

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

GEMİ İNŞAATI VE GEMİ MAKİNELERİ MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

**İNTERPOLASYONLU PARÇACIK HİDRODİNAMİĞİ YÖNTEMİNDE YENİLİKÇİ
SIKIŞTIRILAMAZ AKIŞ YAKLAŞIMLARI VE UYGULAMALARI**

DOKTORA TEZİ

Deniz Can KOLUKISA

**HAZİRAN 2019
TRABZON**



KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ



Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünce

Unvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir.

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : / /

Tezin Savunma Tarihi : / /

Tez Danışmanı :

Trabzon

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

Gemi İnşaatı ve Gemi Makineleri Mühendisliği Anabilim Dalında

Deniz Can KOLUKISA tarafından hazırlanan

**İTERPOLASYONLU PARÇACIK HİDRODİNAMİĞİ YÖNTEMİNDE YENİLİKÇİ
SİKİŞTİRİLAMAZ AKIŞ YAKLAŞIMLARI VE UYGULAMALARI**

**başlıklı bu çalışma, Enstitü Yönetim Kurulunun 28 /05/2019 gün ve 1806 sayılı
kararıyla oluşturulan jüri tarafından yapılan sınavda
DOKTORA TEZİ
olarak kabul edilmiştir.**

Jüri Üyeleri

Başkan : Prof. Dr. Orhan DURGUN



Üye : Prof. Dr. Burhan ÇUHADAROĞLU



Üye : Prof. Dr. Ercan KÖSE



Üye : Doç. Dr. Devrim Bülent DANIŞMAN



Üye : Dr. Öğr. Üyesi Emre PEŞMAN

**Prof. Dr. Asim KADIOĞLU
Enstitü Müdürü**

ÖNSÖZ

İnterpolasyonlu Parçacık Hidrodinamiği yöntemiyle tanışmamdan itibaren Lagrange temelli yöntemleri tanıdıkça, akla gelebilecek her ölçekte, her alanda uygulandıklarını görmeye başladım. Bütünün, bütüne dair bilgileri barındıran parçacıklar ile temsil edilmesinin, şimdilik akla gelmeyen birçok önemli problemi de algılayabileceğimiz şekilde çözmemize yardımcı olacağını tahmin ediyorum. Bilgisayar donanımlarının hızla geliştiği günümüzde, artan paralel hesaplama olanakları sayesinde geçmişteki olanaksızlıklar aşıldıkça, parçacık yöntemlerinin daha da öne çıkacağını düşünmekteyim. Kusurlarıyla ve eksiklikleriyle de olsa, bu çalışmayı tamamlarken hissettiğim tatmin duygusunun yol açtığı motivasyonun kendimde olduğu gibi konuyla ilgilenen diğer araştırmacılarda da olacağı ümidiyle birlikte, gelecekte de bu alandaki çalışmaların ilerlemesine ve genişlemesine daha çok katkıda bulunma isteği içindeyim.

Hazırlamış olduğum doktora tezinde tüm iyi niyetleriyle yardımlarını esirgemeyen tez danışmanı değerli hocalarım Dr. Öğr. Üyesi Emre PEŞMAN ve Dr. Öğr. Üyesi Murat ÖZBULUT'a, ayrıca çalışmalarım için her türlü imkanı sağlayan ve yardımcı olan Prof. Dr. Ercan KÖSE ve Prof. Dr. Mehmet YILDIZ'a teşekkür eder, saygılarımı sunarım. Tez çalışmam süresince desteklerinden ve yardımlarından dolayı başta Dr. Öğr. Üyesi Erhan AKSU, Dr. Dursun Murat SEKBAN ve Dr. Öğr. Üyesi Hasan ÖLMEZ olmak üzere tüm KTÜ Gemi İnşaatı ve Gemi Makineleri Mühendisliği Bölümü öğretim üyeleri, araştırma görevlileri ve çalışma arkadaşlarıma, üniversite öğrenimimde emeği geçen tüm hocalarıma, eğitimim süresince değerli bilgileri ile ufkumu genişletmiş olan tüm öğretmenlerime ve bu günlere gelmemde en büyük emeğe sahip olan aileme teşekkürlerimi sunarım.

Deniz Can KOLUKISA

Trabzon 2019

TEZ ETİK BEYANNAMESİ

Doktora Tezi olarak sunduğum “İnterpolasyonlu Parçacık Hidrodinamiği Yönteminde Yenilikçi Sıkıştırılmaz Akış Yaklaşımları ve Uygulamaları” başlıklı bu çalışmayı baştan sona kadar danışmanlarım Dr. Öğr. Üyesi Emre PEŞMAN'ın ve Dr. Öğr. Üyesi Murat ÖZBULUT'un sorumluluklarında tamamladığımı, verileri/örnekleri kendim topladığımı, deneyleri/analizleri ilgili laboratuarlarda yaptığımı/yaptırdığımı, başka kaynaklardan aldığım bilgileri metinde ve kaynakçada eksiksiz olarak gösterdiğimi, çalışma sürecinde bilimsel araştırma ve etik kurallara uygun olarak davrandığımı ve aksinin ortaya çıkması durumunda her türlü yasal sonucu kabul ettiğimi beyan ederim.
28/06/2019



Deniz Can KOLUKISA

İÇİNDEKİLER

Sayfa No

| | |
|---|------|
| ÖNSÖZ..... | III |
| TEZ ETİK BEYANNAMESİ..... | IV |
| İÇİNDEKİLER..... | V |
| ÖZET | VII |
| SUMMARY | VIII |
| ŞEKİLLER DİZİNİ | IX |
| TABLolar DİZİNİ..... | XIII |
| SEMBOLLER DİZİNİ | XIV |
| 1. GENEL BİLGİLER..... | 1 |
| 1.1. Giriş | 1 |
| 1.2. Ağsız Yöntemler Hakkında Genel Bilgiler | 2 |
| 1.3. İPH Yöntemi: Gelişimi ve Uygulama Alanları | 4 |
| 1.4. Amaç ve Kapsam..... | 12 |
| 1.5. İPH Yöntemi: Teorik Altyapı..... | 13 |
| 1.5.1. Çekirdek Yaklaşımı ve Ağırlık Fonksiyonu | 13 |
| 1.5.2. Parçacık Yaklaşımı | 16 |
| 1.5.3. Ağırlık Fonksiyonu Seçimi..... | 17 |
| 1.5.4. Akışkan Hareketi Genel Denklemlerinin İPH Yöntemi ile Modellenmesi | 19 |
| 2. YAPILAN ÇALIŞMALAR, BULGULAR VE İRDELEME | 23 |
| 2.1. İPH İyileştirmeleri, Algoritmalar ve Ek Yaklaşımlar..... | 23 |
| 2.1.1. Düzeltilmiş İPH Yöntemi | 23 |
| 2.1.2. Yoğunluk Düzeltmesi..... | 24 |
| 2.1.3. Komşu Parçacık Arama Yöntemi | 25 |
| 2.1.4. Sınır Yaklaşımları..... | 26 |
| 2.1.5. Yapay Parçacık Ötelemesi ve Serbest Yüzey Hız Düzeltmesi..... | 28 |
| 2.1.6. Zaman İntegrasyonu Yöntemleri | 29 |
| 2.2. Artırılmış Lagrange İPH Yöntemi | 31 |
| 2.3. Uygulama 1: Baraj Yıkılması Problemi | 33 |

| | | |
|--------|--|----|
| 2.3.1. | Problem Geometrisi ve Parametreler..... | 33 |
| 2.3.2. | Simülasyon Sonuçları..... | 35 |
| 2.4. | Uygulama 2: Silindir Etrafındaki Akış..... | 44 |
| 2.4.1. | Simülasyon Sonuçları..... | 46 |
| 2.4. | Uygulama 3: ALİPH Yerel Ceza Çarpanı..... | 58 |
| 3. | SONUÇLAR VE ÖNERİLER..... | 64 |
| 4. | KAYNAKLAR..... | 67 |
| 5. | EKLER..... | 74 |

ÖZGEÇMİŞ



Doktora Tezi

ÖZET

İNTERPOLASYONLU PARÇACIK HİDRODİNAMİĞİ YÖNTEMİNDE YENİLİKÇİ
SIKIŞTIRILAMAZ AKIŞ YAKLAŞIMLARI VE UYGULAMALARI

Deniz Can KOLUKISA

Karadeniz Teknik Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü

Gemi İnşaatı ve Gemi Makineleri Mühendisliği Ana Bilim Dalı

Danışman: Dr. Öğr. Üyesi Emre PEŞMAN

Eş Danışman: Dr. Öğr. Üyesi Murat ÖZBULUT

2019, 73 Sayfa 20 Sayfa Ek

Gemi hidrodinamik simülasyonlarında sıklıkla karşılaşılan yüksek serbest yüzey deformasyonu ve karmaşık geometrilerin geleneksel hesaplamalı akışkanlar dinamiği yöntemleri kullanılarak modellenmesinde zorluklar yaşanabilmektedir. Ağırsız ve Lagrange temelli bir parçacık yöntemi olan İnterpolasyonlu Parçacık Hidrodinamiği (İPH) yöntemi, bu zorlukların kolaylıkla aşılmasını sağlayabilecek ve geliştirmekte olan yeni bir yöntemdir. İPH yönteminin genel olarak kullanılan zayıf olarak sıkıştırılabilir yaklaşımının yanı sıra tam sıkıştırılmaz yaklaşımları da mevcuttur. Tam sıkıştırılmaz yaklaşımlarda bulunan, basınç için oluşturulan Poisson denkleminin çözümünün getirdiği hesaplama yükünden kurtulmak için çeşitli kabuller yapılmaktadır. Artırılmış Lagrange İPH (ALİPH) yöntemi, akışkan hareketi denklemlerinin çözümü üzerinde iteratif bir optimizasyon yöntemini İPH altyapısı kullanarak çözen yeni bir tam sıkıştırılmaz İPH yöntemidir. Bu çalışmada, ALİPH yöntemi üzerinde algoritma iyileştirmeleri yapılarak; yöntemin sıkıştırılmazlık açısından zorlayıcı, 2 boyutlu dairesel silindir etrafındaki akış problemine uygulanarak sınanması gerçekleştirilmiştir. Ayrıca yöntemde yerel hız büyüklüklerine bağlı yeni bir ceza çarpanı terimi formülasyonu önerilerek elde edilen sonuçlar sunulmuştur.

Anahtar Kelimeler : İnterpolasyonlu parçacık hidrodinamiği, iph, artırılmış lagrange, gemi hidromekaniği, hesaplamalı akışkanlar dinamiği

PhD. Thesis

SUMMARY

NEW APPROACHES FOR INCOMPRESSIBILITY IN SMOOTHED PARTICLE
HYDRODYNAMICS METHOD AND THEIR APPLICATIONS

Deniz Can KOLUKISA

Karadeniz Technical University
The Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Naval Architecture and Naval Engineering

Supervisor: Dr. Emre PEŞMAN

Co-Supervisor: Dr. Murat ÖZBULUT

2019, 73 Pages, 20 Pages Appendix

Ship hydrodynamics simulations are often not easy to implement with conventional computational fluid dynamics methods because of the characteristic behaviour of violent free surface deformations and complex boundary geometries. Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) method is a meshless, Lagrangian particle method that offers simple solutions to this problems by its nature. The method, which is under intensive development since its relatively recent appearance in CFD literature has different approaches for simulating incompressible flows. Besides from generally utilized weakly compressible approach, fully incompressible approaches are also present in the literature. There are attempts to overcome the computational workload brought by the pressure Poisson equation in fully incompressible approach. Augmented Lagrangian SPH (ALSPH) is a new method, which remedies computational load by an iterative optimization approach on the solution of Navier - Stokes equations with using SPH infrastructure. In this study, ALSPH method with algorithm improvements was tested via the 2D flow over circular cylinder problem which is stringent in terms of incompressibility. Additionally, a new local penalty coefficient for the method is introduced which depends on the local maximum velocities of particles.

Key Words : Smoothed particle hydrodynamics, sph, augmented lagrangian, ship hydromechanics, computational fluid dynamics

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa No

| | | |
|-------------|--|----|
| Şekil 1.1. | 45 derece eğimli tabanda tabakalı bir akışın İPH simülasyonu (a) 1.05s ve (b) 1.83s için parçacık dağılımları (Monaghan vd., 1999) | 8 |
| Şekil 1.2. | Gemi baş dalgalarının kırılmasının İPH yöntemi ile simülasyonu; en kesitler için 2 boyutlu simülasyonlar (a), gemi boyunca belirlenen istasyonlar için 2 boyutlu simülasyonların serbest yüzey grafikleri (b), (Colagrossi, 2005)..... | 9 |
| Şekil 1.3. | 2 boyutlu sığ suda baraj yıkılması probleminin İPH simülasyonu (Crespo vd., 2008) | 10 |
| Şekil 1.4. | 5. dereceden ağırlık fonksiyonu ve türevinin grafiği (G. R. Liu ve Liu, 2003)..... | 18 |
| Şekil 2.1. | Bağlı liste yöntemi ile akış alanının hücrelere ayrılması (Özbulut, 2013)..... | 25 |
| Şekil 2.2. | Hayalet parçacık tekniği; (a) serbest kayma, (b) kaymama koşulu (Özbulut, 2013)..... | 27 |
| Şekil 2.3. | Katı sınırlarının temsili; (a) sınır parçacıkları ile, (b) sanal yüzey sınırı ile | 27 |
| Şekil 2.4. | Euler zaman integrasyonu şeması (Chapra, 2008) | 29 |
| Şekil 2.5. | Orta nokta yöntemi zaman integrasyonu şeması (a) tahmin, (b) düzeltme adımı (Chapra, 2008) | 30 |
| Şekil 2.6. | Klasik 4. dereceden Runge-Kutta zaman integrasyonu şeması (Chapra, 2008)..... | 30 |
| Şekil 2.7. | 2 Boyutlu baraj yıkılması probleminin başlangıç geometrisi (Kolukısa vd., 2017)..... | 34 |
| Şekil 2.8. | $v=5 \times 10^{-3}$ (m ² /s) için boyutsuz basınç-zaman değişimleri | 36 |
| Şekil 2.9. | $v=1 \times 10^{-3}$ (m ² /s) için boyutsuz basınç-zaman değişimleri | 37 |
| Şekil 2.10. | $v=5 \times 10^{-4}$ (m ² /s) için boyutsuz basınç-zaman değişimleri | 38 |
| Şekil 2.11. | $v=1 \times 10^{-4}$ (m ² /s) için boyutsuz basınç-zaman değişimleri | 39 |
| Şekil 2.12. | Yapay parçacık ötelemesi ve serbest yüzey düzeltmesi ile $v=5 \times 10^{-3}$ (m ² /s) için boyutsuz basınç-zaman değişimleri (yeşil)..... | 40 |
| Şekil 2.13. | $v=5 \times 10^{-3}$ (m ² /s) için $t=2.23(H_w/g)^{0.5}$ 'de serbest yüzeylerin karşılaştırılması; m1 (üstte), yapay parçacık ötelemesi ve serbest yüzey hız düzeltmesi ile m1 (altta)..... | 41 |

