_c'nin Reynolds sayısına bağlı olarak doğrusal değiştiği hem literatür ile karşılaştırmada hem de sunulan yeni sonuçlar da görülmektedir.

Şekil 6.2.30-6.2.38 de $\beta=1.5$, 2, 3, 4 çap oranları için hesaplanan izafi eddy şiddeti V 'nin Reynolds sayısına göre değişimi silindirik ve kartezyen koordinatlarda Badekas ve Scott-Mirza 'nın sayısal sonuçları ile karşılaştırılmıştır. İzafi eddy şiddeti V'nin Reynolds sayısına bağlı olarak eksponansiyel bir artış eğilimi gösterdiği tespit edilmiştir. Silindirik koordinatlarda iyi bir uyum sağlanırken kartezyen koordinatlarda mevcut sonuç değerleri literatürdeki değerlere kıyasla daha yüksek çıkmıştır. Bu konuda deneysel bir karşılaştırma yapmak mümkün olmadığından farklı sonuçların elde edilmesinin nedenlerini açıklamak bu aşamada mümkün olamamıştır

Şekil 6.2.39-6.2.43 de literatürde mevcut olmayan çap oranları $\beta=6,7$ için izafi eddy şiddeti V 'nin silindirik ve kartezyen koordinatlarda Reynolds sayısına göre değişimi verilmiştir. Yapılan hesaplamada V 'nin daha önceki çalışmalarda ifade edildiği gibi eksponansiyel olarak değiştiği hesaplamalar neticesinde belirlenmiştir.

Şekil 6.2.44-6.2.45 de farklı çap oranları için izafi eddy şiddeti V 'nin hesaplanan değerleri verilmiştir. En büyük çap oranına sahip geometride V 'nin daha yüksek olduğu görülmektedir.

Şekil 6.2.46-6.2.52 de ani genişleme için kanal boyunca değişik noktalardaki u - hız profilleri Re=100 ve çeşitli çap oranları için verilmiştir. 'Giriş' olarak gösterilen nokta girişteki hız profilinden sonra hesaplanan hız profilini, 'Genişleme' ile belirtilen nokta da x-yönünde ani genişlemenin başladığı noktadaki hız profilini, 'Çıkış' ise boru çıkışındaki tam gelişmiş hız profilini göstermektedir. Genişleme ile gösterilen hız profilindeki negatif hızların merkezdeki hıza kıyasla küçük olduklarından bu negatif hızlar tam olarak farkedilmemektedir. Gerçekte, ani genişlemeden başlayarak L_r'nin yayılma uzunluğuna kadar olan bölgede negatif hızlar mevcuttur. Hız profilleri incelendiğinde çap oranı büyüdükçe tam gelişmiş profildeki hızların geriye doğru azalmakta olduğu görülmektedir. Çap oranı arttıkça eksendeki hızın azalması nedeni ile bu eğilimin fiziksel olarak doğru olduğu anlaşılmaktadır. Ani daralma için de aynı izlenimler geçerlidir. Şekil 6.2.46- 6.2.52 de verilen hız profillerinde aynı anda birçok x noktasında daha fazla hız profili verilebilirdi ancak profillerin daha açık olması için üç profil yeterli görüldü. Her çap oranı için genişlemeden sonra tam gelişme uzunluğu farklıdır. Literatürde tam gelişmenin sağlanması için L_r'nin bitiminden sonra L_e=0.044 D Re_D mesafesi verilmektedir. Bu çalışmada literatür değerine bağlı kalınmayarak her çap oranı için ayrı mesafeler alınarak alt akışın üst akışı etkilememesi sağlanmıştır.

Şekil 6.2.55-6.2.62 de farklı çap oranları için simetri ekseni hızı u_c'nin x-ekseni boyunca değişimi verilmiştir. Çap oranları arttıkça u_c'nin azalmakta olduğu görülmektedir. Şekilden görüldüğü gibi en büyük çap oranında tam gelişme β=1.5 çap oranı için x=0.1 metre'den sonra sağlanırken β=3 çap oranı için x=0.2, β=10 çap oranı için x=0.5 metre civarında sağlanmaktadır. Kartezyen koordinatlarda ise β=1.5 için x=0.1, β=3 çap oranı için x=0.3, β=7 çap oranı için x=0.8, β=10 içap oranı için x=1.2 metre civarında sağlandığı görülmektedir.

Şekil 6.2.63-6.2.74 de farklı çap oranları için x-ekseni boyunca statik basınç P_S, dinamik basınç P_D ve toplam basınc P_T değişimi verilmiştir. Bu büyüklüklerin nasıl değiştiğini daha net görebilmek için sadece β=1.5 çap oranı için ayrı şekillerle verilmiştir. Diğer çap oranları için ise tümü bir arada verilmiştir. Buradaki basınç değerleri

Statik basınç : $P_S = P_{or}/(\rho\, g)$ (mSS)

Dinamik basınç : $P_D = U_{or}^2/(2\, g)$ (mSS)

Toplam basınç : $P_T = P_S + P_D$ (mSS)

ifadelerinden hesaplanmıştır. Şekiller dikkate alındığında statik basınç boru girişinden başlayarak ani genişlemeye kadar lineer azalmakta genişleme başlangıcında biraz düşmekte ve sonra tekrar yükselmektedir. Bu yükselme belli bir x mesafesine kadar devam etmekte daha sonra takrar lineer olarak azalmaktadır. Burada dikkat edilirse, statik basınç yeniden birleşmenin bittiği mesafeye kadar yükselmekte bu noktadan sonra tekrar düz boruda olduğu gibi bir davranış göstermektedir. Dinamik basınç ortalama hızın karesi ile hesaplandığından dar borudaki ortalama hıza göre sabit bir eğri, geniş borudaki ortalama hıza göre de farklı sabit bir eğri şeklinde ortaya çıkmaktadır. Çap oranları dikkate alındığında silindirik koordinat sisteminde giriş borusunda ve çıkış borusunda $\beta \leq 2$ için statik basıncın (P_S) dinamik basınç P_D'den yüksek olmasına rağmen $\beta \geq 3$ için dinamik basınç daha yüksek elde edilmiştir. Çap oranına bağlı olarak genişleme borusunda statik ve dinamik basıncın çakıştığı görülmektedir. Kartezyen koordinatlarda giriş borusunda dinamik basınç yüksek elde edilmiştir.

Şekil 6.2.75 da basınç gradienti dP/dX 'in kanal boyunca değişimi $\beta=2$ çap oranı ve $Re_d=100$ için belli r_j radyal mesafede verilmiştir. Şekilden de görüleceği gibi basınç gradienti dar boru boyunca azalmakta genişleme başlangıcında ani olarak düşen basınç gradienti daha sonra da tekrar artmaktadır.

Şekil 6.2.76-6.2.77 de $\beta=2.26$ çap oranı için $Re_d=0.1$ ve10 da Sigli-Monnet 'in ani genişleyen kanal için görüntüleme tekniği kullanarak elde ettikleri fotoğraflar verimiştir. Şekil 6.2.78-6.2.79 da bu çalışmada aynı geometrik oranlara sahip akış için elde edilen akım çizgilerini göstermektedir. Akış çok yavaş olduğundan geriye dönen akış tam olarak belli olmamaktadır. Dönen akış sadece farklı renkte görülmektedir. İki Reynolds sayısı için elde edilen sonuçlar karşılaştırıldığında $Re_d=0.1$ için geriye dönen akış bölgesinin daha büyük oduğu görülmektedir.

Şekil 6.2.80-6.2.86 de $\beta=1.5, 2, 3, 4, 6, 7, 10$ çap oranları için $Re_d=50$ de ani genişleyen kanal için elde edilen akım çizgileri verilmiştir. Bu şekiller dikkatle incelendiğinde verilen geometrilerin aynı olduğu izelnimini vermektedir. Bu şekilde görünmelerinin sebebi bölme sayılarının tüm çap oranları için aynı olmasından ve bu grafikleri çizmek için kullanılan Wingz grafikleme programının özelliğinden kaynaklanmaktadır. Gerçekte ani genişlemeden sonraki kısımda eddy merkezinin büyüklüğüne bakıldığında, büyüklüğün çap oranına göre değiştiği farkedilebilir. Çap oranı büyüdükçe halka sayısının arttığı görülmektedir.

Şekil 6.2.87-6.2.98 de değişik çap oranları (β) için değişik Reynolds sayılarında akım çizgileri gösterilmiştir. Çap oranıları ve Reynolds sayılarına bağlı olarak geriye dönen akışın halka sayısının arttığı ve geriye dönen akışın büyüdüğü görülmektedir. Bazı şekillerde eksene yakın noktalarda ve ani genişleme civarında akışın durumuna bağlı olarak akım çizgilerinde bazı tırtıklar tespit edilmiştir. Değişimin çok keskin olduğu bu bölgede daha çok grid noktasının alınamamasından dolayı bu tür sonuçlar oluşabilmektedir

Şekil 6.2.99-6.2.101 de β=2, 4, 6 çap oranları ve Re_d=100 için basınç konturları verilmiştir. Çap oranı arttıkça ani genişleme civarındaki basınç değerlerinde bir değişim görünmektedir. Burada ani genişlemeden dolayı basınç ani olarak düşmektedir. Akım tam gelişmeye ulaştıktan sonra basınç konturlari düzgün bir düşey çizgi şeklinde devam etmektedir.

Şekil 6.2.102-6.2.104 ani genişleyen kanalda Re_d=100 için ω girdap değerleri gösterilmiştir. Genişleme başlangıcında çap oranına bağlı olarak girdapın büyüdüğü görülmektedir.

6.2. Ani Daralan Boru İçin Sonuçlar

Ani daralan borulardaki laminer akış silindirik ve kartezyen koordinatlarda incelenmiştir. Sayısal olarak hesaplanan sonuçlar literatürdeki mevcut kuramsal ve deneysel çalışmalarla karşılaştırılmıştır. Ayrıca, literatürde mevcut olmayan çap oranları (β) ve değişik Reynolds sayıları için de yeni sonuçlar sunulmuştur.

Ani daralma geometrisi için hazırlanan bilgisayar programında daha hassas sonuçlar elde edebilmek için matris boyutu 51x51 alınarak çözüm elde edilmiştir. Geniş boruda x-yönünde 25, y-yönünde 50 nokta, dar boruda ise x-yönünde 25, y-yönünde 20 nokta alınarak hesaplama yapılmıştır. Bu bölme sayıları bütün çap oranları için çalışmaların hepsinde sabit tutulmuştur. Giriş borusu (geniş boru) uzunluğu L_1=1.3D olarak literatürde önerilen uzunlukta seçilmiştir. Çıkış borusu (dar boru) uzunluğu L_2=D alınmıştır. Bu boyutlar Durst-Loy 'un sayısal ve deneysel çalışmalarında önerdikleri boyutlardır. Bu çalışmada ani daralan boruda belli çap oranları için ayrılan akış tespit edilmiş ancak $Ls2_x$, $Ls1_r$ uzunluklarının tespit edileceği boyutta değerler elde edilememiştir. Yapılan hesaplamada küçük çap oranları β=1.87, β=2 ve Re_D>300 için daralan kanalda ayrılan akışın oluştuğu tespit edilmiştir. Dorst-Loy'un β=1.87 için deneysel ve sayısal çalışmalarında rapor ettikleri sonuçlarda aynı eğilim görülmektedir. Ani daralma için elde edilen sayısal sonuçlar literatürdeki değerlerle aşağıda karşılaştırılmıştır.

Şekil 6.3.1 de β=2.26 çap oranı için boyutsuz yeniden birleşme uzunluğu $(L_r/d/2)$'nin Re_D sayısına göre değişimi boyutsuz olarak verilmektedir. Sigli-Monnet deneysel olarak yaptıkları çalışmada $(L_r/d/2)$'nin $0.001<Re<1$ aralığında sabit kaldığını ve bu aralıktaki değerin 0.5 olduğunu tespit etmişlerdir. Bu çalışmada ise $0.001<Re<1$ aralığında bu değer 0.546 olarak tespit edilmiştir. Şekilden de görüldüğü gibi $Re_D>1$ için *$(L_r/d/2)$'nin belli bir Re_D sayısına kadar azaldığı görülmektedir.* Sigli-Monnet görüntüleme tekniği kullanarak en fazla $Re_D \leq 29.4$ e kadar ölçme yapabilmişlerdir. Bu çalışmada elde edilen sayısal sonuçlarla literatürdeki deneysel sonuçlar karşılaştırıldığında iyi bir uyumun var olduğu gözlenmektedir.

Şekil 6.3.2 de β=2.26 çap oranı için eddy merkezinin daralma başlangıcına olan boyutsuz mesafesi $(L_c/d/2)$'nin Re_D sayısına göre değişiminin Sigli-Monnet'in deneysel çalışmaları ile karşılaştırılmış ve bu çalışmada elde edilen sayısal sonuçlardan %15-20 'lik bir farklılık içinde olduğu tespit edilmiştir. Bu fark deneysel çalışmalarda sayısal çalışmalardaki aynı şartların oluşturulamamasından kaynaklanabilir.

Şekil 6.3.3 de β=2.26 çap oranı için eddy merkezinin simetri eksenine olan boyutsuz mesafesi $(R_c/d/2)$'nin Re_D sayısına göre değişimi Sigli-Monnet'in deneysel çalışmaları ile karşılaştırılmıştır. Sigli-Monnet deneysel olarak yaptıkları çalışmada, $(R_c/d/2)$'nin $0.001<Re<1$ arasında sabit kaldığını ve bu değerin 1.96 oduğu tespit etmişlerdir. Bu çalışmada ise $0.001<Re<1$ aralığında bu değer 1.94 olarak tespit edilmiştir. Bu akışta Re_D sayısı arttıkça boyutsuz $(R_c/d/2)$ 'nin arttığı görülmektedir. Elde edilen sayısal sonuçlarla deneysel sonuçlar arasında kabul edilebilir hata sınırı içinde uyumun sağlandığı görülmektedir.

Şekil 6.3.4 de β=1.87 çap oranı için yeniden birleşme boyutsuz uzunluğu $Ls1_x/D$ 'in Re_D sayısına göre değişimi gösterilmiştir. $1<Re_D<100$'e aralığında $Ls1_x/D$' nin azaldığı ve Re_D=100-200 civarında tekrar artmaya başladığı gözlenmektedir. Şayet Re_D=1-200 arasındaki bölgede daha çok sonuç alınabilseydi bu değişimin keskin bir nokta değil de parabolik bir şekilde olduğu gösterilebilirdi. Şekil yükselmenin aniden başladığı izlenimini vermesine rağmen boyutsuz uzunluk belirtilen

Reynolds sayıları aralığında tedrici olarak değişmektedir. Durst-Loy'un deneysel ve sayısal çalışmalarından elde edilen bu sonuçlarla karşılaştırıldığında %10 gibi bir fark ile uyumun sağlandığı gözlenmektedir. Bu karşılaştırmalarda daha yüksek yoğunluklu grid sistemi ile çalışamamanın getirdiği sayısal hatalar yanında bulguların literatürdeki grafikler üzerinden okumaların getirdiği hatalar da gözardı edilmemelidir.

Şekil 6.3.5 de β=1.87 çap oranı için geriye dönen akışın boyutsuz radyal uzunluğu $Ls1_r/D$ 'nin Re_D sayısına göre değişimi verilmektedir. Durst-Loy'un deneysel ve sayısal çayışmalarından elde edilen sonuçlarla karşılaştırıldığında %10 gibi bir hata sınırı içinde uyumluluk görülmektedir. $Ls1_r/D$ 'nin de Re_D<100'e bölgesinde azaldığı ve Re_D=100-200 civarında tekrar artmaya başladığı gözlenmektedir. Bu hesaplamalarda Re_D=1-200 arasındaki bölgede daha çok değer elde edilebilseydi bu değişimin de parabolik bir eğilim gösterdiğini tesbit etmek mümkün olurdu. Buradaki farklılıklar radyal yöndeki grid aralıklarının daha küçük alınması halinde düşebilecektir.

Mevcut literatürde bulunmayan sonuçlar yeni da aşağıda verilmiştir

Şekil 6.3.6 silindirik koordinatlarda değişik çap oranları β=2, 3, 4, 5 için geriye dönen akışın daralma başlangıcına olan boyutsuz uzunluğu (yeniden birleşme uzunluğu) $Ls1_x/D$ 'nin Re_D sayısına göre değişimini göstermektedir. Re_D sayısı arttıkça $Ls1_x$ uzunluğu azalmakta Re_D=100-200 değeri civarında ise bu uzunluk Reynolds sayısı ile tekrar artmaya başlamaktadır. Elde edilen bu bulgunun literatürdeki mevcut sonuçlar ile uyum içinde olduğu tespit edilmiştir. Ayrıca $Ls1_x$ uzunluğunun çap oranına da bağımlı olduğu gözlenmektedir. En büyük çap oranında $Ls1_x$ 'nin daha büyük olduğu hesaplanmıştır. Şekil incelendiğinde Re_D=100-200 civarında yükselmenin tedrici olduğu görülmektedir. Ayrıca Re_D=1 için $Ls1_x/D$ uzunluğunun Re_D=500 için elde edilen değerden daha yüksek olduğu görülmektedir.

Şekil 6.3.7 de silindirik koordinatlarda değişik çap oranları β=2, 3, 4, 5 için geriye dönen akışın boyutsuz radyal uzunluğu $Ls1_r/D$ 'nin Re_D sayısına göre değişimi verilmiştir. Re_D<150 değeri civarına kadar azalmakta olan $Ls1_r/D$ daha sonra tekrar yükselmektedir. Matris boyutu yeterli ölçüde alınıp buradaki geçiş bölgesi daha fazla Re_D sayısı için çözülse idi azalmanın bitip yükselmenin başladığı yerin tam olarak tesbit edilmesi mümkün olabilirdi.

Şekil 6.3.8 de silindirik koordinatlarda değişik çap oranları β=2, 3, 4, 5 için geriye dönen akışın merkezinin daralma başlangıcına olan boyutsuz uzunluğu L_c/D 'nin Re_D sayısına göre değişimi verilmiştir. Şekilden de görüldüğü gibi Re_D=150 değeri civarına kadar azalmakta olan Lc/D daha sonra tekrar yükselmektedir. β=5 çap oranı için Re_D=90-300 arasında L_c/D 'nin aynı düzeyde kaldığı görülmektedir. Gerçekte yeterli matris boyutunda çalışılabilseydi Re_D sayısında yapılacak en küçük bir değişiklik ile L_c/D 'nin değişmesine neden olduğunu görmek mümkün olabilirdi.

Şekil 6.3.9 de silindirik koordinatlarda değişik çap oranları β=2, 3, 4, 5 için geriye dönen akışa ait merkezin simetri eksenine olan boyutsuz mesafesi R_c/D 'nin Re_D sayısına göre değişimi verilmiştir. Şekilde $Ls1_x$, $Ls1_r$, L_c, değerlerinin gösterdiği değişimin tersi bir eğilim gözlenmektedir. R_c/D 'nin Re_D=150 civarına kadar yükseldiği daha sonra da azaldığı tespit edilmiştir. Bu değişimin şekilde net olarak fark edilememesine rağmen belli Re_D sayısından sonra azalmanın devam ettiği saptanmıştır.

Şekil 6.3.10-3.13 de β=2, 3, 4, 5 çap oranları için boyutsuz $Ls1_x$, $Ls1_r$, L_c, R_c uzunluklarının kartezyen koordinatlarda Re_D sayısına göre değişimi gösterilmiştir. Bu boyutsuz uzunlukların silindirik koordinatlarda elde edilen değerler ile benzer bir değişim gösterdikleri tespit edilmiştir. İki koordinat sisteminde alınan sonuçlar arasında bir karşılaştırma yapıldığında $Ls1_x$, $Ls1_r$, L_c, için kartezyen koordinatlarda daha yüksek, R_c için de silindirik koordinatlarda daha yüksek değerler elde edilmiştir.

Şekil 6.3.14 de β=2 çap oranı ve Re_D=4 için değişik x mesafelerindeki hız profilleri verilmiştir. Burada 'Giriş' geniş kanal girişindeki hız profilini, 'daralma' daralan kanalda daralma başlangıcındaki hız profilini ve 'Çıkış' da dar kanal çıkışındaki hız profilini göstermektedir. Şekil incelendiğinde düşük Re_D sayılarında daralma başlangıcındaki laminar hız profilinin bozulmadığı gözlenmektedir. Bu bulgular Durst-Loy (1985) tarafından da deneysel ve sayısal olarak çap oranı β=1.87 için yaptıkları çalışmada belirtilmiştir. Küçük Re_D sayılarında mevcut çap oranları için yapılan hesaplamalarda laminar tam gelişmiş hız profillerinde bozulma olmadığı tespit edilmiştir.

Şekil 6.3.15 de β=2 çap oranı ve Re_D=100 için kanal girişinde, kanal daralma başlangıcında ve kanal çıkışındaki hız profilleri verilmiştir. Girişte cidara yakın noktadaki hızın aşırı büyüdüğü daha sonra iki düz çizgi halinde eksene doğru uzandığı görülmektedir. Burada, radyal mesafe uzun tutulacak şekilde grafik çizilebilseydi iki düz şeklinde eksene doğru uzanan değerler düz bir çizgi şeklinde olduğu görülürdü. Bu durum Şekil 6.3.16 da daha açık bir şekilde görülmektedir. Daralan kanal girişindeki cidara yakın noktalardaki hızın aşırı büyümesinin Durst-Loy'un deneysel çalışmalarında Re_D>125 bölgesinde meydana geldiği bildirilmiştir. Bu çalışmada da, aynı Re_D sayısı bölgesine yakın bir bölgede bütün çap oranlarında meydana geldiği tespit edilmiştir. Dar kanalın sonuna doğru u hızı tekrar tam gelişmiş hız profiline dönüşmektedir.

Şekil 6.3.16 de β=2 çap oranı ve Re_D=100 için daralan kanaldaki değişik x mesafelerinde hesaplanan hız profilleri görülmektedir. Önceki şekilde de olduğu gibi daralan kanaldaki hız profilleri daha açık olarak görülmektedir. Bu şekilde kanal uzunluğu boyunca değişik noktalarda eksenel u hızının profilleri görülmektedir. Daralma başlangıcında düz bir çizgi şeklinde simetri eksenine uzanan hız profili x mesafesi arttıkça tam gelişmiş hız profiline dönüşmektedir.

Şekil 6.3.17 de β=3 çap oranı ve Re_D=1 için kanal girişinde ,kanal daralma başlangıcında ve kanal çıkışındaki hız profilleri verilmiştir. Şekil 6.3.15 de olduğu gibi düşük Re_D sayılarında daralma başlangıcında hız profilinin bozulmadığı görülmektedir.

Şekil 6.3.18 de β=3 çap oranı ve Re_D=400 için kanal girişinde ,kanal daralma başlangıcında ve kanal çıkışındaki hız profilleri verilmiştir. Şekilden görüldüğü gibi daralmanın başlangıcında üst cidarın hemen yakınındaki hızın aşırı artışı (overshoot) görülmektedir. Bu durum şekil 6.3.19da β=5 çap oranı ve Re_D=500 için daha net olarak görülmektedir. Şekil 6.3.20 de β=5 çap oranı ve Re_D=1 için hız profilinde bozulma olmadığı ancak tam gelişmiş hız profilinden az da olsa bir farklılık görülmektedir.

Şekil 6.3.21 de β=5 çap oranı ve Re_D=400 için daralan kanaldaki değişik x mesafelerindeki hız profilleri görülmektedir. Girişte bozulan hız profili ve bu çap oranı için cidara yakın noktadaki aşırı artma (overshoot) daha belirgin bir hal almaktadır. Burada da hemen girişte cidara yakın noktadaki hız aşırı artmakta ondan sonra düşmekte ve parabolik bir eğilim ile hız dağılımında eksene doğru bir azalma görülmektedir. Artan x mesafesi ile gelişmiş hız profiline dönüşüm görülmektedir.

Şekil 6.3.22-6.3.23 de β=2, 4 çap oranları için Re_D=100 ve 500 değerlerinde eksendeki u_c hızınının eksen boyunca silindirik koordinatlardaki değişimi verilmiştir. Şekilden de görüldüğü gibi tam gelişmiş laminer hız profilinde başlayan u_c hızı kanal boyunca yükselmekte

, ani daralmadaki hız değerine ulaşmakta ve daha sonra çıkışta tam gelişmiş laminer hız profiline dönüşmektedir.

Şekil 6.3.24-6.3.25 de β=2, 5 çap oranları için Re_D=100 ve 500 de eksendeki u_c hızınının eksen boyunca kartezyen koordinatlarda değişimi verilmiştir. Bu koordinat sisteminde de silindirik koordinat sistemine benzer hız dağılımı görülmektedir. Ancak sayısal değerler doğal olarak farklıdır.

Şekil 6.3.26 de β=3 çap oranı için Re_D=1 ve100 de simetri eksenindeki u_c hızı verilmiştir. Re_D=1 için u_c hızının daha yüksek çıktığı görülmektedir.

Şekil 6.3.27 de β=2 çap oranı ve Re_D=100 için ani daralan kanal boyunca dinamik basınç P_D, statik basınç P_S ve toplam basınç P_T'nin silindirik koordinatlardaki değişimi için gösterilmiştir. Daralma başlangıcına kadar P_S ve P_T sabit kalmakta, daralma başlangıcında statik basınç ve buna bağlı olarak toplam basınç aniden düşmektedir. Dar kanalda azalma devam etmekte sonra tekrar yükselmektedir ve daha sonra tedrici olarak azalmaktadır. Dinamik basınç sabit bir eğri halinde ani daralma başlagıcına kadar devam etmekte daralmadan sonra yükselen dinamik basınç daha sonra yine sabit kalarak devam etmektedir.

Şekil 6.3.28 de β=3 çap oranı için Re_D=500 deki sonuçların Şekil 6.3.27 deki eğilimle aynı olduğu görülmektedir. Çap oranı ve Reynolds sayısına bağlı olarak bu basınç değerlerinin yüksek olduğu görülmektedir.

Şekil 6.3.29 da β=5 çap oranı için Re_D=500 de, Şekil 6.3.30-6.3.31 de ise β=4, 5 ve Re_D=500 için kartezyen koordinatlardaki basınç dağılımı görülmektedir. Buradaki eğilimler de silindirik koordinatlardaki sayısal değerlerle olan farklılıklar dışında benzer eğilimler gözlenmektedir.

Şekil 6.3.32-6.3.33 de β=3 çap oranı için Re_D=100 de silindirik ve kartezyen koordinatlarda basınç gradient'nin (dp/dx) x ekseni boyunca belli bir r_j radyal mesafesindeki değişimi gösterilmektedir. Daralma başlangıcı yakınına kadar sabit olan basınç gradienti ani daralma başlangıcında düşmekte daha sonra yükselmektedir. Belli bir mesafeden sonra tam gelişme sağlandığında ise sabit hale gelmektedir.

Şekil 6.3.34-6.3.35 de β=2.26 çap oranı ve Re_D=0.1,10 aralığı için Sigli-Monnet'in (1982) ani daralan kanallar için görüntüleme tekniği kullanarak tespit ettikleri fotoğraflar verilmiştir. Şekil 6.3.36-6.3.37 de ise β=2.26 çap oranı için ve Re_D=0.1,10 aralığında ani daralma için bu çalışmada elde edilen akım çizgileri verilmiştir. Gerçekte ani daralma başlangıcındaki köşede geriye dönen akış, ani genişlemeye nazaran küçük olduğundan şekilden tam olarak farkedilmesi zordur. Burada da görüldüğü gibi geriye dönen akış için dönme halkaları görülmemektedir. Burada geriye dönen akış sadece değişik bir renkte gözükmektedir.

Şekil 6.3.38-6.3.41 de değişik çap oranları ve Re_D sayıları için akım çizgileri görülmektedir. Ani daralma başlangıcındaki köşede geriye dönen akış ile daralan boruda ayrılan akış kırmızı renk halinde görülmektedir. Yeterli matris boyutu alınamaması nedeniyle daralan boruda oluşan ayrılan akışın eksenel ve radyal mesafelerini tespit etmek mümkün olamamıştır.

Şekil 6.3.38-6.3.41 de değişik çap oranları ve Re_D sayıları için akım çizgileri görülmektedir.

Şekil 6.3.42-6.3.44 de $\beta=2$ çap oranı $Re_D=400$, 500 aralığında silindirik ve kartezyen koordinatlarda sabit basınç eğrileri verilmiştir. Ani daralmanın olduğu bölgede basınç düşümü ve dalgalanması görülmektedir.

6.3. Sonuçların Değerlendirilmesi

Bu çalışmada iki boyutlu Navier-Stokes denklemleri literatürde yeni bir yöntem olan SIMPLEM algoritması kullanılarak geleneksel şeşirtmalı (satggered) ağ sistemine uyulmadan formülasyon ve çözümü önemli ölçüde basitleştiren şaşırtmasız ağ düzeninde silindirik ve kartezyen koordinatlar da ayrı ayrı olmak üzere ani genişleme ve ani daralma geometrileri için sürekli akış rejiminde çözülmüştür.

Şaşırtmasız ağ düzeninde SIMPLEM algoritmasının kullanılabilir ve iyi netice veren bir algoritma olduğu görülmüştür. Diğer algoritmalara göre (SIMPLE) %10 daha fazla bilgisayar zamanına ihtiyaç duyulmasına rağmen bu ağ düzeninde herhangi ilave bir terime gereksinme duyulmadığından çok kullanışlı bir algoritma olduğu belirtilmelidir. Basınç için yavaşlatma uygulandığında yakınsamanın uzadığı tespit edilmiştir. Reynolds sayısı ve çap oranları arttıkça yakınsamanın daha uzun zaman gerektirdiği gözlenmiştir. Bu durumda yavaşlatma faktörlerinin u ve v için daha küçük seçilmesinin çözümü hızlandırdığı tespit edilmiştir. Tüm çalışma boyunca sonlu farklar yönteminde üs kanunu kullanılmıştır. Karma ve üst akım yaklaşımlarının da geçerli aynı sonuçları verdiği tespit edilmiştir.

Ani genişleyen akış için en yüksek Reynolds sayısı 500 en büyük çap oranı ise $\beta=10$ alınarak silindirik ve kartezyen koordinatlarda çözüm gerçekleştirilmiştir. İncelenen β sayıları ve Reynolds sayısı değerlerinde yeniden birleşme uzunluğu L_r' nin çap oranı ve Reynolds sayısı ile doğrusal olarak arttığı tesbit edilmiştir.

- Eddy merkezinin radyal koordinatı R_c'nin çok yavaş akışlarda (creeping flow) belli Re sayısına kadar (β=2.26 Re=30 için) azaldığı diğer çap oranlarında ise Re>50 bölgelesinde sabit kaldığı tespit edilmiştir.

- Eddy merkezinin eksenel koordinatı L_c'nin Re sayısı ile doğrusal değiştiği tespit edilmiştir.

- İzafi eddy şiddeti V'nin bütün çap oranlarında Re sayısına bağlı olarak eksponansıyel olarak değiştiği tespit edilmiştir.

Ani daralan akış için en yüksek Re sayısı 1000 en büyük çap oranı β=5 alınarak silindirik ve kartezyen koordinatlarda çözüm gerçekleştirilmiştir. Çap oranı ve Re sayısı büyüdükçe yakınsama kriteri tolere edilerek daha fazla hata payı taşıyabiliecek çözümler elde edilmiştir.

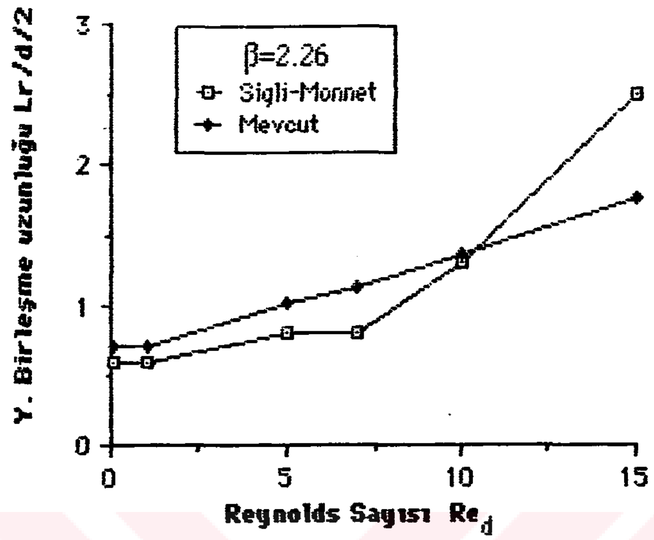
- Yeniden birleşme uzunluğu $Ls1_x$'in Re=150 civarına kadar azaldığı ve daha sonra lineer olarak artmaya başladığı tespit edilmiştir.

- Eddy'nin radyal uzunluğu $Ls1_r$ 'in Re=150 civarına kadar azaldığı ve daha sonra artmaya başladığı tespit edilmiştir.

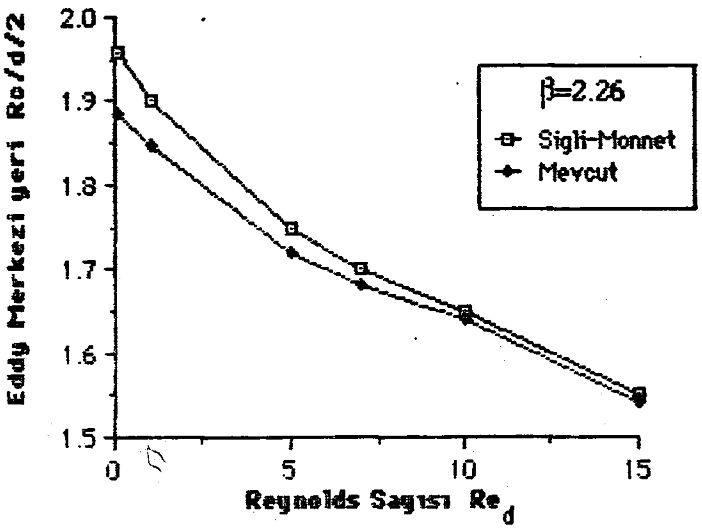
- Eddy merkezinin eksenel koordinatı L_c'nin Re=100-200 civarına kadar azaldığı ve daha sonra artmaya başladığı tespit edilmiştir.

- Eddy merkezinin radyal koordinatı R_c'nin diğer parametrelerin tersine Re=150 civarına kadar yükseldiği ve daha sonra azalmaya başladığı saptanmıştır.

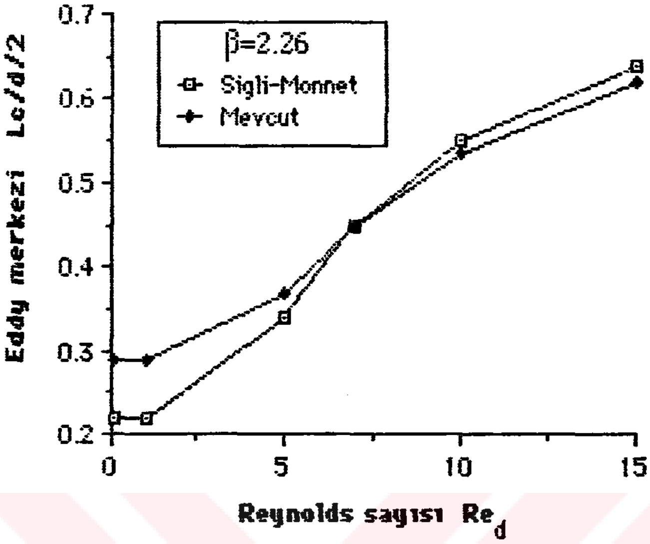
Bundan sonra yapılacak çalışmalarda ani genişleme ve ani daralma geometrilerinde türbülanslı akışın hesaplanması önemli bir adım olacaktır. Yeterli matris boyutunda çalışılması durumunda özellikle ani daralan akışlarda dar boruda meydana gelen ayrılan akışın incelenmesi mümkün olabilecektir. Dirsekler ve gelişigüzel sınırları olan kanalların incelenmesi bu konuda literatüre yapılabilecek katkıları oluşturacaktır.