| | |
|---|----|
| Şekil 2.14. $v=5 \times 10^{-3}$ (m ² /s) için $t=5.34(H_w/g)^{0.5}$ 'de serbest yüzeylerin karşılaştırılması; m1 (üstte), yapay parçacık ötelemesi ve serbest yüzey hız düzeltmesi ile m1 (altta) | 42 |
| Şekil 2.15. $v=1 \times 10^{-4}$ (m ² /s) için $t=5.34(H_w/g)^{0.5}$ 'de serbest yüzeylerin karşılaştırılması; 7200 parçacık ile (solda), 16200 parçacık ile (sağda) | 42 |
| Şekil 2.16. Düzeltilmiş İPH yaklaşımı ile $v=1 \times 10^{-6}$ (m ² /s) (m13) ve düzeltme uygulanmayan rk12 ($v=1 \times 10^{-4}$ (m ² /s)) kodlu simülasyon sonuçlarının karşılaştırılması..... | 43 |
| Şekil 2.17. 2 Boyutlu dairesel silindir etrafındaki akış probleminin geometrisi | 44 |
| Şekil 2.18. Sunulan çalışmada uygulanan iteratif ALİPH algoritması..... | 45 |
| Şekil 2.19. Silindir etrafındaki akış simülasyon durumlarının adlandırılması | 46 |
| Şekil 2.20. $Re=200$ için zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH C_D -zaman değişimleri | 48 |
| Şekil 2.21. $Re=200$ için ALİPH C_D -zaman değişimleri | 48 |
| Şekil 2.22. $Re=200$ için zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH C_L -zaman değişimleri..... | 49 |
| Şekil 2.23. $Re=200$ için ALİPH C_L -zaman değişimleri..... | 49 |
| Şekil 2.24. ALİPH yaklaşımı için C_D' - Reynolds sayısı değişimleri | 50 |
| Şekil 2.25. Zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH yaklaşımı için C_D' - Reynolds sayısı değişimleri | 50 |
| Şekil 2.26. ALİPH yaklaşımı için C_L' - Reynolds sayısı değişimleri..... | 51 |
| Şekil 2.27. Zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH yaklaşımı için C_L' - Reynolds sayısı değişimleri | 51 |
| Şekil 2.28. $Re=200$, C_D zaman serisi sonuçlarının literatür ile karşılaştırması | 52 |
| Şekil 2.29. $Re=200$, C_L zaman serisi sonuçlarının literatür ile karşılaştırması..... | 53 |
| Şekil 2.30. $Re=200$, $tU/D = 73.2$ için ALİPH simülasyonunda basınç dağılımı | 54 |
| Şekil 2.31. $Re=200$, $tU/D = 84.4$ için zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH simülasyonunda basınç dağılımı..... | 54 |
| Şekil 2.32. $Re=200$, $tU/D = 73.2$ için ALİPH simülasyonunda hız şiddetleri..... | 55 |
| Şekil 2.33. $Re=200$, $tU/D = 84.4$ için zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH simülasyonunda hız şiddetleri..... | 55 |
| Şekil 2.34. $Re=200$, $tU/D = 73.2$ için ALİPH simülasyonunda hız diverjansları..... | 56 |
| Şekil 2.35. $Re=200$, $tU/D = 84.4$ için zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH simülasyonunda hız diverjansları | 56 |
| Şekil 2.36. $Re=200$, $tU/D = 73.2$ için ALİPH simülasyonunda çevrinti vektörü şiddetleri | 57 |

| | |
|--|----|
| Şekil 2.37. $Re=200$, $tU/D = 84.4$ için zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH simülasyonunda çevrinti vektörü şiddetleri | 57 |
| Şekil 2.38. $Re=400$, $D/\Delta x = 25$ için yerel ceza çarpanı yaklaşımı ile ALİPH simülasyonu C_D -zaman değişimi karşılaştırması | 60 |
| Şekil 2.39. $Re=400$, $D/\Delta x = 25$ için yerel ceza çarpanı yaklaşımı ile ALİPH simülasyonu C_L -zaman değişimi karşılaştırması | 60 |
| Şekil 2.40. $Re=400$, $D/\Delta x = 30$ için yerel ceza çarpanı yaklaşımı ile ALİPH simülasyonu C_D -zaman değişimi karşılaştırması | 61 |
| Şekil 2.41. $Re=400$, $D/\Delta x = 30$ için yerel ceza çarpanı yaklaşımı ile ALİPH simülasyonu C_L -zaman değişimi karşılaştırması | 61 |
| Şekil 2.42. $Re=400$, $D/\Delta x = 35$ için yerel ceza çarpanı yaklaşımı ile ALİPH simülasyonu C_D -zaman değişimi karşılaştırması | 62 |
| Şekil 2.43. $Re=400$, $D/\Delta x = 35$ için yerel ceza çarpanı yaklaşımı ile ALİPH simülasyonu C_L -zaman değişimi karşılaştırması | 62 |
| Ek Şekil 1. $Re=50$ için zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH C_D -zaman değişimleri | 74 |
| Ek Şekil 2. $Re=50$ için ALİPH C_D -zaman değişimleri | 74 |
| Ek Şekil 3. $Re=50$ için zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH C_L -zaman değişimleri | 75 |
| Ek Şekil 4. $Re=50$ için ALİPH C_L -zaman değişimleri | 75 |
| Ek Şekil 5. $Re=100$ için zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH C_D -zaman değişimleri | 76 |
| Ek Şekil 6. $Re=100$ için ALİPH C_D -zaman değişimleri | 76 |
| Ek Şekil 7. $Re=100$ için zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH C_L -zaman değişimleri | 77 |
| Ek Şekil 8. $Re=100$ için ALİPH C_L -zaman değişimleri | 77 |
| Ek Şekil 9. $Re=150$ için zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH C_D -zaman değişimleri | 78 |
| Ek Şekil 10. $Re=150$ için ALİPH C_D -zaman değişimleri | 78 |
| Ek Şekil 11. $Re=150$ için zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH C_L -zaman değişimleri | 79 |
| Ek Şekil 12. $Re=150$ için ALİPH C_L -zaman değişimleri | 79 |
| Ek Şekil 13. $Re=250$ için zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH C_D -zaman değişimleri | 80 |
| Ek Şekil 14. $Re=250$ için ALİPH C_D -zaman değişimleri | 80 |
| Ek Şekil 15. $Re=250$ için zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH C_L -zaman değişimleri | 81 |
| Ek Şekil 16. $Re=250$ için ALİPH C_L -zaman değişimleri | 81 |
| Ek Şekil 17. $Re=300$ için ALİPH C_D -zaman değişimleri | 82 |
| Ek Şekil 18. $Re=300$ için ALİPH C_L -zaman değişimleri | 82 |
| Ek Şekil 19. $Re=350$ için ALİPH C_D -zaman değişimleri | 83 |

| | |
|---|----|
| Ek Şekil 20. Re=350 için ALİPH C_L -zaman değişimleri | 83 |
| Ek Şekil 21. Re=400 için ALİPH C_D -zaman değişimleri | 84 |
| Ek Şekil 22. Re=400 için ALİPH C_L -zaman değişimleri | 84 |
| Ek Şekil 23. Re=500 için ALİPH C_D -zaman değişimleri | 85 |
| Ek Şekil 24. Re=500 için ALİPH C_L -zaman değişimleri | 85 |
| Ek Şekil 25. ALİPH, basınç dağılımı, $tU/D = 72$ | 86 |
| Ek Şekil 26. Zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH, basınç dağılımı, $tU/D = 83.12$ | 86 |
| Ek Şekil 27. ALİPH, hız şiddetleri, $tU/D = 72$ | 87 |
| Ek Şekil 28. Zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH, hız şiddetleri, $tU/D = 83.12$ | 87 |
| Ek Şekil 29. ALİPH, hız diverjansları, $tU/D = 72$ | 88 |
| Ek Şekil 30. Zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH, hız diverjansları, $tU/D = 83.12$ | 88 |
| Ek Şekil 31. ALİPH, çevrinti vektörü şiddetleri, $tU/D = 72$ | 89 |
| Ek Şekil 32. Zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH çevrinti vektörü şiddetleri, $tU/D = 83.12$.. | 89 |
| Ek Şekil 25. ALİPH, basınç dağılımı, $tU/D = 74.4$ | 90 |
| Ek Şekil 26. Zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH, basınç dağılımı, $tU/D = 85.6$ | 90 |
| Ek Şekil 27. ALİPH, hız şiddetleri, $tU/D = 74.4$ | 91 |
| Ek Şekil 28. Zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH, hız şiddetleri, $tU/D = 85.6$ | 91 |
| Ek Şekil 29. ALİPH, hız diverjansları, $tU/D = 74.4$ | 92 |
| Ek Şekil 30. Zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH, hız diverjansları, $tU/D = 85.6$ | 92 |
| Ek Şekil 31. ALİPH, çevrinti vektörü şiddetleri, $tU/D = 74.4$ | 93 |
| Ek Şekil 32. Zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH, çevrinti vektörü şiddetleri, $tU/D = 85.6$ | 93 |

TABLolar DİZİNİ

Sayfa No

| | |
|---|----|
| Tablo 2.1. Uygulama 1 için simülasyon matrisi. | 35 |
|---|----|



SEMBOLLER DİZİNİ

- ALIPH : Artırılmış Lagrange interpolasyonlu paracık hidrodinamiği yöntemi
ALSPH : Augmented Lagrangian smoothed particle hydrodynamics method
 a_i^{ml} : Türev düzeltme matrisi
APD : Yapay parçacık ötelemesi yöntemi
 c_0 : Referans ses hızı
 C_{BV} : ALIPH düzeltme katsayısı
 C_D : Sürüklenme direnci katsayısı
 C_D' : Ortalama sürüklenme direnci katsayısı
 CFL : Courant-Friedrichs-Lewy stabilite koşulu parametresi
 C_L : Kaldırma kuvveti katsayısı
 C_L' : Ortalama kaldırma kuvveti katsayısı
CSPH : Düzeltilmiş interpolasyonlu parçacık hidrodinamiği yöntemi
 D_m : Kütle yayılım katsayısı
EFG : Elemansız Galerkin yöntemi
 F_D : Sürüklenme kuvveti
 F_L : Kaldırma kuvveti
 g : Yerçekimi ivmesi
 h : İnterpolasyon uzunluğu
HAD : Hesaplama akışkanlar dinamiği
 H_w : Durağan su kütlesinin yüksekliği
 i : Fonksiyon değeri hesaplanan parçacıkların indisi
İPH : İnterpolasyonlu parçacık hidrodinamiği yöntemi
 j : Komşu parçacıkların indisleri
 L : Tank uzunluğu, kanal uzunluğu
LANS : Lagrange ortalamalı Navier-Stokes denklemleri
 L_u : Giriş mesafesi
 L_w : Durağan su kütlesinin uzunluğu
 m : Kütle
MAC : Hücre ve işaretçi yöntemi

| | |
|--------------------|---|
| MLPG | : Ağsız yerel Petrov-Galerkin yöntemi |
| MLS | : Hareketli en küçük kareler yöntemi |
| n | : Problem boyutu |
| \mathbf{n} | : Yüzey normal vektörü |
| p | : Basınç |
| P | : Basınç ölçüm noktası |
| Pe | : Peclet sayısı |
| PIC | : Hücre içi parçacık yöntemi |
| PIM | : Nokta interpolasyonu yöntemi |
| r | : Konum vektörü şiddeti |
| \mathbf{r} | : Konum vektörü |
| R | : Ağırlık fonksiyonunun uzaklık değişkeni |
| $\hat{\mathbf{r}}$ | : Düzeltilmiş konum vektörü |
| r_0 | : Ortalama komşu uzaklığı |
| r_{AL} | : Artırılmış Lagrange ceza çarpanı |
| Re | : Reynolds sayısı |
| RKPM | : Türetilmiş çekirdek parçacığı yöntemi |
| S | : Yüzey |
| SPH | : Smoothed particle hydrodynamics |
| t | : Zaman değişkeni |
| T | : Periyot |
| u | : Hız vektörü şiddeti |
| U | : Kanal giriş hızı şiddeti |
| \mathbf{u} | : Hız vektörü |
| $\hat{\mathbf{u}}$ | : Düzeltilmiş hız vektörü |
| u_{cff} | : Hız düzeltme katsayısı |
| \mathbf{u}^* | : Artırılmış Lagrange ara hız vektörü |
| V | : Normalize edilmiş parçacık hacmi |
| W | : Ağırlık fonksiyonu |
| \mathbf{x} | : Konum vektörü |
| α | : Viskozite terimi katsayısı |
| γ | : Durum denklemi Bulk modülü |

| | |
|---------------|--|
| δ | : Dirac delta fonksiyonu |
| δ -İPH | : Yayılma terimli interpolasyonlu parçacık hidrodinamiği yöntemi |
| ε | : Hata terimi |
| μ | : Dinamik viskozite katsayısı |
| ξ | : Konum değişkeni |
| Π | : İPH viskozite terimi |
| ρ | : Yoğunluk |
| ρ_0 | : Referans yoğunluk değeri |
| $\hat{\rho}$ | : Düzeltilmiş yoğunluk |
| σ | : Yoğunluk düzeltmesi ortalama katsayısı |
| ν | : Kinematik viskozite katsayısı |
| ϕ | : Eğim fonksiyonu |
| ψ | : Ağırlık fonksiyonu integrali |
| Ω | : Parçacık destek bölgesi |
| ΔV | : Birim parçacık hacmi |
| Δx | : Başlangıç parçacık mesafesi |
| ∇ | : Gradyan operatörü |
| ∇^2 | : Laplace operatörü |

1. GENEL BİLGİLER

1.1. Giriş

Gemi inşaatı ve gemi makineleri mühendisliği uygulamalarında tasarımları şekillendiren kriterlerin büyük bir bölümü hidromekanik bilim dalını ilgilendirmektedir. Geminin stabilitesi, direnci ve denizcilik performansı gibi temel özelliklerinin belirlenmesinde çeşitli akış türlerini içeren problemlerin çözümü gerekmektedir. Tasarım aşamasındaki geminin deneysel analizlerle elde edilebilecek bu özelliklerin hesaplamalı akışkanlar dinamiği (HAD) yöntemlerinin yardımıyla da tahmin edilmesi, iteratif süreçler olan tasarım, araştırma ve deneysel geliştirmenin hızlanmasına katkı sağlamaktadır.

HAD yöntemlerinde fiziksel akış probleminin matematiksel modeli oluşturulur, akış bölgesi ayrıklaştırılarak temsil edilir ve problemi temsil eden denklemler bu bölge için sayısal olarak çözülebilecek cebirsel yapıya getirilerek ayrıklaştırılır. Sayısal çözüm ise doğrudan ya da ardışık çözüm algoritmaları aracılığıyla elde edilir. HAD yöntemlerinde akış bölgesi Euler ya da Lagrange gösterimleri ile ayrıklaştırılarak temsil edilebilir. Euler yaklaşımında bir niceliğin değişimine ilişkin türev ifadeleri zamana ve konuma bağlı bileşenlerine ayrılarak incelenirler. Bunun nedeni Euler yaklaşımında hesaplama yapılan noktaların, uzaydaki konumları zamanla değişmeyen sabit gözlem noktaları niteliğinde olmalarıdır. Lagrange yaklaşımında ise hesaplama noktaları temsil ettiği akışkanla birlikte hareket etmektedirler ve ilgili diferansiyel denklemlerdeki tam türev ifadelerinin kısmi bileşenlerine ayrılarak incelenmesine gerek yoktur. Euler tanımlamasına göre ayrıklaştırma aşamasında oluşturulan sabit hesaplama noktaları akış bölgesini temsil ederken, Lagrange tanımlamasında bu noktalar akışkanı temsil eder ve akışkan ile birlikte hareket eder. Başka bir deyişle Euler yaklaşımında sabit bir noktadan geçen akışkan incelenirken, Lagrange tanımlamasında yer değiştiren akışkan takip edilerek incelenir.

HAD yöntemleri ağ esaslı ve ağsız yöntemler olarak ikiye ayrılabilir. Euler tanımlamasına göre ayrıklaştırma ağ esaslı yöntemler için uygundur. HAD literatürünün en yaygın kullanılan yöntemi olan ağ ve Euler ayrıklaştırması kombinasyonu bir çok problem için kabul görmüş güvenilir bir araç haline gelmiştir. Ağ esaslı yöntemlerde akış bölgesi, birbiriyle önceden tanımlanmış bağlantıları olan düğüm noktalarından oluşan bir ağ yapısı ile temsil edilirler. Sonlu farklar yöntemlerinde ızgara, sonlu hacimler yöntemlerinde

hücre, sonlu elemanlar yöntemlerinde ise eleman olarak adlandırılan ağ yapılarının ortak özellikleri, hesaplama yapılması için önceden tanımlanmış bağlantı bilgilerine ihtiyaç duyulmasıdır. Ayrıca bu ağ bileşenleri ve bağlantılarının bir araya gelmesinde sayısal çözüm algoritmalarının doğru sonuçlar vermesini sağlamak için bir takım geometrik ölçütler ve kısıtlamalar vardır. Gemi hidrodinamiği bilim dalını ilgilendiren problemlerin çoğunda akışkan serbest yüzeyinde süreksizlikler, saçılmalar; katı-sıvı etkileşiminde ise karmaşık ve hareketli geometriler bulunmaktadır. Bu problemlerin çözümlerinde ağ esaslı yöntemlerde, ağ oluşturma ve dinamik ağ güncelleme gibi durumlarda sorunlar yaşanabilmektedir.