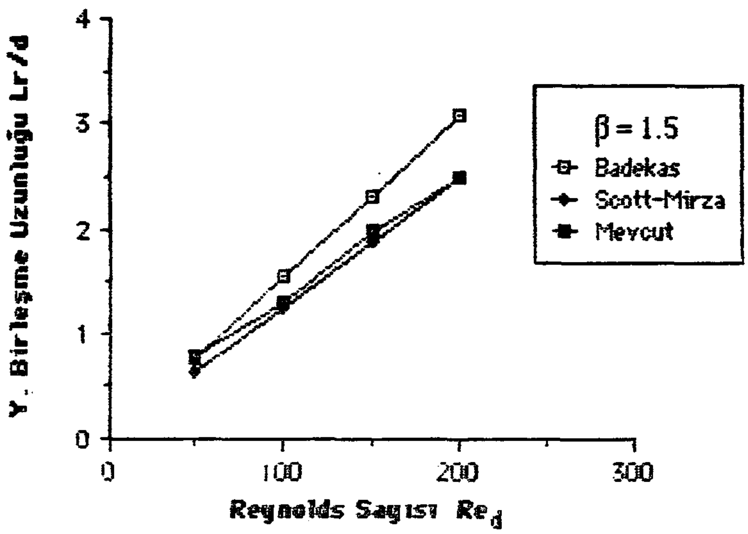
Şekil 6.2.1. β=2.26 çap oranı için değişik Reynolds sayılarında L_r'nin Sigli-Monnet'in deneysel sonuçları ile karşılaştırılması (Silindirik koordinat).



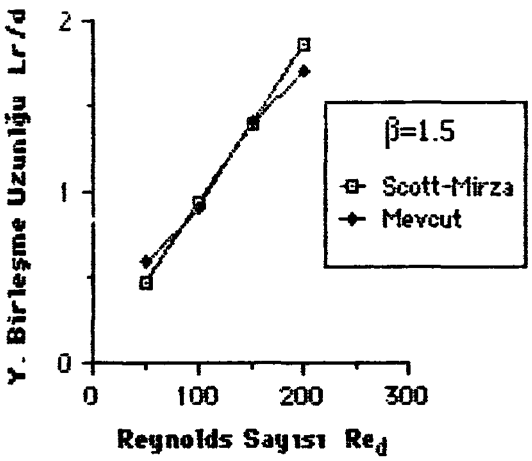
Şekil 6.2.2. β=2.26 çap oranı için değişik Reynolds sayılarında eddy merkezi'nin eksen'e olan mesafesi R_c'nin Sigli-Monnet'in deneysel sonuçları ile karşılaştırılması (Silindirik koordinat).



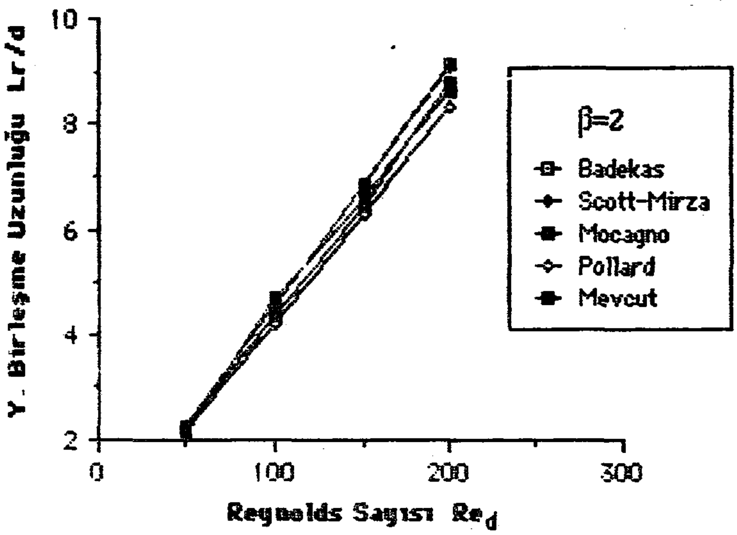
Şekil 6.2.3. β=2.26 çap oranı için değişik Reynolds sayılarında eddy merkezi'nin ani genişleme başlangıcına olan mesafesi L_c'nin Sigli-Monnet'in deneysel sonuçları ile karşılaştırılması (Silindirik koordinat).



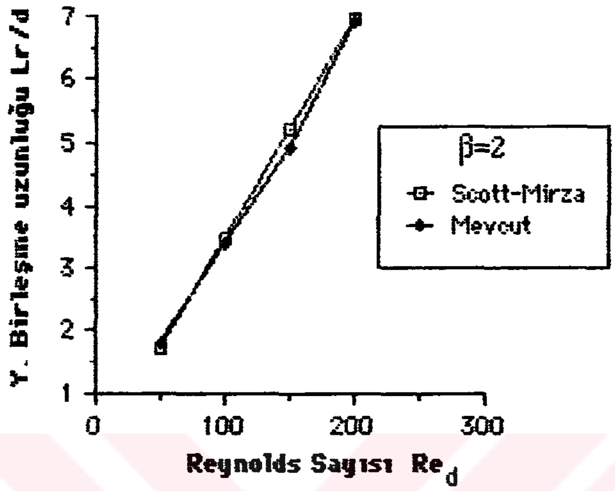
Şekil 6.2.4. β=1.5 çap oranı için değişik Reynolds sayılarında L_r'nin Badekas ve Scott-Mirza'nın sayısal sonuçları ile karşılaştırılması (Silindirik koordinat).



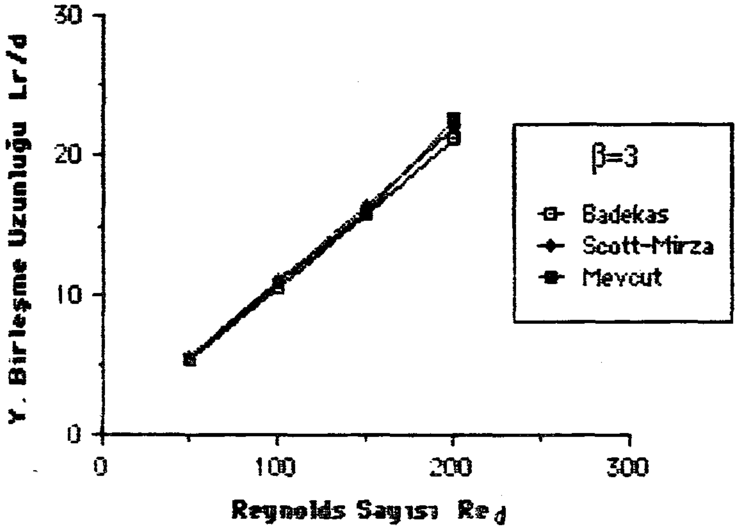
Şekil 6.2.5. β=2 çap oranı için değişik Reynolds sayılarında L_r 'nin Scott-Mirza' nın sayısal sonuçları ile karşılaştırılması (Kartezyen koordinat).



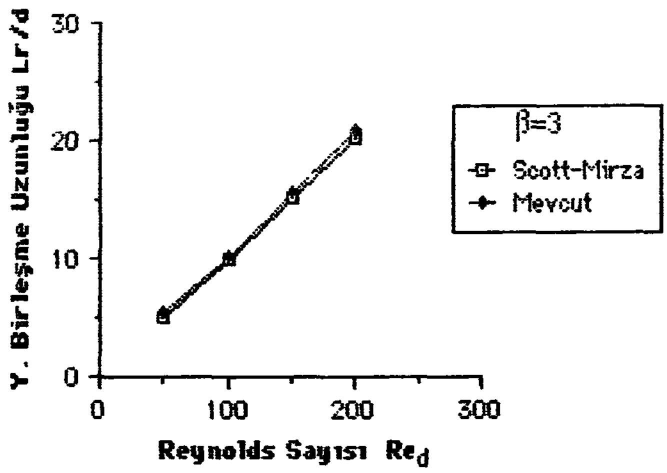
Şekil 6.2.6. β=2 çap oranı için değişik Reynolds sayılarında L_r'nin Scott-Mirza, Badekas, Mocagno(Deneysel), Pollard' ın sayısal sonuçları ile karşılaştırılması (Silindirik Koordinat).



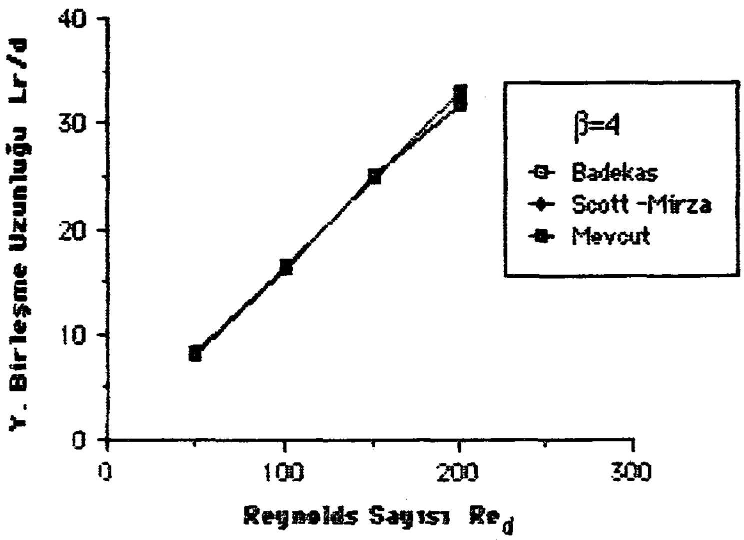
Şekil 6.2.7. β=2 çap oranı için değişik Reynolds sayılarında L_r 'nin Scott-Mirza' nın sayısal sonuçları ile karşılaştırılması (Kartezyen Koordinat).



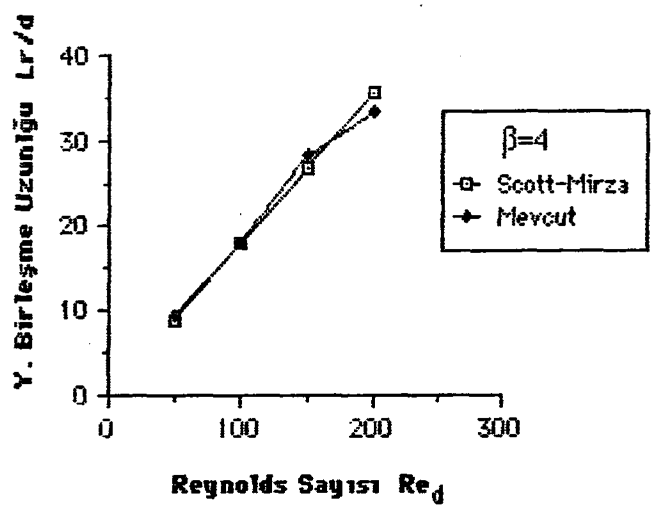
Şekil 6.2.8. β=3 çap oranı için değişik Reynolds sayılarında L_r'nin Scott-Mirza ve Badekas'ın sayısal sonuçları ile karşılaştırılması (Silindirik Koordinat).



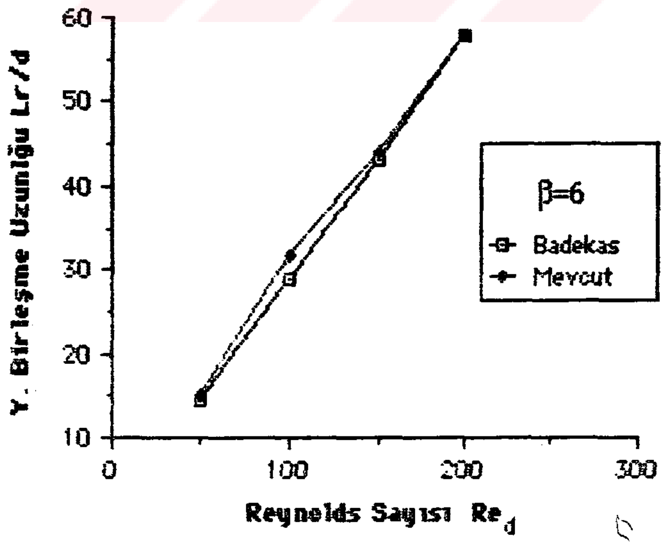
Şekil 6.2.9. Çap oranı β=3 için değişik Reynolds sayılarında L_r 'nin Scott-Mirza' nın sayısal sonuçları ile karşılaştırılması (Kartezyen Koordinat).



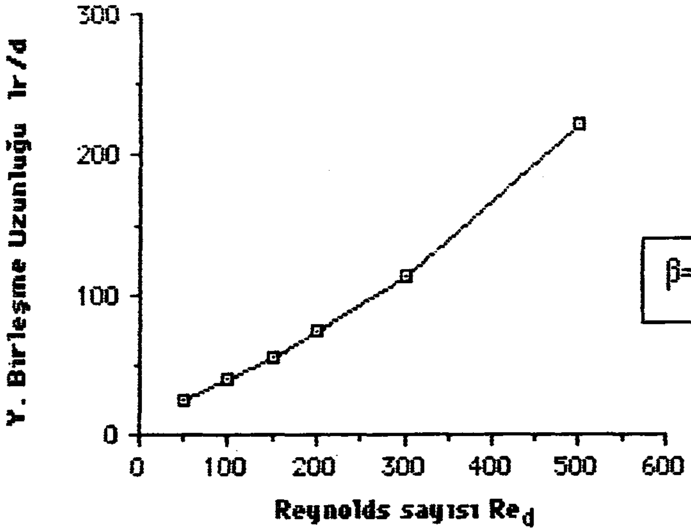
Şekil 6.2.10. β=4 çap oranı için değişik Reynolds sayılarında L_r'nin Scott-Mirza ve Badekas'ın sayısal sonuçları ile karşılaştırılması (Silindirik Koordinat).



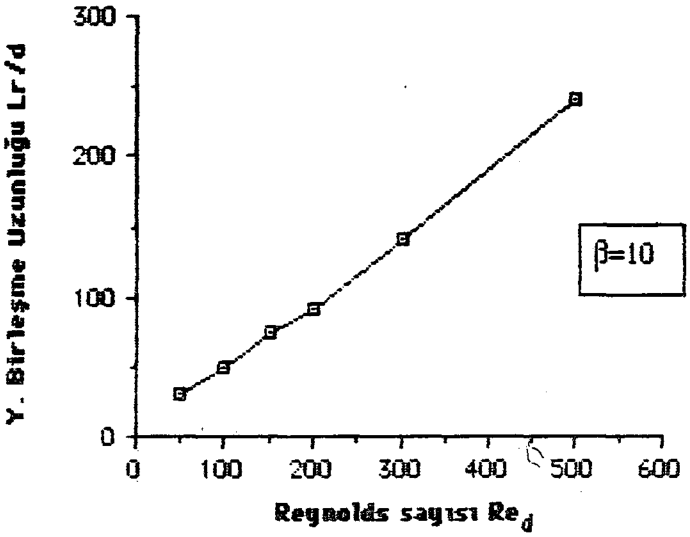
Şekil 6.2.11. β=3 çap oranı için değişik Reynolds sayılarında L_r 'nin Scott-Mirza' nın sayısal sonuçları ile karşılaştırılması (Kartezyen Koordinat).



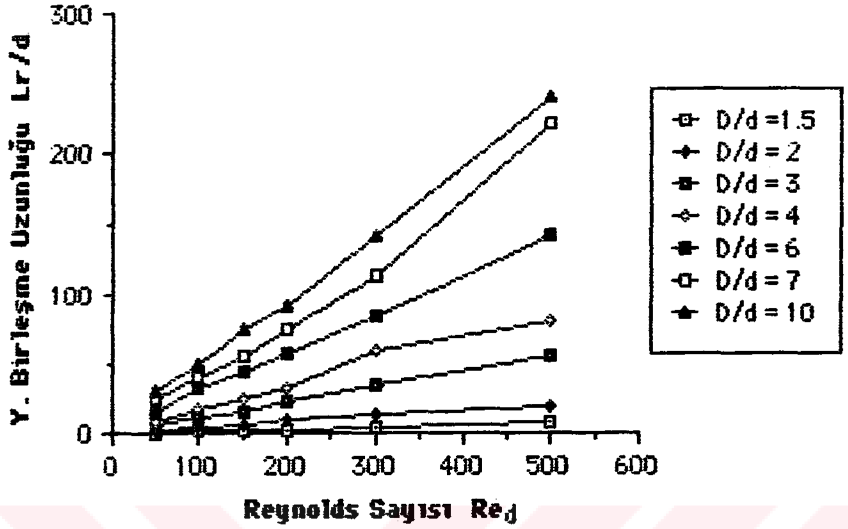
Şekil 6.2.12. Çap oranı β=6 için değişik Reynolds sayılarında L_r'nin Badekas'ın sayısal sonuçları ile karşılaştırılması (Silindirik Koordinat).



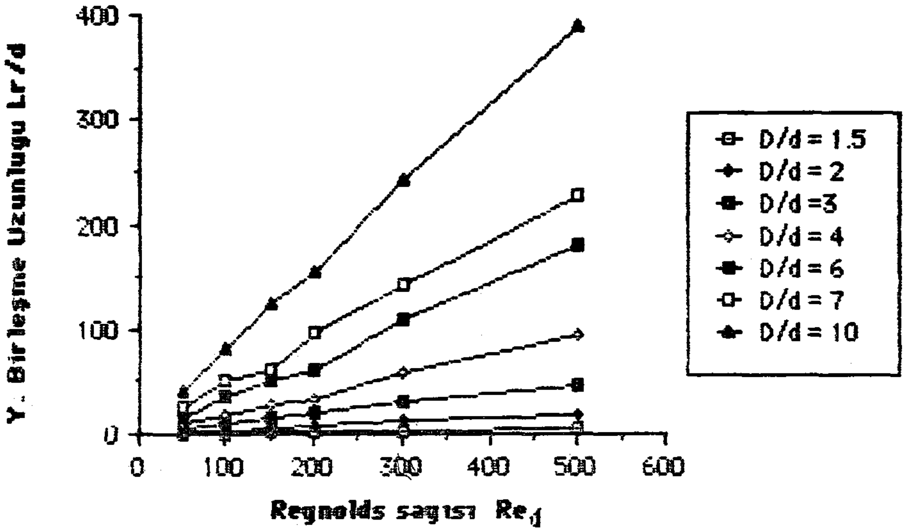
Şekil 6.2.13. β=7 çap oranı için değişik Reynolds sayılarında L_r'nin değişimi (silindirik Koordinat).



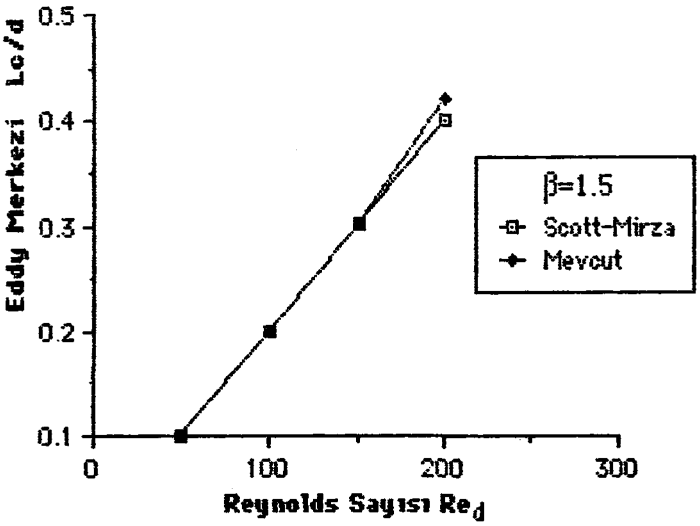
Şekil 6.2.14. β=10 çap oranı için değişik Reynolds sayılarında L_r'nin değişimi (Silindirik Koordinat)



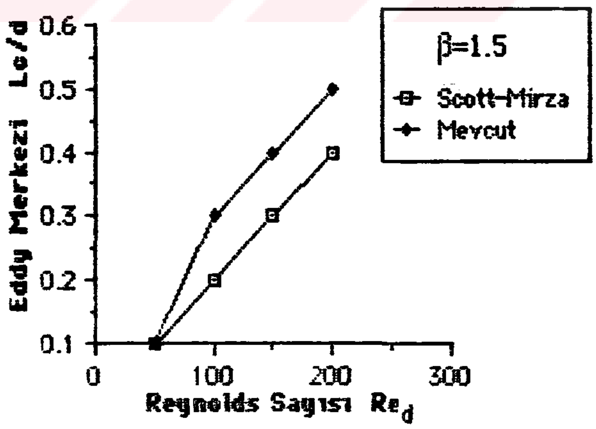
Şekil 6.2.15. Farklı çap oranları ile değişik Reynolds sayılarında Yeniden Birleşme Uzunluğu L_r'nin değişimi (Silindirik Koordinat).



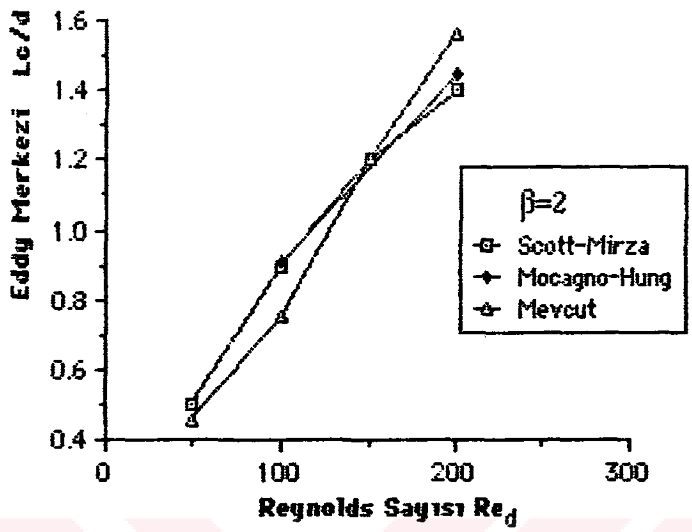
Şekil 6.2.16. Farklı çap oranları ile değişik Reynolds sayılarında Yeniden Birleşme Uzunluğu L_r'nin değişimi (Kartezyen Koordinat).



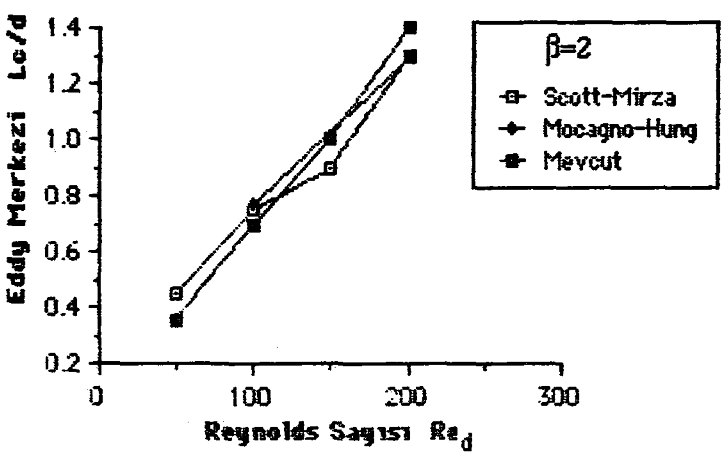
Şekil 6.2.17. β=1.5 çap oranı için değişik Reynolds sayılarında eddy merkezinin yeri L_c'nin Scott-Mirza'nın sayısal sonuçları ile karşılaştırılması (Silindirik Koordinat).



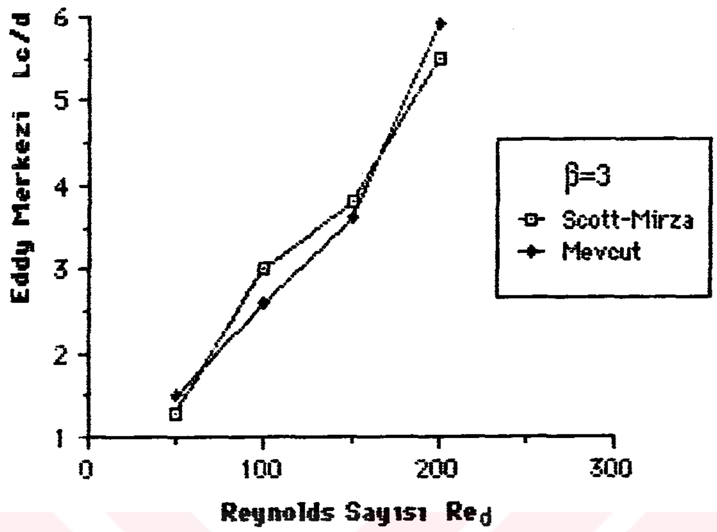
Şekil 6.2.18. β=1.5 çap oranı için değişik Reynolds sayılarında eddy merkezinin yeri L_c'nin Scott-Mirza'nın sayısal sonuçları ile karşılaştırılması (Kartezyen Koordinat).



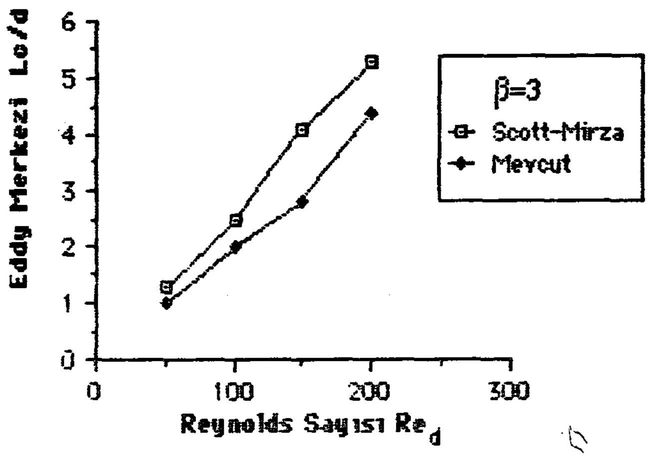
Şekil 6.2.19. β=2 çap oranı için değişik Reynolds sayılarında eddy merkezinin yeri L_c'nin Scott-Mirza'nın sayısal sonuçları ile karşılaştırılması (Silindirik Koordinat).



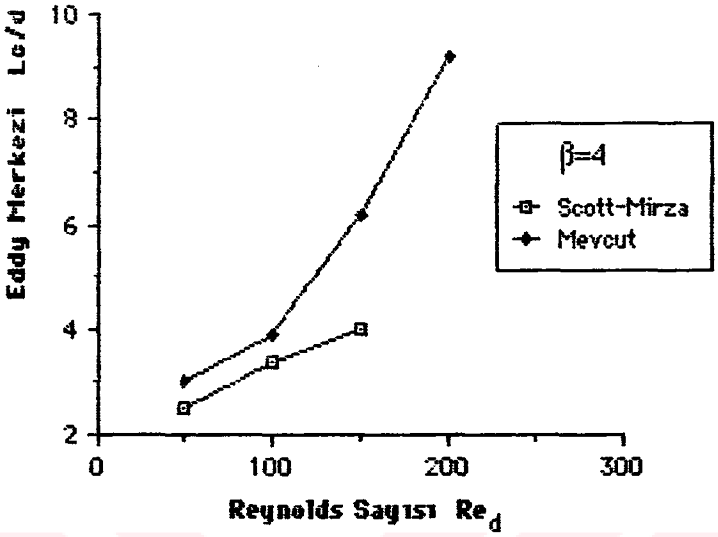
Şekil 6.2.20. β=2 çap oranı için değişik Reynolds sayılarında eddy merkezinin yeri L_c'nin Scott-Mirza'nın sayısal ve Mocagno-Hung'un deneysel sonuçları ile karşılaştırılması (Kartezyen Koordinat).



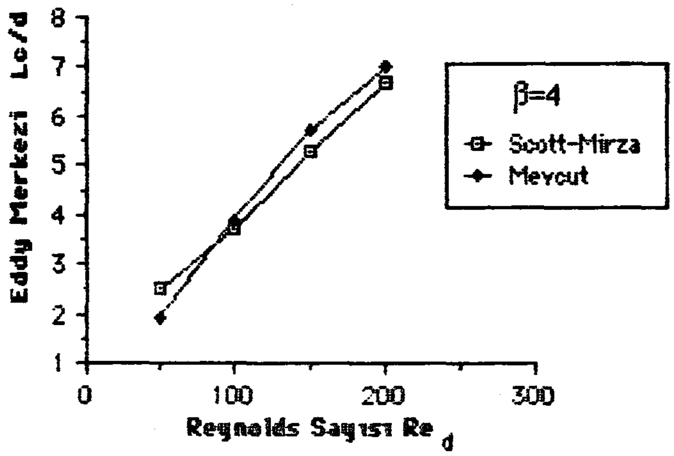
Şekil 6.2.21. β=3 çap oranı için değişik Reynolds sayılarında eddy merkezinin yeri L_c'nin Scott-Mirza'nın sayısal sonuçları ile karşılaştırılması (Silindirik Koordinat).



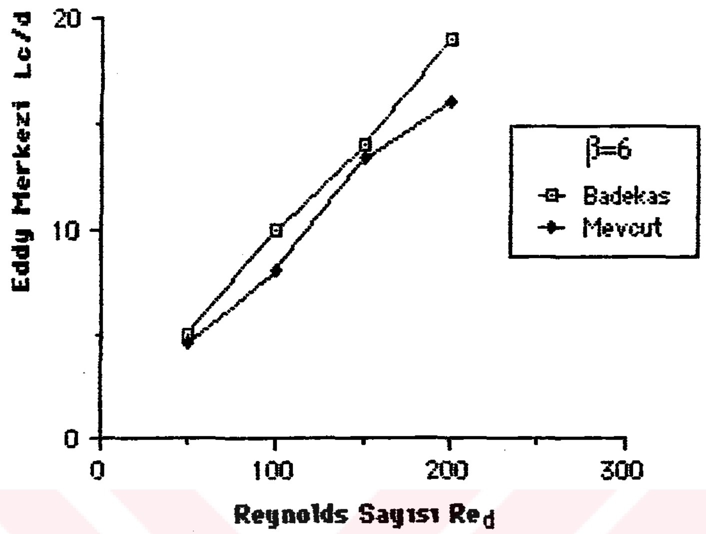
Şekil 6.2.22. β=3 çap oranı için değişik Reynolds sayılarında eddy merkezinin yeri L_c'nin Scott-Mirza'nın sayısal sonuçları ile karşılaştırılması (Kartezyen Koordinat).



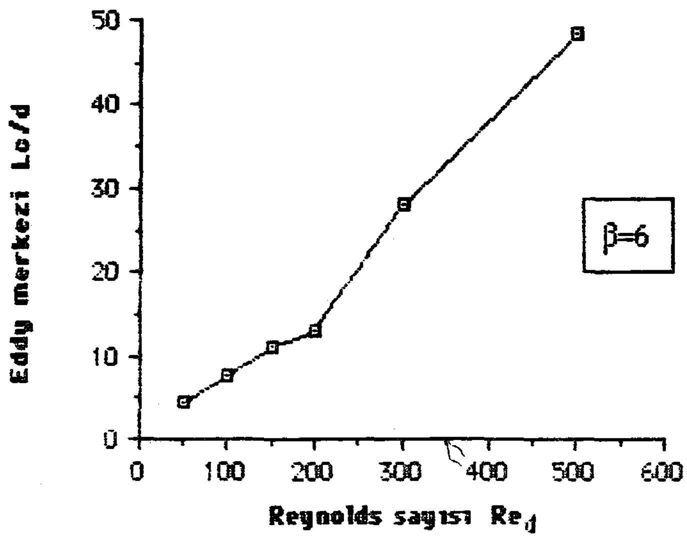
Şekil 6.2.23. β=4 çap oranı için değişik Reynolds sayılarında eddy merkezinin yeri L_c'nin Scott-Mirza'nın sayısal sonuçları ile karşılaştırılması (*Silindirik Koordinat*).



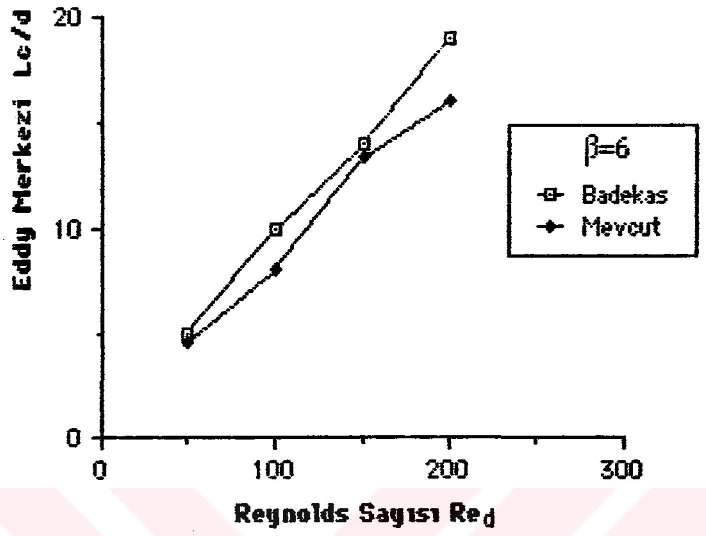
Şekil 6.2.24. β=4 çap oranı için değişik Reynolds sayılarında eddy merkezinin yeri L_c'nin Scott-Mirza'nın sayısal sonuçları ile karşılaştırılması (Kartezyen Koordinat).



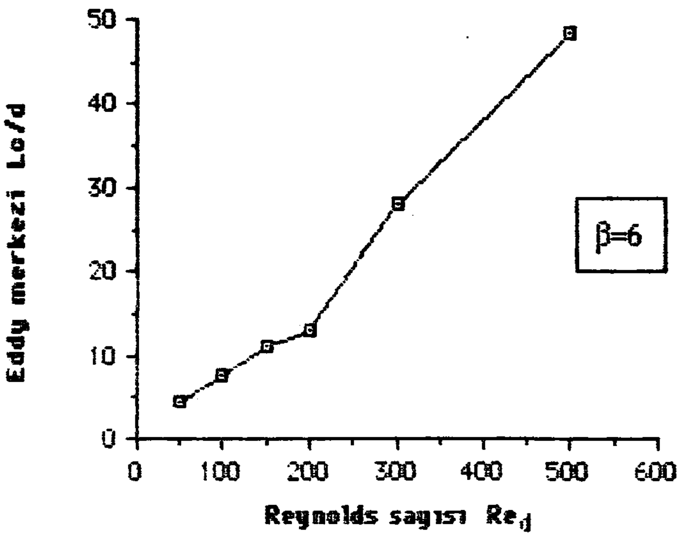
Şekil 6.2.25. β=6 çap oranı için değişik Reynolds sayılarında eddy merkezinin yeri L_c'nin Scott-Mirza'nın sayısal sonuçları ile karşılaştırılması (Silindirik Koordinat).



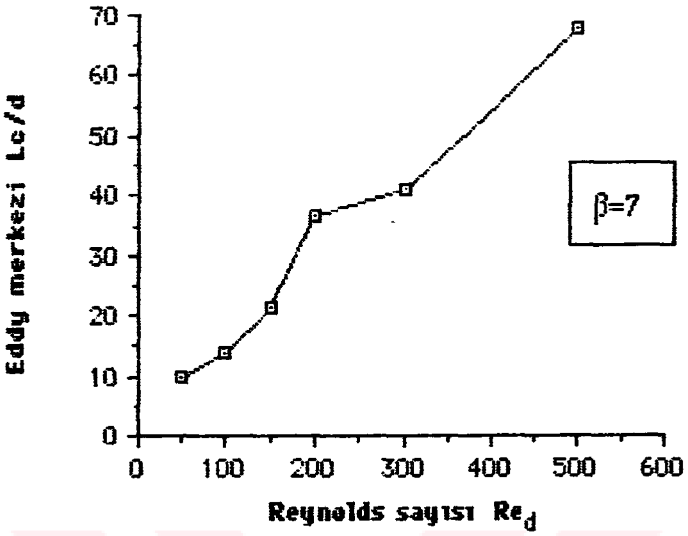
Şekil 6.2.26. β=6 çap oranı için değişik Reynolds sayılarında eddy merkezinin yeri L_c'nin değişimi (Kartezyen Koordinat).



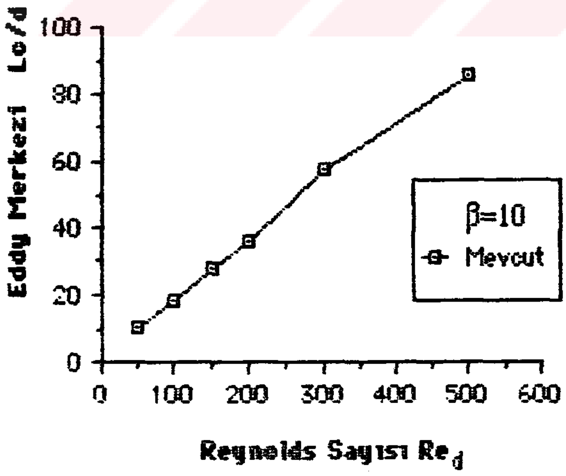
Şekil 6.2.25. β=6 çap oranı için değişik Reynolds sayılarında eddy merkezinin yeri L_c'nin Scott-Mirza'nın sayısal sonuçları ile karşılaştırılması (Silindirik Koordinat).



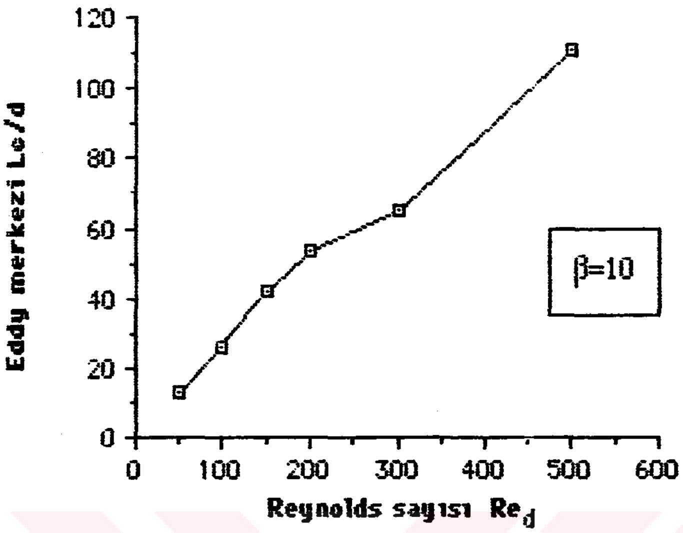
Şekil 6.2.26. β=6 çap oranı için değişik Reynolds sayılarında eddy merkezinin yeri L_c'nin değişimi (Kartezyen Koordinat).



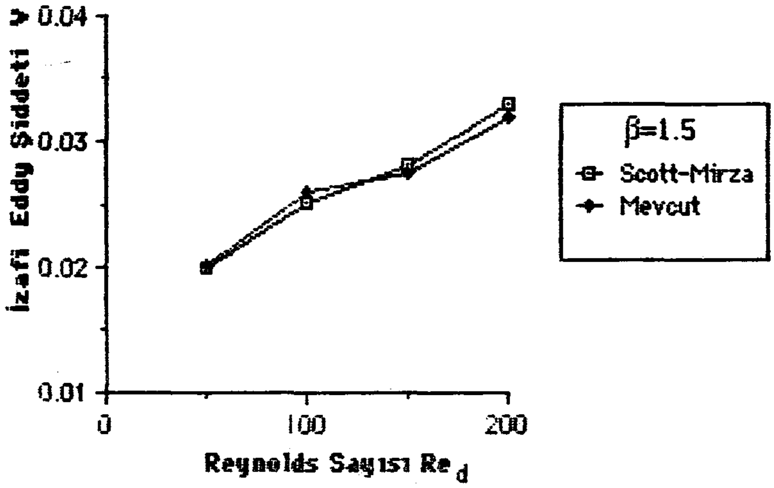
Şekil 6.2.27. β=7 çap oranı için değişik Reynolds sayılarında eddy merkezinin yeri L_c'nin değişimi (Kartezyen Koordinat).



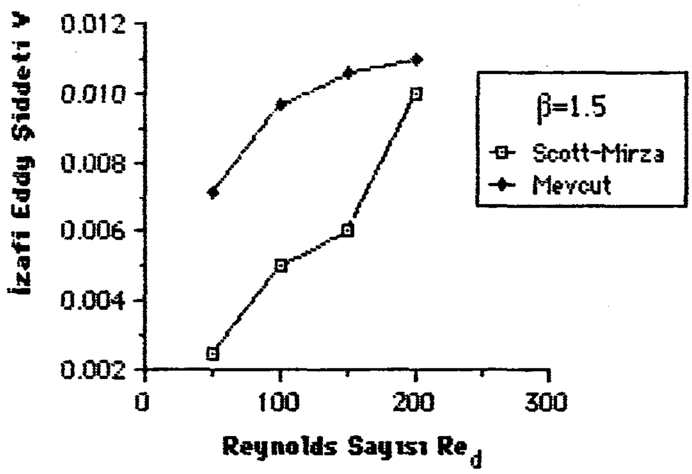
Şekil 6.2.28. β=10 çap oranı için değişik Reynolds sayılarında eddy merkezinin yeri L_c'nin değişimi (Kartezyen Koordinat).



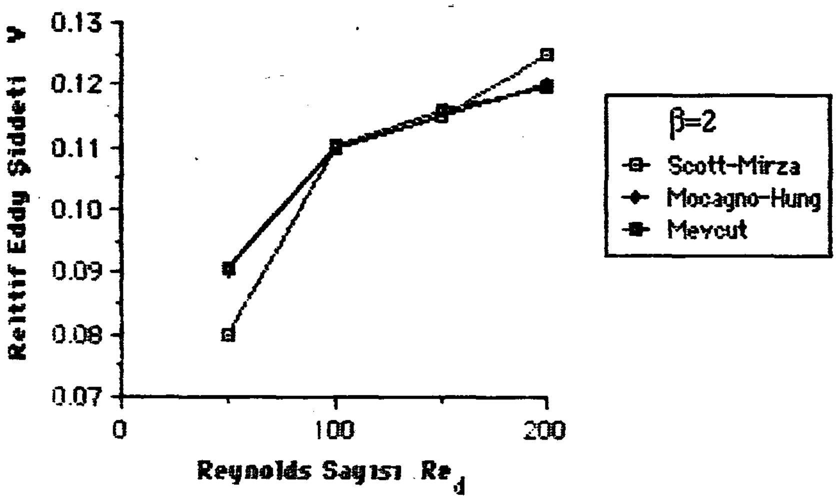
Şekil 6.2.29. β=10 çap oranı için değişik Reynolds sayılarında eddy merkezinin yeri L_c'nin değişimi (Kartezyen Koordinat).



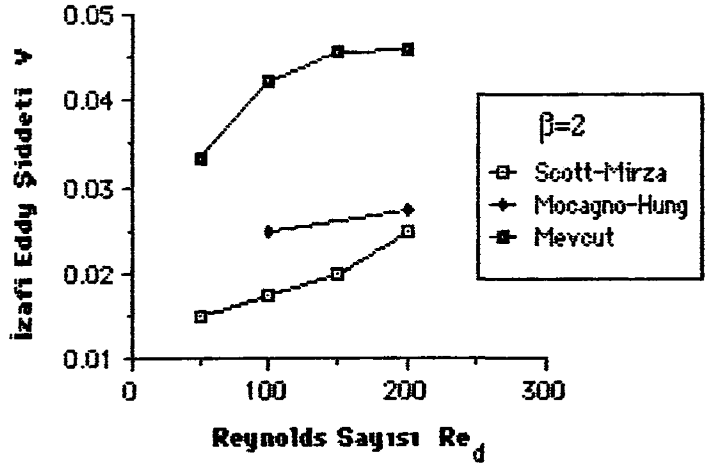
Şekil 6.2.30. β=1.5 çap oranı için değişik Reynolds sayılarında izafi eddy şiddeti Ψ'nin Scott-Mirza'nın sayısal sonuçları ile karşılaştırılması (Silindirik Koordinat).



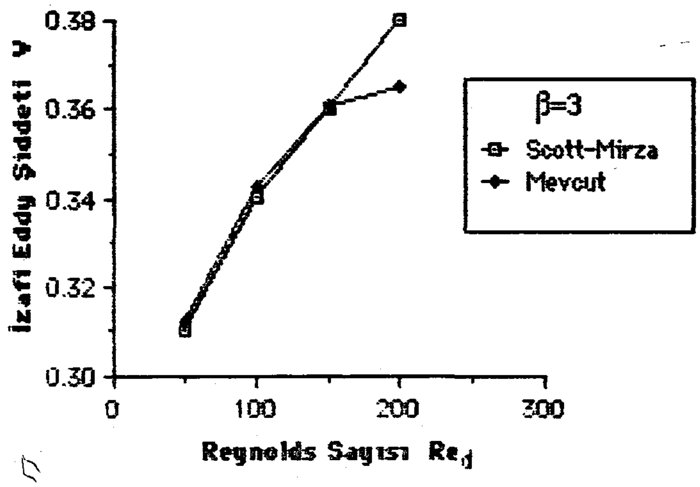
Şekil 6.2.31. β=1.5 çap oranı için değişik Reynolds sayılarında izafi eddy şiddeti V'nin Scott-Mirza'nın sayısal sonuçları ile karşılaştırılması (Kartezyen Koordinat).



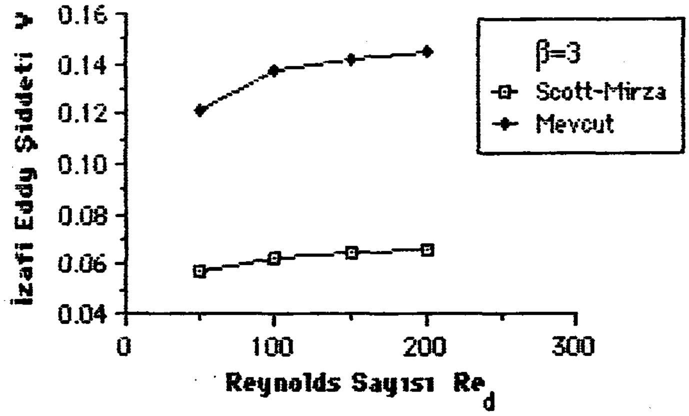
Şekil 6.2.32. β=2 çap oranı için değişik Reynolds sayılarında izafi eddy şiddeti V'nin Scott-Mirza'nın sayısal ve Mocagno-Hung'un deneysel sonuçları ile karşılaştırılması (Silindirik Koordinat).



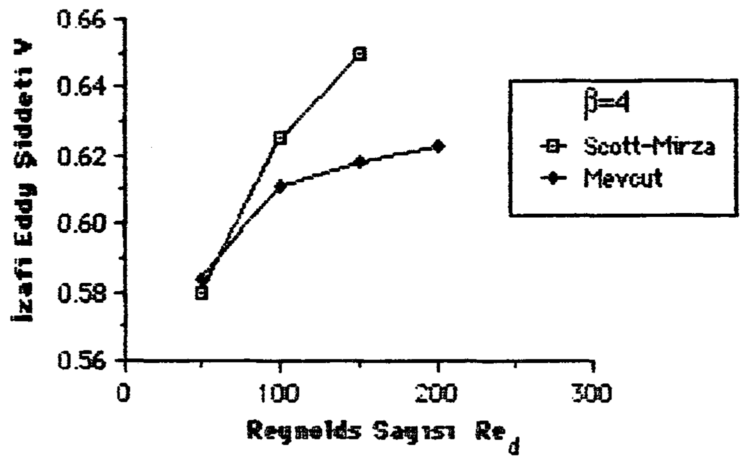
Şekil 6.2.33. β=2 çap oranı için değişik Reynolds sayılarında izafi eddy şiddeti V'nin Scott-Mirza'nın sayısal ve Mocagno-Hung'un deneysel sonuçları ile karşılaştırılması (Kartezyen Koordinat).



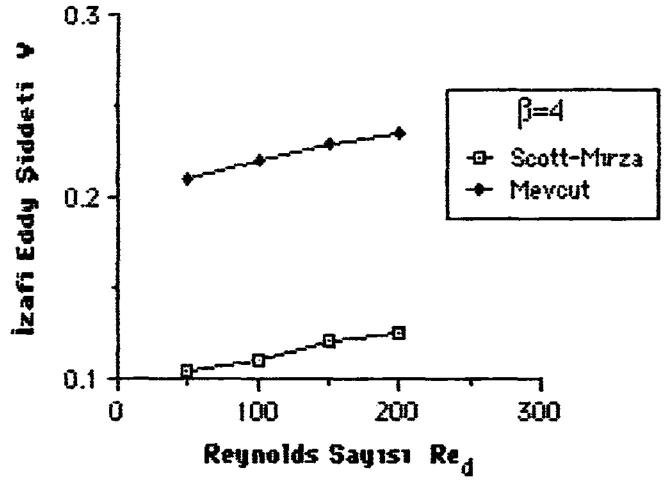
Şekil 6.2.34. β=3 çap oranı için değişik Reynolds sayılarında izafi eddy şiddeti V'nin Scott-Mirza'nın sayısal sonuçları ile karşılaştırılması (Silindirik Koordinat).



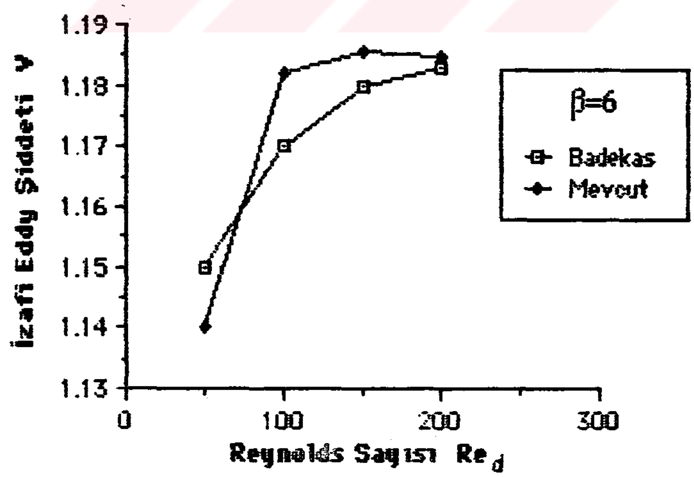
Şekil 6.2.35. β=3 çap oranı için değişik Reynolds sayılarında izafi eddy şiddeti V'nin Scott-Mirza'nın sayısal sonuçları ile karşılaştırılması (Kartezyen Koordinat).



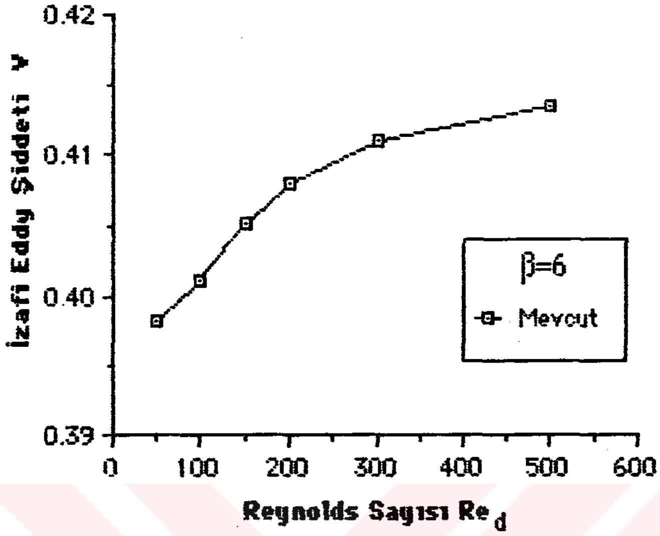
Şekil 6.2.36. β=4 çap oranı için değişik Reynolds sayılarında izafi eddy şiddeti V'nin Scott-Mirza'nın sayısal sonuçları ile karşılaştırılması (Silindirik Koordinat).



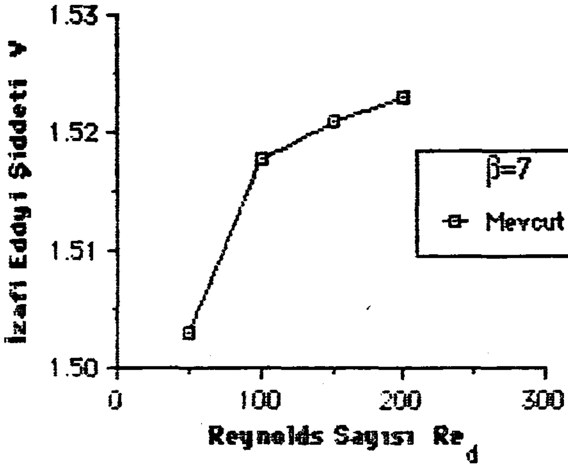
Şekil 6.2.37.β=4 çap oranı için değişik Reynolds sayılarında izafi eddy şiddeti ¥'nin Scott-Mirza'nın sayısal sonuçları ile karşılaştırılması (Kartezyen Koordinat).



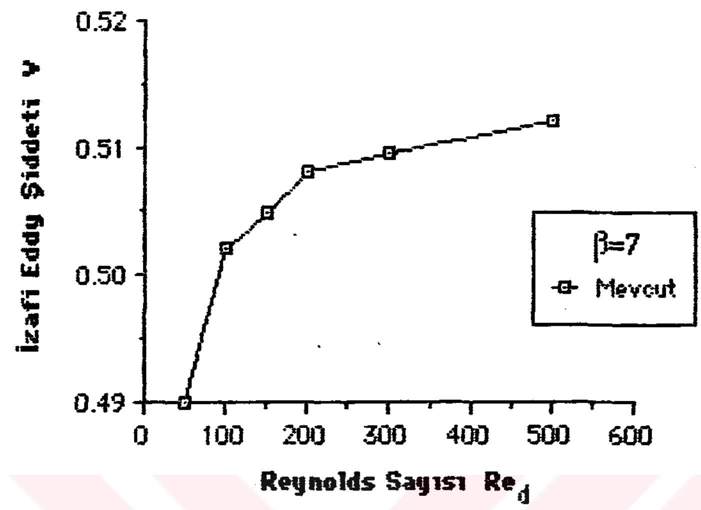
Şekil 6.2.38. β=6 çap oranı için değişik Reynolds sayılarında izafi eddy şiddeti ¥'nin Badekas'ın sayısal sonuçları ile karşılaştırılması (Silindirik Koordinat).



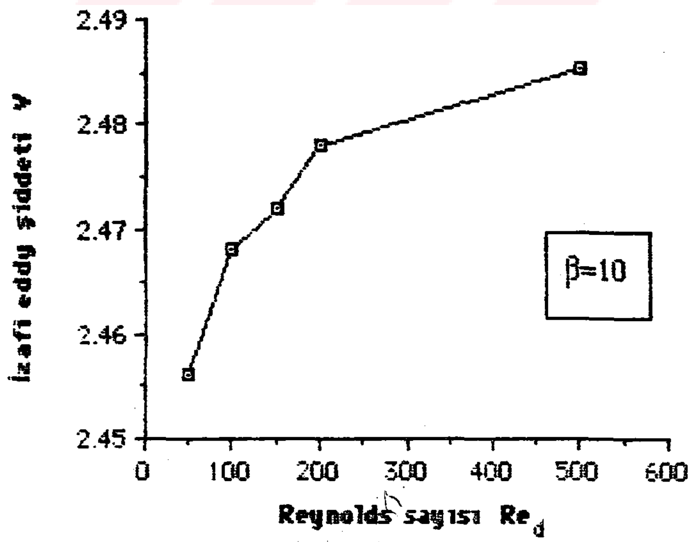
Şekil 6.2.39. β=6 çap oranı için değişik Reynolds sayılarında izafi eddy şiddeti V'nin değişimi (Kartezyen Koordinat).



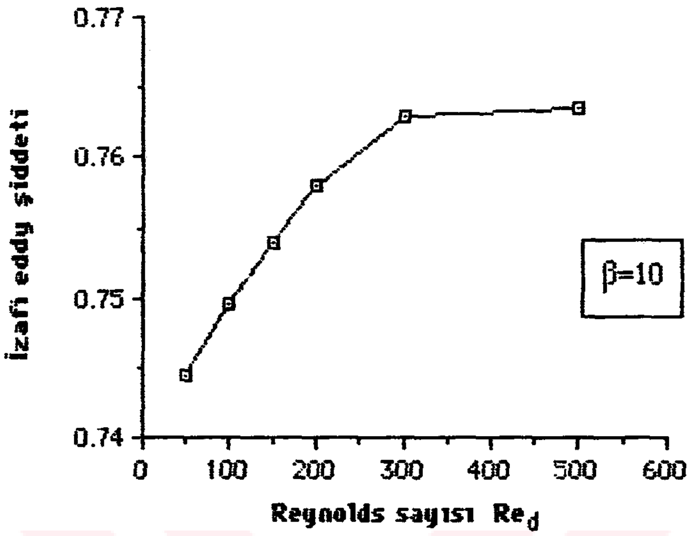
Şekil 6.2.40. β=7 çap oranı için değişik Reynolds sayılarında izafi eddy şiddeti V'nin değişimi (Silindirik Koordinat).



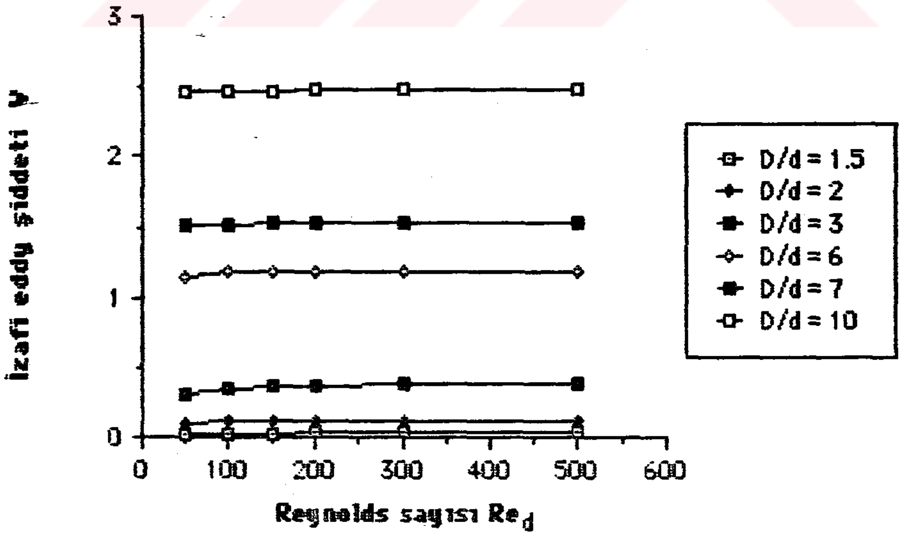
Şekil 6.2.41. β=7 çap oranı için değişik Reynolds sayılarında izafi eddy şiddeti ϒ'nin değişimi (Kartezyen Koordinat).



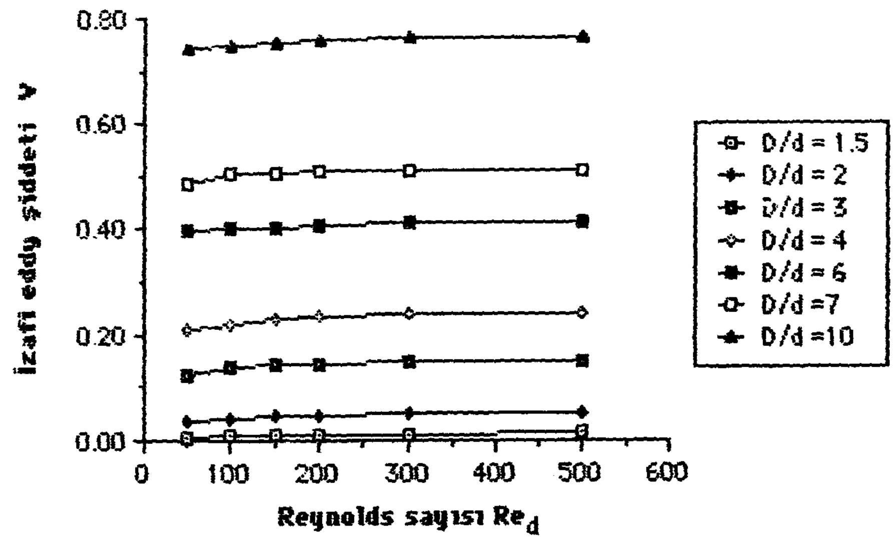
Şekil 6.2.42. β=10 çap oranı için değişik Reynolds sayılarında izafi eddy şiddeti ϒ'nin değişimi (Silindirik Koordinat).



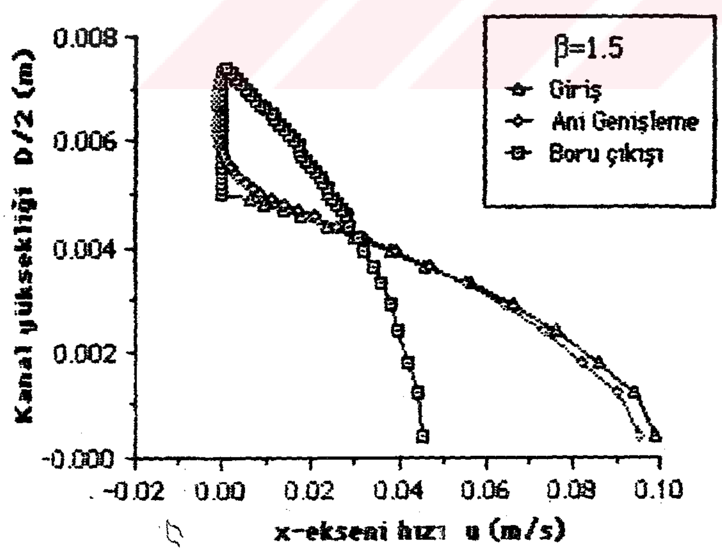
Şekil 6.2.43. β=10 çap oranı için değişik Reynolds sayılarında izafi eddy şiddeti Ψ'nin değişimi (Kartezyen Koordinat).



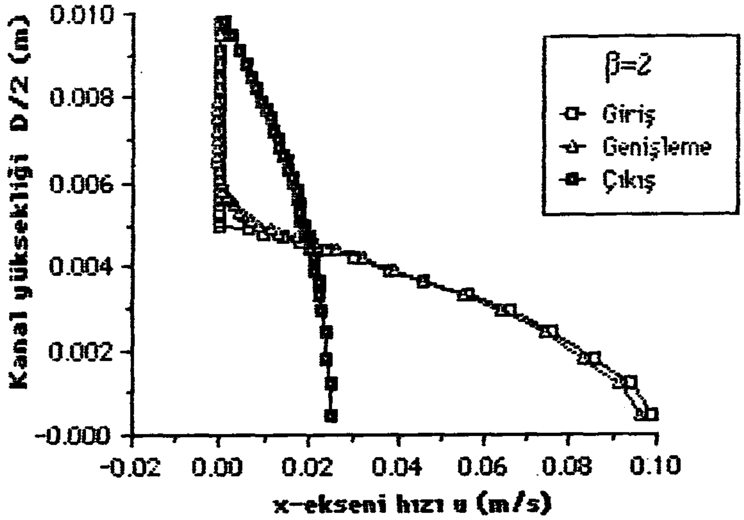
Şekil 6.2.44. Farklı çap oranları ve değişik Reynolds sayılarında izafi eddy şiddeti Ψ'nin değişimi (Silindirik Koordinat).



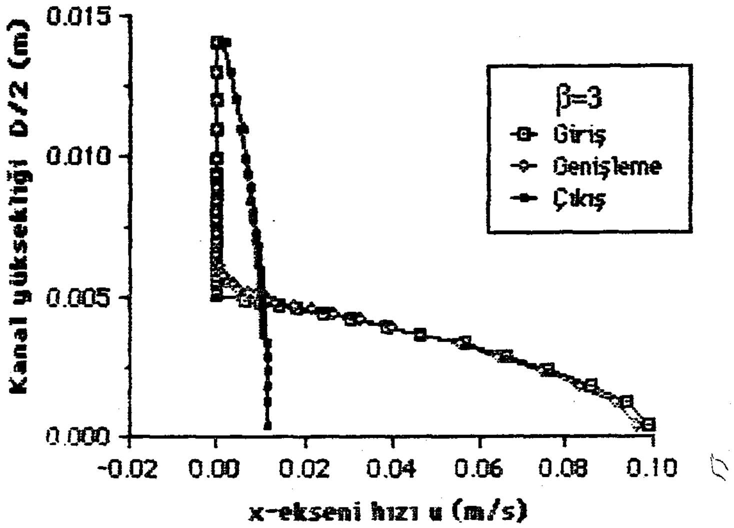
Şekil 6.2.45. Farklı çap oranları ve değişik Reynolds sayılarında izafi eddy şiddeti Ψ'nin değişimi (Kartezyen Koordinat).



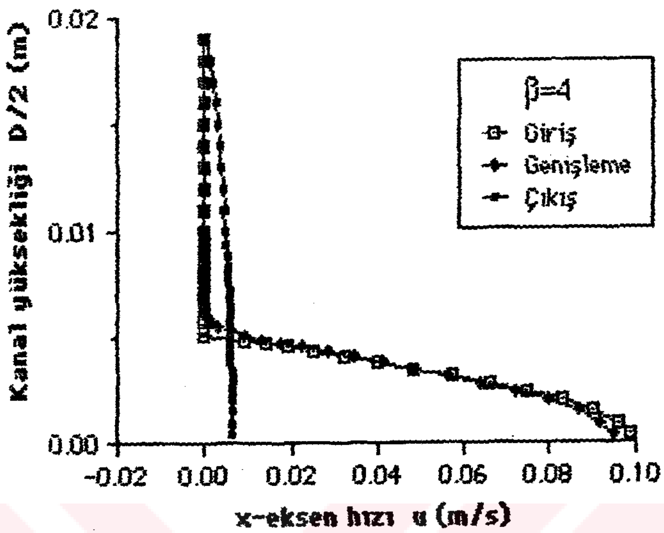
Şekil 6.2.46. β=1.5 çap oranı için kanal boyunca değişik x mesafelerindeki eksenel hız profilleri (Re_d=100, Silindirik koordinat).



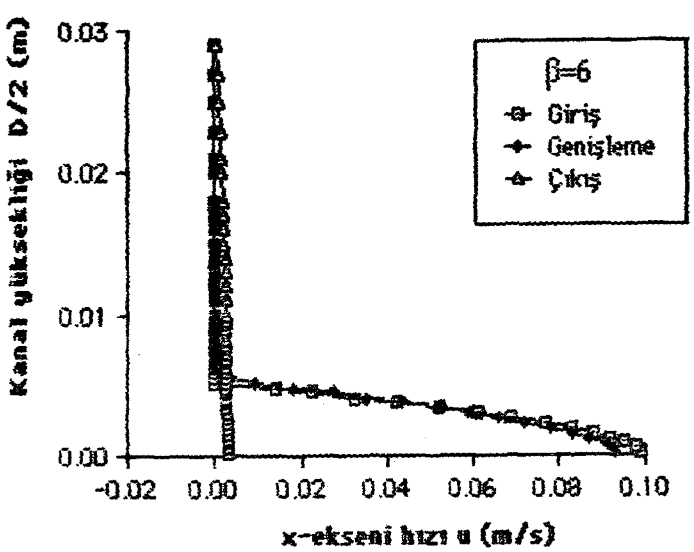
Şekil 6.2.47. β=2 çap oranı için kanal boyunca değişik x mesafelerindeki eksenel hız profilleri (Re_d=100, Silindirik koordinat).



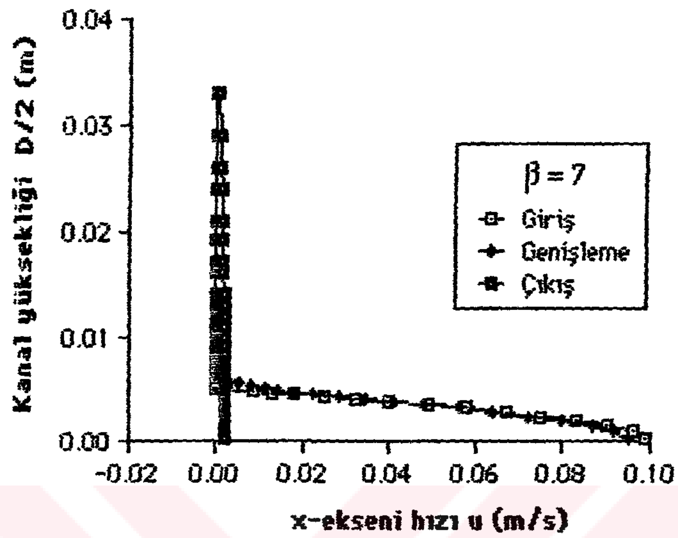
Şekil 6.2.48. β=3 çap oranı için kanal boyunca değişik x mesafelerindeki eksenel hız profilleri (Re_d=100, Silindirik koordinat).



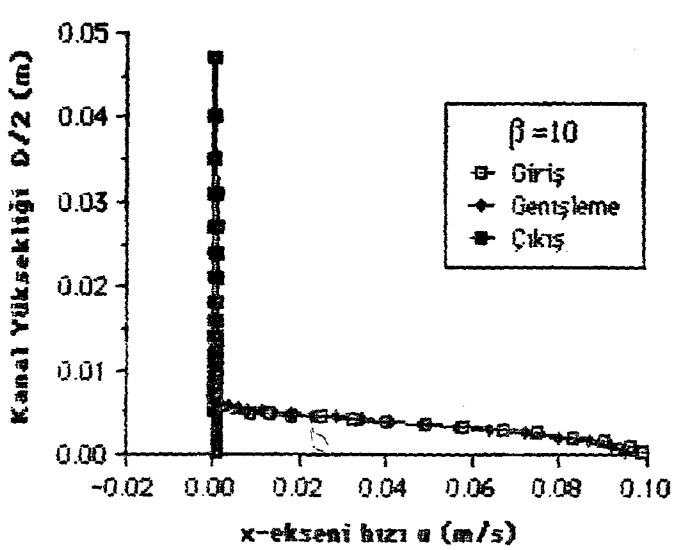
Şekil 6.2.49. β=4 çap oranı için kanal boyunca değişik x mesafelerindeki eksenel hız profilleri (Re_d=100, Silindirik koordinat).



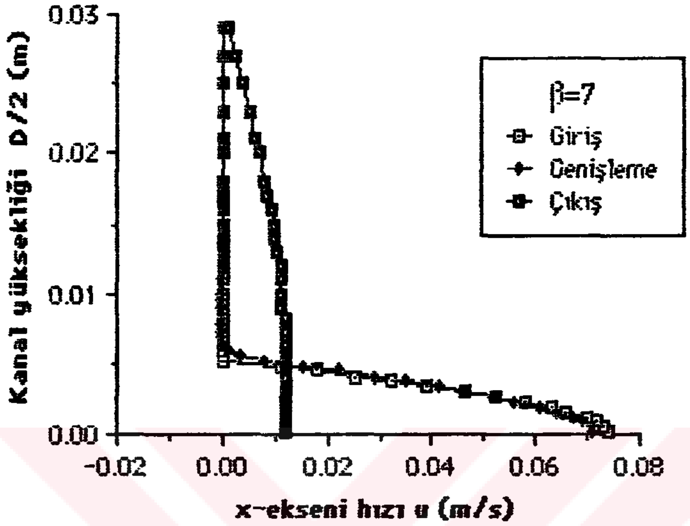
Şekil 6.2.50. β=6 çap oranı için kanal boyunca değişik x mesafelerindeki eksenel hız profilleri (Re_d=100, Silindirik koordinat).