Son yıllarda serbest su yüzeyinin sayısal simülasyonu üzerine çalışan birçok araştırmacı, ağsız ve Lagrange temelli bir HAD yöntemi olan İnterpolasyonlu Parçacık Hidrodinamiği (İPH) yönteminin (Gingold ve Monaghan, 1977; Lucy, 1977) geliştirilmesi üzerine çalışmalar gerçekleştirmiştir. HAD literatüründe görece yeni ve sürekli geliştirilmekte olan bu yöntem, sunulan tez çalışmasının ana konusu olarak seçilmiştir.

Bu bölümde, ilerleyen başlıklarda İPH yönteminin ağsız yöntemler arasındaki yeri, geçmişi, gelişimi, uygulama alanları, üstünlükleri ve yetersizliklerine ilişkin bilgiler sunulacak; bu bilgilere dayanarak tez çalışmasının amaç ve kapsamı belirtilecektir. Bölümün sonunda ise belirtilen amaç doğrultusunda yapılan çalışmalarda kullanılacak yöntemler tanıtılacaktır.

1.2. Ağsız Yöntemler Hakkında Genel Bilgiler

Ağsız yöntemlerde hesaplama, birbiri ile önceden tanımlı bağlantısı bulunmayan noktalar üzerinde yapılır. Ayırıklaştırılmış uzayda maddeyi temsil eden bu noktalar, Lagrange yaklaşımına uygun şekilde temsil ettikleri madde ile birlikte hareket edebildiğinden "parçacık" olarak adlandırılmaktadır.

Ağsız yöntemler, ağ esaslı yöntemlerle karşılaştırıldığında oldukça kısa geçmişe sahiptirler. İPH yöntemi, günümüzde artan bir hızla gelişmeye devam eden ağsız yöntemlerin en eskilerinden ve en popülerlerinden biridir (Belytschko vd., 1996). Bununla birlikte literatürde birçok farklı ağsız yöntem bulunmaktadır. Bunlardan bazıları, Elemansız Galerkin Yöntemi (Element Free Galerkin Method, EFG) (Belytschko vd., 1994), Ağsız Yerel Petrov-Galerkin Yöntemi (Meshless Local Petrov-Galerkin Method, MLPG) (Atluri ve Zhu, 1998), Nokta İnterpolasyonu Yöntemi (Point İnterpolation

Method, PIM) (G. R. Liu ve Gu, 1999), İPH yönteminin bir türevidir olan Türetilmiş Çekirdek Parçacığı Yöntemi (Reproducing Kernel Particle Method, RKPM) (W. K. Liu vd., 1995) olarak sıralanabilir. Bu yöntemlerin ortak özelliği, en azından değişkenlerin interpolasyonu için önceden belirlenmiş ağ kullanılmamasıdır. Söz konusu ağsız yöntemler, hızlı geliştirme süreçlerinde olduklarından, isimleri ve ayrımları tartışma altındadır (G. R. Liu, 2003). Bu nedenle ağsız yöntemlerin net bir sınıflandırmasının yapılması için zamana ihtiyaç olduğu söylenebilir.

Issa (2005) ve Özbulut (2013), çalışmalarında ağsız yöntemleri sınıflandırırken "parçacık yöntemleri" isimlendirmesini de kullanmış olup; Issa (2005) ağsız yöntemleri Hücre ve İşaretçi (Marker and Cell, MAC) (Harlow ve Welch, 1965), Hücre İçi Parçacık (Particle In Cell, PIC) (Harlow, 1957) ve Lattice - Boltzmann yöntemi (Hardy vd., 1973) gibi kısmen ön tanımlı ağlara ihtiyaç duyan Lagrange temelli parçacık yöntemlerinden ayırmak için İPH (Gingold ve Monaghan, 1977; Lucy, 1977) ve Girdap (Vortex) yöntemlerini (Barba vd., 2003) ağsız yöntemler adı altında ayrıca gruplandırmıştır. Hücre İçi Parçacık yöntemi ve Hücre ve İşaretçi yöntemi, tamamen ağsız olmadıkları halde parçacık yöntemleri olarak sınıflandırılabilir yöntemlerin ilk örnekleridir. Bu yöntemlerde taşınım parçacıkların hareketi üzerinden gerçekleştirilirken basınç alanı için sonlu farklar yaklaşımı uygulanmaktadır. Ağsız bir parçacık yöntemi olan İPH yönteminde ise basınç için de bir parçacık yaklaşımı uygulanarak ağ ihtiyacı ortadan kaldırılmış olmaktadır.

Fiziksel problemin temel denklemlerinin çözümü için uygulanan yaklaşım ilkelerine göre ağsız yöntemler zayıf ve güçlü yapıda olmak üzere iki sınıfa ayrılabilir. Güçlü yapı temel denklemlerin sınır koşulları ile birlikte, hesaplama bölgesi içindeki tüm noktalarda sağlaması gereken şartları belirtirken; zayıf yapı ise belirli koşulların integral yapıda sağlanmasını gerektiren formülasyon değişiklikleri uygular. Zayıf form doğruluk açısından yetersizlik anlamına gelmemekle birlikte her bir yaklaşım, uygulanan alana göre kolaylık ve üstünlük sağlayabilmektedir. Güçlü yapıya sahip parçacık yöntemleri eşyerleşim (collocation) yöntemleri (Slater, 1934) ve türevleri, Sonlu Nokta Yöntemi (Finite Point Method) (Onate vd., 1996) ve İPH yöntemi olarak sıralanabilir. Zayıf ya da zayıflaştırılmış yapıya sahip parçacık yöntemlerine ise; Elemansız Galerkin yöntemi, Ağsız Yerel Petrov-Galerkin yöntemi ve Nokta İnterpolasyonu yöntemi örnek olarak gösterilebilir.

G. R. Liu (2003) ideal bir ağsız yöntemin her çeşit sınır koşulları altında tanımlı olabilecek, kısmi diferansiyel denklemler ile gösterilebilen herhangi bir geometri için

simülasyon işlemi boyunca ağ kullanmadan çözüm yapabilme yeteneğine sahip olması gerektiğini belirtmiştir. Buna karşın ağsız yöntemleri, uygulamada ideal durumdan uzaklaştıran bazı elverişsiz durumlar mevcuttur. Bunlardan bazıları G. R. Liu (2003) tarafından şöyle sıralanmıştır:

- Problem bölgesinde sistem matrislerinin çözümü için "yerel" ya da yaygın olarak arka plan hücreleri gerektiren durumlar: MLPG yöntemi ve EFG yöntemi.
- Hiçbir ağ ihtiyacı duymayan fakat kararlılık ve doğruluk açısından zayıf olan yöntemler: Eşyerleşim yöntemleri ve düzensiz kafes kullanan sonlu farklar yöntemleri bu kategoriye girmektedir.
- Parçacıkların hacim ve kütleleri için başlangıç bilgisi gerektiren parçacık yöntemleri: İPH yöntemi bu kategoriye girmektedir.

1.3. İPH Yöntemi: Gelişimi ve Uygulama Alanları

İnterpolasyonlu Parçacık Hidrodinamiği (İPH) yöntemi, ilk olarak 1977 yılında Lucy (1977) ve Gingold ve Monaghan (1977) tarafından yapılan eş zamanlı çalışmalarla, astrofizik problemlerinin çözümü için geliştirilmiş Lagrange temelli ağsız bir parçacık yöntemidir. Orijinal adı Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) olarak bilinen yöntem Özbulut (2008) tarafından yapılan tez çalışmasında Türkçeye İnterpolasyonlu Parçacık Hidrodinamiği olarak çevrilmiştir. Yöntemin özü; interpolasyon teorisi kullanılarak kısmi diferansiyel denklemlerin integral yapıda temsil edilmesine dayanmaktadır (Gomez-Gesteira vd., 2010). İPH yöntemini ağsız yöntemler, parçacık yöntemleri ve Lagrange temelli yöntemler arasında öne çıkaran özellik Lagrange temelli formülasyonu parçacık yaklaşımı ile bir araya getirmesidir. Diğer bazı ağsız yöntemlerde yalnızca interpolasyon noktaları olarak kullanılan hesaplama noktaları, İPH yönteminde doğrudan maddeyi temsil eden ve temsil ettiği madde ile birlikte hareket eden parçacıklardır (G. R. Liu ve Liu, 2003). Parçacıkların bu özerk yapısı sayesinde süreksizlikler ve deformasyonlar kolaylıkla modellenebilmektedir. İPH yöntemindeki interpolasyon işlemi; herhangi bir parçacık için gereken bilginin, çevresinde rastgele dağılmış parçacıklara ait verilerin "ağırlık fonksiyonu" ya da çekirdek fonksiyonu (kernel function) adı verilen ve parçacıklar arası mesafeye bağlı fonksiyonlar yardımıyla ağırlıklı ortalamalarını alarak elde edilmesidir. Parçacıkların ağırlık fonksiyonu yardımıyla bilgilerinin toplanacağı alanlar ise interpolasyon uzunluğu (smoothing length) parametresi ile belirlenen destek alanı ile

sınırlandırılır. Libersky vd. (1993) yöntemin temelindeki algoritmayı iki kademeli bir yaklaşım ile tanımlamıştır: "Çekirdek yaklaşımı" ve "parçacık yaklaşımı" adımları ile ağırlık fonksiyonları yardımıyla integrallerin belirlenmesi ve ayrıklaştırılmış çözüme uyarlanması işlemleri belirtilmektedir.

Hernquist ve Katz (1989) homojen olmayan, parçacıktan parçacığa değişen destek alanı uygulamasını, değişken interpolasyon uzunluğu parametresi kullanarak formülasyona eklemiştir; büyük gradyanların beklendiği hesaplama bölgelerinde yerel adaptif uygulamaların önünü açmıştır. Ayrıca çoklu zaman ölçeklerine sahip problemlerin farklı parçacıklarda farklı zaman adımları kullanarak çözümünü önermişlerdir (Colagrossi, 2005). Aynı doğrultudaki yaklaşımı hidrodinamik alanında uygulayan çeşitli çalışmalarda (Feldman, 2006; Feldman ve Bonet, 2007; Lastiwka vd., 2005; Lopez ve Roose, 2011) parçacıkları, akışta önceden tanımlı bölgeler içinde yavru parçacıklara bölen algoritmalar geliştirilmiş ve aynı akışkanı temsil eden farklı kütleli ve farklı interpolasyon uzunluğuna sahip parçacıklar ile hassas hesaplama gerektiren akış bölgelerini adaptif yaklaşımlar ile çözen algoritmalar geliştirilmiştir. Shapiro vd. (1994) yöne bağlı hacim değişikliklerinin var olduğu durumlarda eş yönlü bir interpolasyon işleminin yetersiz kalacağı fikrinden hareketle; parçacıklar arası ortalama mesafelerin yöne bağlı değişimlerini yerel olarak ele alan elipsoit ağırlık fonksiyonunu önermiştir. Adaptif İPH adı verilmiş olan bu yöntem ve benzeri adaptif uygulamaların genellikle aşmaya çalıştığı sorunlar stabilite kaynaklıdır (Colagrossi, 2005).

İPH literatürünün en çok vurgulanan sayısal stabilite problemlerinden biri gerilme kararsızlığı (tensile instability) sorunudur. Sweigle vd. (1995) tarafından tespit edilmiş olan bu sorunun kaynağı olarak ağırlık fonksiyonunun konuma bağlı türevleri ve akışkan momentum korunumu denklemlerindeki gerilme terimleri olarak gösterilmiştir. Morris (1996) İPH yönteminin stabilitesi ile ilgili çalışmasında farklı ağırlık fonksiyonu seçimlerinin 1, 2 ve 3 boyutlu problemlerdeki etkisini incelemiştir.

Temel İPH yaklaşımı için parçacıkların düzensiz dağıldığı durumlar ve farklı hacimlerdeki parçacıkların etkileşimi gibi durumlarda da interpolasyonların tutarlı şekilde yapılamaması önemli bir sorun oluşturmaktadır. Bu sorunun aşılması ve interpolasyon işlemlerinin daha doğru şekilde yapılması için Hareketli En Küçük Kareler (Moving Least Squares, MLS) yaklaşımını içeren ağırlık fonksiyonları kullanılmasıyla daha doğru sonuçlar elde edilebilmiştir (Dilts, 1999). Bonet ve Lok (1999) çalışmalarında Euler denklemi ile çözülen, viskoz olmayan akışlar için temel İPH yaklaşımının yeterli olduğunu

fakat Navier-Stokes denklemleriyle çözüm yapılan viskoz akış problemlerinde düzeltmelerin gerekli olduğunu belirlemiş, ağırlık fonksiyonlarında MLS yaklaşımını uygulayan "Düzeltilmiş İPH" (Corrected SPH, CSPH) formülasyonunu oluşturmuşlardır. Bu yaklaşım günümüzde hidrodinamik alanındaki bir çok çalışmada benimsenerek, kararsızlıkları önlemek için kullanılmaktadır.

İPH yönteminin farklı çözümler üreterek aşmaya çalıştığı önemli zorluklardan biri de sıkıştırılamaz akış durumudur. Sıkıştırılamaz akışlar için İPH yöntemi ilk olarak Monaghan (1994) tarafından yapılan çalışmada kullanılmıştır. Monaghan; özünde sıkıştırılabilir akışa uygun bir yaklaşım kullanan geleneksel İPH formülasyonu üzerinden, basınç alanını parçacıkların yoğunluk değişimlerine bağlayan bir yaklaşım uygulayarak "zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH" yaklaşımını geliştirmiş ve bu yöntemi ilk defa serbest yüzey içeren problemlerin simülasyonu için kullanmıştır. Öte yandan "tam sıkıştırılamaz İPH yaklaşımı" adı verilen bir yaklaşım türeten Cummins ve Rudman (1999) basınç alanının belirlenmesi için kapalı (implicit) bir sayısal algoritma önermiştir. Basıncı, hız diverjansları üzerinden oluşturulan Poisson denklemi ile çözmeyi sağlayan bu yaklaşım, daha büyük zaman adımlarının kullanılmasını mümkün hale getirmesine ve daha güvenilir sonuçlar sunmasına karşın hesaplama yükü açısından zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH yaklaşımı ile karşılaştırıldığında yetersizlikleri vardır (Özbulut, 2013).

Randles ve Libersky (1996), katı cisim mekaniğinde İPH simülasyonları yaptıkları çalışmada ikinci derece zaman integrasyonu şemalarının stabilitesini incelemiştir. Bunun sonrasında Violeau ve Leroy (2014) zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH yöntemi için yakınsaklık araştırması yaptıkları çalışmada maksimum zaman adımını belirlemek için 2 boyutlu Poiseuille akışı, kavite problemi ve zeminde üçgen engel içeren baraj yıkılması probleminin simülasyonlarını gerçekleştirmiş, ayrıca ağırlık fonksiyonu seçiminin etkisini araştırmış, birinci dereceden basit Euler şeması ve atlamalı (leapfrog) şemasının stabilite üzerine etkilerini tartışmış ve Euler şemasını uygulama kolaylığı nedeniyle tercih etmiş; tam sıkıştırılamaz İPH yöntemi üzerine yaptıkları izleyen çalışmada (Violeau ve Leroy, 2015) ise tam sıkıştırılamaz İPH yaklaşımı için maksimum zaman İPH zaman adımını belirlemek için kullanılan Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) katsayısı için analitik bir formül oluşturmuşlardır.

Takeda vd. (1994) İPH ile ilk kez viskoz akışların simülasyonu için Navier-Stokes denklemlerini modelleyerek 2 boyutlu Poiseuille, 3 boyutlu Hagen-Poiseuille akışlarını ve Reynolds sayısı 6~55 için 2 boyutlu silindir etrafındaki akışın sayısal çözümünü elde

etmiştir. Morris vd. (1997) ise düşük Reynolds sayılı sıkıştırılmaz akışları incelemek için ikinci dereceden türevleri kullanan bir formülasyonu Couette ve Poiseuille akışlarına uygulayarak doğruluğunu irdelemiştir.

İPH yönteminin de dahil olduğu ağsız parçacık yöntemleri sınıfının, ağ esaslı yöntemler karşısındaki avantajları ise G. R. Liu ve Liu (2003) tarafından kısaca şöyle özetlenmiştir:

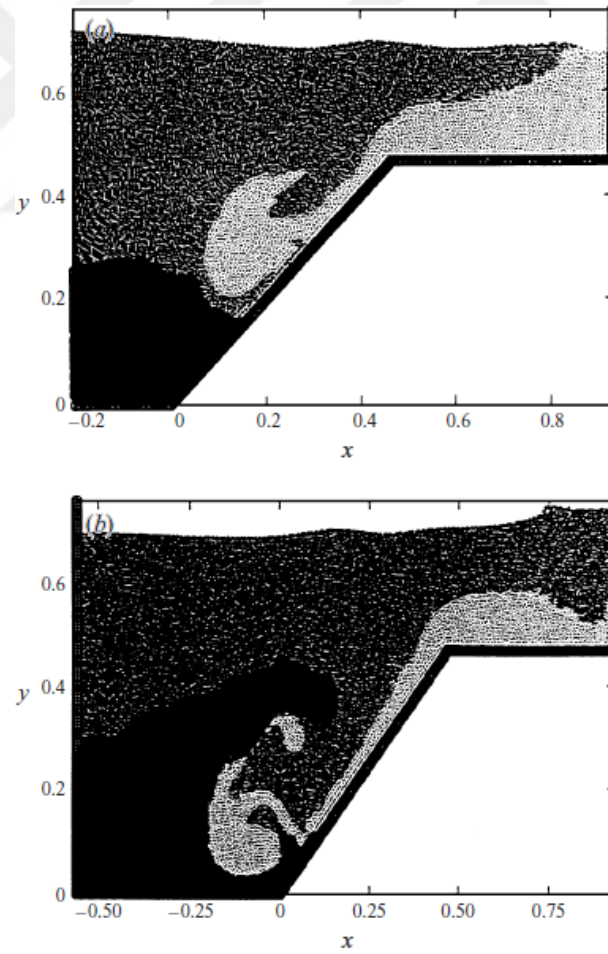
- Ağsız parçacık yöntemlerinin, hesaplama bölgesini sabit bağlantıları olmayan parçacıklar aracılığıyla ayrıklaştırılması, bu sayede büyük deformasyonların modellenmesini kolaylaştırması.
- Sadece başlangıçta gereken ayrıklaştırma işlemi sayesinde karmaşık geometrilerin ağsız parçacık yöntemleri ile daha kolay modellenebilmesi.
- Bölgesel ya da zamanla değişen ağ uyarlaması (dinamik ağ) uygulamalarıyla karşılaştırıldığında parçacık uyarlaması uygulamalarının daha kolay oluşu.
- Fiziksel olaya ilişkin yerel (konuma bağlı) bilgilerin daha kolay elde edilebilmesinin yanında parçacık yörüngelerini doğrudan izleme olanağının bulunması. Bu sayede serbest yüzeylerin, hareketli ara yüzeylerin ve deformasyona uğrayan sınırların belirlenmesinin kolaylaşması. Ayrıca alan değişkenlerinin herhangi bir noktadaki zaman serilerinin (zamana bağlı değişimlerinin) çok daha kolay şekilde elde edilmesi.

Sahip olduğu özgün niteliklerden dolayı İPH yöntemi birçok alanda kullanılmış olup, yöntemin ortaya çıkarıldığı bilim dalı olan astrofizik alanında; galaksi çarpışmaları (Benz, 1988; Monaghan, 1992), süpernovalar (Hultman ve Pharasyn, 1999), galaktik parçalanma ve dizilim (Monaghan ve Lattanzio, 1991), kara delik ve nötron yıldızlarının birleşmesi (Lee ve Kluzniak, 1998) ve evrenin gelişim süreci (Monaghan, 1990) gibi alanlarda çalışmalar yapılmıştır.

Yöntemin birçok farklı alanda kullanılmaya başlanması 1990'lı yılların başlarına denk gelmektedir. Bu dönemde çeşitliliği başlatan ve yenilik getiren çalışmalara; Libersky vd. (1993)'nin yöntemi katılarda darbe etkisinin modellenmesi için, Monaghan (1994)'in ise serbest yüzeyli akışların modellenmesi için kullandığı çalışmalar örnek gösterilebilir. Monaghan (1994) çalışmasında yöntemin doğrulanması için; daha sonraları sıklıkla kullanılacak olan baraj yıkılması problemi ve kıyı dalgalarının hareketinin simülasyonlarını gerçekleştirmiş, geçirgenliği olmayan ve rastgele hareket eden sınır yüzeylerini İPH yöntemi ile başarıyla modellemiştir. Bu çalışmadaki zayıf olarak

sıkıştırılabilir İPH yaklaşımını temel alarak; Monaghan ve diğer araştırmacılar İPH ile yerçekimi etkili akışları ve kıyı dalgalarının davranışını incelemeye yönelmişlerdir (Monaghan, 1996; Monaghan vd., 1999; Monaghan ve Kos, 1999, 2000). Monaghan (1996), çalışmasında volkanik akışları ele alarak, farklı yoğunluktaki akışkanların birbiriyle etkileşimindeki davranışları incelemiş ve deney sonuçları ile karşılaştırmalar yapmıştır. Ayrıca Monaghan vd. (1999) eğimli tabanda tabakalı akışlardaki ara yüzeyleri (Şekil 1.1), Monaghan ve Kos (1999) katı duvarla sonlanan sığlaşan kıyılardaki dalga hareketini, Monaghan ve Kos (2000) katı dikdörtgen bir kutunun düşey hareketi ile dalga üretimi yapan Scott Russell'in dalga yapıcı mekanizmasının işleyişini İPH ile modelleyerek deneylerle doğrulamışlardır.

Shao ve Lo (2003) ise önce sıkıştırılmaz İPH yaklaşımı ile Newtonumsu ve Newtonumsu olmayan serbest yüzeyli akışların modellenmesi üzerine çalışmış, daha sonra

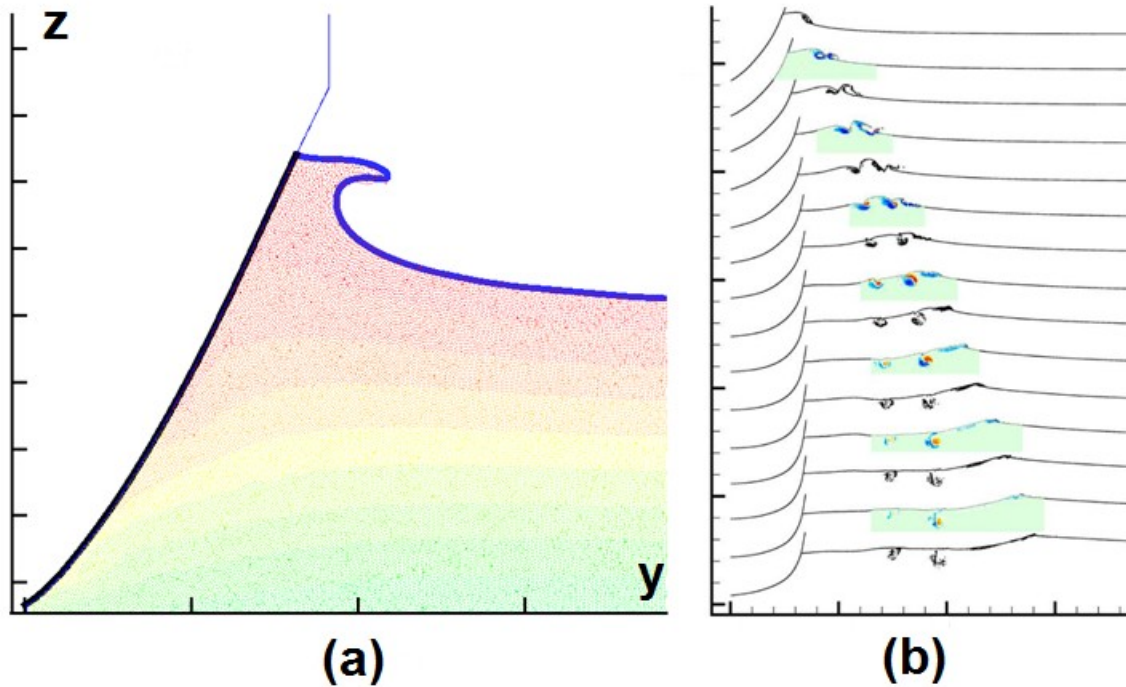


Şekil 1.1. 45 derece eğimli tabanda tabakalı bir akışın İPH simülasyonu (a) 1.05s ve (b) 1.83s için parçacık dağılımları (Monaghan vd., 1999).

Shao (2006) dalga mekaniği üzerine çalışmış ve kırılmaya uğrayan dalgaların simülasyonlarını iki denklemlili $k-\varepsilon$ türbülans modelini İPH algoritmasına adapte ederek gerçekleştirmiştir. Ayrıca Monaghan (2011) Lagrange ortalımalı Navier-Stokes (LANS) türbülans modelini örnek olarak bir İPH türbülans modeli oluşturmuş ve 2 boyutlu kutu içindeki türbülans probleminin simülasyonunu gerçekleştirmiştir.

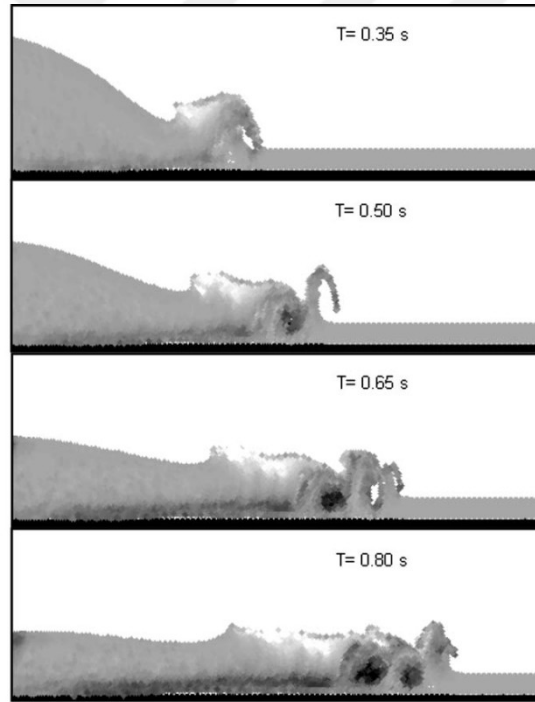
Gemi hidromekaniği üzerine çalışmalar yapan araştırmacıların İPH yönteminin gelişmesine katkıları oldukça fazladır. Colagrossi (2005) doktora tezi çalışmasında tank çalkantısı ve gemi baş dalgalarının kırılması problemleri için 2 boyutlu kesitler üzerinden, Tulin ve Landrini (2000) tarafından da benzer probleme farklı yöntemlerle uygulanmış $2D+t$ teorisi yaklaşımıyla İPH simülasyonlarını gerçekleştirmiş; deney sonuçları ile karşılaştırmıştır (Şekil 1.2). Colagrossi bu çalışmasında serbest yüzeye yaklaştıkça 3 kademeye ayrılmış şekilde azalan hacimli akışkan parçacıkları kullanarak hesaplama etkinliğini arttırmıştır.

Gomez-Gesteira vd. (2005) güverte üzeri dalga aşması probleminin basitleştirilmiş geometri üzerinden İPH yöntemi ile simülasyonunu gerçekleştirmiş, aynı çalışma grubuna



Şekil 1.2. Gemi baş dalgalarının kırılmasının İPH yöntemi ile simülasyonu; en kesitleri için 2 boyutlu simülasyonlar (a), gemi boyunca belirlenen istasyonlar için 2 boyutlu simülasyonların serbest yüzey grafikleri (b), (Colagrossi, 2005).

katkıda bulunan araştırmacılar; kıyı yapıları üzerinde 3 boyutlu simülasyonlar (Gomez-Gesteira ve Dalrymple, 2004), 2 ve 3 boyutlu dalga hareketleri ve katı-sıvı etkileşimlerinin simülasyonları (Dalrymple ve Rogers, 2006) ve 2 boyutlu sığ suda baraj yıkılması probleminin simülasyonunu (Crespo vd., 2008) gerçekleştirmiştir (şekil 1.3). Özbulut (2008) yüksek lisans tez çalışmasında 1 boyutlu çok tüpü problemini ve 2 boyutlu kanal içindeki yarım daire etrafındaki akışı incelemiş, daha sonra doktora çalışmasında (Özbulut, 2013) 2 boyutlu baraj yıkılması ve tank çalkantısı problemlerinin simülasyonlarını gerçekleştirmiş, ayrıca bir serbest yüzey düzeltme algoritması da geliştirmiştir. Özbulut vd. (2014) şiddetli serbest yüzey içeren akışlar için literatürde var olan düzeltme algoritmalarıyla birlikte kendi geliştirdikleri serbest yüzey düzeltme algoritmasının sonuçlarını bu iki problem üzerinden karşılaştırmalı olarak incelemişlerdir.



şekil 1.3. 2 boyutlu sığ suda baraj yıkılması probleminin İPH simülasyonu (Crespo vd., 2008)

Antuono vd. (2010) süreklilik ve enerji denklemlerine yayılma terimleri (diffusive terms) ekleyerek, zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH formülasyonunun uygulandığı bir formülasyon geliştirmiş; 2 boyutlu jet akışı problemi için doğrulama yaparak yeni

formülasyon sayesinde ses hızı düzeltme teriminin karşılayamayacağı kadar yüksek hızlarla çarpışan ya da saçılan parçacıkların neden olduğu stabilite sorunlarını aşmışlardır. Marrone vd. (2011), çalışmalarında aynı formülasyona δ -İPH adını vererek bu yöntemle baraj yıkılması probleminin değişik türleri ve farklı karakteristikte jet akışları için doğrulamalar gerçekleştirmiştir. Marrone vd. (2013) aynı yaklaşımı yeni bir sınır koşulu değerlendirmesiyle birleştirerek 2 boyutlu dairesel silindir etrafındaki akışın düşük ve orta Reynolds sayıları ($Re=10-2400$) için simülasyonlarını gerçekleştirmiştir.

Tam sıkıştırılmaz akış yaklaşımlarındaki basınç için kapalı formülasyona sahip denklemlerin çözümünün getirdiği hesaplama yükünden kurtulmak amacıyla kapalı formdaki basınç denklemi üzerinde yaklaşımlar uygulayan çalışmalar günümüzde popülerlik kazanmaktadır (Barcarolo vd., 2012; Hosseini vd., 2007; Rafiee ve Thiagarajan, 2009). Nomeritae vd. (2016), bu yaklaşımı açık yapıli sıkıştırılmaz İPH (Explicit Incompressible SPH) yöntemleri olarak adlandırmış ve 2 boyutlu serbest yüzeyli çeşitli akışların simülasyon sonuçları ile zayıf olarak sıkıştırılabilir ve tam sıkıştırılmaz İPH yaklaşımlarının karşılaştırmalarını yapmıştır. Sonuç olarak; tam sıkıştırılmazlıktan ödün vererek hesaplama maliyetini zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH yöntemi seviyesine yaklaştırdığının gösterildiği bu yaklaşımın iki yöntem arasında bir orta çözüm olduğu belirtilmektedir.