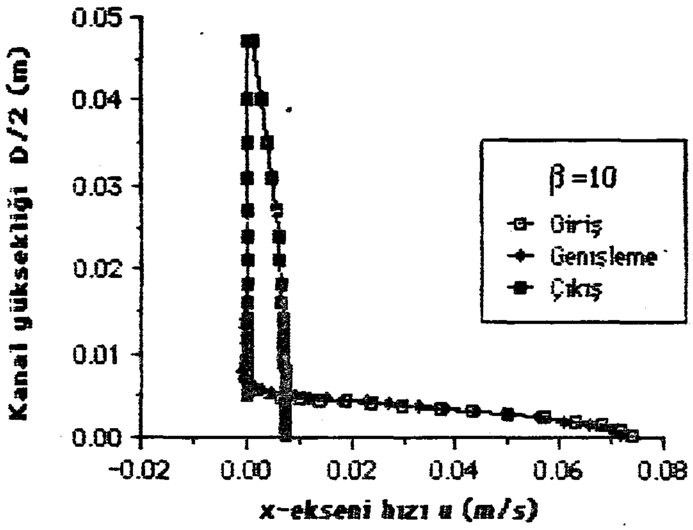
Şekil 6.2.51. β=7 çap oranı için kanal boyunca değişik x mesafelerindeki eksenel hız profilleri (Re_d=100, Silindirik koordinat).



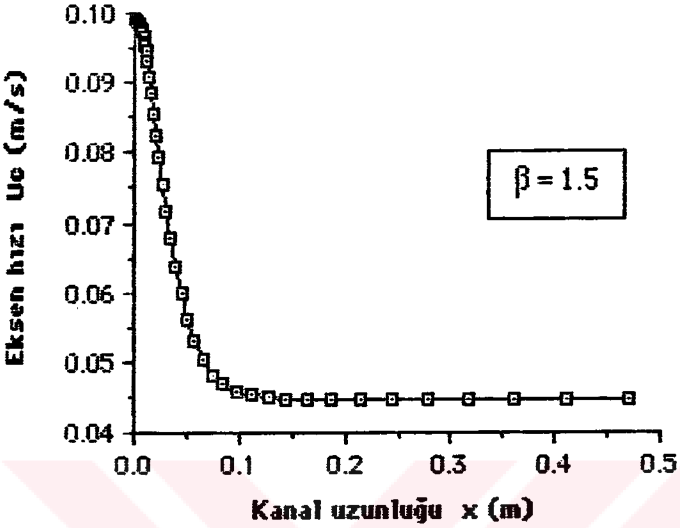
Şekil 6.2.52. β=10 çap oranı için kanal boyunca değişik x mesafelerindeki eksenel hız profilleri (Re_d=100, Silindirik koordinat).



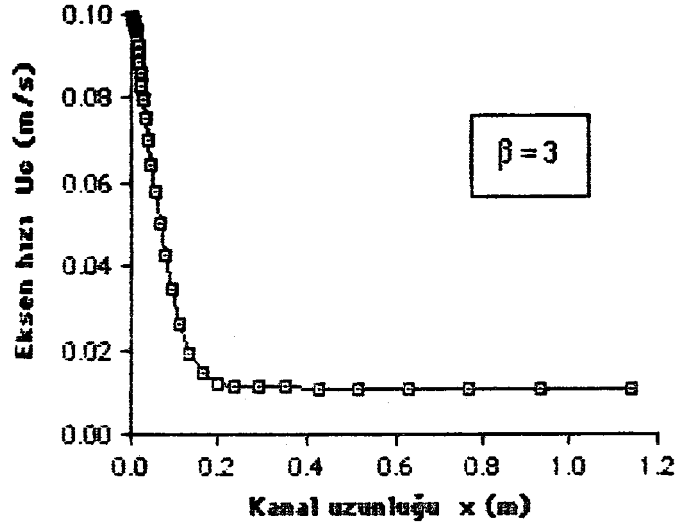
Şekil 6.2.53. β=7 çap oranı için kanal boyunca değişik x mesafelerindeki eksenel hız profilleri (Re_d=100, Kartezyen koordinat).



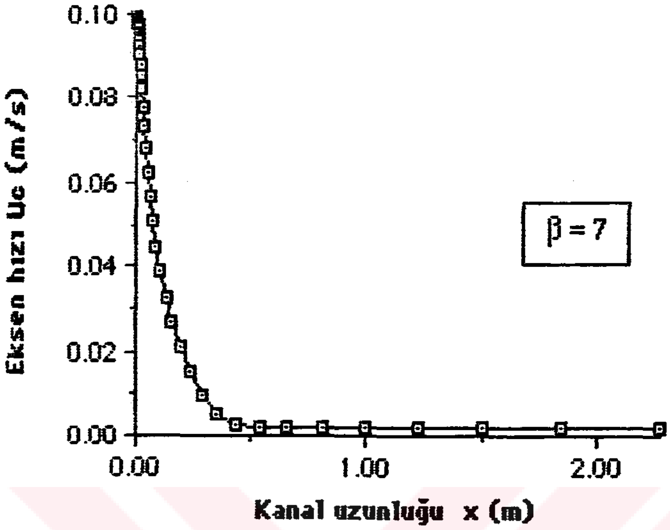
Şekil 6.2.54. β=10 çap oranı için kanal boyunca değişik x mesafelerindeki eksenel hız profilleri (Re_d=100, Kartezyen koordinat).



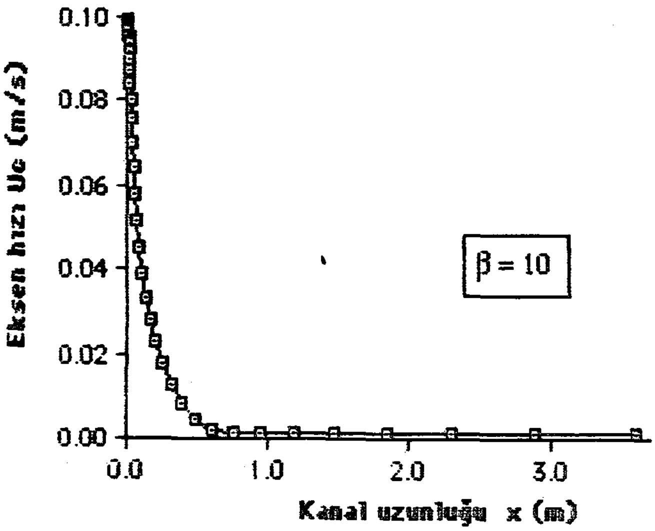
Şekil 6.2.55. β=1.5 çap oranı için kanal boyunca eksendeki u_c hızı'nın değişimi (Re_d=100, Silindirik koordinat).



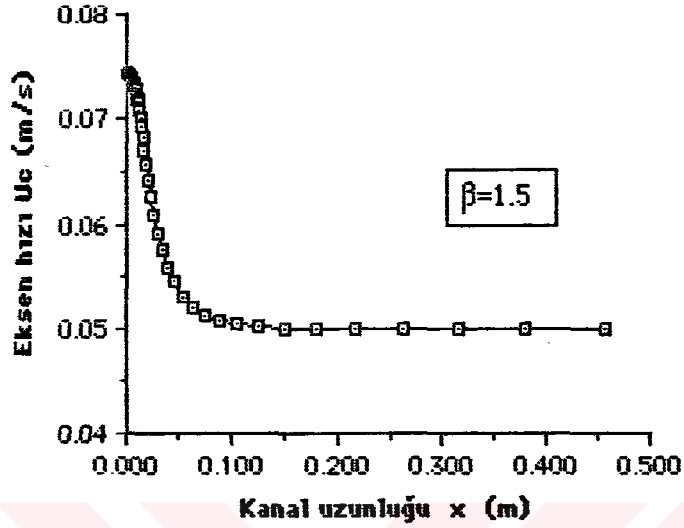
Şekil 6.2.56. β=3 çap oranı için kanal boyunca eksendeki u_c hızı'nın değişimi (Re_d=100, Silindirik koordinat).



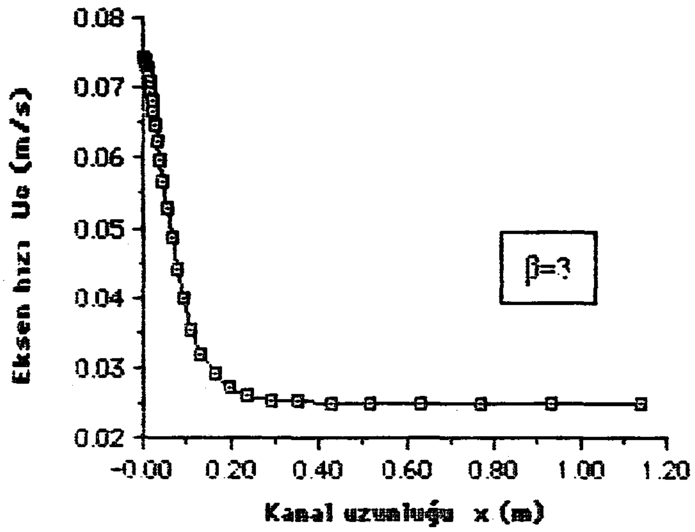
Şekil 6.2.57. β=7 çap oranı için kanal boyunca eksendeki u_c hızı'nın değişimi (Re_d=100, Silindirik koordinat).



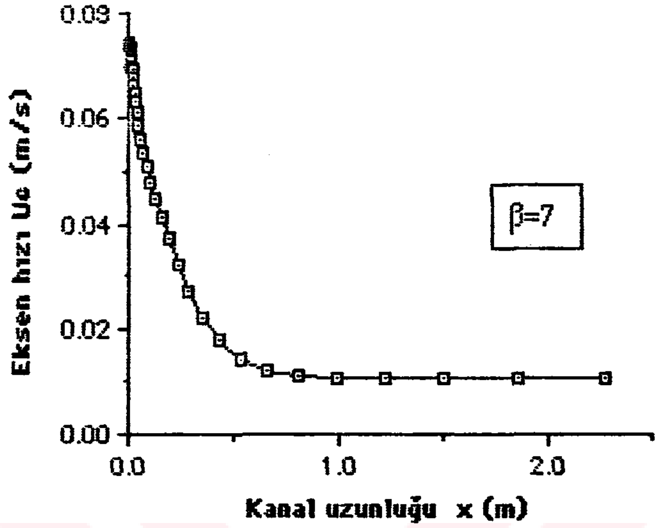
Şekil 6.2.58. β=10 çap oranı için kanal boyunca eksendeki u_c hızı'nın değişimi (Re_d=100, Silindirik koordinat).



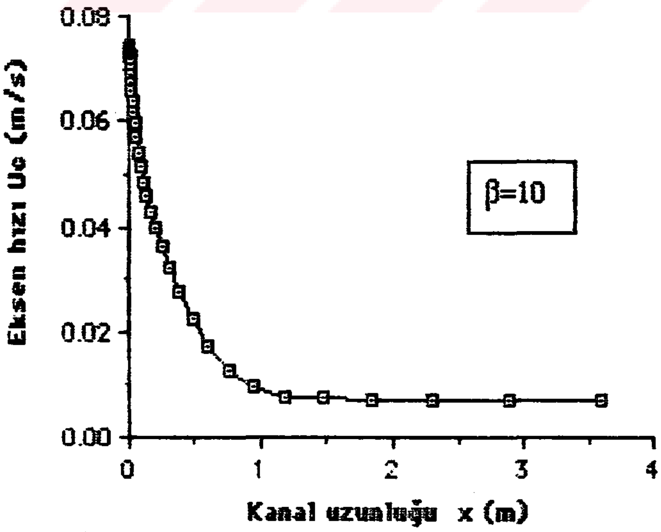
Şekil 6.2.59. β=1.5 çap oranı için kanal boyunca eksendeki u_c hızı'nın değişimi (Re_d=100, Kartezyen koordinat).



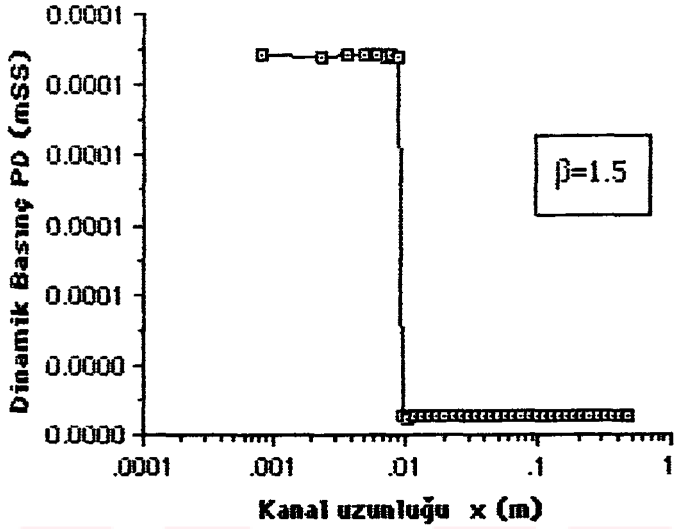
Şekil 6.2.60. β=3 çap oranı için kanal boyunca eksendeki u_c hızı'nın değişimi (Re_d=100, Kartezyen koordinat).



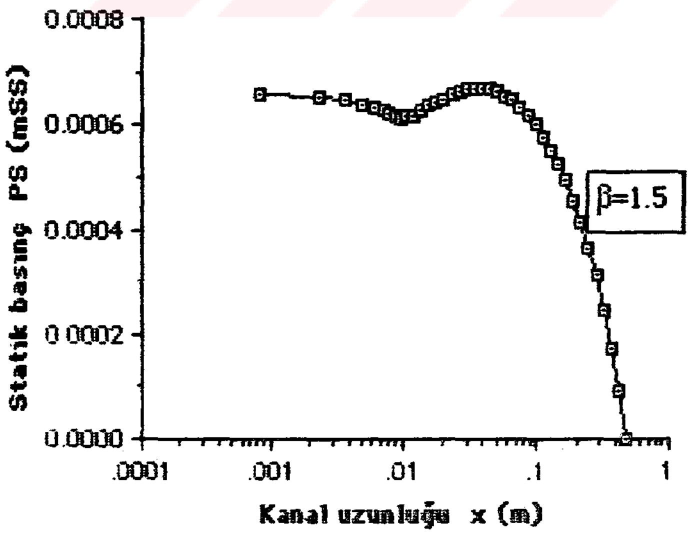
Şekil 6.2.61. β=7 çap oranı için kanal boyunca eksendeki u_c hızı'nın değişimi (Re_d=100, Kartezyen koordinat).



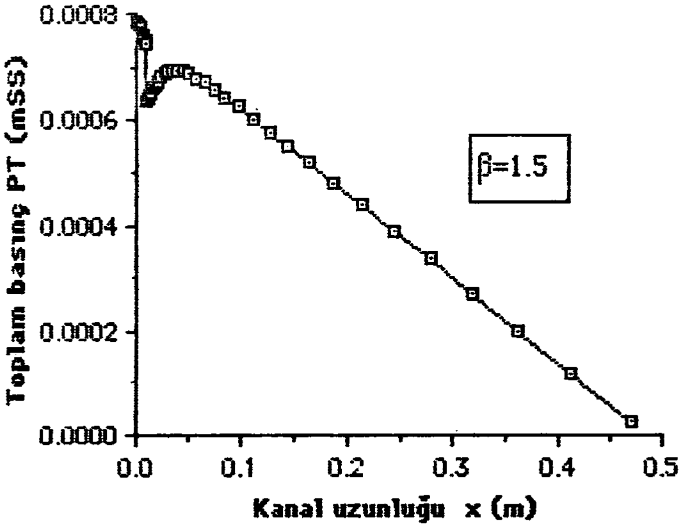
Şekil 6.2.62. β=10 çap oranı için kanal boyunca eksendeki u_c hızı'nın değişimi (Re_d=100, Kartezyen koordinat).



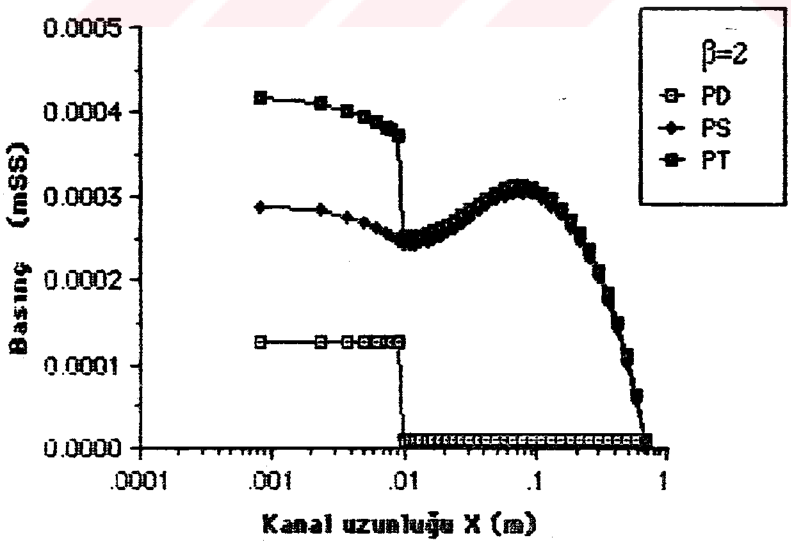
Şekil 6.2.63. β=1.5 çap oranı için kanal boyunca dinamik basınç P_D'nin değişimi (Re_d=100, Silindirik koordinat).



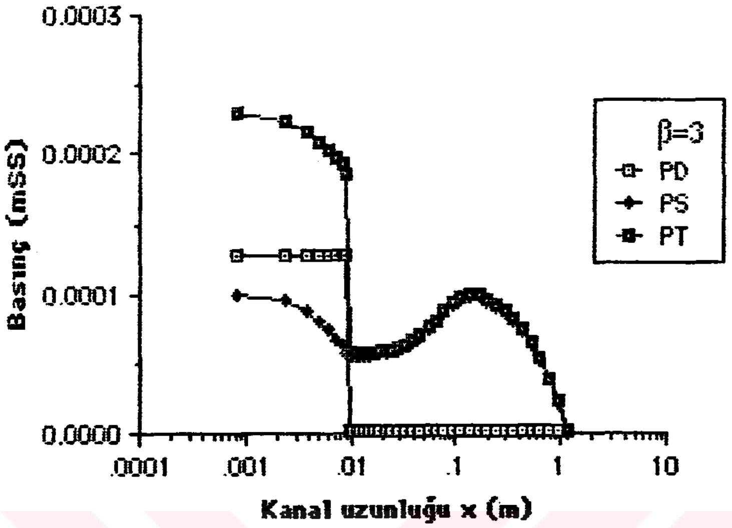
Şekil 6.2.64. β=1.5 çap oranı için kanal boyunca statik basınc P_S'nin değişimi (Re_d=100, Silindirik koordinat).



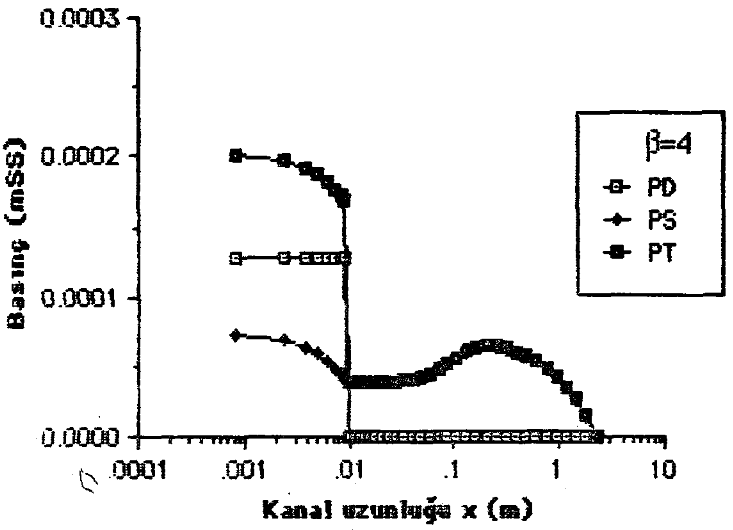
Şekil 6.2.65. β=1.5 çap oranı için kanal boyunca toplam basınç P_T'nin değişimi (Re_d=100, Silindirik koordinat).



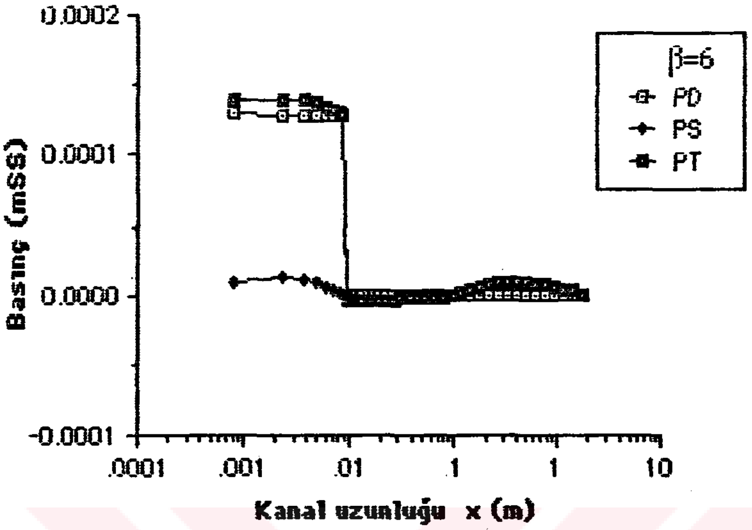
Şekil 6.2.66 β=2 çap oranı için toplam basınç P_T, dinamik basınç P_D, statik basınç P_S'nin x ekseni boyunca değişimi (Re_d=100, Silindirik koordinat).



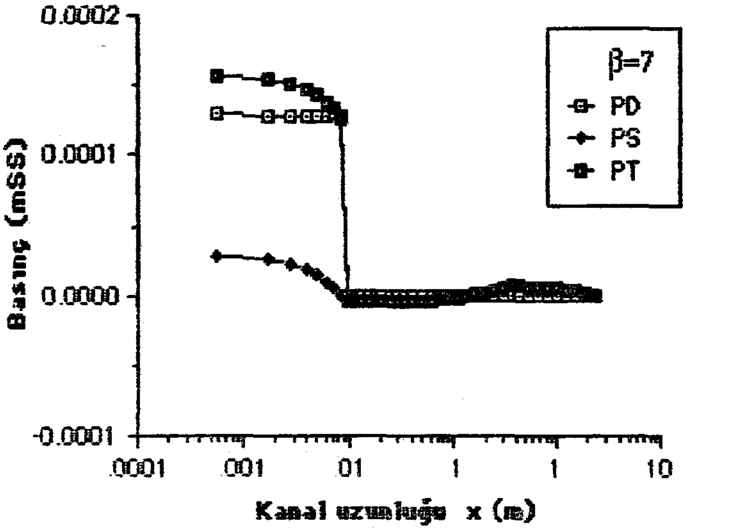
Şekil 6.2.67. β=3 çap oranı için toplam basınç P_T, dinamik basınç P_D, statik basınç P_S'nin x ekseni boyunca değişimi (Re_d=100, Silindirik koordinat).



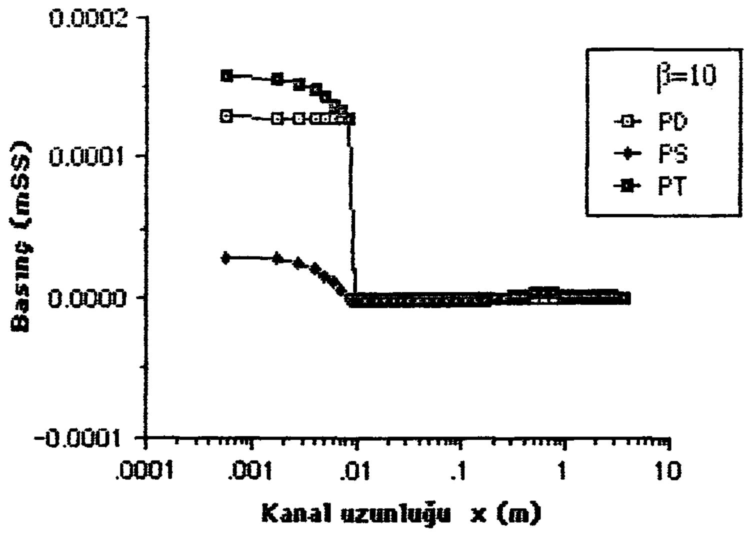
Şekil 6.2.68. β=4 çap oranı için toplam basınç P_T, dinamik basınç P_D, statik basınç P_S'nin x ekseni boyunca değişimi (Re_d=100, Silindirik koordinat).



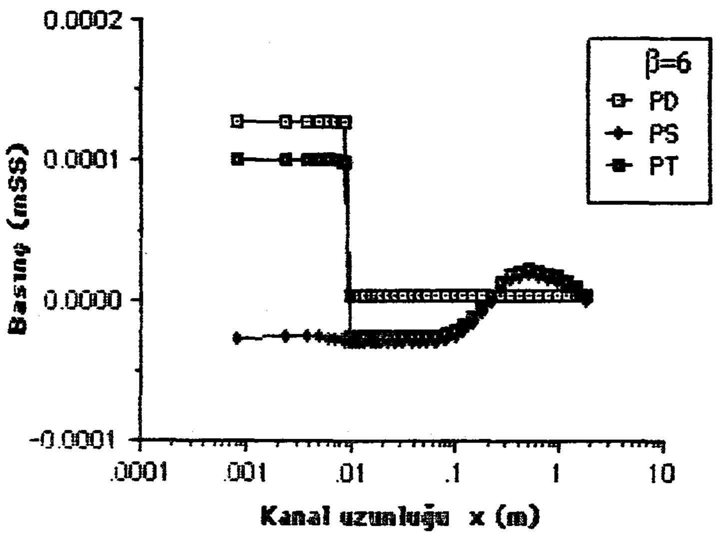
Şekil 6.2.69. β=6 çap oranı için toplam basınç P_T, dinamik basınç P_D, statik basınç P_S'nin x ekseni boyunca değişimi (Re_d=100, Silindirik koordinat).



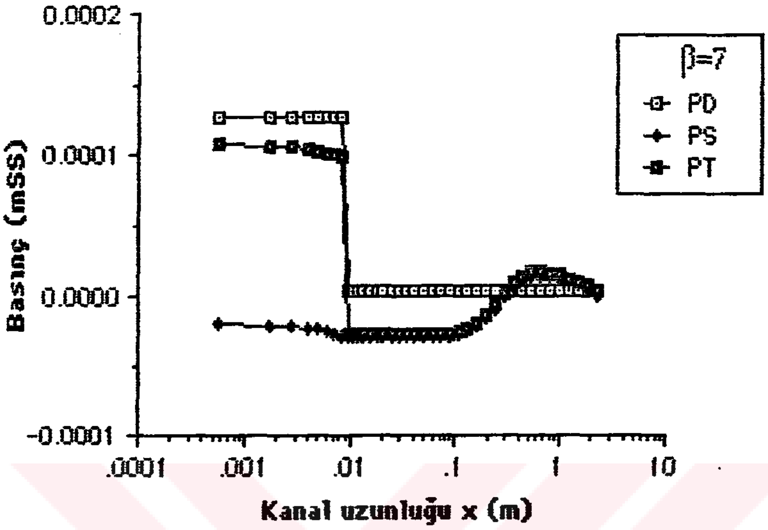
Şekil 6.2.70. β=7 çap oranı için toplam basınç P_T, dinamik basınç P_D, statik basınç P_S'nin x ekseni boyunca değişimi (Re_d=100, Silindirik koordinat).



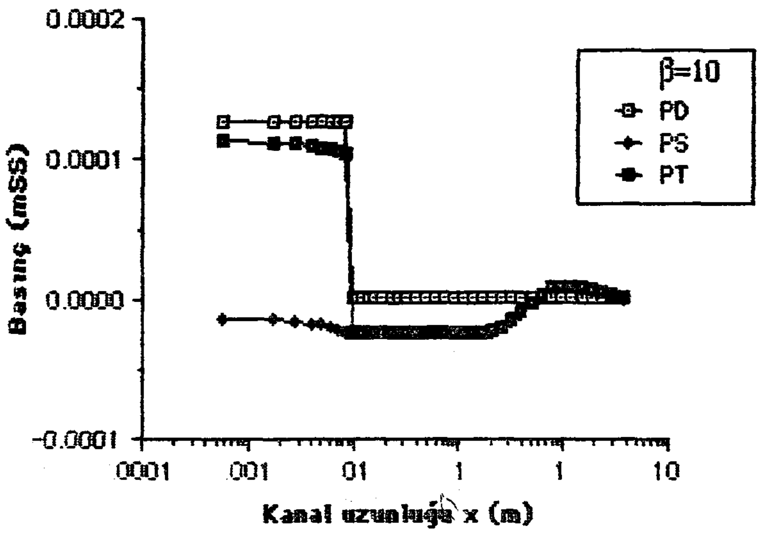
Şekil 6.2.71. β=10 çap oranı için toplam basınç P_T, dinamik basınç P_D, statik basınç P_S'nin x ekseni boyunca değişimi (Re_d=100, Silindirik koordinat).



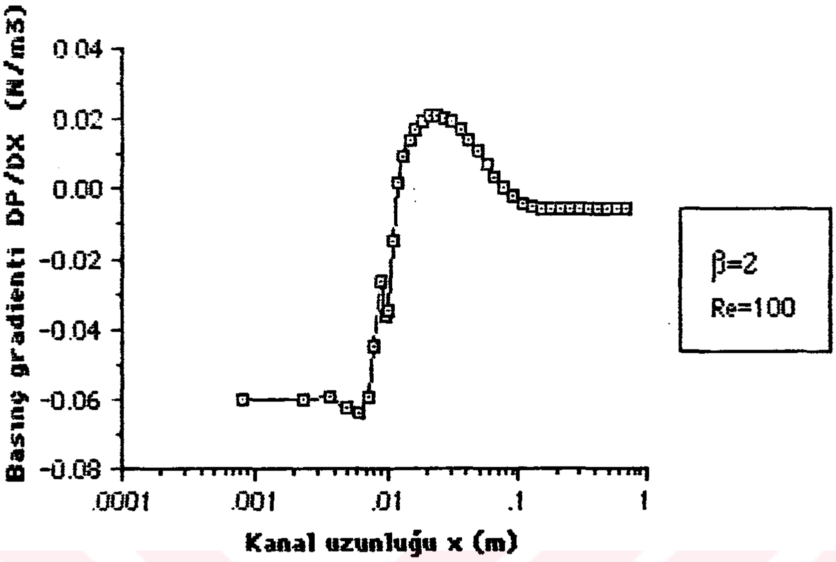
Şekil 6.2.72. β=6 çap oranı için toplam basınç P_T, dinamik basınç P_D, statik basınç P_S'nin x ekseni boyunca değişimi (Re_d=100, Kartezyen koordinat).



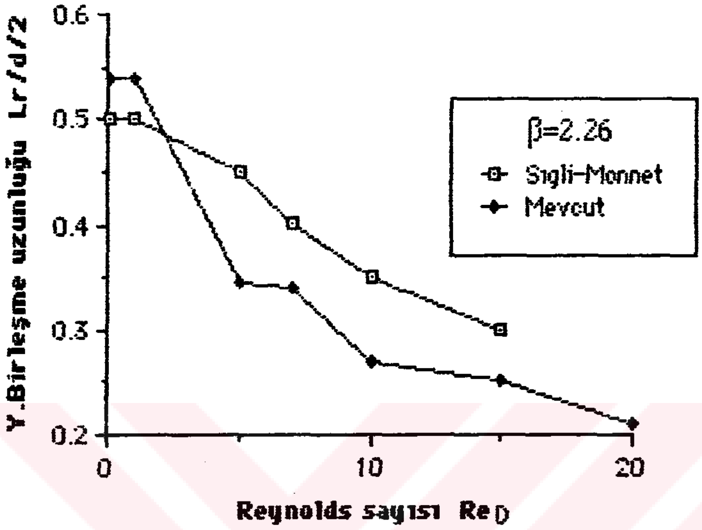
Şekil 6.2.73. β=7 çap oranı için toplam basınç P_T, dinamik basınç P_D, statik basınç P_S'nin x ekseni boyunca değişimi (Re_d=100, Kartezyen koordinat).



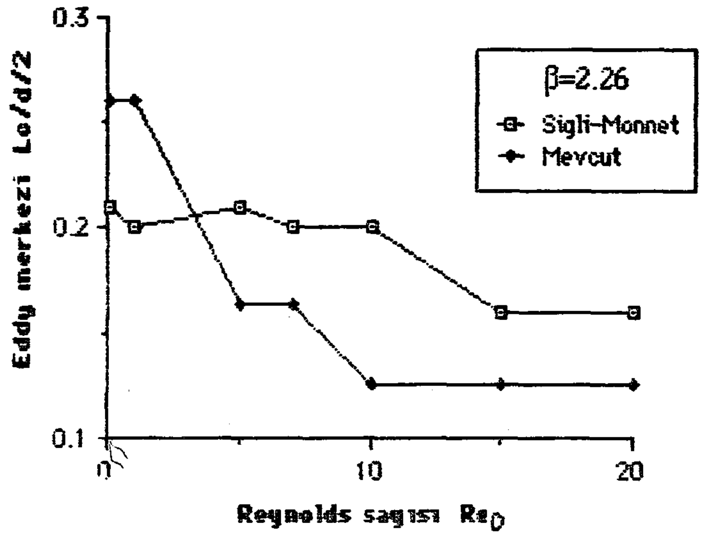
Şekil 6.2.74. β=10 çap oranı için toplam basınç P_T, dinamik basınç P_D, statik basınç P_S'nin x ekseni boyunca değişimi (Re_d=100, Silindirik koordinat).



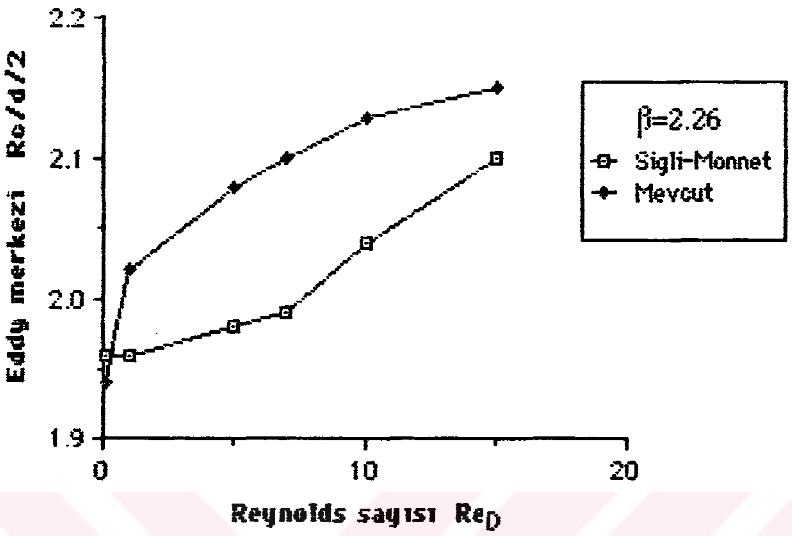
Şekil 6.2.75. β=2 çap oranı için basınç gradienti dP/dx 'in x ekseni boyunca değişimi (Re_d=100, Silindirik koordinat).