Fatehi vd. (2019) bir matematiksel optimizasyon yöntemi olan artırılmış Lagrange (augmented Lagrangian) yöntemini (Hestenes, 1969; Powell, 1969), İPH yaklaşımı ile bir araya getirerek yeni bir formülasyon oluşturmuş, geliştirdikleri bu yönteme Artırılmış Lagrange İPH (ALİPH, Augmented Lagrangian SPH; ALSPH) adını vermişlerdir. ALİPH yöntemi, açık yapıya sahip bir denklem takımı ile basınç ve hız alanlarının iteratif şekilde çözümünü gerçekleştiren, parçacık yörüngelerinin ve basınçlarının tahminini istenen hata mertebesine kadar gerçekleştirebilecek bir algoritmaya sahip olduğundan yöntemin hem sıkıştırılmaz hem de açık yapıda olduğu söylenebilir. Fatehi vd. (2019), ALİPH yöntemi ile 2 boyutlu basınç sıçraması ve ters basamak arkasındaki akış simülasyonları gerçekleştirmişler ve yöntemin, hem basınç alanını doğru şekilde temsil ettiğini, hem de hesaplama maliyetini düşürdüğünü öne sürmüşlerdir.

İPH yöntemi ve literatürü ile ilgili kapsamlı ve açıklayıcı bilgi kaynakları olarak başvurulabilecek bazı çalışmalar arasında; G. R. Liu ve Liu (2003), Colagrossi (2005), Monaghan (2005), Gomez-Gesteira vd. (2010) ve Özbulut (2013) tarafından sunulan yayınlar gösterilebilir.

1.4. Amaç ve Kapsam

İPH yönteminin gemi hidromekaniği alanını ilgilendiren sıkıştırılmaz, serbest yüzeyle ve katı-sıvı etkileşimini inceleyen akışlar için literatürde bulunan yaklaşımlarının ve uygulamalarının iyileştirilmelerine katkıda bulunmak amacıyla yapılan bu tez çalışmasının kapsamı; başlıca aşağıda sıralanan 3 aşamadan oluşmaktadır:

1. Zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH yöntemi ile baraj yıkılması probleminin simülasyonları kullanılarak yapılan yakınsaklık araştırması: Bu bölümde 1. ve 2. dereceden Euler ve 4. dereceden Runge-Kutta zaman integrasyonu şemaları uygulanarak 2 boyutlu baraj yıkılması probleminin simülasyonları gerçekleştirilmiştir. Ayrıca bu uygulamalarda yapay viskozite teriminin sonuçlara etkisi de incelenmiş, sonuçlar literatürde bulunan deney sonuçları ile karşılaştırılmıştır. Bu bölümdeki uygulamalar yapılacak diğer çalışmalar için bir ön çalışma, yönlendirici uygulama niteliğindedir.
2. ALİPH ve zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH yöntemlerinin "Reynolds sayısı - çözünürlük" ilişkisinin incelenmesi: Literatüre henüz yeni girmiş olan ALİPH yöntemini, "algoritmasında verimi artırması planlanan değişiklikler yaparak", 2 Boyutlu dairesel silindir etrafındaki akış problemine uygulayarak sınamak amacıyla; hem ALİPH hem de zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH yöntemleri ile artan Reynolds sayılarındaki ($Re = 50-500$) uzay ayrıklaştırması ilişkisinin incelenmesi için simülasyonlar gerçekleştirilmiştir. Bu bölümde ALİPH yönteminin daha seyrek parçacık ayrıklaştırması ile zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH yaklaşımına göre doğru sonuçlar verebileceğinin gösterilmesi ve önerilen algoritmanın basınç güdümlü (pressure-driven) bir akışın modellenmesinde uygulanarak sıkıştırılmazlık yaklaşımını zorlayacak bir problemde yararlanarak başarısının sınanması amaçlanmaktadır.
3. ALİPH yönteminde parçacıklar için yerel ceza terimi uygulaması önerisi: Bu bölüm çalışmanın literatüre sağlayacağı özgün katkıyı oluşturmaktadır. Burada; bir önceki aşamada kullanılan 2 boyutlu dairesel silindir etrafındaki akış problemi için, önerilen yaklaşım uygulanarak simülasyonlar gerçekleştirilmiş ve sonuçlar karşılaştırılmıştır.

1.5. İPH Yöntemi: Teorik Altyapı

Ayrıklaştırma işlemlerinin türüne göre matematiksel ifadeler; sonlu diferansiyel, sonlu seri ya da sonlu integral yaklaşımlarıyla gösterilebilirler (G. R. Liu, 2003). Böylece incelenen fonksiyonların yaklaşık çözümleri için; sonlu farklar yöntemlerinde "diferansiyel", sonlu elemanlar yöntemlerinde "seri", İPH ve RKPM gibi bazı ağsız yöntemlerde ise "integral" yaklaşımları uygulanır.

1.5.1. Çekirdek Yaklaşımı ve Ağırlık fonksiyonu

İPH yönteminin temeli, fonksiyonların sonlu integral yaklaşımı ile temsil edilmesine dayanmaktadır. Akışkanlar mekaniği problemleri için bu fonksiyonlar herhangi bir anda; hız, basınç, yoğunluk gibi konuma göre değişen vektörel ya da skaler alanları ifade etmektedirler. Herhangi bir " x " konumu için " f " fonksiyonu integral ifadelerle aşağıdaki gibi gösterilebilir:

$$f(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\xi)\delta(x - \xi)d\xi \quad (1.1)$$

Burada $\delta(x - \xi)$ Dirac delta fonksiyonudur. Dirac delta fonksiyonu, fonksiyonun değerinin arandığı $x = \xi$ konumunda sonsuz değerini, geri kalan tüm konumlarda ise sabit olarak sıfır değerini alan süreksiz bir fonksiyondur ve aşağıdaki gibi gösterilir:

$$\delta(x - \xi) = \begin{cases} \infty & x = \xi \\ 0 & x \neq \xi \end{cases} \quad (1.2)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x - \xi)d\xi = 1 \quad (1.3)$$

Dirac delta fonksiyonu; uygulamalı matematik ve programlama alanlarında sıklıkla kullanılan genelleştirilmiş bir fonksiyondur ve uygulamalı matematikte bir anahtar görevi görmektedir. İPH yöntemindeki en temel yaklaşım Dirac delta fonksiyonu için yapılmaktadır. Denklem (1.1) ile verilen integral gösterim, $d\xi$ sonsuz küçüklüğe

yaklaşırken f fonksiyonunu tam olarak vermektedir (gerçek durum). Dirac delta fonksiyonu sayısal çözüme uyarlandığında, yerini ağırlık fonksiyonuna (çekirdek fonksiyonu, kernel function, weight function) bırakır. "Ağırlık fonksiyonu"; ayrıklaştırılmış uzay için ($d\xi \neq 0$) Dirac delta fonksiyonunun bir yaklaşımıdır. Ayrıklaştırılmış uzay için (1.1) ifadesi ağırlık fonksiyonu yardımıyla:

$$\langle f(\mathbf{x}) \rangle = \int_{\Omega} f(\xi) W(\mathbf{x} - \xi, h) d\xi \quad (1.4)$$

şeklini alır. Denklem (1.4); " h " interpolasyon uzunluğu parametresi ile sınırları belirlenen " Ω " destek bölgesi içinde, Dirac delta fonksiyonunun $\mathbf{x} - \xi$ mesafesiyle değişen sürekli bir fonksiyon haline getirilmiş yaklaşımı olan " W " ağırlık fonksiyonu ile interpolasyonu aracılığı ile, f fonksiyonunun yaklaşık değerini gösteren bir sonlu integral ifadesidir. Bu yaklaşıma İPH literatüründe "çekirdek yaklaşımı" (kernel approximation) adı verilmektedir. Çekirdek yaklaşımıyla ifade edilen fonksiyonlar " $\langle f(\mathbf{x}) \rangle$ " şeklinde parantez içinde gösterilmektedir.

Sonlu integral yaklaşımının geçerli olabilmesi için ağırlık fonksiyonlarının başlıca aşağıdaki koşulları sağlaması gerekmektedir (Monaghan, 1982):

- Pozitif olma koşulu: " Ω " Destek bölgesi içerisinde, $W(\mathbf{x} - \xi, h) > 0$ olmalıdır.
- Sınırlı destek koşulu: " Ω " Destek bölgesi dışında, $W(\mathbf{x} - \xi, h) = 0$ olmalıdır.
- Birim özelliği: $\int_{\Omega} W(\mathbf{x} - \xi, h) d\xi = 1$ olmalıdır.
- Monoton azalma koşulu: $|\mathbf{x} - \xi|$ değeri arttıkça W fonksiyon değeri azalmalıdır.
- Delta fonksiyonu davranışı: İnterpolasyon uzunluğu sıfıra yaklaşırken ağırlık fonksiyonu delta fonksiyonu gibi davranmalı, yani $\lim_{h \rightarrow 0} W(\mathbf{x} - \xi, h) = \delta(\mathbf{x} - \xi)$ olmalıdır.

G. R. Liu ve Liu (2003) ayrıca ağırlık fonksiyonlarının çift fonksiyon olması gerektiğini (simetri özelliği) ve sürekli olan türevlerinin sayısı açısından yeterince düzgün (düzgün fonksiyon, düzgünlük özelliği) olması gerektiğini belirtmektedir.

Denklem (1.4) ile gösterilen çekirdek yaklaşımında $f(\xi)$ terimi için \mathbf{x} civarında Taylor serisi açılımı alındığında $\langle f(\mathbf{x}) \rangle$;

$$\langle f(\mathbf{x}) \rangle = \int_{\Omega} \left[f(\mathbf{x}) + f'(\mathbf{x})(\xi - \mathbf{x}) + f''(\mathbf{x}) \frac{(\xi - \mathbf{x})^2}{2!} + \dots \right] W(\mathbf{x} - \xi, h) d\xi \quad (1.5)$$

şeklinde gösterilebilir. W fonksiyonu \mathbf{x} 'e bağlı çift bir fonksiyon olduğundan, ağırlık fonksiyonunun (1.5) bağıntısındaki $(\xi - \mathbf{x})$ ile ve benzeri diğer tek fonksiyonlar ile çarpımları tek fonksiyon olacağından W fonksiyonunun simetri özelliğinden dolayı destek bölgesi içindeki integralleri:

$$\int_{\Omega} (\xi - \mathbf{x}) W(\mathbf{x} - \xi, h) d\xi = 0 \quad (1.6)$$

değerini alır. (1.4), (1.5) ve (1.6) denklemlerini göz önüne alarak, (1.4) denkleminin Taylor serisinin yalnızca ilk terimini karşıladığı ve çekirdek yaklaşımının hata mertebesinin $O(h^2)$ olduğu söylenebilir:

$$\langle f(\mathbf{x}) \rangle = f(\mathbf{x}) + O(h^2) \quad (1.7)$$

Fonksiyonların konuma bağlı türevleri için çekirdek yaklaşımı oluşturulurken, (1.4) denkleminde $f(\mathbf{x})$ fonksiyonunun yerine $\nabla \cdot f(\mathbf{x})$ yazıldığında:

$$\langle \nabla \cdot f(\mathbf{x}) \rangle = \int_{\Omega} [\nabla \cdot f(\xi)] W(\mathbf{x} - \xi, h) d\xi \quad (1.8)$$

ifadesi elde edilir. Bu eşitlikte bulunan $[\nabla \cdot f(\xi)] W(\mathbf{x} - \xi, h)$ çarpımı aşağıda gösterildiği gibi açılacağından;

$$[\nabla \cdot f(\xi)] W(\mathbf{x} - \xi, h) = \nabla \cdot [f(\xi) W(\mathbf{x} - \xi, h)] - f(\xi) \nabla W(\mathbf{x} - \xi, h) \quad (1.9)$$

(1.8) eşitliği;

$$\langle \nabla \cdot f(\mathbf{x}) \rangle = \int_{\Omega} \nabla \cdot [f(\xi) W(\mathbf{x} - \xi, h)] d\xi - \int_{\Omega} f(\xi) \nabla W(\mathbf{x} - \xi, h) d\xi \quad (1.10)$$

şeklını alır. Buradaki diverjans ifadesi ξ değişkenine göre alınmaktadır. Denklem (1.10)'da eşitliğin sağında bulunan ilk terim diverjans teoremi kullanılarak destek bölgesinde tanımlı S yüzeyi üzerinde bir integrale çevrildiğinde;

$$\langle \nabla \cdot f(\mathbf{x}) \rangle = \int_S f(\xi) W(\mathbf{x} - \xi, h) \cdot \mathbf{n} dS - \int_{\Omega} f(\xi) \nabla W(\mathbf{x} - \xi, h) d\xi \quad (1.11)$$

ifadesi elde edilir. Burada \mathbf{n} vektörü S yüzeyinin birim normal vektörüdür, ve hesaplama alanı içinde bu yüzey integralinin büyüklüğü eşitliğin sağındaki ikinci terim yanında ihmal edilebilir büyüklüktedir (Colagrossi, 2005). Yaklaşım uygulanan destek bölgesinin problem sınırları içinde olması durumunda bu ifade aşığıdaki gibi sadeleştirebilirken;

$$\langle \nabla \cdot f(\mathbf{x}) \rangle = - \int_{\Omega} f(\xi) \nabla W(\mathbf{x} - \xi, h) d\xi \quad (1.12)$$

fonksiyon değeri aranan noktanın destek bölgesi, problem alanı sınırlarını aşıyorsa, başka bir deyişle \mathbf{x} konumu problemin sınır bölgelerinde ise, ağırlık fonksiyonu integrali kesintiye uğrayarak simetrikliği kaybolacağından bu bölgelerde söz konusu terimin sıfır olarak alınması hatalara yol açacaktır (G. R. Liu ve Liu, 2003).

Fonksiyonların daha yüksek mertebeden türevlerinin hesaplanması ise (1.4) ve (1.12) denklemleri arasındaki ilişkideki gibi yalnızca ağırlık fonksiyonunun türevi alınarak elde edilebilir (Özbulut, 2013). Fakat bu işlemin de doğruluğu yalnızca problem sınırları ile ilişkisi olmayan, kesintisiz destek bölgelerine sahip konumlar ve düzenli parçacık dağılımı durumları için kabul edilebilir olacağından bu sorunun aşılmasına yönelik düzeltmeler gerekmektedir.

1.5.2. Parçacık Yaklaşımı

Parçacık yaklaşımı; çekirdek yaklaşımı ile belirlenen integral yaklaşım ifadelerinin, ayrıklaştırılmış uzayda sayısal olarak çözülebilir hale getirilmesi için yapılan denklem ayrıklaştırması işlemidir.

Herhangi bir f fonksiyonunun \mathbf{x} konumundaki değerinin denklem (1.4) ile verilen çekirdek yaklaşımı ile bulunabilmesi için $f(\xi)$ değerlerinin de bilinmesi gerekir. Gingold ve Monaghan (1977) ve Lucy (1977) çalışmalarında bu integrali, ayrıklaştırılmış uzayda destek bölgesi dahilindeki N sayıda $(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \mathbf{x}_3, \dots, \mathbf{x}_N,)$ noktası için Monte Carlo yönteminden (Hammersley, 1964) yararlanarak hesaplamayı önermiş ve parçacık yaklaşımını oluşturmuşlardır. Doğrudan hidrodinamik problemleri için türetilmiş, yoğunluk ve kütle terimlerini içeren orijinal parçacık yaklaşımının (Gingold ve Monaghan, 1977; Lucy, 1977) genelleştirilmiş hali hacim ifadesi kullanılarak aşağıdaki gibi verilebilir:

$$\langle f(\mathbf{x}) \rangle = \sum_{j=1}^N f(\mathbf{x}_j) W(\mathbf{x} - \mathbf{x}_j, h) \Delta V_j \quad (1.13)$$

Bu ifadedeki ΔV_j terimi ayrıklaştırılmış uzaydaki her bir hesaplama noktasının temsil ettiği hacimi göstermektedir. Denklem (1.13), parçacıklara ayrılmış problem bölgesindeki her i parçacığı için, söz konusu parçacığın destek bölgesindeki komşu j parçacıklarında bilinen $f(\mathbf{x}_j)$ fonksiyon değerlerinden, $W_{ij} = W(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j, h)$ olmak üzere;

$$\langle f(\mathbf{x}_i) \rangle = \sum_{j=1}^N f(\mathbf{x}_j) W_{ij} \Delta V_j \quad (1.14)$$

şeklinde hesaplanabilir. Böylece denklem (1.4) ile verilen çekirdek yaklaşımındaki sürekli integral ifade, parçacıklarla ayrıklaştırılmış problem bölgesinde parçacık yaklaşımı (1.14) ile temsil edilmiş olur.