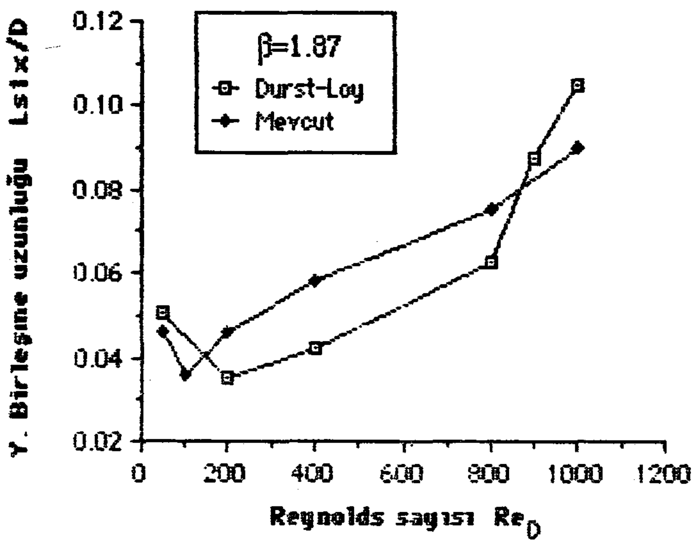
Şekil 6.3.1. β=2.26 çap oranı için Yeniden birleşme uzunluğu L_r'nin farklı Re_D sayılarına göre değişiminin Sigli-Monnet'in deneysel çalışmalarıyla karşılaştırılması (creeping flow, Silindirik koordinat).



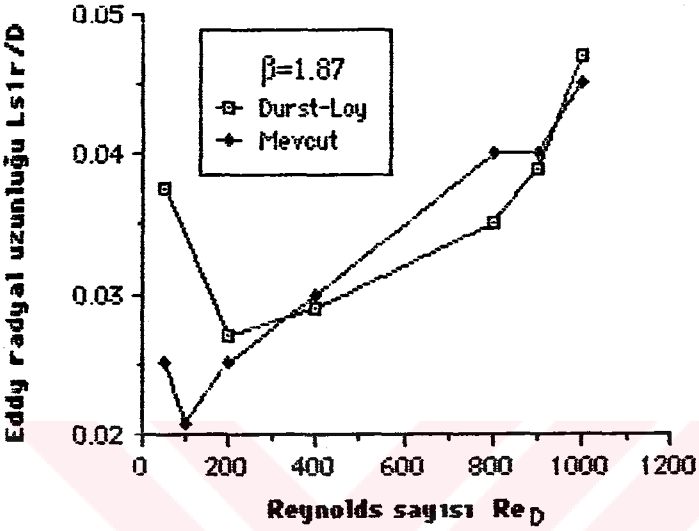
Şekil 6.3.2. β=2.26 çap oranı için eddy merkezinin daralma başlangıcına olan mesafesi L_c'nin farklı Re_D sayılarına göre değişiminin Sigli-Monnet'in deneysel çalışmalarıyla karşılaştırılması (creeping flow-Silindirik koordinat).



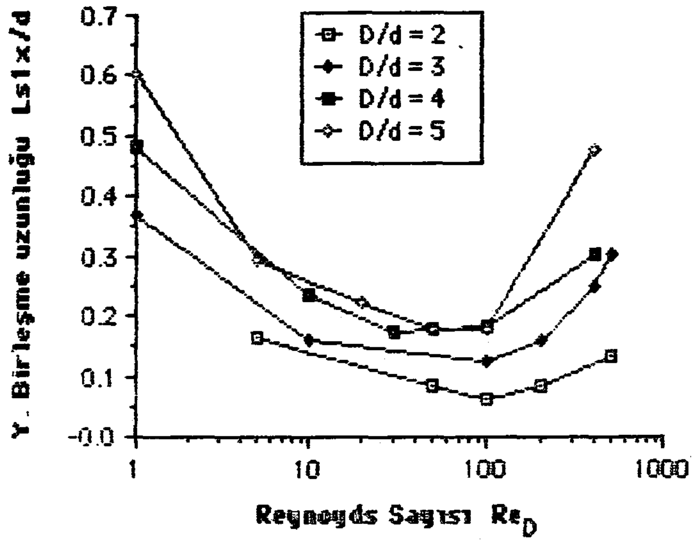
Şekil 6.3.3. β=2.26 çap oranı için eddy merkezinin simetri eksenine olan mesafesi R_c'nin farklı Re_D sayılarına göre değişiminin Sigli-Monnet'in deneysel çalışmalarıyla karşılaştırılması (creeping flow, Silindirik koordinat).



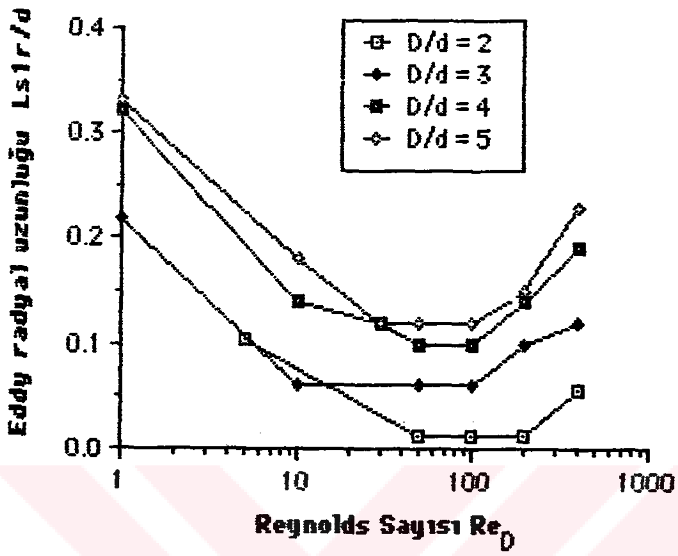
Şekil 6.3.4. β=1.87 çap oranı için yeniden birleşme uzunluğu $Ls1_x$'in farklı Re_D sayılarına göre değişiminin Durst-Loy'un deneysel çalışmalarıyla karşılaştırılması (Silindirik koordinat).



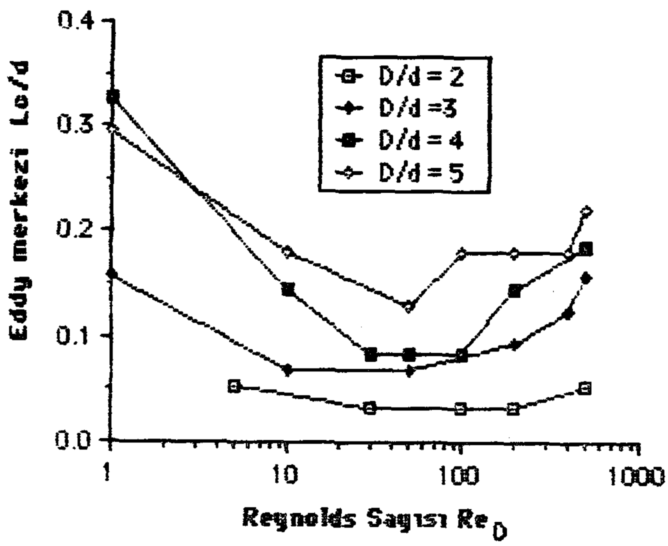
Şekil 6.3.5. β=1.87 çap oranı için eddy'nin radyal uzunluğu $Ls1_r$'in farklı Re_D sayılarına göre değişiminin Durst-Loy'un deneysel çalışmalarıyla karşılaştırılması (Silindirik koordinat).



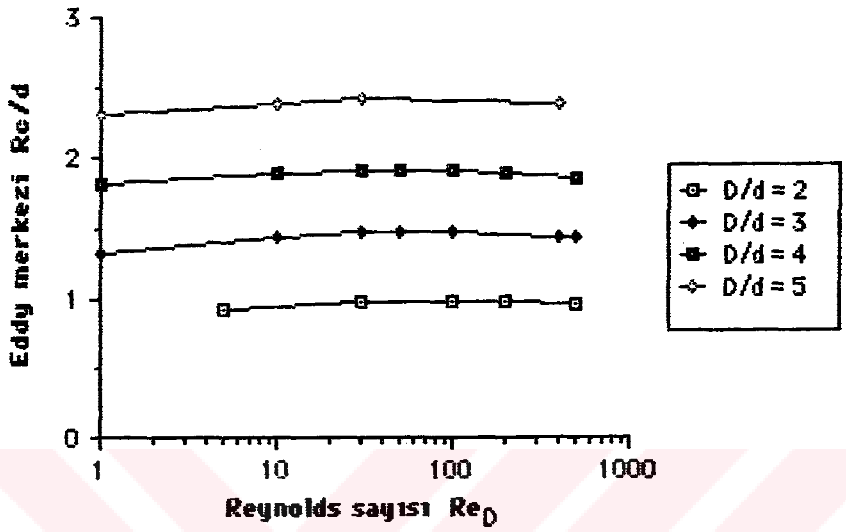
Şekil 6.3.6. Değişik çap oranları için yeniden birleşme uzunluğu $Ls1_x$'in farklı Re_D sayılarına göre değişimi (Silindirik koordinat).



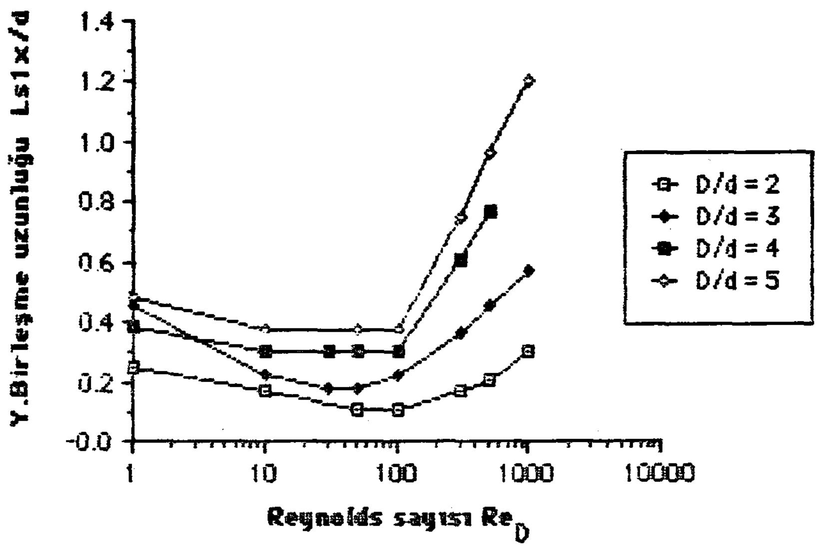
Şekil 6.3.7. Değişik çap oranları için eddy radyal uzunluğu $Ls1_r$'nin farklı Re_D sayılarına göre değişimi (Silindirik koordinat).



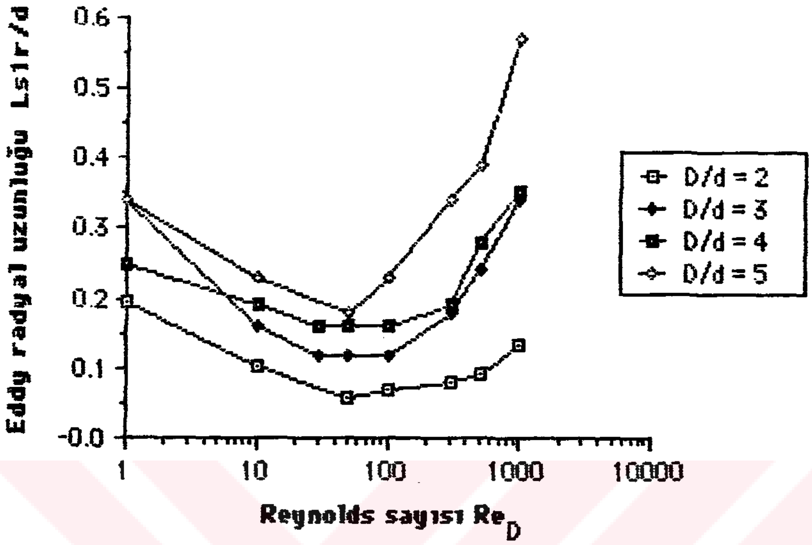
Şekil 6.3.8. Değişik çap oranları için eddy merkezinin daralma başlangıcına olan mesafe L_c'nin farklı Re_D sayılarına göre değişimi (Silindirik koordinat).



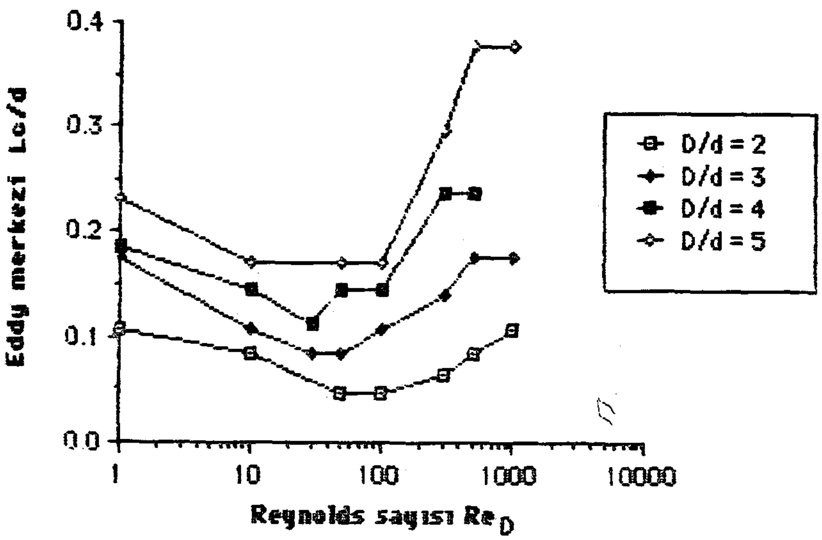
Şekil 6.3.9. Değişik çap oranları için eddy merkezinin simetri eksenine olan mesafe R_c'nin farklı Re_D sayılarına göre değişimi (Silindirik koordinat).



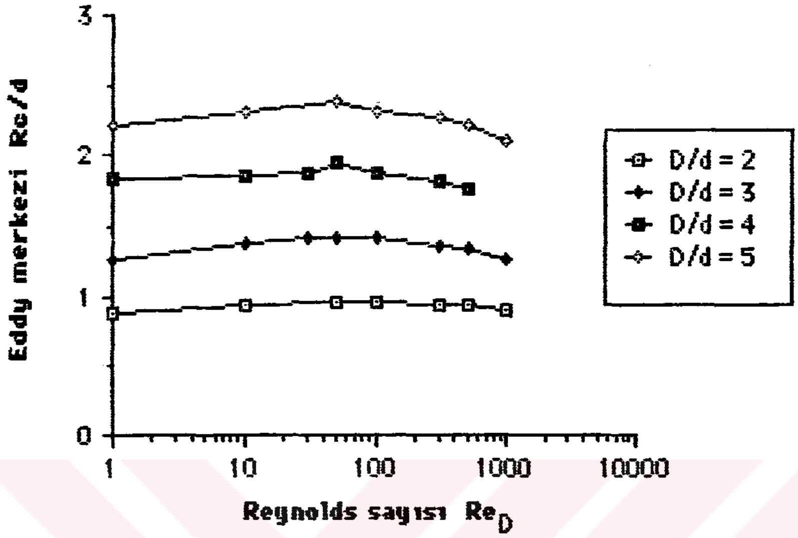
Şekil 6.3.10. Değişik çap oranları için yeniden birleşme uzunluğu $Ls1_x$'in farklı Re_D sayılarına göre değişimi (Kartezyen koordinat).



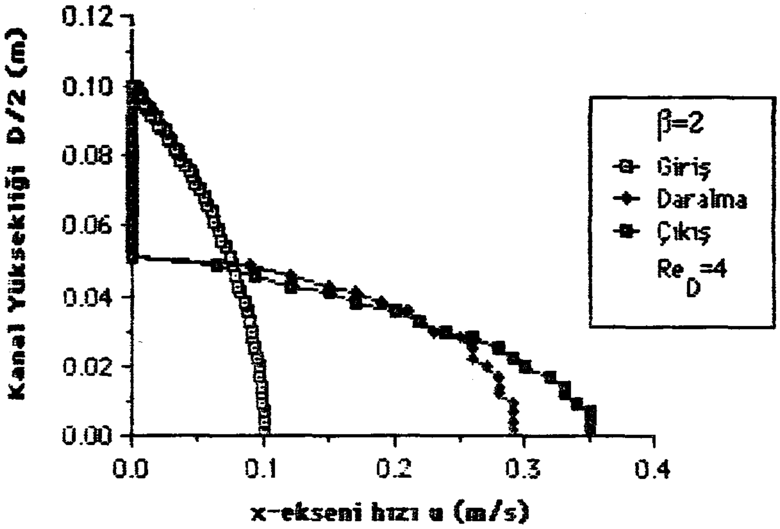
Şekil 6.3.11. Değişik çap oranları için eddy redyal uzunluğu $Ls1_r$'nin farklı Re_D sayılarına göre değişimi (Kartezyen koordinat).



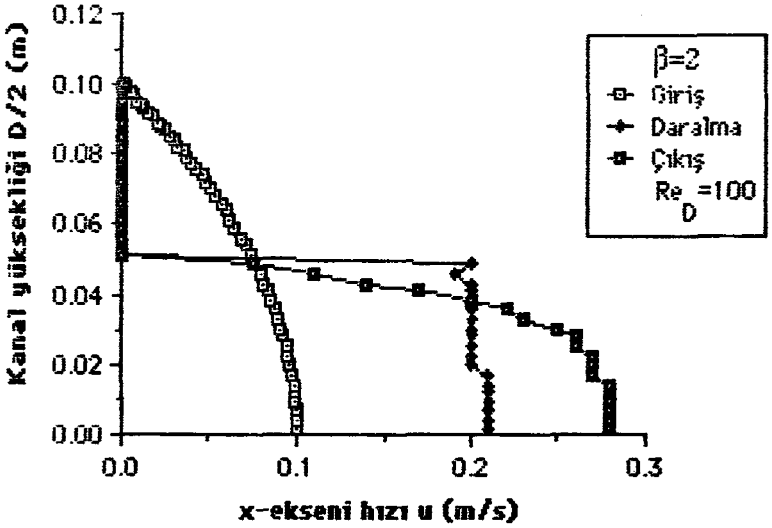
Şekil 6.3.12. Değişik çap oranları için eddy merkezinin daralma başlangıcına olan mesafe L_c'nin farklı Re_D sayılarına göre değişimi (Kartezyen koordinat).



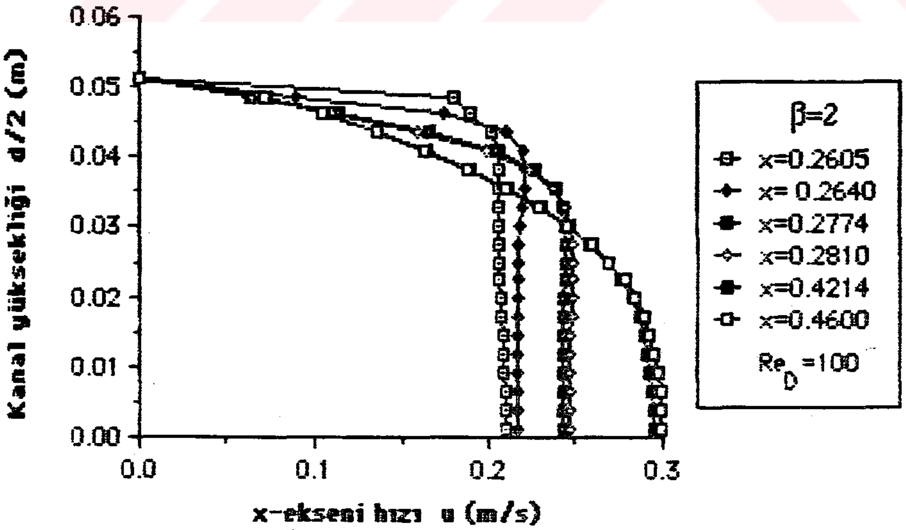
Şekil 6.3.13. Değişik çap oranları için eddy merkezinin simetri eksenine olan mesafe R_c'nin farklı Re_D sayılarına göre değişimi (Kartezyen koordinat).



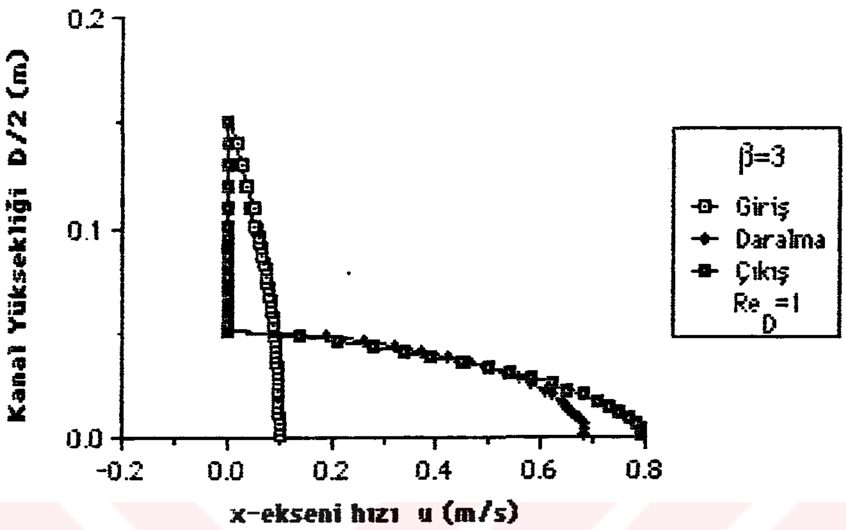
Şekil 6.3.14. β=2 çap oranı için eksenel hız u'nun boru uzunluğu boyunca değişik x mesafelerindeki hız profilinin değişimi (Re_D=4, Silindirik koordinat).



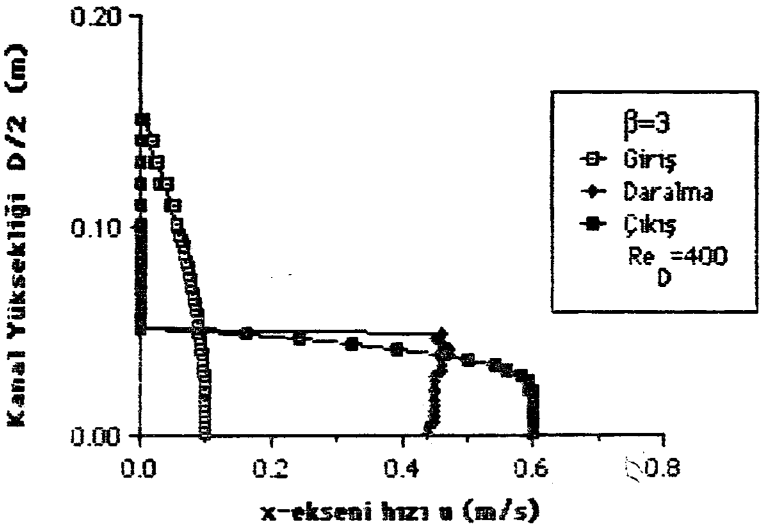
Şekil 6.3.15. β=2 çap oranı için eksenel hız u'nun kanal boyunca değişik x mesafelerindeki hız profilinin değişimi (Re_D=100, Silindirik koordinat).



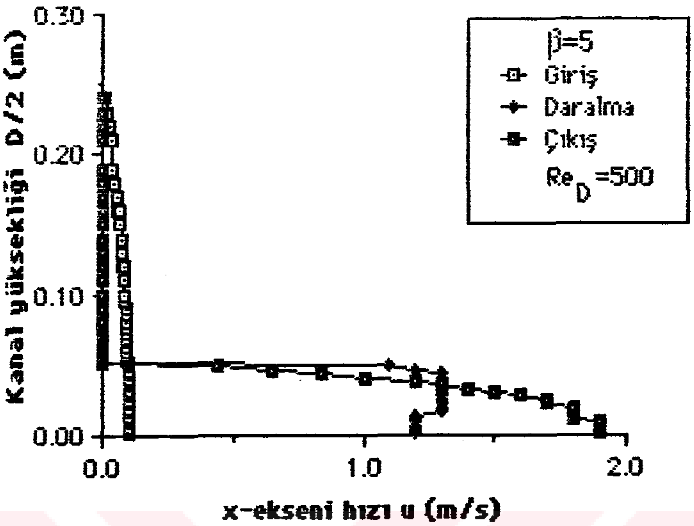
Şekil 6.3.16. β=2 çap oranı için eksenel hız u'nun daralan kanal boyunca değişik x mesafelerindeki hız profilinin değişimi (Re_D=100, Silindirik koordinat).



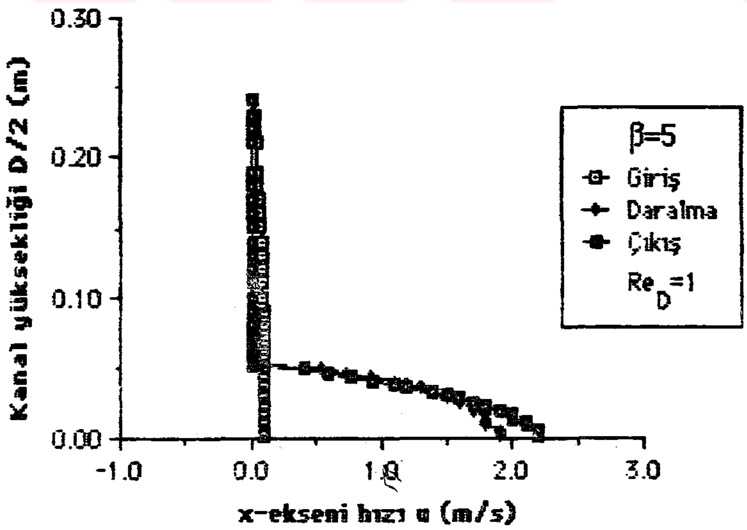
Şekil 6.3.17. β=3 çap oranı için eksenel hız u'nun kanal boyunca değişik x mesafelerindeki hız profilinin değişimi (Re_D=1, Silindirik koordinat).



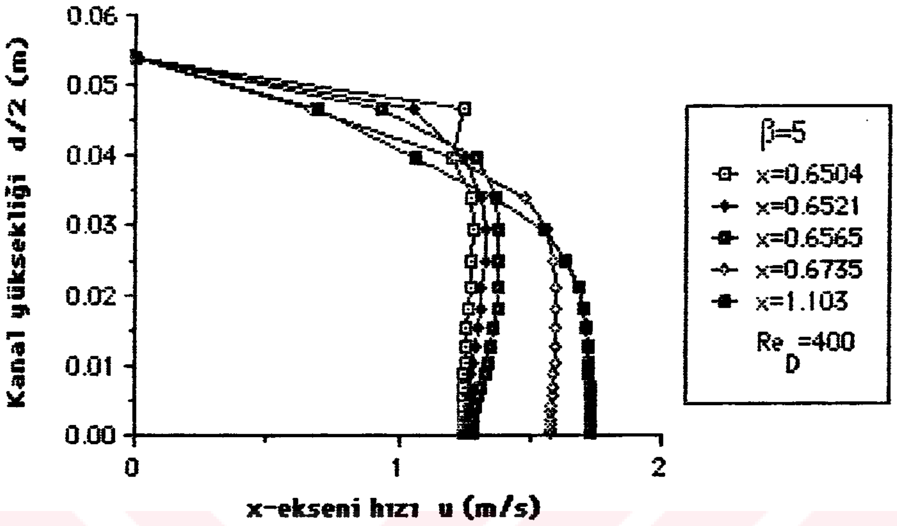
Şekil 6.3.18. β=3 çap oranı için eksenel hız u'nun kanal boyunca değişik x mesafelerindeki hız profilinin değişimi (Re_D=400, Silindirik koordinat).



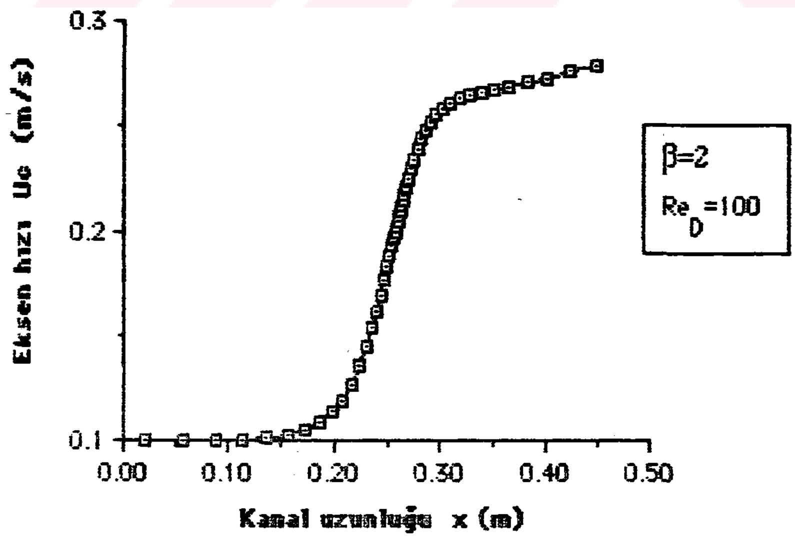
Şekil 6.3.19. Çap oran β=5 için eksenel hız u'nun kanal boyunca değişik x mesafelerindeki hız profilinin değişimi (Re_D=500, Silindirik koordinat).



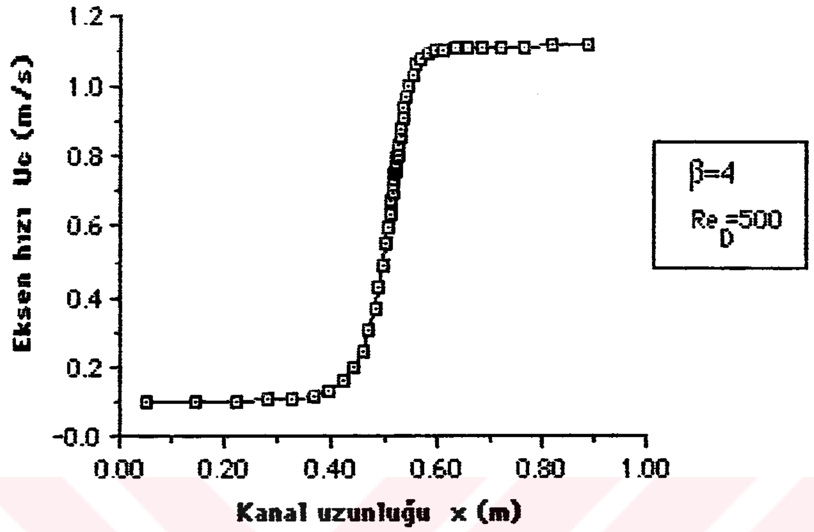
Şekil 6.3.20. Çap oran β=5 için eksenel hız u'nun kanal boyunca değişik x mesafelerindeki hız profilinin değişimi (Re_D=500, Silindirik koordinat).



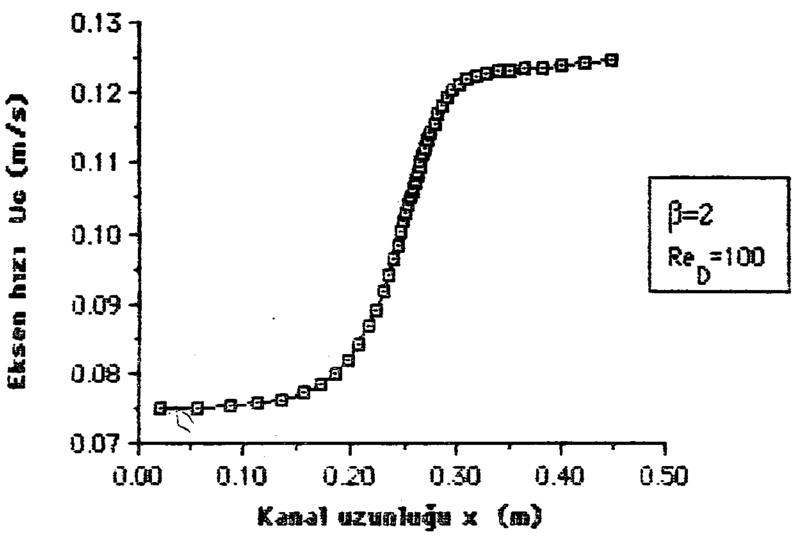
Şekil 6.3.21. Çap oran β=5 için eksenel hız u'nun dar kanal boyunca değişik x mesafelerindeki hız profilinin değişimi (Re_D=400, Silindirik koordinat).



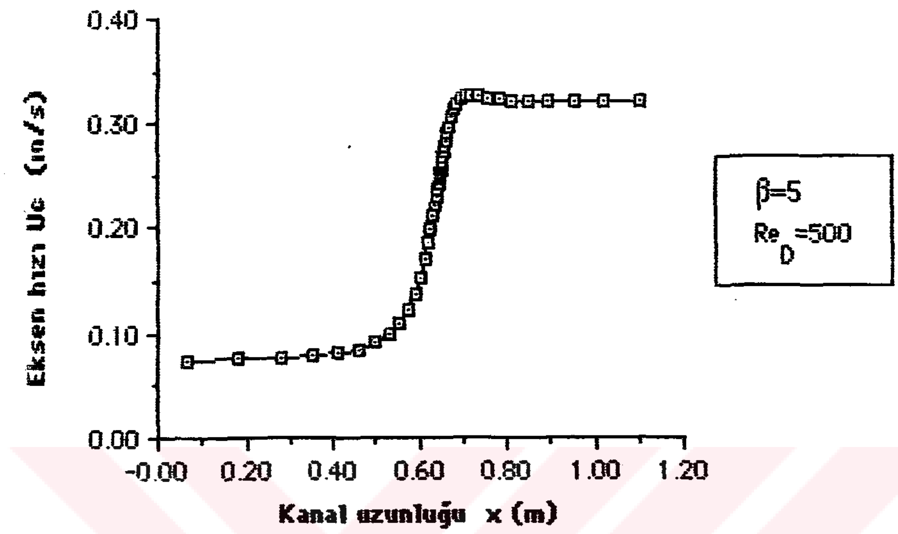
Şekil 6.3.22. β=2 çap oranı için simetri eksenindeki U_c hızının x ekseni boyunca değişimi (Re_D=100, Silindirik koordinat)



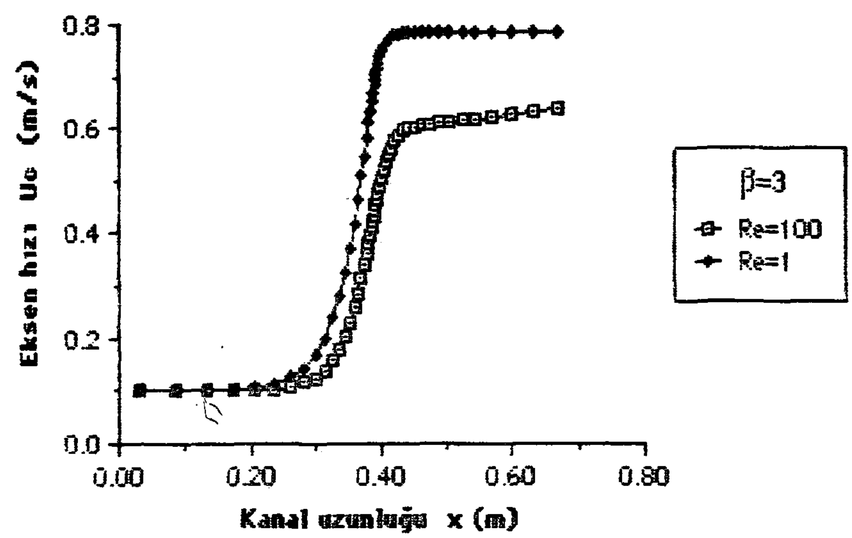
Şekil 6.3.23. β=4 çap oranı için simetri eksenindeki U_c hızının x ekseni boyunca değişimi (Re_D=500, Silindirik koordinat)



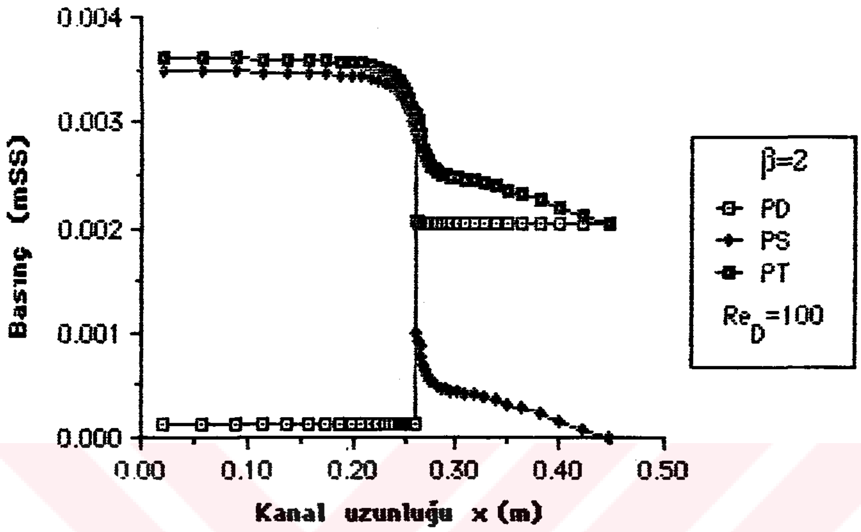
Şekil 6.3.24. β=2 çap oranı için simetri eksenindeki U_c hızının x ekseni boyunca değişimi (Re_D=100, Kartezyen koordinat)



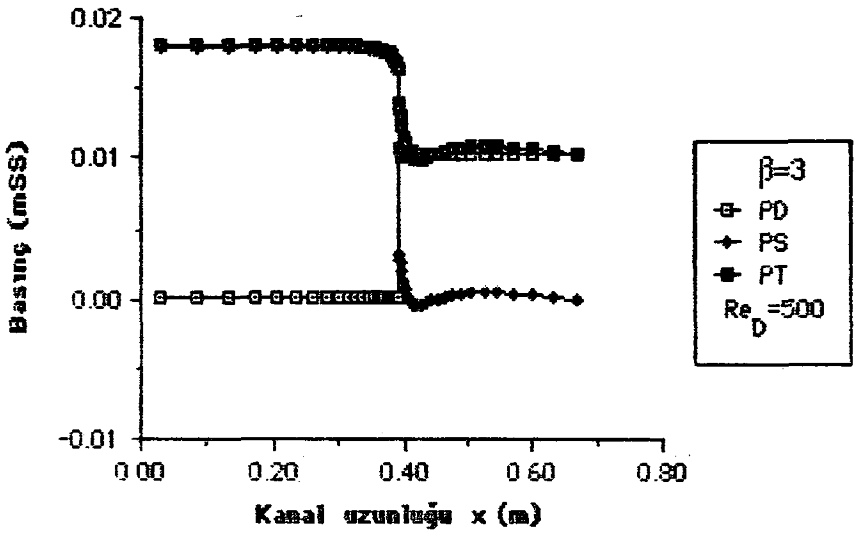
Şekil 6.3.25. β=5 çap oranı için simetri eksenindeki U_c hızının x ekseni boyunca değişimi (Re_D=500, Kartezyen koordinat)



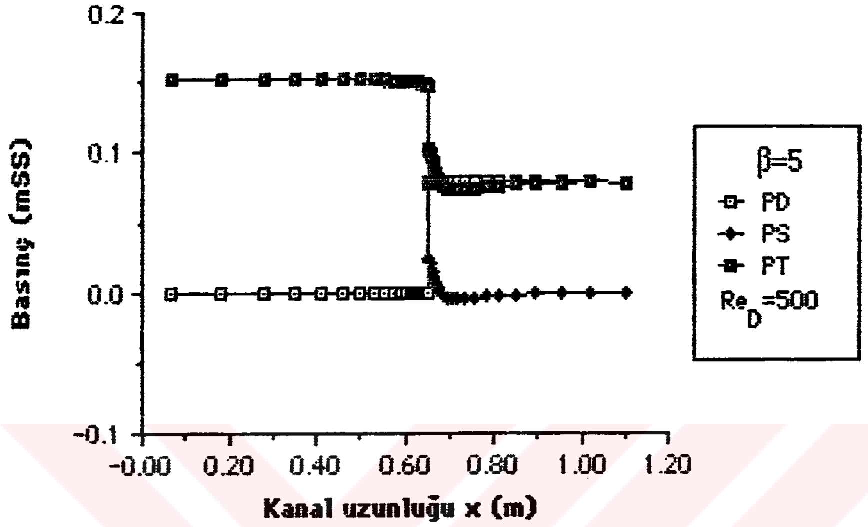
Şekil 6.3.26. β=3 çap oranı için simetri eksenindeki U_c hızının iki farklı Reynolds sayısı için x ekseni boyunca değişimi (Silindirik koordinat)



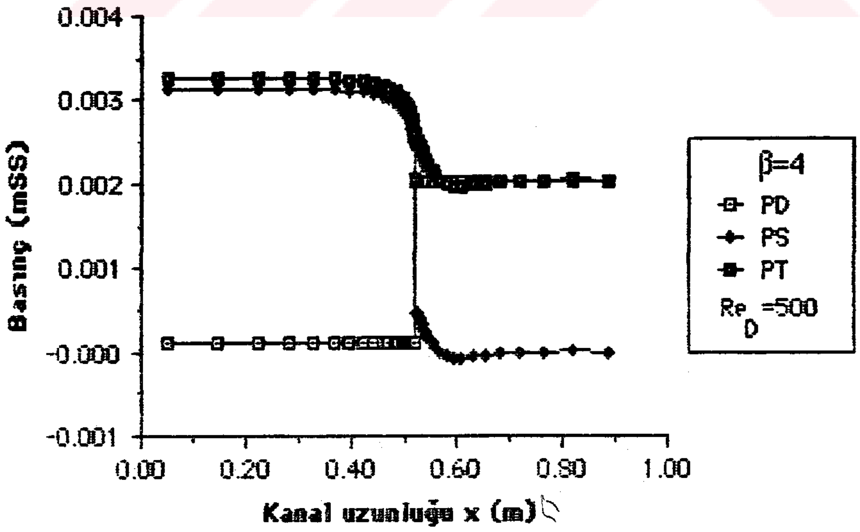
Şekil 6.3.27. β=2 çap oranı için dinamik basınç P_D, statik basınç P_S ve toplam basınç P_T'nin x ekseni boyunca değişimi (Re_D=100, Silindirik koordinat)



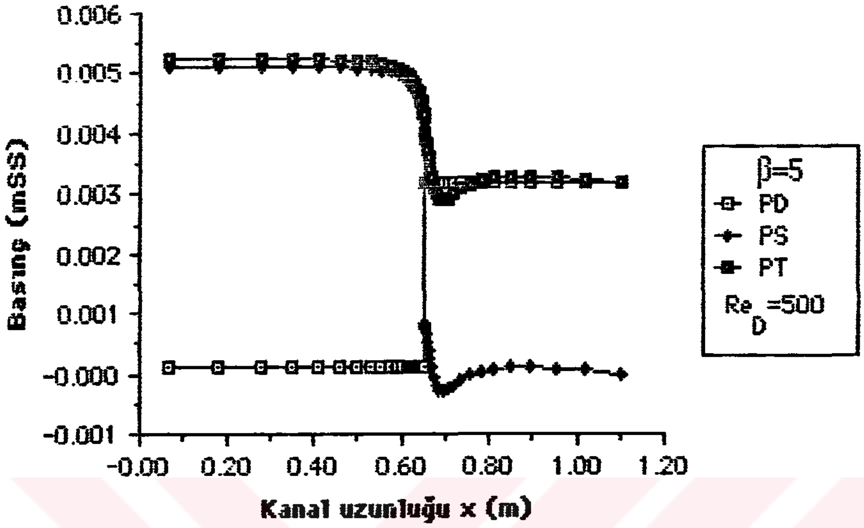
Şekil 6.3.28. β=3 çap oranı için dinamik basınç P_D, statik basınç P_S ve toplam basınç P_T'nin x ekseni boyunca değişimi (Re_D=500, Silindirik koordinat)



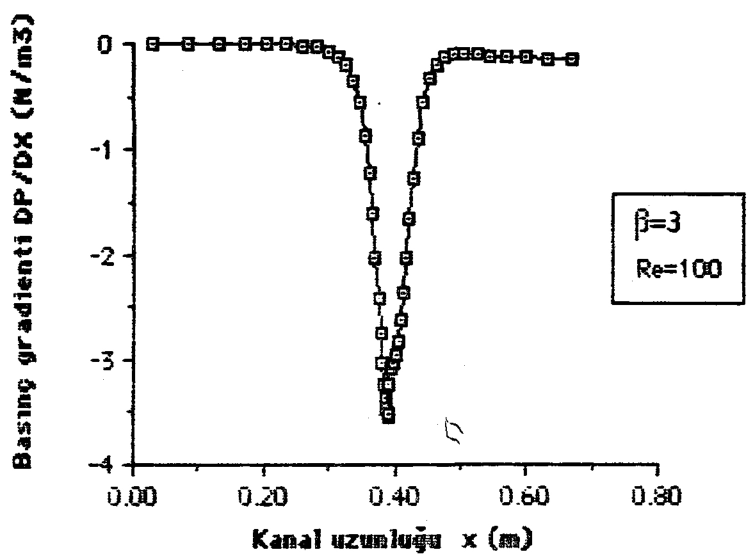
Şekil 6.3.29 β=5 çap oranı için dinamik basınç P_D, statik basınç P_S ve toplam basınç P_T'nin x ekseni boyunca değişimi (Re_D=500, Silindirik koordinat)



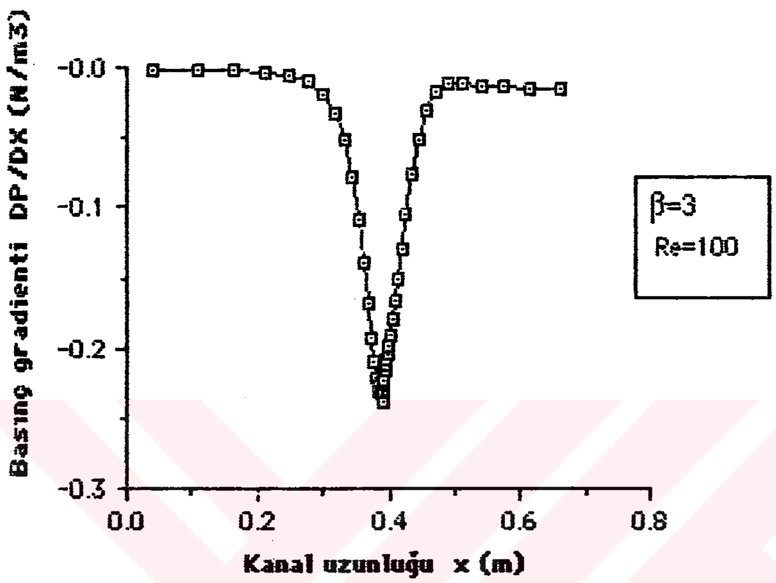
Şekil 6.3.30. β=4 çap oranı için dinamik basınç P_D, statik basınç P_S ve toplam basınç P_T'nin x ekseni boyunca değişimi (Re_D=500, Kartezyen koordinat)



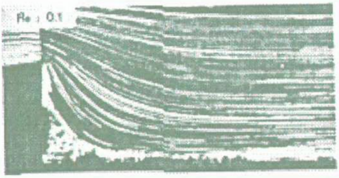
Şekil 6.3.31. β=5 çap oranı için dinamik basınç P_D, statik basınç P_S ve toplam basınç P_T'nin x ekseni boyunca değişimi (Re_D=500, Kartezyen koordinat)



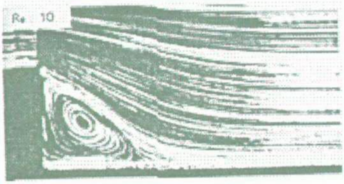
Şekil 6.3.32. β=3 çap oranı için basınç gradienti'nin x ekseni boyunca değişimi (Re_D=100.Silindirik koordinat)



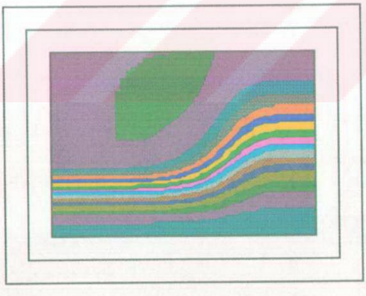
Şekil 6.3.33 β=3 çap oranı için basınç gradienti'nin x ekseni boyunca değişimi (Re_D=100, Kartezyen koordinat)



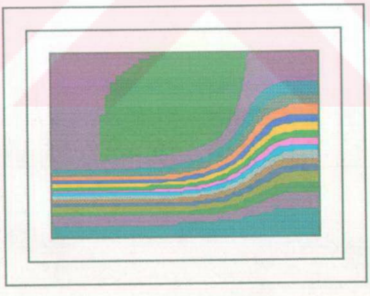
Şekil 6.2.76 β=2.26 çap oranı için
ani genişleyen akış
(Re=0.1 Sigli-Monnet)



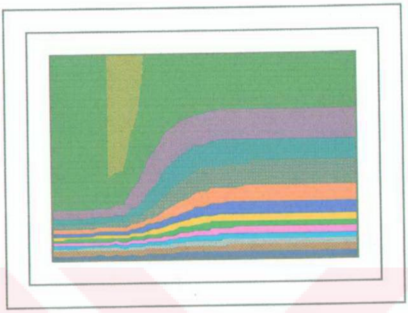
Şekil 6.2.77 β=2.26 çap oranı için
ani genişleyen akış
(Re=10 Sigli-Monnet)



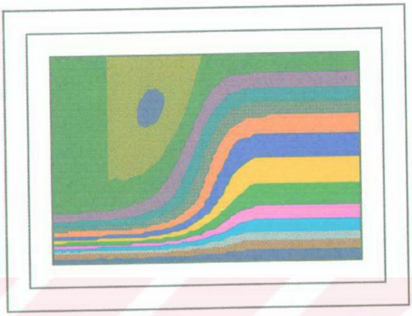
Şekil 6.2.78 β=2.26 çap oranı için
akım çizgileri
(Re=0.1 S.K)



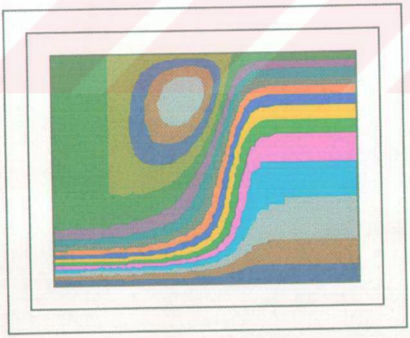
Şekil 6.2.79 β=2.26 çap oranı için
akım çizgileri
(Re=10 S.K)



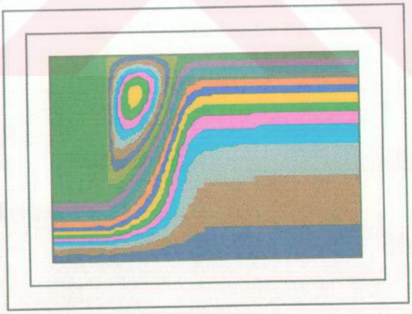
Şekil 6.2.80 Ani genişleme için akım çizgileri (β=1.5 Re=50)



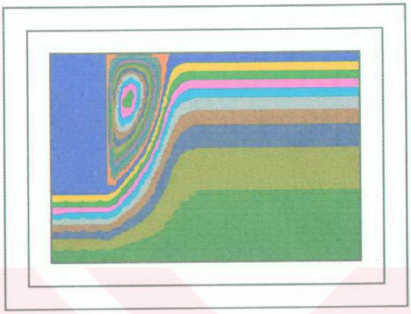
Şekil 6.2.81 Ani genişleme için akım çizgileri (β=2 Re=50)



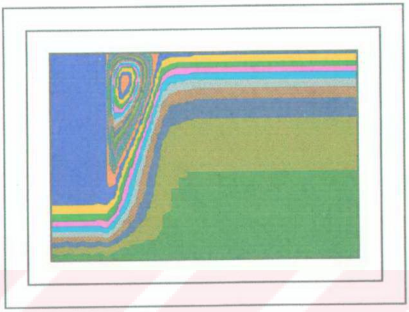
Şekil 6.2.82 Ani genişleme için akım çizgileri (β=3 Re=50)



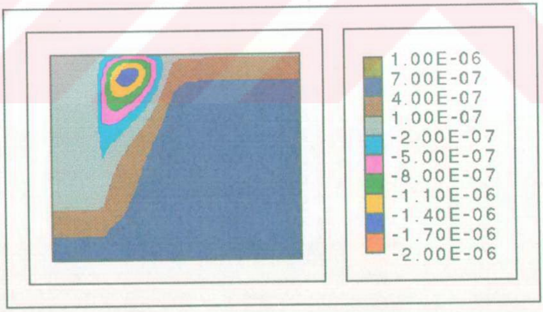
Şekil 6.2.83 Ani genişleme için akım çizgileri (β=4 Re=50)



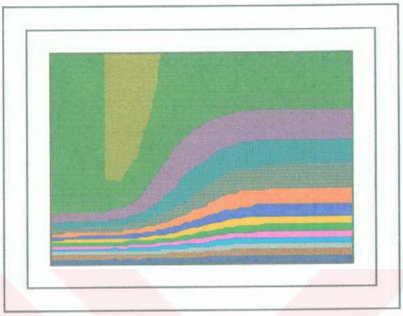
Şekil 6.2.84 Ani genişleme için akım çizgileri (β=6, Re=50)



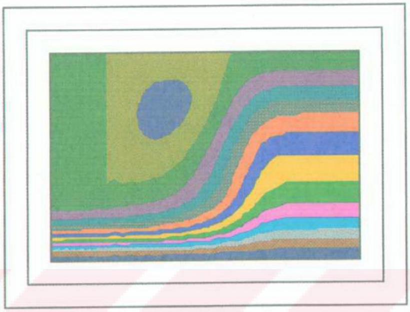
Şekil 6.2.85 Ani genişleme için akım çizgileri (β=7, Re=50)



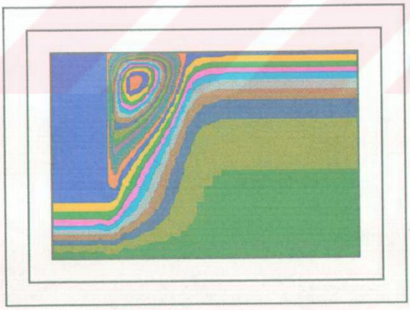
Şekil 6.2.86 Ani genişleme için akım çizgileri (β=10, Re=50)



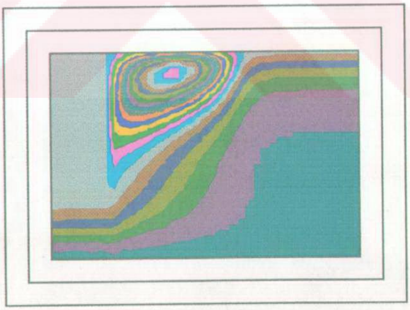
Şekil 6.2.87 Ani genişleme için akım çizgileri (β=1.5 Re=100)



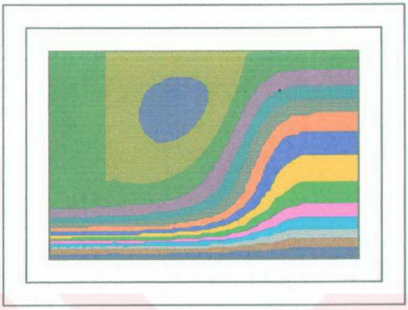
Şekil 6.2.88 Ani genişleme için akım çizgileri (β=2 Re=100)



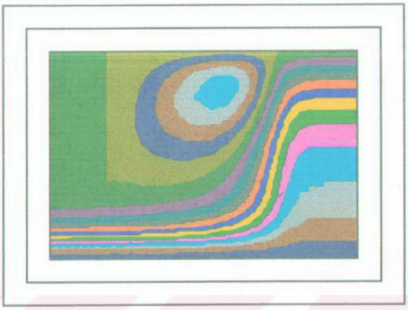
Şekil 6.2.89 Ani genişleme için akım çizgileri (β=7 Re=100)



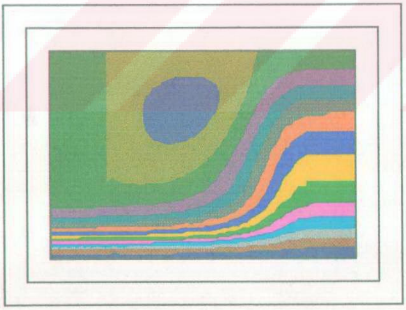
Şekil 6.2.90 Ani genişleme için akım çizgileri (β=10 Re=100)



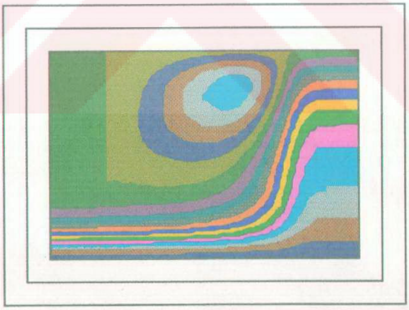
Şekil 6.2.91 Ani genişleme için akım çizgileri(β=2 Re=150 S.K)



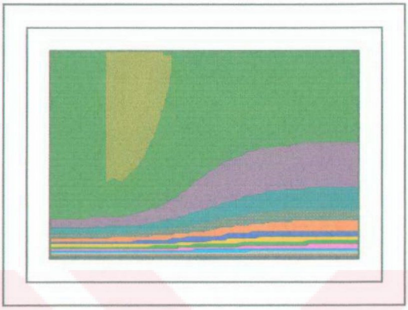
Şekil 6.2.92. Ani genişleme için akım çizgileri(β=3 Re=150 S.K)



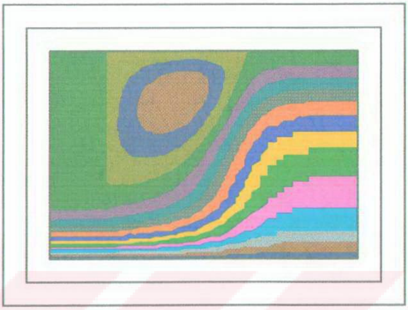
Şekil 6.2.93 Ani genişleme için akım çizgileri(β=2 Re=200 S.K)



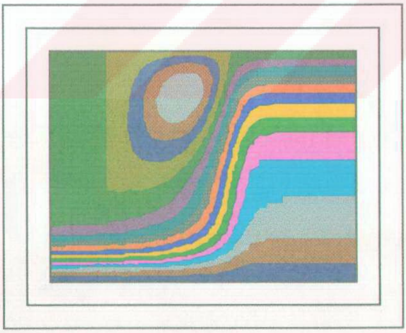
Şekil 6.2.94. Ani genişleme için akım çizgileri(β=3 Re=200 S.K)



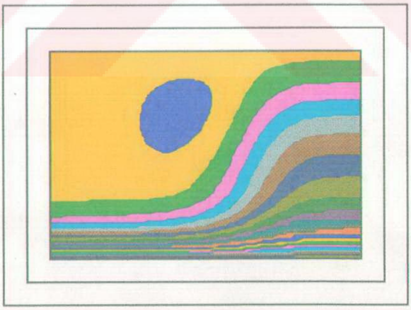
Şekil 6.2.95 Ani genişleme için akım çizgileri (β=1.5 Re=200 S.K.)



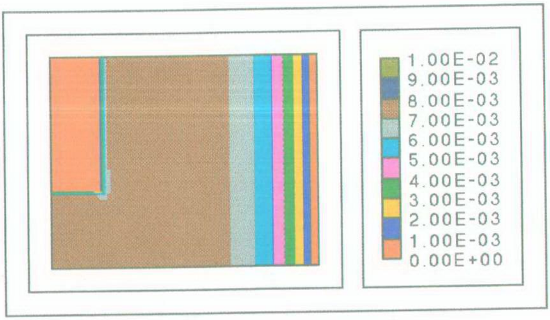
Şekil 6.2.95. Ani genişleme için akım çizgileri (β=4, Re=200, S.K.)



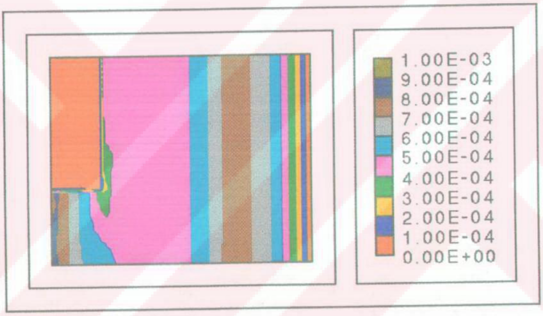
Şekil 6.2.97 Ani genişleme için akım çizgileri (β=7, Re=200, S.K.)



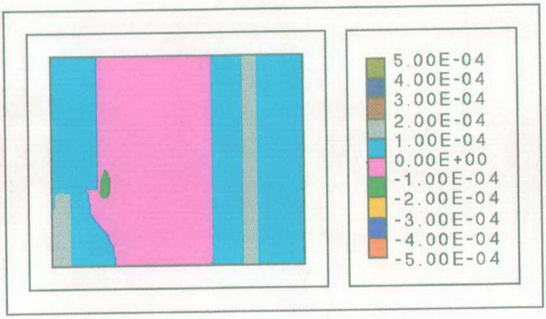
Şekil 6.2.98. Ani genişleme için akım çizgileri (β=2, Re=400, S.K.)



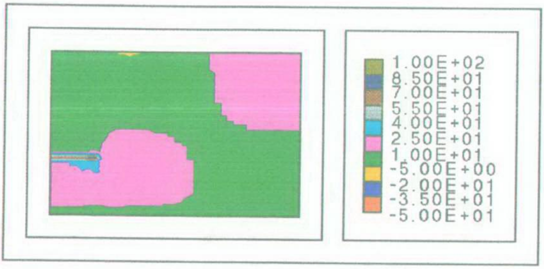
Şekil 6.2.99 Ani genişleme için basınç konturları (Re=100, β=2 S.K)



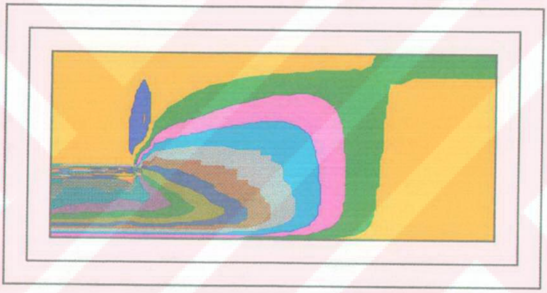
Şekil 6.2.100 Ani genişleme için basınç konturları (Re=100, β=4 S.K)



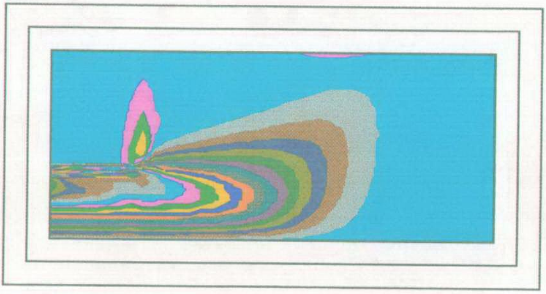
Şekil 6.2.101 Ani genişleme için basınç konturları (Re=100, β=6 S.K)



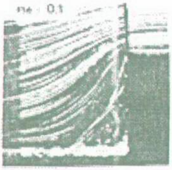
Şekil 6.2.102 Ani genişleme için girdap konturları (β=2, Re=100)



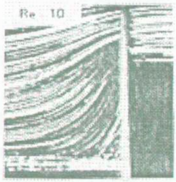
Şekil 6.2.103 Ani genişleme için girdap konturları (β=3, Re=100)



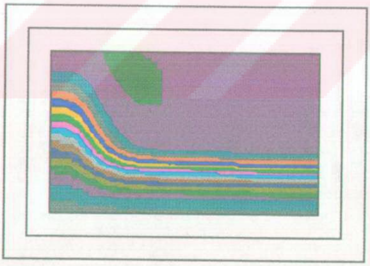
Şekil 6.2.103 Ani genişleme için girdap konturları (β=6, Re=100)



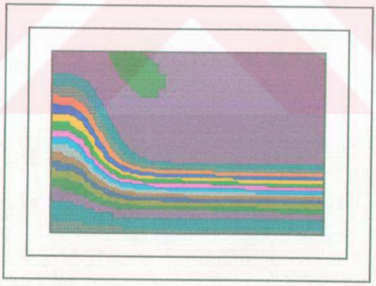
Şekil 6.3.34. β=2.26 çap oranı için ani daralan akış (Re=0.1 Sigli-Monnet (d))



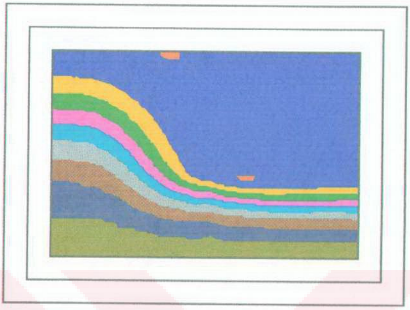
Şekil 6.3.35. β=2.2çap oranı için ani daralan akış (Re=10 Sigli-Monnet (d))



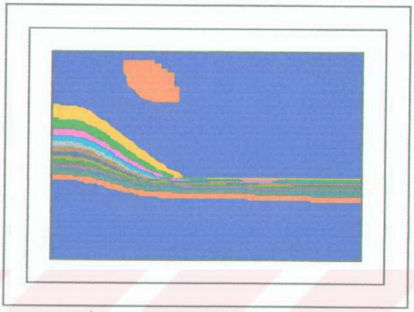
Şekil 6.3.36. β=2.26 çap oranı için ani daralma akım çizgileri (Re=0.1, S.K)



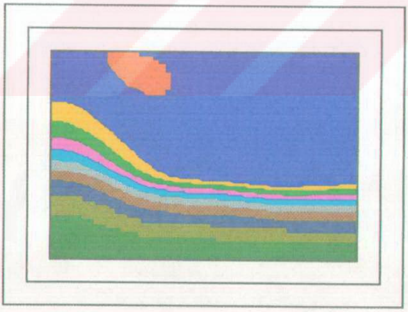
Şekil 6.3.37. β=2.26 çap oranı için ani daralma akım çizgileri (Re=10, S.K)



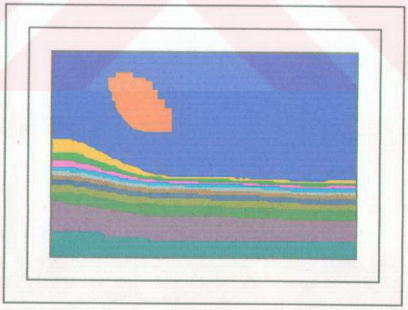
Şekil 6.3.38. Ani daralma için akım çizgileri (β=3, Re=400)



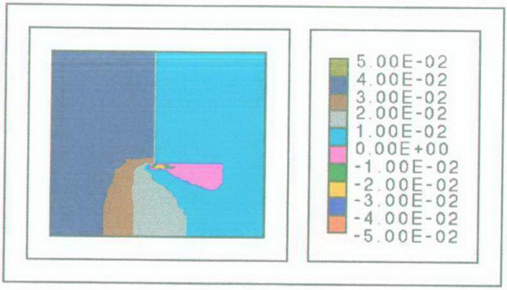
Şekil 6.3.39. Ani daralma için akım çizgileri (β=4, Re=500)



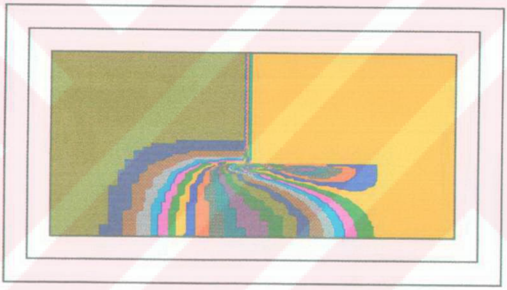
Şekil 6.3.40. Ani daralma için akım çizgileri (β=5, Re=500, K.K)



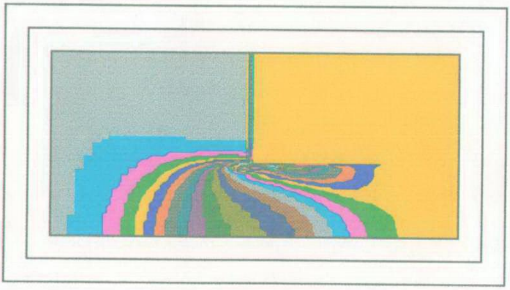
Şekil 6.3.41. Ani daralma için akım çizgileri (β=3, Re=500, K.K)



Şekil 6.3.42. Ani daralma için basınç konturları (Re=400 β=2)



Şekil 6.3.43. Ani daralma için basınç konturları (Re=400 β=2)



Şekil 6.3.44. Ani daralma için basınç konturları (Re=500 β=2 K.K)

KAYNAKLAR

ABDALLAH, S., 1987. Numerical Solution for the Pressure Poisson Equation with Neumann Boundary Conditions Using a Non-Staggered Grid I. **Journal of Computational Physics**. 70, 182-192.

ACHARYA, S. and MOUKALLED, F.H.,1989. Improwments to Incompressible Flow Calculation on a Nonstaggered Curvilinear Grid. **Numerical Heat Transfer**. Part B, Vol.15, 131-152.

ARPACI, S.V. and LARSEN, S.P.,1984. **Convection Heat Transfer.** Prentice Hall.

BACK, L.H.,and ROSCHKE, E.J.,1972. Shear-Layer Flow Regimes and Wave Instabilties on Reattachment Length Downstream of an Abrupt Circular Chanel Expansion. **Journal of Applied Mechanincs Transactions of ASME**. September, 677-681.

BADEKAS, D. and KNIGHT, D.D., 1992. Eddy Correlations for Laminar Axisymmetric Sudden Expansion Flows. **Journal of Fluid Engineering**. Vol.114. 119-121.

BRAATEN, M.E. and PATANKAR, S.V., 1989. A Block Corrected Subdomain Solution Procedure for Recirculating Flow. **Numerical Heat Transfer**. Vol.15, 1-20.

CHERDRON, W.,DURST,F. and WHITELAW, J.H., 1976. Asymmetric Flows and Instabilities in Symmetric Ducts with Sudden Expansions. **Journal of Fluid Engineering**.13-31.

DENNIS, S.C.R., SMITH, F.T.,1980. Steady Flow Through a Channel with a Symmetrical Constriction in a Form of a Step. **Proc. R. Soc.** A372,393-414.

DURST, F., MELLING, A. and WHITELAW, J.H., 1974. Low Reynolds Number Flow Over a Plane Symmetric Sudden Expansion. **Journal of Fluid Mechanics**. Vol.64, Part.1, 111-128.

DURST, F. and LOY, T., 1985. Investigations of Laminar Flow in a Pipe with Sudden Contraction of Cross Sectional Area. **Computer & Fluids**. Vol.13, No.1, 15-36.

GOSMAN, A.D. and PUN, W.M., 1974. Lecture Notes of Course Entitled "Calculation of Recirculating Flow". Imperial College of Science and Technology. UK.

HUANG, P.G. and LESCHZINER, M.A., 1983. An Introduction and Guide to The Computer Code TEAM. Special Report. UMIST.UK.

ANG, D.S., JETLI, R. and ACHARYA S.,1986. Comparison of the PISO, SIMPLER, and SIMPLEC Algorithms for the Treatment of the Pressure-Velocity Coupling in Steady Flow Problems. **Numerical Heat Transfer**. Vol.10, 209-228.

LEWIS, J.P. and PLETCHER, R.H., 1986. Limitations of the Boundary-Layer Equations for Predicting Laminar Symmetric Sudden Expansion Flows. **Journal of Fluid Engineering Transactions of ASME**. Vol.108, 208-213.

LATIMER, B.R. and POLLARD, A., 1985. Comparison of Pressure-Velocity Coupling Solution Algarithms. **Numerical Heat Transfer**. Vol.8, 635-652.