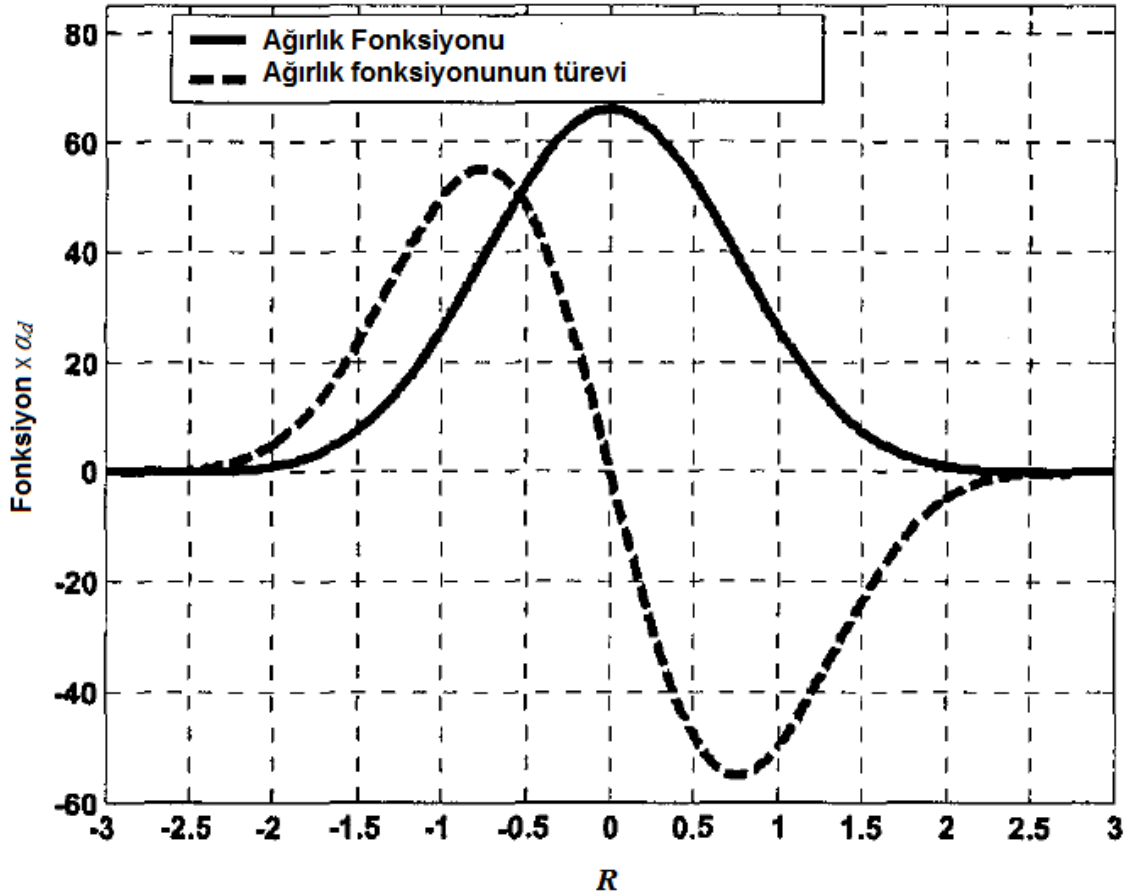
1.5.3. Ağırlık Fonksiyonu Seçimi

İPH yönteminde kullanılan ağırlık fonksiyonunun karakteristiği, yaklaşımın doğruluğunu ve güvenilirliğini doğrudan etkileyen bir faktördür. Çoğu ağ temelli yöntemde ağırlık fonksiyonları çan eğrisi karakteristiğine sahiptir. Temel olarak 1.4.1. başlığı altında verilen kriterlere dayanılarak oluşturulan ağırlık fonksiyonları hakkında kapsamlı bilgi için G. R. Liu (2003) tarafından yapılan çalışma önemli bir kaynak olarak gösterilebilir. Söz konusu çalışmada ağırsız yöntemlerin ağırlık fonksiyonlarının

belirlenmesi, çeşitli ağırlık fonksiyonları ve kararlılıkları hakkında bilgiler sunmuştur. Sunulan tez çalışmasında ise 5. dereceden (quintic) eğri ağırlık fonksiyonu kullanılmış olup, bu ağırlık fonksiyonunun parçacık yaklaşımına uygun ifadesi $R = r_{ij}/h$ ve r_{ij} parçacıklar arası mesafenin hesaplama yapılan eksendeki bileşeni olmak üzere:

$$W(R, h) = \alpha_d \begin{cases} (3 - R)^5 - 6(2 - R)^5 + 15(1 - R)^5, & 0 \leq R < 1 \\ (3 - R)^5 - 6(2 - R)^5, & 1 \leq R < 2 \\ (3 - R)^5, & 2 \leq R < 3 \\ 0, & R \geq 3 \end{cases} \quad (1.15)$$

şeklinde tanımlanmıştır (M. B. Liu ve Liu, 2010). Buradaki α_d katsayısı, problem bölgesinin boyutuna göre değişen bir sabit olup M. B. Liu ve Liu (2010) tarafından sunulan çalışmada belirtildiği şekilde iki boyutlu akışlar için $7/478 \pi h^2$ olarak alınmıştır. 5. dereceden ağırlık fonksiyonunun ve türevinin grafiği (Şekil 1.4) ile verilmiştir



Şekil 1.4. 5. dereceden ağırlık fonksiyonu ve türevinin grafiği (G. R. Liu ve Liu, 2003).

1.5.4. Akışkan Hareketi Genel Denklemlerinin İPH Yöntemi ile Modellenmesi

İzotermal bir akış problemiinde akışkan hareketinin modellenmesi için, kütle korunumu ve momentumun korunumu denklemlerinin çözülmesi gerekmektedir. Newtonumsu akışlar için momentumun korunumunu gösteren Navier-Stokes denklemleri Lagrange formunda:

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \nu\nabla^2\mathbf{u} + \mathbf{g} \quad (1.16)$$

$$\mathbf{u} = \frac{d\mathbf{r}}{dt} \quad (1.17)$$

şeklinde yazılabilir (Nomeritae vd., 2016). Burada \mathbf{r} , \mathbf{u} ve \mathbf{g} sırasıyla konum hız ve yerçekimi ivmesi vektörlerini; ρ , p ve ν ise sırasıyla yoğunluk, basınç ve kinematik viskozite büyüklüklerini göstermektedir. Zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH yaklaşımının elde edilmesi için sıkıştırılabilir akışlarda kütle korunumu anlamına gelen süreklilik denklemi (1.18) kullanılır:

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = -\nabla \cdot \mathbf{u} \quad (1.18)$$

Sıkıştırılamaz akışlar için, yoğunluk zamanla değişmeyeceğinden (1.18) denklemi (1.19)'de gösterilen halini alır.

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1.19)$$

Denklem (1.14) ile gösterilen İPH parçacık yaklaşımının; m kütle ve ρ yoğunluk ve $m_j = \rho_j \Delta V_j$ olmak üzere, parçacıkların fiziksel olarak maddeyi temsil edecek şekilde düzenlemesi durumunda herhangi bir fonksiyon aşağıdaki gibi ifade edilebilir:

$$\langle f(\mathbf{x}_i) \rangle = \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} f(\mathbf{x}_j) \cdot W_{ij} \quad (1.20)$$

Denklem (1.18) ile verilen parçacık yaklaşımı akış alanındaki ρ , \mathbf{u} , p gibi herhangi bir zamanda konuma göre değişim gösteren skaler ya da vektörel alan fonksiyonlarının istenen konumda (parçacıkta ya da herhangi bir konumda) hesaplanması için kullanılabilir. Örneğin, akış alanındaki herhangi bir i parçacığının yoğunluğunun hesaplanmasının gerektiği durumda $f(\mathbf{x}_i)$ yerine ρ_i yazılarak söz konusu parçacığın yoğunluğu parçacık yaklaşımı ile aşağıdaki gibi bulunabilir:

$$\rho_i = \sum_{j=1}^N m_j \cdot W_{ij} \quad (1.21)$$

Zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH yaklaşımında, (1.16) momentumun korunumu ve (1.18) kütle korunumu denklemleri İPH yaklaşımı uygulanarak:

$$\frac{D\mathbf{u}_i}{Dt} = - \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{p_i}{\rho_i^2} + \frac{p_j}{\rho_j^2} + \Pi_{ij} \right) \cdot \nabla_i W_{ij} + \mathbf{g} \quad (1.22)$$

$$\frac{d\rho_i}{dt} = \rho_i \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_j) \cdot \nabla_i W_{ij} \quad (1.23)$$

şeklinde akış alanına dağıtılmış parçacıklar üzerinden hesaplanabilir hale getirilmiş olur. Denklem (1.22)'deki Π_{ij} terimi, (1.16) ile verilen Navier-Stokes denklemindeki viskoz terimi temsil eden yapay viskozite terimidir

Denklem (1.22) akışkan parçacıklarının herhangi bir andaki ivmelerini hesaplamak için kullanılırken, denklem (1.23) ise parçacıkların yoğunluklarının zamana göre değişimlerinin hesaplanması için kullanılan süreklilik yoğunluğu (continuity density) denklemdir (G. R. Liu ve Liu, 2003). Bir zaman ayrıklaştırması yapıldığında Δt zaman adımı sonrasında parçacıkların $D\mathbf{u}_i^{n+1}/Dt$ ivme değerlerinin belirlenmesi için (1.23) yardımıyla hesaplanacak ρ_i^{n+1} değerlerinin yanı sıra p_i^{n+1} değerlerinin de bilinmesi gerekmektedir. Zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH yaklaşımında basınç hesabı parçacıkların yoğunluk değişimlerine bağlı durum denkleminde (equation of state) yararlanarak aşağıdaki gibi verilmektedir:

$$p_i = \frac{\rho_0 c_0^2}{\gamma} \left[\left(\frac{\rho_i}{\rho_0} \right)^\gamma - 1 \right] \quad (1.24)$$

Denklem (1.24), Monaghan ve Kos (1999) tarafından önerilen, İPH literatüründe farklı yaklaşımlarla durum denklemlerinden elde edilmiş bağıntılardan biridir ve uygulanan problemlerin benzerliği nedeniyle sunulan çalışmada da tercih edilmiştir. Bu denklemde ρ_0 referans yoğunluk değerini, c_0 ise ses hızı parametresini göstermektedir ve γ üssü ise değeri "7" olarak alınan (Monaghan ve Kos, 1999) su için özel sıcaklık oranı sabitidir. Ayrıca denklem (1.22)'de bulunan Π_{ij} yapay viskozite terimi için literatürde aşağıdaki bağıntılar verilmektedir:

$$\Pi_{ij} = \begin{cases} -\alpha \mu_{ij} \frac{c_i + c_j}{\rho_i + \rho_j}, & \mathbf{u}_{ij} \cdot \mathbf{r}_{ij} < 0 \\ 0, & \mathbf{u}_{ij} \cdot \mathbf{r}_{ij} \geq 0 \end{cases} \quad (1.25)$$

$$\mu_{ij} = h \frac{(\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_j) \cdot (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)}{\|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j\|^2 + \theta h^2} \quad (1.26)$$

Burada c_i , i parçacığı için yerel ses hızı parametresidir ve $c_i = c_0 (\rho_i / \rho_0)^{(\gamma-1)/2}$ şeklinde hesaplanmaktadır. " c_0 " ses hızı teriminin gerçek ses hızını göstermesi durumunda (1.24)'ten hesaplanacak basınç değerleri, parçacıkların yoğunluk değişimlerine aşırı duyarlı hale geleceğinden, bu terim, zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH yöntemiyle yapılan uygulamalarda yoğunluk değişimlerini %1 ile sınırlandıracak şekilde belirlenmekte ve bu kabul, zayıf olarak sıkıştırılabilir yaklaşımın temelini oluşturmaktadır. Denklem (1.25)'te bulunan α katsayısı Monaghan ve Kos (1999) tarafından verilen:

$$v = \frac{1}{8} \alpha h c \quad (1.27)$$

bağıntısıyla, kinematik viskozite değerine bağlı olarak belirlenen bir katsayıdır. Ayrıca denklem (1.26)'da bulunan θ katsayısı ise sayısal bir güvenilirlik katsayısı olup tez çalışmasında 0.05 olarak alınmıştır.

Denklem (1.22), (1.23) ve (1.24), zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH yönteminin temel denklemleridir. Görüleceği gibi İPH yönteminin sağladığı en önemli yararlarından biri,

Lagrange yaklaşımının uygulanması, yani hareket eden parçacıklar üzerinden hesaplama yapılması nedeniyle (1.16) Navier-Stokes denkleminde yer alan tam türev ifadesinin sayısal çözümde doğrudan hesaplanmasına olanak tanınmasıdır. Parçacıkların bulunduğu konumlar dışında da istenilen değişkene ait bilgiler, söz konusu konum için parçacık yaklaşımı uygulanarak kolayca elde edilebilmektedir.

Yapay viskozite teriminin literatürdeki isimlendirmesi karışıklığa yol açsa da Bonet ve Lok (1999) tarafından belirtildiği gibi; düzeltilmiş İPH yaklaşımı ile gereken iyileştirmeler yapıldığında, (1.25-1.27) denklemleri aracılığı ile viskozite terimine uygulanan yaklaşım, Navier-Stokes denklemindeki gerçek viskozite değerlerinin işlevini görebilmektedir. Bu karışıklığın giderilmesi için (1.22) ile verilen momentum denklemi Ramezanzadeh vd. (2019) tarafından (1.27) ifadesinin momentum denkleminde kullanılmasıyla aşağıdaki gibi düzenlenerek verilmiştir:

$$\frac{D\mathbf{u}_i}{Dt} = -\rho_i \sum_{j=1}^N \left(\frac{p_i}{\rho_i^2} + \frac{p_j}{\rho_j^2} \right) \cdot \nabla_i W_{ij} V_j + Kv \frac{\rho_0}{\rho_i} \sum_{j=1}^N \Pi_{ij} \nabla_i W_{ij} V_j + \mathbf{g} \quad (1.28)$$

Burada n problem boyutunu temsil etmek üzere; V_j parçacıkların $V_j = \sum_{j=1}^N 1/W_{ij}$ şeklinde hesaplanan normalize edilmiş hacimlerini göstermektedir. Ayrıca K terimi; " n " problem boyutuna bağlı olarak $K = 2(n + 2)$ bağıntısıyla belirlenmektedir.

2. YAPILAN ÇALIŞMALAR, BULGULAR VE İRDELEME

Bu bölümde öncelikle uygulamalarda kullanılacak temel İPH yaklaşımları üzerinde yapılmış, literatürde mevcut olan iyileştirmeler, düzeltme algoritmaları, programlama teknikleri, ayrıca ALİPH yönteminin işeyişi ve bu yöntem için önerilen yeni "özgün geliştirmeler" açıklandıktan sonra yapılan simülasyonlar uygulama başlıkları altında tanıtılacak ve aynı başlıklar altında sonuçlar irdelenecektir. Yapılan uygulamalar sırasıyla;

- Uygulama 1: Baraj yıkılması probleminin simülasyonları aracılığı ile zaman integrasyonu şemalarının ve uzay ayrıklaştırmasının etkilerinin incelenmesi, ve ardından literatürdeki geliştirme algoritmalarının uygulanması.
- Uygulama 2: 2 Boyutlu dairesel silindir etrafındaki akış problemi için zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH ve ALİPH yaklaşımlarının Reynolds sayısının değişimine bağlı olarak uzay ayrıklaştırması performanslarının sınanması ve karşılaştırılması. Bu bölümde ALİPH yöntemi üzerinde hesaplama verimini arttırmaya yönelik algoritma iyileştirmeleri önerilerek uygulanmıştır.
- Uygulama 3: Uygulama 2'de verilen problemin ALİPH yerel ceza terimi uygulanarak simülasyonu.

şeklinde başlıklara ayrılacaktır. Sunulan tez çalışması için C++ programlama dilinde, seri (tek bilgisayar işlemcisi çekirdeği üzerinde çalışan) bir program yazılmış ve simülasyonlar bu özgün program aracılığıyla gerçekleştirilmiştir.

2.1. İPH İyileştirmeleri, Algoritmalar ve Ek Yaklaşımlar

2.1.1. Düzeltilmiş İPH Yöntemi

Bonet ve Lok (1999) tarafından İPH parçacık yaklaşımındaki ağırlık fonksiyonlarının türev ifadelerinin hareketli en küçük kareler yöntemi kullanılarak düzeltilmesi ile elde edilen düzeltilmiş İPH yaklaşımı, düzensiz parçacık dağılım ve sınır bölgelerindeki parçacık destek bölgesi kesintilerinden doğan hataların giderilmesi için kullanılan bir yöntemdir. Sunulan tez çalışmasında bu yaklaşıma göre fonksiyonların konuma bağlı 1. ve 2. dereceden türev ifadeleri Shadloo vd. (2012) tarafından verilen

formülasyon göz önüne alınarak uygulanmıştır. Buna göre skaler ya da vektörel bir f fonksiyonunun konuma bağlı 1. dereceden gradyan ve diverjans ifadeleri:

$$\frac{\partial f_i^m}{\partial x_i^k} a_i^{kl} = \sum_{j=1}^N \frac{1}{\psi_j} (f_j^m - f_i^m) \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^l} \quad (2.1)$$

$$a_i^{ml} = \sum_{j=1}^N \frac{r_{ij}^m}{\psi_j} \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^l} \quad (2.2)$$

şeklinde hesaplanır. Buradaki ψ_j ifadesi, j parçacığı için ağırlık fonksiyonu integralidir. Denklemlerde $1/\psi_i$ formuyla parçacıkların normalize edilmiş hacmini temsil eden bu değişken, akış alanındaki her bir i parçacığı için $\psi_i = \sum_j^N W_{ij}$ şeklinde hesaplanır. Denklem (2.2) ile verilen a_i^{ml} çarpanı, komşu parçacık konumlarının normalize edilmesi ilkesiyle hesaplanan düzeltme matrisi terimi olup aslında ağırlık fonksiyonunda yapılan bu düzeltme işleminin temelini oluşturur.

Bu yaklaşım uygulandığında parçacıkların ilgili hesaplamalarında sabit kütle ifadeleri sadeleştirilerek formülasyondan kaldırılmış olur ve komşu parçacık dağılımlarına göre her zaman adımında değişen parçacık hacmi için (1.12) denkleminde verilen genelleştirilmiş parçacık yaklaşımı ifadesine benzeyen bir yaklaşım uygulanmış olur.

Benzer şekilde düzeltilmiş İPH yaklaşımı ile fonksiyonların konuma bağlı 2. mertebeden türevleri olan vektörel ve skaler türev ifadeleri sırasıyla aşağıdaki gibi hesaplanır:

$$\frac{\partial}{\partial x_i^k} \left(\frac{\partial f_i^m}{\partial x_i^k} \right) a_i^{ml} = 8 \sum_{j=1}^N \frac{1}{\psi_j} (f_i^m - f_j^m) \frac{r_{ij}^m}{r_{ij}^2} \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^l} \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i^k} \left(\frac{\partial f_i}{\partial x_i^k} \right) [2 + a_i^{kk}] = 8 \sum_{j=1}^N \frac{1}{\psi_j} (f_i - f_j) \frac{r_{ij}^k}{r_{ij}^2} \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^k} \quad (2.4)$$

2.1.2. Yoğunluk Düzeltmesi

Zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH yaklaşımı için basınç durum denklemi (1.22) incelendiğinde, parçacık yoğunluklarının referans yoğunluğa göre değişimlerinin, parçacık

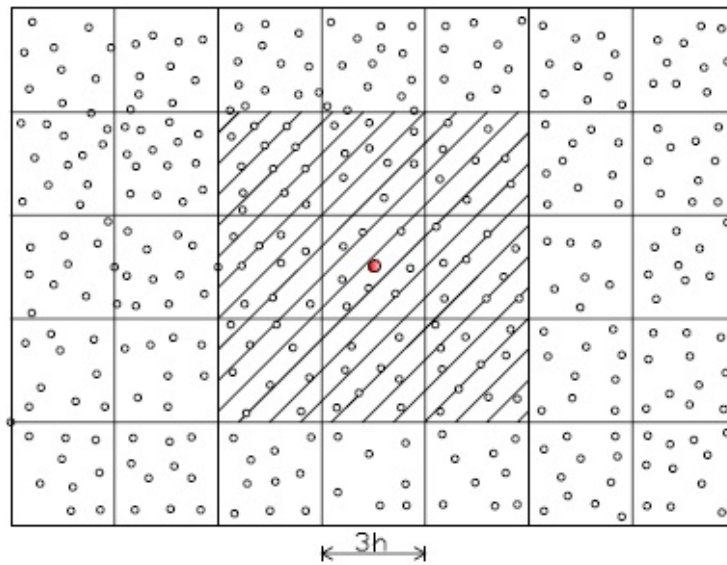
basıncı üzerindeki etkisi 7. dereceden olduğundan; ayrıklaştırmanın da etkisiyle, parçacıklar arasındaki yoğunluk farkları basınç alanında fiziksel karşılığı olmayan büyük dalgalanmalara yol açabilmektedir. Yöntemin stabilitesinin sağlanması için Colagrossi ve Landrini (2003) tarafından önerilen yoğunluk düzeltmesi algoritması:

$$\hat{\rho}_i = \rho_i - \sigma \frac{\sum_{j=1}^N (\rho_i - \rho_j) W_{ij}}{\sum_{j=1}^N W_{ij}} \quad (2.5)$$

şeklinde verilmiştir. Burada $\hat{\rho}_i$ parçacığın düzeltilmiş yoğunluğu ve σ değeri 1 olarak alınan bir ortalama sabitidir.

2.1.3. Komşu Parçacık Arama Yöntemi

İki parçacık arasında interpolasyon işlemlerinin yapılabilmesi için bir parçacığın, diğerinin etki alanı, yani destek bölgesi içinde bulunması gerekmektedir. Bu bölge, her parçacık için interpolasyon uzunluğu parametresi ile sınırlanmaktadır. Bir parçacığın komşuları arasındaki mesafe interpolasyon uzunluğuna eşit ya da daha küçük ise bu parçacıklar komşu olarak tanımlanırlar ve aralarındaki interpolasyon işlemi anlamlı değer alır.



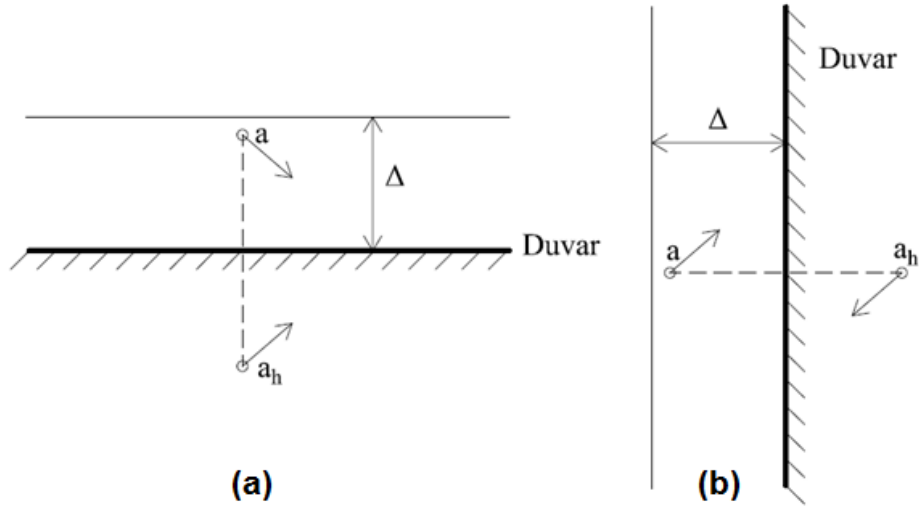
Şekil 2.1. Bağlı liste yöntemi ile akış alanının hücelere ayrılması (Özbulut, 2013).

İPH simülasyonlarında, bir zaman adımı içinde birbirini izleyen interpolasyon işlemlerinin tümünde; parçacıklarının komşularının aranması işleminin tekrar etmemesi için genellikle komşu parçacıkların bilgileri zaman adımı başlangıcında arama yapılarak saklanır. Komşu parçacık arama işlemi iki farklı yaklaşımla gerçekleştirilebilir. Basit fakat verimsiz bir algoritma ile her parçacık için tüm akış alanındaki parçacıklar taranabilir. Ya da bağlı liste adı verilen yöntem ile akış alanı, interpolasyon uzunluğu parametresi ile karakterize edilmiş eşit hücrelere bölünür. Numaralandırılan bu hücrelere ait olan parçacıklar, hücreye ait bir liste bilgisi ile her zaman adımında saklanır. Bir hücrenin komşu hücreleri sürekli sabit olacağından komşu hücrelerin belirlenmesi için arama gerçekleştirilmez. Parçacığın komşularını bulmak için, ait olduğu hücrenin komşu hücreleri olan; 2 boyutta 9, 3 boyutta 27 hücreye ait listelerde bulunan parçacıklar arasında arama yapılır; böylece akış bölgesindeki tüm parçacıkların taranmasına gerek kalmaz.

2.1.4. Sınır Yaklaşımları

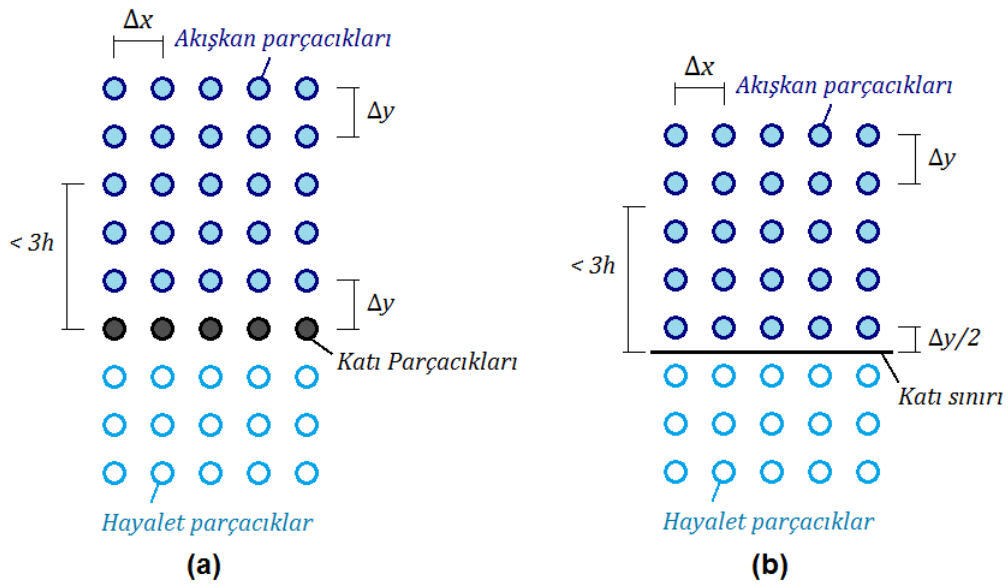
Baraj yıkılması probleminin simülasyonlarında serbest yüzey parçacıkları için Özbulut vd. (2014) tarafından uygulanan yaklaşım benimsenmiştir. Tam dolu akış bölgesindeki parçacıklar, Δx parçacıklar arası başlangıç mesafesi olmak üzere $h = 1.33\Delta x$ ve 5. dereceden ağırlık fonksiyonu için $3h$ olarak seçilen interpolasyon uzunluğuna bağlı olarak 40-45 komşu parçacığa sahip iken, akışın herhangi bir anında 25 ya da daha az komşu parçacığı olan parçacıklar söz konusu zaman adımında serbest yüzey parçacığı olarak tanımlanmış, söz konusu parçacıkların yoğunlukları referans yoğunluk değerine eşitlenerek basınç değerlerinin serbest yüzey basıncına eşit olmaları sağlanmıştır.

Katı yüzeylerin geçirmezliğini ve ayrıca sınır bölgelerindeki parçacıklar için ağırlık fonksiyonunun simetriklik şartını sağlayabilmek için Özbulut (2013) tarafından kullanılan serbest kayma koşulu, baraj yıkılması problemi için benimsenmiştir. Bu yaklaşım ile duvar sınırlarına ağırlık fonksiyonunun etki alanını sınırlayan $3h$ ya da daha az mesafede olan parçacıkların sınır parçacığı olarak belirlenip, duvar eksenlerine göre simetrisi alınarak hayalet (görüntü) parçacıkları (ghost particle) oluşturulmaktadır. Oluşturulan her hayalet parçacık, simetrisini sağladığı akışkan parçacığının kütle, yoğunluk ve basıncına sahip olup; ayrıca serbest kayma koşuluna göre Şekil 2.2 (a) ile gösterildiği gibi karşı geldiği akışkan parçacığının hız ve ivme vektörlerinin ise simetriğine sahip olacak şekilde tanımlanarak her zaman adımında güncellenmektedir.



Şekil 2.2. Hayalet parçacık tekniği; (a) serbest kayma, (b) kaymama koşulu (Özbulut, 2013).

Sunulan çalışmada katı sınır yüzeyinin gösterilmesi için 2 farklı yöntem uygulanmıştır. Birinci yöntem katı yüzey sınırlarını da aynı parçacık aralığına sahip şekilde katı parçacıkları ile temsil ederek oluşturulmuştur (Şekil 2.3 a). İkinci yöntem ise, Nomeritae vd. (2016) tarafından uygulanan yöntemde bulunan katı sınır parçacıkları yerine sanal bir sınır çizgisi belirlenmesiyle oluşturulan yeni yaklaşımdır (Şekil 2.3 b). Bu yaklaşım prensip olarak serbest kayma koşulunu temsil etmek için oldukça uygundur.



Şekil 2.3. Katı sınırlarının temsili; (a) sınır parçacıkları ile, (b) sanal yüzey sınırı ile

Uygulama 1'de simülasyonları gerçekleştirilen baraj yıkılması probleminde, simülasyon süresince herhangi bir anda tam dolu akış bölgelerinde olmayıp, komşu parçacık sayısı 25'in altında olan parçacıklar serbest yüzey parçacığı olarak sınıflandırılarak, söz konusu zaman adımında bu parçacıkların yoğunlukları ve dolayısıyla basınçları referans değerlere eşitlenmektedir.

Uygulama 2'de simülasyonları gerçekleştirilen 2 boyutlu dairesel silindir etrafındaki akış probleminde ise kanal girişi ve çıkışındaki parçacıklar için özel yaklaşımlar benimsenmiştir. Kanal girişi ve çıkışında zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH yöntemi ile gerçekleştirilen simülasyonlar için $4h$, ALİPH yöntemi ile gerçekleştirilen simülasyonlar için $8h$ uzunluğunda bir geçiş bölgesi oluşturulmuştur. Böylece kanal girişindeki parçacıkların bu bölge içinde düzenli bir şekilde, sabit akış hızı ile akış bölgesine girmesi sağlanmış, çıkış bölgesine ulaşan parçacıkların ise sahip oldukları yatay hız bileşeni korunarak düzenli bir şekilde kanaldan çıkması sağlanmıştır.