LEWIS, J.P. and POLLARD, A., 1985. Comparison of Pressure-Velocity Coupling Solution Algorithms. Equations for Predicting Laminar Symmetric Sudden Expansion Flows. **Transactions of ASME**. Vol.108, 208-213.

LIEN, F.S., 1992. Computational Modelling of 3D Flow in Complex Ducts and Passages. PhD Thesis. UMIST.UK.

MACAGNO, E.O. and HUNG, T.K.,1966. Computational and Experimental Study of a Captive Annular Eddy. **Journal of Fluid Mechanics**. Vol.28,Part 1, 43-64.

MILLER, T.F. and SCHMIDT, F.W., 1988. Use of Pressure-Weighted Interpolation Method for the Solution of the Incompressible Navier-Stokes Equations on a Nonstaggered Grid System. **Numerical Heat Transfer**. vol.14, 213-230.

ÖZIŞIK, M.N., 1987. **Heat Transfer and Fluid Flow**. McGraw-Hill, New York.

PATANKAR, S.V., 1980. **Numerical Heat Transfer and Fluid Flow**. Hemispher,Washington D.C.

PATANKAR, S.V. and SPALDİNG, D.B., 1972. A Calculation Procedure for Heat,Mass and Momentum Transfer in Three-Dimensional Parabolic Flows. **Int. J. Heat Mass Transfer**. Vol. 15,1787-1806.

POLLARD, A. AND ALAN, L. - SIU W., 1982. The Calculation of Some Laminar Flows Using Various Discretisation Schemes. **Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering**. 35, 293-313.

SCHLIHTING, H.,1979. **Boundary Layer Theory**. Mc Graw-Hill,New York.

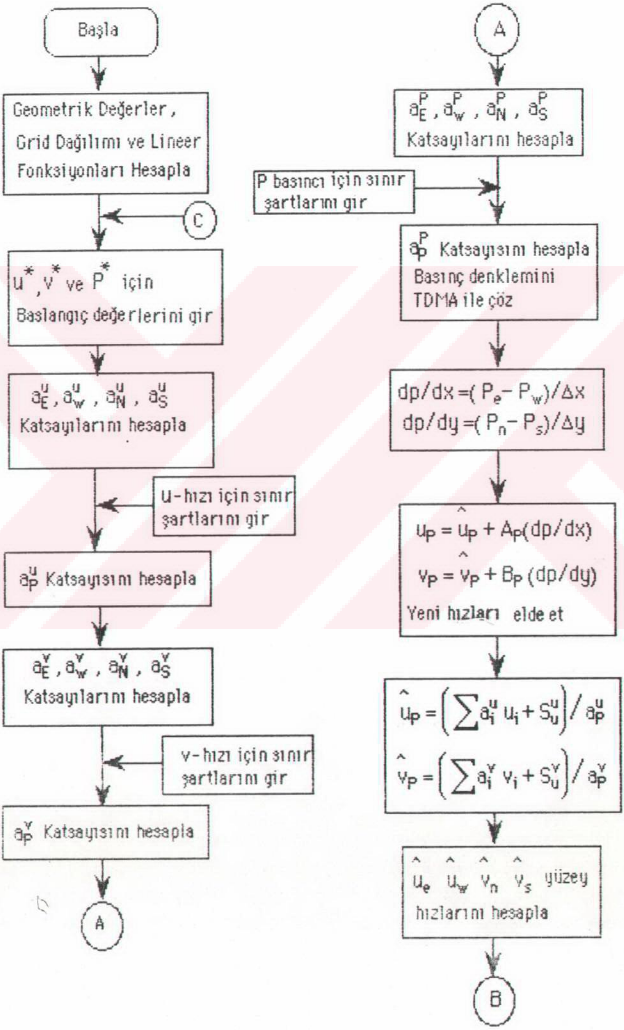
SIGLI, D. and MONNET P., 1982. Some New Aspects of the Slow Flow of a Viscous Fluid Through an Axisymmetric Duct Expansion or Contraction, I-Numerical Part. **Applied Scientific Research**. 39, 215-232.

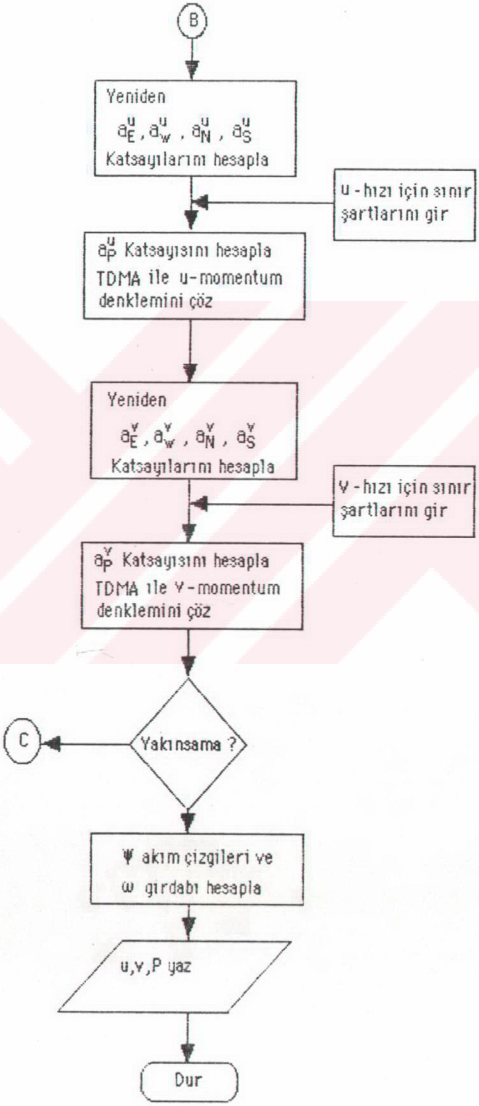
SCOTT, P.S., MIRZA, F.A. and VLACHPOULOS, J., 1986. A Finite Element Analysis of Laminar Flows Through Planar and Axisymmetric Abrupt Expansions. **Computer & Fluids**. Vol.14, No.4, 423-432.

SIGLI, D. and MONNET P., 1982. Some New Aspects of the Slow Flow of a Viscous Fluid Through an Axisymmetric Duct Expansion or Contraction, II-Experimental Part, **Applied Scientific Research**. 39, 233-248.

VRENTAS, J.J.,and DUDA, J.L., 1973. Flow of Newtonian Fluid Through a Sudden Contraction. **Applied Scientific Research**. 28, 241-260.

EK1. SIMPLEM ALGORITMA İÇİN PROGRAM AKIŞ DIYAGRAMI




B
Yeniden
a_E^u, a_w^u, a_N^u, a_S^u
Katsayılarını hesapla
u-hızı için sınır şartlarını gir
a_P^u Katsayısını hesapla
TDMA ile u-momentum denklemini çöz
Yeniden
a_E^v, a_w^v, a_N^v, a_S^v
Katsayılarını hesapla
v-hızı için sınır şartlarını gir
a_P^v Katsayısını hesapla
TDMA ile v-momentum denklemini çöz
Yakınsama ?
C
Ψ akım çizgileri ve
ω girdabı hesapla
u,v,P yaz
Dur

```
C    ************************************************************
C    **                                                        **
C    ** BU PROGRAM  * SIMPLEM*  ALGORİTMA İLE  SİLİNDİRİK VE KARTEZYEN       **
C    ** KOORDİNATLARDA  NON-STAGGERED AĞ DÜZENİNDE DARALMA VE GENİŞLEME **
C    ** AKIŞLARI İÇİN  NAVİER - STOKES  DENKLEMLERİNİN  ÇÖZÜMÜNÜ  YAPAR.    **
C    **                                                        **
C    ************************************************************

      PARAMETER (NX=51,NY=51,NXM1=50,NYM1=50)
      CHARACTER*36 HEDP,HEDU,HEDV,HEDS
      COMMON /A/NI,NJ,NIM1,NJM1,NIM2,NJM2,RESORM,NSWPP,URFP,NSWPU,URFU,
     :      NSWPV,URFV
      COMMON /P/AP(NX,NY),AN(NX,NY),AS(NX,NY),AE(NX,NY),AW(NX,NY),
     :      SU(NX,NY),SP(NX,NY)
      COMMON /U/APU(NX,NY),ANU(NX,NY),ASU(NX,NY),AEU(NX,NY),
     :      AWU(NX,NY),SUU(NX,NY),SPU(NX,NY)
      COMMON /V/APV(NX,NY),ANV(NX,NY),ASV(NX,NY),AEV(NX,NY),
     :      AWV(NX,NY),SUV(NX,NY),SPV(NX,NY)
      COMMON /GEOMX/X(NX),XU(NX),UXCV(NXM1),FX(NX),UCVI(NX)
      COMMON /GEOMY/IND,Y(NY),YV(NYM1),VYCV(NYM1),FY(NY),
     :      VCVJ(NY),RV(NY),R(NY),RR(NY)
      COMMON /GRIDI/XL,YL,DJET,JET,IKAVS,IKAVF,ISES,TINY,GREAT
      COMMON/GR/DX(NX),DY(NY),DXS(NX),DYS(NY)
      COMMON /HEADS/HEDU,HEDV,HEDP,HEDS
      COMMON /A1/NITER,MAXIT,URFVIS,URFDEN,IMON,JMON,
     :      SORMAX,SMPW(NX)
      COMMON /VAR1/U(NX,NY),V(NX,NY),P(NX,NY),DEN(NX,NY),VIS(NX,NY)
      COMMON /VAR2/DENSIT,VISCOS,UIN1
      COMMON /VAR3/S(NX,NY),UP(NX,NY),VP(NX,NY),IRR
      COMMON /VAR5/ DE(NX,NY),DW(NX,NY),DN(NX,NY),DS(NX,NY)
      DIMENSION UU(NX,NY),VV(NX,NY),PP(NX,NY),W(NX,NY),POR(NX),UOR(NX)
      DIMENSION UD(NX),PT(NX)

C.....YAZMA ILE ILGILI KUTUKLERIN ACILMASI
      OPEN(3,FILE='D3')
      OPEN(4,FILE='D4')
      OPEN(20,FILE='U2')
      OPEN(21,FILE='W2')
      OPEN(22,FILE='P.DAT')
      OPEN(23,FILE='P2')
      OPEN(24,FILE='UC2.DAT')

      NITER = 0
C....ORTAK DEGISKENLER
      CALL DEGIS
C....GRID DEGERLERININ HESABI
      CALL GRID
C....BASLANGIC DEGERLERININ VERILMESI
      CALL BASDEG
C....GIRIS SARTLARININ VERILMESI
      CALL GIRISS
```

```
C.....GIRIS SARTLARININ YAZILMASI
      CALL YAZGIR
C     *** ITERASYON'A BASLAMA

20    NITER = NITER + 1
      DO 111 I=1,NI
      DO 111 J=1,NJ
      UU(I,J) = U(I,J)
      VV(I,J) = V(I,J)
      PP(I,J) = P(I,J)
  111 CONTINUE

      IRR = 1
      CALL HIZU
      CALL HIZV
      CALL UPVP
      CALL BASINCP
      CALL YENHIZ
      IRR = 2
      CALL HIZU
      CALL HIZV

C..... YAKINSAMA KRITERI
       ERRP = 0.0
       ERRU = 0.0
       ERRV = 0.0
       DO 112 I=2,NIM1
       DO 112 J=2,NJM1
       ERRP = ERRP + ABS(PP(I,J) - P(I,J))
       ERRV = ERRV + ABS(VV(I,J) - V(I,J))
       ERRU = ERRU + ABS(UU(I,J) - U(I,J))
 112   CONTINUE

        IF (MOD(NITER,10).EQ.0) THEN
        PRINT *,'ERRU=',ERRU,'  ERRV=',ERRV,' ERRP =',ERRP
        END IF
        IF (NITER.EQ.MAXIT)  GO TO 40
        IF(ERRU.GE.0.0001) GO TO 20

  40 CONTINUE
C .....ITERASYON SONU

C.....AKIM FONKSIYONLARININ HESAPLANMASI
      DO 75 I=1,NI
      S(I,NJ) = 0.0
      DO 85 J=NJM1,2,-1
      S(I,J)= S(I,J+1) + R(J)*DYS(J)*U(I,J)
 85   CONTINUE
 75   CONTINUE

C............................
      CALL YAZ
```

```
      CALL SONUC
      CALL CIKTI
C.............................

C......GIRDAP HESAPLANMASI
      DO 90 I= 2,NIM1
      DO 90 J= 2,NJM1
        VE = V(I,J) + FX(I) * (V(I+1,J) - V(I,J))
        VW = V(I-1,J) + FX(I-1) * (V(I,J) - V(I-1,J))
        UN = U(I,J) + FY(J) * (U(I,J+1) - U(I,J))
        US = U(I,J-1) +FY(J-1) * (U(I,J) - U(I,J-1))
        IF(ISES.EQ.1) THEN
        IF(I.EQ.IKAVS.AND.J.GT.JET) VW = 0
        IF(I.LT.IKAVS.AND.J.EQ.JET) UN = 0.
        ELSE

        IF(I.EQ.IKAVF.AND.J.GT.JET) VE = 0
        IF(I.GT.IKAVF.AND.J.EQ.JET) UN = 0.
        END IF
        IF(J.EQ.NJM1) UN = 0.

        W(I,J)=  (VE-VW)/DXS(I)-(UN-US)/DYS(J)
 90   CONTINUE

C.......ORTALAMA DEGERLERIN HESAPLANMASI
      DO 222 I=2,NIM1
        UUU = 0
        PPP = 0
      DO J=2,NJM1
        PPP = PPP + R(J)*DYS(J)*P(I,J)
        UUU = UUU + R(J)*DYS(J)*U(I,J)
      END DO

      IF(ISES.EQ.1) THEN
      IF(I.LT.IKAVS) POR(I)=2*PPP/DJET**2
      IF(I.GE.IKAVS) POR(I)=2*PPP/YL**2
      IF(I.LT.IKAVS.AND.IND.EQ.1) POR(I)=PPP/DJET
      IF(I.GE.IKAVS.AND.IND.EQ.1) POR(I)=PPP/YL
C+++++++U-HIZI ORTALAMALARI
      IF(I.LT.IKAVS) UOR(I)=2*UUU/DJET**2
      IF(I.GE.IKAVS) UOR(I)=2*UUU/YL**2
      IF(I.LT.IKAVS.AND.IND.EQ.1) UOR(I)=UUU/DJET
      IF(I.GE.IKAVS.AND.IND.EQ.1) UOR(I)=UUU/YL
      ELSE
      IF(I.GT.IKAVF) POR(I)=2*PPP/DJET**2
      IF(I.LE.IKAVF) POR(I)=2*PPP/YL**2
      IF(I.GT.IKAVF.AND.IND.EQ.1) POR(I)=PPP/DJET
      IF(I.LE.IKAVF.AND.IND.EQ.1) POR(I)=PPP/YL
C++++++ U-HIZI ORTALAMALARI
      IF(I.GT.IKAVF) UOR(I)=2*UUU/DJET**2
      IF(I.LE.IKAVF) UOR(I)=2*UUU/YL**2
      IF(I.GT.IKAVF.AND.IND.EQ.1) UOR(I)=UUU/DJET
```

```
      IF(I.LE.IKAVE.AND.IND.EQ.1) UOR(I)=UUU/YL
       END IF
      POR(I) = POR(I)/(DENSIT*9.81)
      UD(I) = UOR(I)**2/(2*9.81)
      PT(I) = POR(I) + UD(I)

 222  CONTINUE

       DO I=2,NIM1
       WRITE(23,*)X(I), UD(I),POR(I),PT(I)
       WRITE(24,*) X(I),U(I,1)
       END DO
C
      DO 200 J=NJM1,2,-1
      WRITE(20,210)Y(J),U(1,J),U(10,J),(U(I,J),I=24,NIM1)
      WRITE(21,210) (V(I,J),I=2,NIM1)
      WRITE(22,210) (P(I,J),I=2,NIM1)
 200  CONTINUE
 210  FORMAT(80(E10.2))

      SMIN = S(2,2)
      SMAX = S(2,2)
      DO 9 I= 2,NIM1
      DO 9 J= 2,NJM1
      IF(S(I,J).GT.SMAX) SMAX=S(I,J)
      IF(S(I,J).LT.SMIN) SMIN=S(I,J)
   9  CONTINUE
      WRITE(3,*) 'SMAX=',SMAX,'   SMIN=',SMIN,'  EDDY=',ABS(SMIN/SMAX)

  50 CONTINUE

C *****************
      STOP
C ****************
 9000 FORMAT (1X,I4,1P,6(E10.3,1X))
 9010 FORMAT ( 6E11.3)
      END


      SUBROUTINE HIZU
      PARAMETER (NX=51,NY=51,NXM1=50,NYM1=50)
      COMMON /A/NI,NJ,NIM1,NJM1,NIM2,NJM2,RESORM,NSWPP,URFP,NSWPU,URFU,
     :     NSWPV,URFV
      COMMON /P/AP(NX,NY),AN(NX,NY),AS(NX,NY),AE(NX,NY),AW(NX,NY),
     :     SU(NX,NY),SP(NX,NY)
      COMMON /U/APU(NX,NY),ANU(NX,NY),ASU(NX,NY),AEU(NX,NY),
     :     AWU(NX,NY),SUU(NX,NY),SPU(NX,NY)
      COMMON /V/APV(NX,NY),ANV(NX,NY),ASV(NX,NY),AEV(NX,NY),
     .     AWV(NX,NY),SUV(NX,NY),SPV(NX,NY)
      COMMON /GEOMX/X(NX),XU(NX),UXCV(NXM1),FX(NX),UCVI(NX)
      COMMON /GEOMY/IND,Y(NY),YV(NYM1),VYCV(NYM1),FY(NY),
     .     VCVJ(NY),RV(NY),R(NY),RR(NY)
```

```
      COMMON/GR/DX(NX),DY(NY),DXS(NX),DYS(NY)
      COMMON /GRIDI/XL,YL,DJET,JET,IKAVS,IKAVF,ISES,TINY,GREAT
      COMMON /HEADS/HEDU,HEDV,HEDP,HEDS
      COMMON /A1/NITER,MAXIT,URFVIS,URFDEN,IMON,JMON,
     :    SORMAX,SMPW(NX)
      COMMON /VAR1/U(NX,NY),V(NX,NY),P(NX,NY),DEN(NX,NY),VIS(NX,NY)
      COMMON /VAR3/S(NX,NY),UP(NX,NY),VP(NX,NY),IRR
      COMMON /VAR5/ DE(NX,NY),DW(NX,NY),DN(NX,NY),DS(NX,NY)
C
      CALL KATS(1,1.0,1.0)
C
      DO 60 I = 2,NIM1
      DO 50 J = 2,NJM1
         VOL = R(J)*DYS(J)*DXS(I)

C       ***BASINC  TERIMI

         PRPE= P(I,J) + FX(I) * (P(I+1,J) - P(I,J))
         PRPW= P(I-1,J) + FX(I-1) * (P(I,J) - P(I-1,J))

         IF(ISES.EQ.1) THEN
          IF(I.EQ.IKAVS.AND.J.GT.JET) PRPW = P(I,J)
         END IF

         IF(ISES.EQ.2) THEN
         IF(I.EQ.IKAVF.AND.J.GT.JET) PRPE = P(I,J)
         END IF

         DPDXU = (PRPW-PRPE)/DXS(I)

         SUU(I,J) = DPDXU*VOL
         SPU(I,J) = 0.0

 50   CONTINUE
 60   CONTINUE
C     *** U ICIN SINIR SARTLARI
         IF(ISES.EQ.1) CALL SINIRU1
         IF(ISES.EQ.2) CALL SINIRU2

C     *** APU KATSAYISISININ HESAPLANMASI
        FAC = 1. - URFU
       DO 80 I = 2,NIM1
       DO 70 J = 2,NJM1

       APU(I,J)=AWU(I,J) + AEU(I,J) + ASU(I,J)+ANU(I,J) -SPU(I,J)

C       *** YAVASLATMA-(UNDERRELAXATION)

         APU(I,J) = APU(I,J)/URFU
         IF(IRR.EQ.1) GOTO 70
         SUU(I,J) = SUU(I,J) + FAC*APU(I,J)*U(I,J)
 70   CONTINUE
```

```
 80   CONTINUE

C........MATRISIN COZULMESI
      IF(IRR.EQ.2) THEN
   CALL TDMA(2,2,NIM1,NJM1,U,NSWPU,APU,AEU,AWU,ANU,ASU,SUU)
      END IF

C..........CIKISTAKI U HIZININ MODIFIYE EDILMESI
      IF(IRR.EQ.2) THEN

      MG = 0.0
      MC = 0.0
      DO 200 J = 2,NJM1

      IF(ISES.EQ.1.AND.J.GT.JET) U(1,J) = 0.0
      MG = MG + U(1,J)*DYS(J)*R(J)

      IF(ISES.EQ.2.AND.J.GT.JET) U(NIM1,J) = 0.0
      MC = MC + U(NIM1,J)*DYS(J)*R(J)

200   CONTINUE
      AKISOR = MG/MC
      DO 214 J = 2,NJM1
      U(NI,J) = U(NIM1,J)*AKISOR
 214  CONTINUE
      END IF
    RETURN

    END
    SUBROUTINE HIZV
    PARAMETER (NX=51,NY=51,NXM1=50,NYM1=50)
    CHARACTER*36 HEDP,HEDU,HEDV,HEDS
    COMMON /A/NI,NJ,NIM1,NJM1,NIM2,NJM2,RESORM,NSWPP,URFP,NSWPU,URFU,
   :   NSWPV,URFV
    COMMON /U/APU(NX,NY),ANU(NX,NY),ASU(NX,NY),AEU(NX,NY),
   :   AWU(NX,NY),SUU(NX,NY),SPU(NX,NY)
    COMMON /V/APV(NX,NY),ANV(NX,NY),ASV(NX,NY),AEV(NX,NY),
   :   AWV(NX,NY),SUV(NX,NY),SPV(NX,NY)
    COMMON /GEOMX/X(NX),XU(NX),UXCV(NXM1),FX(NX),UCVI(NX)
    COMMON /GEOMY/IND,Y(NY),YV(NYM1),VYCV(NYM1),FY(NY),
   :   VCVJ(NY),RV(NY),R(NY),RR(NY)
    COMMON/GR/DX(NX),DY(NY),DXS(NX),DYS(NY)
    COMMON /GRIDI/XL,YL,DJET,JET,IKAVS,IKAVE,ISES,TINY,GREAT
    COMMON /HEADS/HEDU,HEDV,HEDP,HEDS
    COMMON /A1/NITER,MAXIT,URFVIS,URFDEN,IMON,JMON,
   :   SORMAX,SMPW(NX)
    COMMON /VAR1/U(NX,NY),V(NX,NY),P(NX,NY),DEN(NX,NY),VIS(NX,NY)
    COMMON /VAR3/S(NX,NY),UP(NX,NY),VP(NX,NY),IRR
    COMMON /VAR5/ DE(NX,NY),DW(NX,NY),DN(NX,NY),DS(NX,NY)

    CALL KATS(2,1.0,1.0)
```

```
      DO 160 I = 2,NIM1
      DO 150 J = 2,NJM1
       VOL = R(J)*DYS(J)*DXS(I)

        PRPN= P(I,J) + FY(J) * (P(I,J+1) - P(I,J))
        PRPS= P(I,J-1) + FY(J-1) * (P(I,J) - P(I,J-1))

        IF(ISES.EQ.1) THEN
        IF(I.LT.IKAVS.AND.J.EQ.JET) PRPN = P(I,J)
        END IF

        IF(ISES.EQ.2) THEN
        IF(I.GT.IKAVF.AND.J.EQ.JET) PRPN = P(I,J)
        END IF

        DPDYV  = (PRPS-PRPN)/DYS(J)
        SUV(I,J) =  DPDYV *VOL

       SPV(I,J) = 0.0
       IF(IND.EQ.2)  SPV(I,J) = - 2* VIS(I,J)/R(J)**2
       SPV(I,J) = SPV(I,J)*VOL

150  CONTINUE
160  CONTINUE

     IF(ISES.EQ.1) CALL SINIRV1
     IF(ISES.EQ.2) CALL SINIRV2

C    *** APV KATSAYISISININ HESAPLANMASI

       FAC = 1. - URFV

      DO 80 I = 2,NIM1
      DO 70 J = 2,NJM1
      APV(I,J) = AEV(I,J) + AWV(I,J) +ANV(I,J) + ASV(I,J) -SPV(I,J)
C    *** YAVASLATMA
        APV(I,J) = APV(I,J)/URFV
        IF(IRR.EQ.1) GOTO 70
        SUV(I,J) = SUV(I,J) + FAC*APV(I,J)*V(I,J)

70   CONTINUE
80   CONTINUE

C...... MATRIS COZUMU
       IF(IRR.EQ.2) THEN
      CALL TDMA(2,2,NIM1,NJM1,V,NSWPV,APV,AEV,AWV,ANV,ASV,SUV)
       END IF

      RETURN

      END
      SUBROUTINE BASINCP
```

```
      PARAMETER (NX=51,NY=51,NXM1=50,NYM1=50)
      CHARACTER*36 HEDP,HEDU,HEDV,HEDS
      COMMON /A/NI,NJ,NIM1,NJM1,NIM2,NJM2,RESORM,NSWPP,URFP,NSWPU,URFU,
     :    NSWPV,URFV
      COMMON /P/AP(NX,NY),AN(NX,NY),AS(NX,NY),AE(NX,NY),AW(NX,NY),
     :    SU(NX,NY),SP(NX,NY)
      COMMON /U/APU(NX,NY),ANU(NX,NY),ASU(NX,NY),AEU(NX,NY),
     :    AWU(NX,NY),SUU(NX,NY),SPU(NX,NY)
      COMMON /V/APV(NX,NY),ANV(NX,NY),ASV(NX,NY),AEV(NX,NY),
     :    AWV(NX,NY),SUV(NX,NY),SPV(NX,NY)
      COMMON /GEOMX/X(NX),XU(NX),UXCV(NXM1),FX(NX),UCVI(NX)
      COMMON /GEOMY/IND,Y(NY),YV(NYM1),VYCV(NYM1),FY(NY),
     :    VCVJ(NY),RV(NY),R(NY),RR(NY)
      COMMON/GR/DX(NX),DY(NY),DXS(NX),DYS(NY)
      COMMON /GRIDI/XL,YL,DJET,JET,IKAVS,IKAVE,ISES,TINY,GREAT
      COMMON /HEADS/HEDU,HEDV,HEDP,HEDS
      COMMON /A1/NITER,MAXIT,URFVIS,URFDEN,IMON,JMON,
     :    SORMAX,SMPW(NX)
      COMMON /VAR1/U(NX,NY),V(NX,NY),P(NX,NY),DEN(NX,NY),VIS(NX,NY)
      COMMON /VAR2/DENSIT,VISCOS,UIN1
      COMMON /VAR3/S(NX,NY),UP(NX,NY),VP(NX,NY),IRR
      DIMENSION AESM(NX,NY),AWSM(NX,NY),BNSM(NX,NY),BSSM(NX,NY)
      DIMENSION PPP(NX,NY)

C    *** KATSAYILAR
      DO 20 I = 2,NIM1
       DO 10 J = 2,NJM1
        AREAW = R(J)*DYS(J)
        AREAE = AREAW
        AREAS = DXS(I)*RV(J-1)
        AREAN = DXS(I)*RV(J)

        DENE =  DEN(I,J)
        DENW =  DEN(I,J)
        DENN =  DEN(I,J)
        DENS =  DEN(I,J)

        APUE = APU(I,J) + FX(I) * (APU(I+1,J) - APU(I,J))
        APUW = APU(I-1,J) + FX(I-1) * (APU(I,J) - APU(I-1,J))
        APVN = APV(I,J) + FY(J) * (APV(I,J+1) - APV(I,J))
        APVS = APV(I,J-1) +FY(J-1) * (APV(I,J) - APV(I,J-1))

        IF(I.EQ.2) APUW = APU(I,J)
        IF(I.EQ.NIM1) APUE = APU(I,J)
        IF(J.EQ.2) APVS = APV(I,J)
        IF(J.EQ.NJM1) APVN = APV(I,J)

        A=URFU*APUE
        AESM(I,J) = AREAE/A
        B=URFU*APUW
        AWSM(I,J) = AREAW/B
        C=URFV*APVN
```

```
      BNSM(I,J) = AREAN/C
      D=UREV*APVS
      BSSM(I,J) = AREAS/D

      AW(I,J) = DENW*AREAW*AWSM(I,J)
      AE(I,J) = DENE*AREAE*AESM(I,J)
      AS(I,J) = DENS*AREAS*BSSM(I,J)
      AN(I,J) = DENN*AREAN*BNSM(I,J)

C      *** BASINC ICIN KAYNAK TERIMI
      UFE = UP(I,J) + FX(I) * (UP(I+1,J) - UP(I,J))
      UFW = UP(I-1,J) + FX(I-1) * (UP(I,J) - UP(I-1,J))

      VFN = VP(I,J) + FY(J) * (VP(I,J+1) - VP(I,J))
      VFS = VP(I,J-1) +FY(J-1) * (VP(I,J) - VP(I,J-1))


      IF(ISES.EQ.1) THEN
      IF(I.EQ.IKAVS.AND.J.GT.JET) UFW = 0
      IF(I.LT.IKAVS.AND.J.EQ.JET) VFN = 0.
      ELSE

      IF(I.EQ.IKAVF.AND.J.GT.JET) UFE = 0
      IF(I.GT.IKAVF.AND.J.EQ.JET) VFN = 0.
      END IF

      IF(I.EQ.NIM1) UFE = U(NI,J)
      IF(I.EQ.2) UFW = U(1,J)
      IF(J.EQ.2) VFS = 0.
      IF(J.EQ.NJM1) VFN = 0.

 555   SU(I,J) = AREAW*DENW*UFW - AREAE*DENE*UFE+
   :         AREAS*DENS*VFS - AREAN*DENN*VFN

      SP(I,J) = 0.0

 10  CONTINUE
 20  CONTINUE

C    *** PROBLEMIN SINIR SARTLARI VE DIGER DUZENLEMELER.
     IF(ISES.EQ.1) CALL PSINIR1
     IF(ISES.EQ.2) CALL PSINIR2

C    *** AP KATSAYISININ HESABI
      RESORM = 0.0
C    ******************************
    DO 40 I = 2,NIM1
     DO 30 J = 2,NJM1
      AP(I,J) = AW(I,J) + AE(I,J) + AS(I,J) + AN(I,J) - SP(I,J)
      RESORM = RESORM + ABS(SU(I,J))
  30 CONTINUE
  40 CONTINUE
```

```
C    *** DIFERANSIYEL DENKLEMIN COZUMU
     CALL TDMA(2,2,NIM1,NJM1,P,NSWPP,AP,AE,AW,AN,AS,SU)

C.....BASINC ICIN YAVASLATMA
     DO 41 I = 1,NI
     DO 41 J = 1,NJ
        P(I,J) = URFP*P(I,J) +(1- URFP)*PPP(I,J)
  41 CONTINUE

C..... CIKISTAKI BASINC ICIN EXTRAPOLASYON
      FX1 = DX(1)/DX(2)
      FXN = DX(NIM1)/DX(NIM2)

      DO 121 J = 1,NJ
      P(NI,J) = P(NIM1,J) + FXN*(P(NIM1,J)-P(NIM2,J))
      P(1,J)  = P(2,J) + FX1*(P(2,J)-P(3,J))

 121   CONTINUE
      DO 131 I = 1,NI
      P(I,NJ) = P(I,NJM1)
      P(I,1)  = P(I,2)
 131   CONTINUE
     DO 411 I = 1,NI
     DO 411 J = 1,NJ
       PPP(I,J) = P(I,J)
 411 CONTINUE

     RETURN

     END
     SUBROUTINE KATS(INDEX,PRT,PR)
     PARAMETER (NX=51,NY=51,NXM1=50,NYM1=50)
     COMMON /A/NI,NJ,NIM1,NJM1,NIM2,NJM2,RESORM,NSWPP,URFP,NSWPU,URFU,
    :    NSWPV,URFV
     COMMON /P/AP(NX,NY),AN(NX,NY),AS(NX,NY),AE(NX,NY),AW(NX,NY),
    :    SU(NX,NY),SP(NX,NY)
     COMMON /U/APU(NX,NY),ANU(NX,NY),ASU(NX,NY),AEU(NX,NY),
    :    AWU(NX,NY),SUU(NX,NY),SPU(NX,NY)
     COMMON /V/APV(NX,NY),ANV(NX,NY),ASV(NX,NY),AEV(NX,NY),
    :    AWV(NX,NY),SUV(NX,NY),SPV(NX,NY)
     COMMON /GEOMX/X(NX),XU(NX),UXCV(NXM1),FX(NX),UCVI(NX)
     COMMON /GEOMY/IND,Y(NY),YV(NYM1),VYCV(NYM1),FY(NY),
    .    VCVJ(NY),RV(NY),R(NY),RR(NY)
     COMMON/GR/DX(NX),DY(NY),DXS(NX),DYS(NY)
     COMMON /GRIDI/XL,YL,DJET,JET,IKAVS,IKAVF,ISES,TINY,GREAT
     COMMON /HEADS/HEDU,HEDV,HEDP,HEDS
     COMMON /A1/NITER,MAXIT,URFVIS,URFDEN,IMON,JMON,
    .    SORMAX,SMPW(NX)
     COMMON /VAR1/U(NX,NY),V(NX,NY),P(NX,NY),DEN(NX,NY),VIS(NX,NY)
     COMMON /VAR2/DENSIT,VISCOS,UIN1
     COMMON /VAR3/S(NX,NY),UP(NX,NY),VP(NX,NY),IRR
     COMMON /VAR5/ DE(NX,NY),DW(NX,NY),DN(NX,NY),DS(NX,NY)
```

```
      DO 60 I = 2,NIM1
      DO 50 J = 2,NJM1
         AREAW = R(J)*DYS(J)
         AREAE = AREAW
         AREAN = DXS(I)*RV(J)
         AREAS = DXS(I)*RV(J-1)
         VOL = R(J)*DYS(J)*DXS(I)
C         *** KONVEKSIYON,DIFUZYON,CELL PE SAYILARININ HESABI

         DENE = DEN(I,J)
         UE = U(I,J) + FX(I)*(U(I+1,J)- U(I,J))
         IF(ISES.EQ.2) THEN
         IF(I.EQ.IKAVF.AND.J.GT.JET) UE = 0.0
         END IF
         FE= DENE*AREAE*UE

         DENW = DEN(I,J)
         UW = U(I-1,J) + FX(I-1)*(U(I,J) - U(I-1,J))
         IF(ISES.EQ.1)   THEN
         IF(I.EQ.IKAVS.AND.J.GT.JET) UW = 0
         END IF
         FW = DENW*AREAW*UW

         DENN = DEN(I,J)
         VN = V(I,J) + FY(J)*(V(I,J+1) - V(I,J))
         IF(ISES.EQ.1) THEN
         IF(I.LT.IKAVS.AND.J.EQ.JET) VN = 0.0
         ELSE
         IF(I.GT.IKAVF.AND.J.EQ.JET) VN = 0.0
         END IF
         FN = DENN*AREAN*VN

         DENS = DEN(I,J)
         VS = V(I,J-1) + FY(J-1)*(V(I,J) - V(I,J-1))
         IF(J.EQ.2) VS=0.
         FS = DENS *AREAS* VS

C         *** DIFUSION HESABI
         VISS = VIS(I,J-1) + FY(J-1)*(VIS(I,J) - VIS(I,J-1))
         VISN = VIS(I,J)   + FY(J)*(VIS(I,J+1) - VIS(I,J))
         VISW = VIS(I-1,J) + FX(I-1)*(VIS(I,J) - VIS(I-1,J))
         VISE = VIS(I,J)   + FX(I)*(VIS(I+1,J) - VIS(I,J))

         EFVISE = (VISE-VISCOS)/PRT + VISCOS/PR
         EFVISW = (VISW-VISCOS)/PRT + VISCOS/PR
         EFVISN = (VISN-VISCOS)/PRT + VISCOS/PR
         EFVISS = (VISS-VISCOS)/PRT + VISCOS/PR

         DE(I,J) = EFVISE * AREAE / DX(I)
         DW(I,J) = EFVISW * AREAW / DX(I-1)
         DN(I,J) = EFVISN * AREAN / DY(J)
         DS(I,J) = EFVISS * AREAS / DY(J-1)
```

```
      IF(ISES.EQ.1) THEN

      IF(I.EQ.IKAVS.AND.J.GT.JET) DW(I,J)=EFVISW*AREAW/DXS(I)/2
      IF(I.LT.IKAVS.AND.J.EQ.JET) DN(I,J)=EFVISN*AREAN/DYS(J)/2
      ELSE

      IF(I.EQ.IKAVE.AND.J.GT.JET) DE(I,J)=EFVISE*AREAE/DXS(I)/2
      IF(I.GT.IKAVE.AND.J.EQ.JET) DN(I,J)=EFVISN*AREAN/DYS(J)/2
      END IF

C      *** CELL PE SAYILARI
      PE= FE/(DE(I,J) + TINY)
      PW= FW/(DW(I,J) + TINY)
      PN= FN/(DN(I,J) + TINY)
      PS= FS/(DS(I,J) + TINY)
C     **** KATSAYILAR
      ZER=0.0
C.........IYON=1 POWER-LAW,IYON=2 HYBRID,IYON=3 UPWIND
      IYON = 1
      IF(IYON.EQ.1) THEN
      TE= (1-ABS(PE)*0.1)**5
      TW= (1-ABS(PW)*0.1)**5
      TN= (1-ABS(PN)*0.1)**5
      TS= (1-ABS(PS)*0.1)**5
      END IF
      IF(IYON.EQ.2) THEN
      TE= (1-ABS(PE)*0.5)
      TW= (1-ABS(PW)*0.5)
      TN= (1-ABS(PN)*0.5)
      TS= (1-ABS(PS)*0.5)
      END IF
      IF(IYON.EQ.3) THEN
      TE= 1.
      TW= 1.
      TN= 1.
      TS= 1.
      END IF

      AE(I,J)=AMAX1(TE,ZER) * DE(I,J) + AMAX1(-FE,ZER)
      AW(I,J)=AMAX1(TW,ZER) * DW(I,J) + AMAX1(FW,ZER)
      AN(I,J)=AMAX1(TN,ZER) * DN(I,J) + AMAX1(-FN,ZER)
      AS(I,J)=AMAX1(TS,ZER) * DS(I,J) + AMAX1(FS,ZER)

 50  CONTINUE
 60  CONTINUE
     DO 80 I = 2,NIM1
     DO 70 J = 2,NJM1
        IF(INDEX.EQ.1) THEN
      AEU(I,J) = AE(I,J)
      AWU(I,J) = AW(I,J)
      ANU(I,J) = AN(I,J)
      ASU(I,J) = AS(I,J)
```

```
      END IF
      IF(INDEX.EQ.2) THEN
     AEV(I,J) = AE(I,J)
     AWV(I,J) = AW(I,J)
     ANV(I,J) = AN(I,J)
     ASV(I,J) = AS(I,J)
      END IF
70  CONTINUE
80  CONTINUE

    RETURN
    END
    SUBROUTINE GENKUL

    PARAMETER (NX=51,NY=51,NXM1=50,NYM1=50)
    CHARACTER*36 HEDP,HEDU,HEDV,HEDS
    COMMON /A/NI,NJ,NIM1,NJM1,NIM2,NJM2,RESORM,NSWPP,URFP,NSWPU,URFU,
   :   NSWPV,URFV
    COMMON /P/AP(NX,NY),AN(NX,NY),AS(NX,NY),AE(NX,NY),AW(NX,NY),
   :   SU(NX,NY),SP(NX,NY)
    COMMON /U/APU(NX,NY),ANU(NX,NY),ASU(NX,NY),AEU(NX,NY),
   :   AWU(NX,NY),SUU(NX,NY),SPU(NX,NY)
    COMMON /V/APV(NX,NY),ANV(NX,NY),ASV(NX,NY),AEV(NX,NY),
   :   AWV(NX,NY),SUV(NX,NY),SPV(NX,NY)
    COMMON /GEOMX/X(NX),XU(NX),UXCV(NXM1),FX(NX),UCVI(NX)
    COMMON /GEOMY/IND,Y(NY),YV(NYM1),VYCV(NYM1),FY(NY),
   :   VCVJ(NY),RV(NY),R(NY),RR(NY)
    COMMON/GR/DX(NX),DY(NY),DXS(NX),DYS(NY)
    COMMON /GRIDI/XL,YL,DJET,JET,IKAVS,IKAVE,ISES,TINY,GREAT
    COMMON /HEADS/HEDU,HEDV,HEDP,HEDS
    COMMON /A1/NITER,MAXIT,URFVIS,URFDEN,IMON,JMON,
   :   SORMAX,SMPW(NX)
    COMMON /VAR1/U(NX,NY),V(NX,NY),P(NX,NY),DEN(NX,NY),VIS(NX,NY)
    COMMON /VAR2/DENSIT,VISCOS,UIN1
    COMMON /VAR3/S(NX,NY),UP(NX,NY),VP(NX,NY),IRR

    ENTRY DEGIS()
C    ***************
C    ISES=1 ANI GENISLEME ,ISES=2  ANI DARALMA
    ISES = 2
    NSWPP = 4
    NSWPU = 2
    NSWPV = 2
    URFU = .5
    URFV = .5
    URFP = 1.
    GREAT = 1.E+30
    TINY = 1.E-30
    URFVIS = 1.0
    URFDEN = 1.0
    IMON = 20
    JMON = 40
```

```
      NITER = 0
      MAXIT = 20
      SORMAX = 1.E-4

      RETURN

C   *** GEOMETRIK DEGERLERIN HESABI
      ENTRY GRID()
      NIM2 = NX - 2
      NJM2 = NY - 2
      NIM1 = NX-1
      NJM1 = NY-1
      NI = NIM1+1
      NJ = NJM1+1
C.....IND=1 KARTEZYEN, IND=2 SILINDIRIK
      IND = 2
      JET = 20
      IKAVS = 10
      IKAVF = 25

      RAY1 = 1.0
      RAY2 = 0.965
      RAXL1 = 0.85
      RAXL2 = 1.15
C   ------------------
      RJET = 0.05
      YJET = 1.*RJET
      DJET = YJET
      YL = 2*RJET
      XL = 2.3*(2*YL)
      XL1 = 1.3*(2*YL)
C   ------------------
      YV(1) = 0.
      TOY = 0.0
      DO 11 J= 2,JET
      TOY = TOY + RAY1** (J-1)
   11 CONTINUE
      DELY1 = YJET/TOY
      DO 21 J= 2,JET
      YV(J) = YV(J-1) + DELY1*RAY1** (J-1)
   21 CONTINUE

      TOY = 0.0
      DO 31 J= JET+1,NJM1
      TOY = TOY + RAY2** (J-JET)
   31 CONTINUE
      DELY2 = (YL-YJET)/TOY
      DO 41 J= JET+1,NJM1
      YV(J) = YV(J-1) + DELY2*RAY2** (J-JET)
   41 CONTINUE

      DO 51 J= 2,NJM1
```

```
      DELY = YV(J) - YV(J-1)
      PRINT *,' J YV DELY =',J,YV(J),DELY
   51 CONTINUE
C-----------------------------------------
      IF(ISES.EQ.1) IAA = IKAVS
      IF(ISES.EQ.2) IAA = IKAVF

      TOX = 0.0
      XU(1) = 0.0
      DO 59 I = 2,IAA
      TOX = TOX + RAXL1** (I-2)
   59 CONTINUE
      DELX1 = XL1/TOX
      DO 69 I = 2,IAA
      XU(I) = XU(I-1) + DELX1*RAXL1** (I-2)
   69 CONTINUE

      TOX = 0.0
      DO 61 I = IAA+1,NIM1
      TOX = TOX + RAXL2** (I-IAA)
   61 CONTINUE
      DELX2 =(XL-XL1)/TOX
      DO 71 I = IAA+1,NIM1
      XU(I) = XU(I-1) + DELX2*RAXL2** (I-IAA)
   71 CONTINUE
C-----------------------------------------
      DO 101 I = 2,NIM1
      DELX = XU(I) - XU(I-1)
      PRINT *,' I XU DELX =',I,XU(I),DELX
  101 CONTINUE

      X(1) = XU(1)
      X(NI) = XU(NIM1)
      Y(1) = YV(1)
      Y(NJ) = YV(NJM1)
      DO 10 I= 2,NIM1
      X(I) = 0.5*(XU(I-1)+XU(I))
   10 CONTINUE
      DXS(1) = TINY
      DXS(NI) = TINY
      DYS(1) = TINY
      DYS(NJ) = TINY

      DO 26 J= 2,NJM1
      Y(J) = 0.5*(YV(J-1)+YV(J))
   26 CONTINUE
      DO 32 J = 2,NJM1
      DYS(J) = YV(J)-YV(J-1)
   32 CONTINUE

      DO 42 I = 2,NIM1
      DXS(I) = XU(I)-XU(I-1)
```

```
 42 CONTINUE

    DO 52 I = 1,NIM1
    DX(I) = X(I+1)-X(I)
 52 CONTINUE
    DO 62 J = 1,NJM1
    DY(J) = Y(J+1)-Y(J)
 62 CONTINUE
    UCVI(1) = 0
    VCVJ(1) = 0
    DO 72 I = 2,NIM1
    UCVI(I) = 0.5 * DXS(I)
 72 CONTINUE

    DO 82 J = 2,NJM1
    VCVJ(J) = 0.5 * DYS(J)
 82 CONTINUE

    DO 92 I = 2,NIM1
    FX(I) = UCVI(I)/DX(I)
    PRINT *,'FX =',I,FX(I)
 92 CONTINUE
    DO 102 J = 2,NJM1
    FY(J) = VCVJ(J)/DY(J)
    PRINT *,'FY =',J,FY(J)
102 CONTINUE

    IF (IND.EQ.2) GO TO 199
     RR(1) = 0.0
    DO 134 J = 1,NJ
     R(J) = 1.
     RV(J) = 1.
     RR(J) = RR(J-1) + DY(J-1)
     PRINT*,'R(J),RR(J)=',J,R(J),RR(J)
134 CONTINUE
     GO TO 160
199 CONTINUE
     R(1) = 0.0
    DO 20 J = 2,NJ
     R(J) =R(J-1) + DY(J-1)
     PRINT*,'R(J)=',J,R(J)
  20 CONTINUE
     RV(1) = R(1)
     DO 22 J = 2,NJM1
     RV(J) = RV(J-1)+DYS(J)
 22 CONTINUE

 160 CONTINUE
    RETURN

C    *** BASLANGIC SARTLARI VE FIZIKSEL DATALARIN GIRISI
```

```
      ENTRY BASDEG()

      VISCOS = 2.945E-03
      DENSIT = 1.178

      DO 120 I = 1,NI
      DO 110 J = 1,NJ
        U(I,J) = 0.01
        V(I,J) = 0.
        P(I,J) = 0.0
        S(I,J) = 0.0
        UP(I,J) = 0.
        VP(I,J) = 0.
        DEN(I,J) = DENSIT
        VIS(I,J) = VISCOS
  110  CONTINUE
  120  CONTINUE
       IREAD =1
       PRINT *,'   IREAD MAXIT2 = '
       READ(5,*) IREAD,MAXIT2
       IF(IREAD.EQ.1) THEN
       REWIND 1
       READ(4,*) NITER
       MAXIT = NITER + MAXIT2
      DO 112 I = 1,NI
      DO 112 J = 1,NJ
       READ(4,*) U(I,J),V(I,J),P(I,J)
 112  CONTINUE
      END IF

C     **_**_**_**_**_**_**
      DO 140 I = 1,NI
      DO 130 J = 1,NJ
        SU(I,J) = 0.
        SP(I,J) = 0.
        AE(I,J) = 0.
        AW(I,J) = 0.
        AN(I,J) = 0.
        AS(I,J) = 0.
        AEU(I,J) = 0.
        AWU(I,J) = 0.
        ANU(I,J) = 0.
        ASU(I,J) = 0.
        SUU(I,J) = 0.
        SPU(I,J) = 0.
        AEV(I,J) = 0.
        AWV(I,J) = 0.
        ANV(I,J) = 0.
        ASV(I,J) = 0.
        SUV(I,J) = 0.
        SPV(I,J) = 0.
  130 CONTINUE
```

```
 140 CONTINUE
     HEDU = ' U U U U U U U U U U U U U U U U U U U U'
     HEDV = ' V V V V V V V V V V V V V V V V V V V V'
     HEDP = ' P P P P P P P P P P P P P P P P P P P P'
     HEDS = ' S S S S S S S S S S S S S S S S S S S'

     RETURN

C    *** GIRIS DEGERLERI

     ENTRY GIRISS()

C    ***** GIREN AKIS
        UIN1 = 0.05
     IF(ISES.EQ.1) THEN
     DO 150 J = 1,NJM1
       IF(J.LE.JET) THEN
C       U(1,J) = UIN1
       IF(IND.EQ.2)  U(1,J) = UIN1*2*(1-(R(J)/DJET)**2)
       IF(IND.EQ.1)  U(1,J) = UIN1*1.5*(1-(RR(J)/DJET)**2)
       ELSE
       U(1,J) = 0.0
       END IF
       V(1,J) = 0.0
 150 CONTINUE
     END IF
     IF (ISES.EQ.2) THEN
     DO 155 J=1,NJM1
C      U(1,J) = UIN1
      U(1,J) = UIN1*2*(1-(R(J)/YL)**2)
      V(1,J) = 0.0
 155 CONTINUE
     END IF
     RETURN

C    *** GIRIS SARTLARININ YAZIMI

     ENTRY YAZGIR()
     IF(IND.EQ.1) WRITE (3,FMT=9020) NI,NJ
     IF(IND.EQ.2) WRITE (3,FMT=9025) NI,NJ
     IF(ISES.EQ.1) WRITE (3,FMT=9030)
     IF(ISES.EQ.2) WRITE (3,FMT=9035)
     WRITE (3,FMT=9040) DJET,XL,YL,UIN1,DENSIT,VISCOS
     WRITE (3,FMT=9090) URFU,URFV,URFP
     WRITE (3,FMT=9010) IMON,JMON
     WRITE (3,FMT=9050)
     RETURN

C    *** U-HIZI SINIR SARTLARI (....ANI GENISLEME)

     ENTRY SINIRU1()
```

```
C    ***  GUNEY SINIRI
     DO 180 I= 1,NI
       ASU(I,2) = 0.0
       U(I,1) = U(I,2)
 180 CONTINUE
C    *** KUZEY SINIRI

     DO 190 I = 1,NI
       U(I,NJ) = 0.0
       IF(I.LT.IKAVS) U(I,JET+1) = 0.0
 190 CONTINUE
C    *** CIKISTAKI AKIS
     DO 210 J=2,NJM1
C      U(NI,J)=U(NIM1,J)
C     AEU(NIM1,J)=0
 210 CONTINUE
C    *** BATI SINIRI
     DO 220 J = 1,NJM1
       IF (J.LE.JET) THEN
C      U(1,J) = UIN1
       IF(IND.EQ.2)  U(1,J) = UIN1*2*(1-(R(J)/DJET)**2)
       IF(IND.EQ.1)  U(1,J) = UIN1*1.5*(1-(RR(J)/DJET)**2)
       ELSE
       U(1,J) = 0.0
       U(IKAVS-1,J) = 0.0
       END IF
 220 CONTINUE
     DO 226 I = 1,IKAVS-1
     DO 226 J = JET+1,NJM1
       SUU(I,J) = 0.0
       SPU(I,J) = -GREAT
226  CONTINUE
     RETURN

     ENTRY SINIRU2()

C    (....ANI DARALMA)
C    --- GUNEY SINIRI
     DO 181 I= 1,NI
       ASU(I,2) = 0.0
       U(I,1) = U(I,2)
 181 CONTINUE
C    --- KUZEY SINIRI
     DO 191 I = 1,NI
       U(I,NJ) = 0.0
       IF(I.GT.IKAVF) U(I,JET+1) = 0.0
 191 CONTINUE
C    --- CIKISTAKI AKIS
     DO 211 J=2,NJM1
C      U(NI,J)=U(NIM1,J)
c      AEU(NIM1,J)=0
       IF(J.GT.JET) U(IKAVF+1,J) = 0.0
```

```
  211 CONTINUE
C    --- BATI SINIRI
     DO 221 J = 1,NJM1
C       U(1,J) = UIN1
        U(1,J) = UIN1*2*(1-(R(J)/YL)**2)
  221 CONTINUE
C    --- DARALAN  KISIM
     DO 227 I = IKAVF+1,NIM1
     DO 227 J = JET+1,NJM1
        SUU(I,J) = 0.0
        SPU(I,J) = -GREAT
  227 CONTINUE
     RETURN

C    *** GENISLEME V-HIZI SINIR SARTLARI
      ENTRY SINIRV1()

C    *** BATI SINIRI
     DO 240 J = 2,NJM1
        V(IKAVS-1,J)=0.0
        V(1,J)=0.0
  240 CONTINUE
C    *** GUNEY SINIRI
     DO 255 I = 2,NIM1
        V(I,1) = 0.0
  255 CONTINUE
C    *** KUZEY SINIRI
     DO 265 I = 2,NIM1
        V(I,NJ) = 0.0
        IF(I.LT.IKAVS) V(I,JET+1) = 0.0
  265 CONTINUE

C    *** CIKISTAKI SINIR
     DO 270 J = 2,NJM1
        V(NI,J) = V(NIM1,J)
        AEV(NIM1,J) = 0.0
 270 CONTINUE

     DO 275 I = 1,IKAVS-1
     DO 275 J = JET+1,NJM1
        SUV(I,J) = 0.0
        SPV(I,J) = -GREAT
275  CONTINUE
     RETURN

C.....DARALMA ICIN  V-SINIR SARTLARI
      ENTRY SINIRV2()
C    --- BATI SINIRI
     DO 241 J = 2,NJM1
        V(1,J)=0.0
  241 CONTINUE
C    --- GUNEY SINIRI
```

```
      DO 256 I = 2,NIM1
        V(I,1) = 0.0
 256  CONTINUE
C     --- KUZEY SINIRI
      DO 266 I = 2,NIM1
        V(I,NJ) = 0.0
        IF(I.GT.IKAVF) V(I,JET+1) = 0.0
 266  CONTINUE
C     --- CIKISTAKI SINIR
      DO 271 J = 2,NJM1
        V(NI,J) = V(NIM1,J)
        AEV(NIM1,J) = 0.0
        IF(J.GT.JET) V(IKAVF+1,J) = 0.0
 271  CONTINUE

C     --- BLOK KISMI
      DO 276 I = IKAVF+1,NIM1
      DO 276 J = JET+1,NJM1
        SUV(I,J) = 0.0
        SPV(I,J) = -GREAT
 276  CONTINUE
      RETURN

C     *** GENISLEME P-SINIR SARTLARI

      ENTRY SINIRP1()

      DO 691 J=2,NJM1
        AW(2,J)=0.
        AE(NIM1,J)=0.
        IF(J.GT.JET)  AW(IKAVS,J)=0.
        SU(NIM1,J) = 0.
        SP(NIM1,J) = -GREAT
 691  CONTINUE

      DO 692 I=2,NIM1
        AN(I,NJM1) = 0.0
        AS(I,2)=0.
        IF(I.LT.IKAVS) AN(I,JET)=0.
 692  CONTINUE

      DO 695 I = 2,IKAVS-1
      DO 695 J = JET+1,NJM1
        SU(I,J) = 0.
        SP(I,J) = -GREAT
 695  CONTINUE

      RETURN
C     *** DARALMA P-SINIR SARTLARI

      ENTRY SINIRP2()
      DO 681 J=2,NJM1
```

```
      AW(2,J)=0.
      AE(NIM1,J)=0.
      IF(J.GT.JET) AE(IKAVF,J)=0.
      SU(NIM1,J) = 0.0
      SP(NIM1,J) = -GREAT
681 CONTINUE

    DO 682 I=2,NIM1
      AN(I,NJM1) = 0.0
      AS(I,2)=0.
      IF(I.GT.IKAVF) AN(I,JET)=0.
682 CONTINUE

    DO 685 I = IKAVF+1,NIM1
    DO 685 J = JET+1,NJM1
      SU(I,J) = 0.
      SP(I,J) = -GREAT
685 CONTINUE
    RETURN

C   *** BASINC GRADIENTLERI VE HIZLARIN DUZELTILMESI

    ENTRY YENHIZ()

    DO 100 I = 2,NIM1
    DO 100 J = 2,NJM1
      AREAW = R(J)*DYS(J)
      AREAE = AREAW
      AREAN = DXS(I)*RV(J)
      AREAS = DXS(I)*RV(J-1)
      AREAEW = 0.5*(AREAE+AREAW)
      AREANS = 0.5*(AREAN+AREAS)
      VOL = R(J)*DYS(J)*DXS(I)

C.................................................................

     PPRPE = P(I,J) + FX(I) * (P(I+1,J) - P(I,J))
     PPRPW = P(I-1,J) + FX(I-1) * (P(I,J) - P(I-1,J))
        IF(ISES.EQ.1) THEN
       IF(I.EQ.IKAVS.AND.J.GT.JET) PPRPW = P(I,J)
        END IF
        IF(ISES.EQ.2) THEN
       IF(I.EQ.IKAVF.AND.J.GT.JET) PPRPE = P(I,J)
        END IF
      DELPPX = (PPRPW-PPRPE)

C ..................................................

     PPRPN = P(I,J) + FY(J) * (P(I,J+1) - P(I,J))
     PPRPS = P(I,J-1) + FY(J-1) * (P(I,J) - P(I,J-1))

      IF(ISES.EQ.1.AND.I.LT.IKAVS) THEN
```

```
      IF(J.EQ.JET) PPRPN = P(I,J)
      END IF

      IF(ISES.EQ.2.AND.I.GT.IKAVF) THEN
      IF(J.EQ.JET) PPRPN = P(I,J)
      END IF
      DELPPY = (PPRPS-PPRPN)
C.......................................................

       DUCOR = (AREAEW/(APU(I,J)*URFU))*DELPPX
       DVCOR = (AREANS/(APV(I,J)*URFV))*DELPPY

     IF(ISES.EQ.1.AND.I.LT.IKAVS.AND.J.GT.JET) GOTO 100
     IF(ISES.EQ.2.AND.I.GT.IKAVF.AND.J.GT.JET) GOTO 100
      U(I,J) = UP(I,J) + DUCOR
      V(I,J) = VP(I,J) + DVCOR
100  CONTINUE
     RETURN

C    *** BASINC ETKISI OLMAYAN HIZLAR U% VE V% ***
     ENTRY UPVP()
C
    DO 701 I=2,NIM1
    DO 702 J=2,NJM1

      UP(I,J)= ANU(I,J)*U(I,J+1) + ASU(I,J)*U(I,J-1)+
    :        AEU(I,J)*U(I+1,J) + AWU(I,J)*U(I-1,J)
      UP(I,J)=UP(I,J)/(APU(I,J)*URFU)

      VP(I,J)= ANV(I,J)*V(I,(J+1)) + ASV(I,J)*V(I,J-1)+
    :        AEV(I,J)*V(I+1,J) + AWV(I,J)*V(I-1,J)
      VP(I,J)=VP(I,J)/(APV(I,J)*URFV)

 702 CONTINUE
 701 CONTINUE
C
 114 RETURN
C
C    *** CIKTILARIN YAZILMASI
C
    ENTRY CIKTI()
    CALL PRINT(1,2,NI,NJ,X,Y,U,HEDU)
    CALL PRINT(1,2,NI,NJ,X,Y,V,HEDV)
    CALL PRINT(1,2,NI,NJ,X,Y,P,HEDP)
    CALL PRINT(1,2,NI,NJ,X,Y,S,HEDS)

     RETURN

     ENTRY YAZ()
     REWIND 4
     WRITE(4,*) NITER
     DO 117 I=1,NI
```

```
      DO 117 J=1,NJ
      WRITE(4,*) U(I,J),V(I,J),P(I,J)
  117 CONTINUE
      RETURN

      ENTRY SONUC()
      G = 9.81
      IF(ISES.EQ.1) THEN

      U1 = 0.
      DO J=1,JET
      U1 = U1 + U(1,J)*DYS(J)*R(J)
      END DO
      IF(IND.EQ.2) U1 = U1*2/DJET**2
      IF(IND.EQ.1) U1 = U1/DJET
      XL1 = 0.0
      DO I=1,IKAVS
      XL1 = XL1 + DXS(I)
      END DO
C     XL1 = 1.*(2*DJET)

      U21 = 0.0
      U2 = 0.0
      DO J=2,NJM1
      U2 = U2 + R(J)*DYS(J)*U(NIM1,J)
      U21 = U21 + U(NI,J)
      END DO
      IF(IND.EQ.2) U2 = U2*2/YL**2
      IF(IND.EQ.1) U2 = U2/YL

      RE1 = U1*(2*DJET)*DENSIT/VISCOS
      RE2 = U2*(2*YL)*DENSIT/VISCOS

      F1 = 64/RE1
      F2 = 64/RE2

      DPB1 = F1*XL1*U1**2 /((DJET*2)*2*G)
      XL2 = XL - XL1
      DPB2 = F2*XL2*U2**2 /((YL*2)*2*G)

      P1 = 0.0
      DO J=2,JET
      P1 = P1 + R(J)*DYS(J)*P(1,J)
      END DO
      IF(IND.EQ.2) P1 = 2*P1/DJET**2
      IF(IND.EQ.1) P1 = P1/DJET

      P2 = 0.0
      DO J=2,NJM1
      P2 = P2 + R(J)*DYS(J)*P(NI,J)
      END DO
      IF(IND.EQ.2) P2 = 2*P2/YL**2
```

```
IF(IND.EQ.1) P2 = P2/YL

DELPB = DPB1 + DPB2
PS1 = P1/(DENSIT*G)
PD1 = U1**2/(2*G)
PD2 = U2**2/(2*G)
PS2 = P2/(DENSIT*G)
DELPN = (PS1 + PD1) - (PS2 + PD2)
AGNUM = DELPN-DELPB

AGTEO = (1-(DJET/YL)**2)*U1**2 /(2*G)
WRITE(3,*)
WRITE(3,*) '----------- A.G. -------(SIMPLEM)'
WRITE(3,*)
WRITE(3,*) '    L1=',XL1,'  L2 =',XL2,'  L =',XL1+XL2
WRITE(3,*) '   L1/d=',XL1/(2*DJET)
WRITE(3,*) '    U1=',U1,'       U2=',U2,U21
WRITE(3,*) '   U1K=',U1**2,'       U2K=',U2**2
WRITE(3,*) '    F1=',F1,'       F2=',F2
WRITE(3,*) '    P1=',P1,'       P2=',P2
WRITE(3,*) '   RE1=',RE1,'      RE2=',RE2
WRITE(3,*) '  DPB1=',DPB1,'     DPB2=',DPB2
WRITE(3,*) '   PS1=',PS1,'       PS2=',PS2
WRITE(3,*) '   PD1=',PD1,'       PD2=',PD2
WRITE(3,*) '  DELPB=',DELPB,'     DELPN=',DELPN
WRITE(3,*) '-----------------------------------------'
WRITE(3,*) '          d/D=',DJET/YL
WRITE(3,*)
WRITE(3,*) '    AGNUM=',AGNUM,'  AGTEO=',AGTEO
WRITE(3,*) '-----------------------------------------'
WRITE(3,*)
 END IF

IF(ISES.EQ.2) THEN

XL2 = 0.0
DO I=IKAVF+1,NI
XL2 = XL2 + DXS(I)
END DO

U1 = 0.0
DO J=2,NJM1
U1 = U1 + R(J)*DYS(J)*U(1,J)
END DO
U1 = U1*2/YL**2

U2 = 0.0
DO J=2,JET
U2 = U2 + R(J)*DYS(J)*U(NIM1,J)
END DO
U2 = U2*2/DJET**2

RE1 = U1*(2*YL)*DENSIT/VISCOS
```

```
      RE2 = U2*(2*DJET)*DENSIT/VISCOS

      F1 = 64/RE1
      F2 = 64/RE2

      XL1 = XL - XL2
      DP1 = F1*XL1*U1**2 /(YL*4*G)
      DP2 = F2*XL2*U2**2 /(DJET*4*G)

       P1 = 0.0
      DO J=2,NJM1
       P1 = P1 + R(J)*DYS(J)*P(2,J)
      END DO
      P1 = 2*P1/YL**2

      P2 = 0.0
      DO J=2,JET
      P2 = P2 + R(J)*DYS(J)*P(NIM1,J)
      END DO
      P2 = 2*P2/DJET**2

      DELPB = DP1 + DP2
      PS1 = P1/(DENSIT*G)
      PD1 = U1**2/(2*G)
      PD2 = U2**2/(2*G)
      PS2 = P2/(DENSIT*G)
      DELPN = (PS1 + PD1) - (PS2 + PD2)
      AGNUM = DELPN-DELPB
      A = 1
      AGTEO = A*U1**2 /(2*G)

      WRITE(3,*) '**************** ANI DARALMA ***************** '
      WRITE(3,*)
      WRITE(3,*) '     A =',A
      WRITE(3,*) '    XL1=',XL1,' XL2=',XL2,' XL =',XL1 + XL2
      WRITE(3,*) '     U1=',U1,' U2=',U2
      WRITE(3,*) '     F1=',F1,' F2=',F2
      WRITE(3,*) '    RE1=',RE1,' RE2=',RE2
      WRITE(3,*) '    DPB1=',DP1,' DPB2=',DP2
      WRITE(3,*) '    PS1=',PS1,'    PS2 =',PS2
      WRITE(3,*) '    PD1=',PD1,'   PD2=',PD2
      WRITE(3,*) '  DELPB=',DELPB,' DELPN=',DELPN
      WRITE(3,*) '******************************************** '
      WRITE(3,*) '        YL/DJET=',YL/DJET
      WRITE(3,*)
      WRITE(3,*) '  AGNUM=',AGNUM,'  AGTEO=',AGTEO
    END IF
      RETURN

9010 FORMAT (' ',2 (/),'      IMON=',I3,'  JMON=',I3)
9020 FORMAT (5X,'KART. KOOR.......','NI x NJ =',I3,' x ',I3,/)
9025 FORMAT (5X,'SIL. KOOR.......','NI x NJ =',I3,' x ',I3,/)
9030 FORMAT (5X,'L.A.G ........ * SIMPLEM * ')
```

```
 9035 FORMAT (5X,'L.A.D ...... * SIMPLEM * ')
 9040 FORMAT (' ',2 (/),5X,' DJET=',E10.3,5X,' XL=',E10.3,5X,'  Y',
     :  'L=',E10.3,/5X,' UIN1=',E10.3,5X,
     :  /5X,' DEN=',E10.3,5X,' VIS=',E10.3)
 9050 FORMAT (1X,'ITER',' RESORU ',' RESORV ',' RESORM ',
     : '   UU  ',  '  VV     PP ')
 9060 FORMAT (1X,4E12.3)
 9070 FORMAT (1X,2E10.3)
 9090 FORMAT (1X,3E12.2)
      END
      SUBROUTINE TDMA(ISTART,JSTART,NI,NJ,PHI,NSW,AP,AE,AW,AN,AS,SU)
      PARAMETER (NX=51,NY=51,NXM1=50,NYM1=50)
      REAL AE(NX,NY),AN(NX,NY),AP(NX,NY),AS(NX,NY),AW(NX,NY),PHI(NX,NY),
     :  SU(NX,NY)
      REAL A(NX),B(NX),C(NX),D(NX)
      NIM1 = NI
      NJM1 = NJ
      JSTM1 = JSTART - 1
      ISTM1 = ISTART - 1
C.....TARAMA SAYISININ BASLANGICI
      DO 70 IT = 1,NSW
      A(JSTM1) = 0.0
C..... W-E TARAMA BASLANGICI
      DO 30 I = ISTART,NIM1
      C(JSTM1) = PHI(I,JSTM1)
C...... S-N YONU ILERLEME
      DO 10 J = JSTART,NJM1
C.... TDMA ICIN KATSAYILARIN OLUSTURULMASI
      A(J) = AN(I,J)
      B(J) = AS(I,J)
      C(J) = AE(I,J)*PHI(I+1,J) + AW(I,J)*PHI(I-1,J) + SU(I,J)
      D(J) = AP(I,J)
C.... MATRIS FORMULLERININ HESAPLANMASI
      TERM = 1./ (D(J)-B(J)*A(J-1))
      A(J) = A(J)*TERM
      C(J) = (C(J)+B(J)*C(J-1))*TERM
   10 CONTINUE
C.... YENI DEGERLERIN ELDESI
      DO 20 JJ = JSTART,NJM1
      J = NJ + JSTART - JJ
      PHI(I,J) = A(J)*PHI(I,J+1) + C(J)
   20 CONTINUE
   30 CONTINUE

      A(ISTM1) = 0.0
C..... S-N YONUNDE TARAMA BASLANGICI
      DO 60 J = JSTART,NJM1
      C(ISTM1) = PHI(ISTM1,J)
C....... W-E YONU ILERLEME
      DO 40 I = ISTART,NIM1
C...... TDMA ICIN KATSAYILARIN OLUSTURULMASI
      A(I) = AE(I,J)
      B(I) = AW(I,J)
```

```
      C(I) = AN(I,J)*PHI(I,J+1) + AS(I,J)*PHI(I,J-1) + SU(I,J)
      D(I) = AP(I,J)
C......MATRIS FORMULLERININ HESAPLANMASI
      TERM = 1./ (D(I)-B(I)*A(I-1))
      A(I) = A(I)*TERM
      C(I) = (C(I)+B(I)*C(I-1))*TERM
   40 CONTINUE
C..... YENI DEGERLERIN ELDESI
      DO 50 II = ISTART,NIM1
      I = NI + ISTART - II
      PHI(I,J) = A(I)*PHI(I+1,J) + C(I)
   50 CONTINUE
   60 CONTINUE
   70 CONTINUE
      RETURN

      END
      SUBROUTINE PRINT(ISTART,JSTART,NI,NJ,X,Y,PHI,HEAD)
      PARAMETER (NX=51,NY=51,NXM1=50,NYM1=50)
      CHARACTER*36 HEAD
      REAL PHI(NX,NY),X(NX),Y(NY)
      REAL D(NX)
C     .........
      ISKIP = 1
      JSKIP = 1
      WRITE (3,FMT=9000) HEAD
      ISTA = ISTART - 12
   10 CONTINUE
      ISTA = ISTA + 12
      IEND = ISTA + 11
      IEND = MIN0(NI,IEND)
      WRITE (3,FMT=9010) (I,I=ISTA,IEND,ISKIP)
      WRITE (3,FMT=9020)
      DO 30 JJ = JSTART,NJ,JSKIP
      J = JSTART + NJ - JJ
      DO 20 I = ISTA,IEND
      A = PHI(I,J)
      IF (ABS(A).LT.1.E-15) A = 0.0
      D(I) = A
   20 CONTINUE
      WRITE (3,FMT=9030) J, (D(I),I=ISTA,IEND,ISKIP),Y(J)
   30 CONTINUE
      WRITE (3,FMT=9040) (X(I),I=ISTA,IEND,ISKIP)
      IF (IEND.LT.NI) GO TO 10
      RETURN


 9000 FORMAT ('0',20 ('*-'),7X,A36,7X,20 ('-*'))
 9010 FORMAT (' ',' I = ',I3,11I10,7X,' Y = ')
 9020 FORMAT ('  J')
 9030 FORMAT (' ',I3,1P,12E10.2,0P,F7.3)
 9040 FORMAT ('0X=    ',F6.4,11F10.4)
      END
```