2.1.5. Yapay Parçacık Ötelemesi ve Serbest Yüzey Hız Düzeltmesi

Shadloo vd. (2012) tarafından fiziksel olmayan parçacık kümelenmelerini önlemek amacıyla geliştirilen yapay parçacık ötelemesi (Artificial Particle Displacement, APD) algoritması ve Özbulut vd. (2014) tarafından serbest yüzey parçacıklarının fiziksel olarak uygun olmayan şekilde saçılmalarının önlenmesi için geliştirilen serbest yüzey hız düzeltmesi (VFS) algoritmaları birlikte uygulanarak (Özbulut vd., 2018); serbest yüzey parçacıklarının hızları ve geri kalan akış bölgelerindeki parçacıkların konumları için:

$$\sigma \mathbf{u}_i = \frac{\sum_{j=1}^N (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_j) W_{ij}}{\sum_{j=1}^N W_{ij}} \quad (2.6)$$

$$\sigma \mathbf{r}_i = \sum_{j=1}^N \frac{\mathbf{r}_{ij}}{r_{ij}^3} r_0^2 u_{cff} W_{ij} \quad (2.7)$$

$$\hat{\mathbf{u}}_i = \mathbf{u}_i - \varepsilon \sigma \mathbf{u}_i, \quad \hat{\mathbf{r}}_i = \mathbf{r}_i - \sigma \mathbf{r}_i \quad (2.8)$$

şeklinde düzeltmeler yapılmıştır. Burada $\hat{\mathbf{u}}_i$ ve $\hat{\mathbf{r}}_i$ düzeltilmiş konum ve hız vektörlerini göstermektedir. r_0 ortalama komşu parçacık mesafelerini belirten, her parçacık için $r_0 = \sum_j r_{ij} / N$ şeklinde hesaplanan bir değişkendir. Bu sayede parçacık konumlarının,

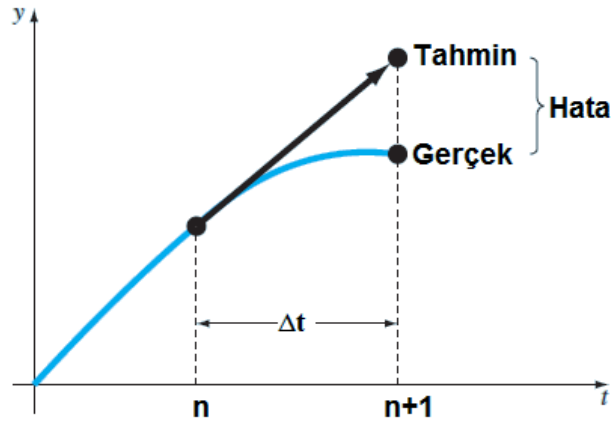
komşu parçacıkların dağılımına ve hızlarına göre ufak bir miktar düzeltilmesi amaçlanmaktadır. u_{cff} ise $u_{cff} = |\sigma \mathbf{u}_i|$ şeklinde belirlenen ve yapay parçacık ötelemesi algoritmasını, serbest yüzey hız düzeltme algoritmasının temel hesaplamalarıyla birleştiren bir büyüklüktür. Sabit bir katsayı olan ε değeri ise 0.003 olarak alınmıştır (Kolukısa vd., 2017).

2.1.6. Zaman İntegrasyonu Şemaları

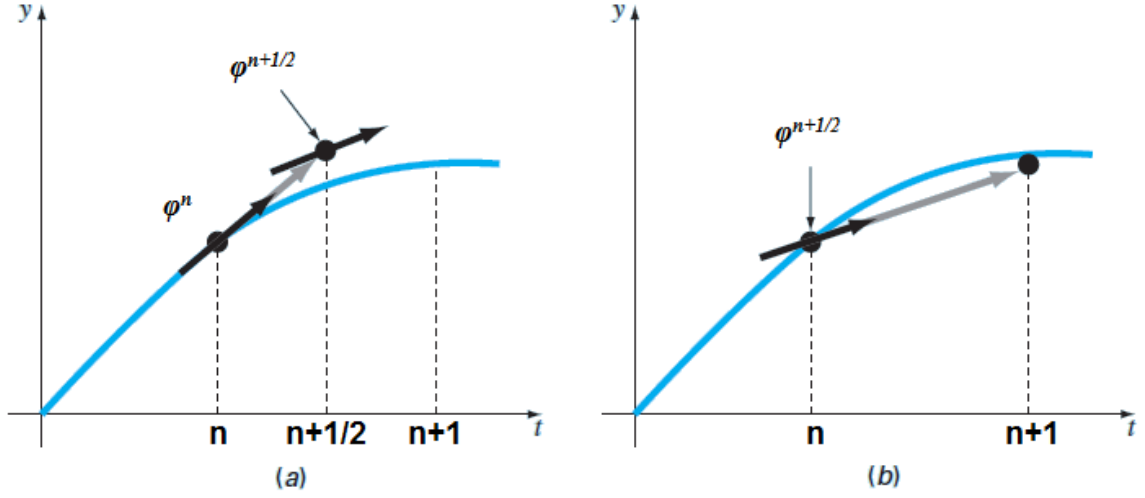
Sunulan çalışmada kullanılan zaman integrasyonu şemaları aşağıdaki genel yapıda gösterilmektedir:

$$\beta_i^{n+1} = \beta_i^n + \phi \Delta t \quad (2.9)$$

Burada β_i parçacıklara ait konum, hız, yoğunluk gibi büyüklükleri temsil ederken, Runge-Kutta yöntemlerinin tümünde var olan ϕ eğim fonksiyonu; du_i/dt , dr_i/dt ve $d\rho_i/dt$ türevlerini göstermektedir ve "Euler yöntemi" (Şekil 2.4) için zaman adımının başlangıcı olan " n " noktasında hesaplanmaktadır. Geliştirilmiş poligon yöntemi olarak bilinen "orta nokta yöntemi" (Şekil 2.5) için eğim fonksiyonu; n noktasındaki türev değeri yardımı ile yarım zaman adımı sonrasındaki fonksiyon değeri tahmin edilerek, $(n + 1/2)$ noktası için belirlenmektedir. Böylece orta noktadaki türev ϕ fonksiyonu olarak kullanılmaktadır.

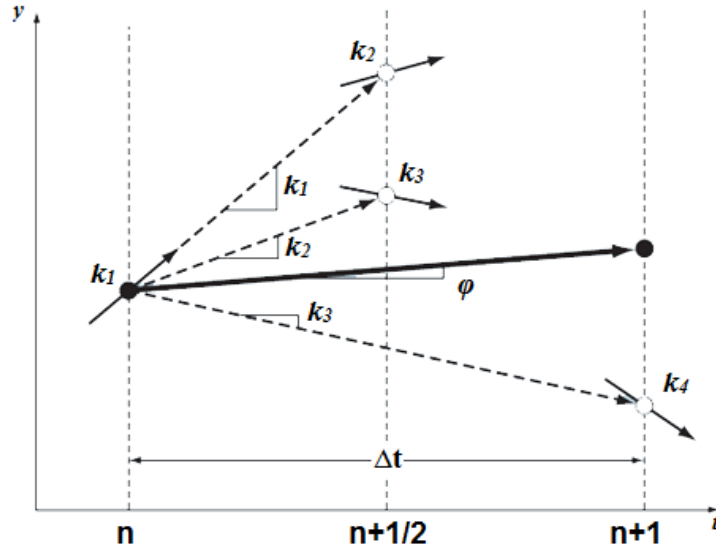


Şekil 2.4. Euler zaman integrasyonu şeması (Chapra, 2008).



Şekil 2.5. Orta nokta yöntemi zaman integrasyonu şeması (a) tahmin, (b) düzeltme adımı (Chapra, 2008).

Klasik "4. dereceden Runge-Kutta yöntemi" (Şekil 2.6) için ise eğim fonksiyonu değerleri orta nokta yönteminde olduğu gibi sırasıyla; bir kez aralığın başında, iki kez orta noktasında ve bir kez de sonunda olmak üzere 4 kez hesaplanarak (k_1, k_2, k_3 ve k_4) bu eğimlerin $\phi = (1/6)(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4)$ şeklinde ağırlıklı bir ortalamasının alınması ile elde edilmektedir (Chapra, 2008).



Şekil 2.6. Klasik 4. dereceden Runge-Kutta zaman integrasyonu şeması (Chapra, 2008).

2.2. Artırılmış Lagrange İPH Yöntemi

Artırılmış Lagrange yöntemi (Hestenes, 1969; Powell, 1969); Lagrange çarpanları yöntemine ceza fonksiyonları (penalty functions) yaklaşımı eklenerek elde edilmiş, konveks optimizasyon problemlerinde herhangi bir fonksiyonun minimum değerini bulmak için kullanılan bir optimizasyon yöntemidir (Rockafellar, 1974). Fatehi vd. (2019) akışkan hareketi denklemleri üzerinde İPH yöntemi altyapısı ile birlikte parçacıkların en uygun konumlarını bulmak için bu yöntemden yararlanan iteratif bir yaklaşım geliştirmiştir. Artırılmış Lagrange İnterpolasyonlu Parçacık Hidrodinamiği (ALİPH) adı verilen ve tam olarak sıkıştırılmaz akış yaklaşımını temel alan bu yöntemde, Chorin projeksiyon yöntemi (Chorin, 1968) Lagrange formunda uygulanmıştır. " n " zaman adımlarını ve " m " iterasyonları gösteren indisler olmak üzere; zaman adımı başlangıcında $\mathbf{u}^{n+1,0} = \mathbf{u}^n$ ve $p^{n+1,0} = p^n$ olacak şekilde; (1.16) Navier-Stokes denkleminde önce basınç terimi göz ardı edilerek elde edilen;

$$\mathbf{u}^* - \mathbf{u}^n = r_{AL} \Delta t \langle \nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}^{n+1,m}) \rangle^{n+1,m} + \frac{\Delta t}{\rho} (\mu \langle \nabla^2 \mathbf{u}^{n+1,m} \rangle^{n+1,m} + \rho \mathbf{g}) \quad (2.10)$$

denklemini yardımıyla \mathbf{u}^* ara hız değeri hesaplanmaktadır. Burada (2.10) eşitliğinin sağ tarafındaki ilk terim artırılmış Lagrange ceza terimi; r_{AL} ise her zaman adımı başlangıcında $r_{AL} = C_{BV} u_{max}^2 \Delta t$ şeklinde akış alanı içinde sabit olarak belirlenen artırılmış Lagrange ceza çarpanıdır. C_{BV} Fatehi vd. (2019) tarafından değeri 0-100 arasında değişen bir ayarlama (tuning) katsayısı olarak verilen sabit bir değerdir.

Yaklaşımın tamamlayıcı adımı olan basınç terimi için Hodge ayrıştırması yapıldığında zaman adımının sonundaki basınç gradyanı gerekeceğinden, (1.16) momentum denkleminde basınç gradyanı terimi için viskoz terimin göz ardı edilmesi ve $\nabla \cdot \mathbf{u}^{n+1,m+1} = 0$ varsayımı ile (yapılan optimizasyon işleminin kısıt ifadesi) diverjans alınarak elde edilen;

$$\nabla^2 p^{n+1,m+1} = \frac{\rho}{\Delta t} \nabla \cdot \mathbf{u}^* \quad (2.11)$$

Poisson denklemini; Artırılmış Lagrange yaklaşımı yardımıyla;

$$p^{n+1,m+1} - p^{n+1,m} = -r_{AL}\rho \left(\langle \nabla \cdot \mathbf{u}^* \rangle^{n+1,m} - \Delta t \frac{\langle \nabla \cdot \nabla p^{n+1,m} \rangle^{n+1,m}}{\rho} \right) \quad (2.12)$$

şeklinde $p^{n+1,m+1}$ için çözülür. Elde edilen $p^{n+1,m+1}$ terimi ile Chorin projeksiyon yönteminin ikinci adımı olan Hodge ayrıştırması işleminin çözümü;

$$\mathbf{u}^{n+1,m+1} = \mathbf{u}^* - \Delta t \frac{\langle \nabla p^{n+1,m+1} \rangle^{n+1,m}}{\rho} \quad (2.13)$$

şeklinde elde edilir. Yöntemin sıkıştırılamazlığı, (2.11) Poisson denkleminin çözümü için uygulanan optimizasyon yaklaşımının kısıt ölçütü olarak kabul edilen $\nabla \cdot \mathbf{u}^{n+1,m+1} = 0$ ifadesinin sağlanmasındaki başarıyla orantılıdır. Yöntemin işleyişi incelendiğinde; iterasyonların sonlarında $\mathbf{u}^{n+1,m}$ değerlerinin ve dolayısıyla (2.10) denklemde bulunan ceza teriminin parçacıklar için her iterasyonda değişeceği görülmektedir. Bu sayede parçacıkların konumları zaman adımı başlangıcında korunarak iterasyonlar gerçekleştirilmekte ve her iterasyonda, önceki iterasyon sonucunda elde edilen bilgilere bağlı olarak farklı yeni parçacık konumları tahmin edilmektedir. Parçacıkların her iterasyon sonunda konumları aşağıdaki gösterildiği gibi hesaplanmaktadır:

$$\mathbf{r}^{n+1,m+1} = \mathbf{r}^n - \frac{1}{2}(\mathbf{u}^n + \mathbf{u}^{n+1,m+1})\Delta t \quad (2.14)$$

Denklem (2.10), (2.12) ve (2.13)'ün tüm parçacıklar için (2.1), (2.3) ve (2.4) ile verilen düzeltilmiş İPH gradyan, diverjans ve Laplace ifadeleri yardımıyla çözüldüğü her iterasyon sonunda, yeni (geçici) parçacık konumları ve hızları kullanılarak hata kontrolü:

$$\| \langle \nabla \cdot \mathbf{u}^{n+1,m+1} \rangle \|_{max} \leq \varepsilon \quad (2.15)$$

şeklinde hız diverjansları için yapılmaktadır. Yakınsama sağlandığında, iterasyon sonunda parçacıkların (2.14) eşitliği ile hesaplanan yeni konumları, (2.7) denklemde verilen yapay parçacık öteleme algoritması ile düzeltilmektedir.

2.3. Uygulama 1: Baraj Yıkılması Problemi

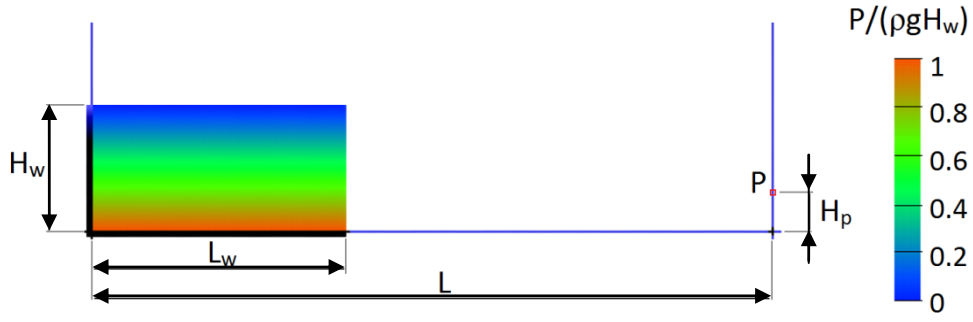
Bu bölümde zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH yöntemi ile 2 boyutlu baraj yıkılması probleminin çeşitli simülasyonları gerçekleştirilerek:

- Euler, orta nokta ve 4. derece Runge-Kutta yöntemlerinin zaman integrasyonu şeması olarak çözüme etkilerinin araştırılması,
- Parçacık ayrıklaştırmasının (uzay ayrıklaştırmasının) çözüme etkisinin araştırılması amaçlanmış olup; bu bağlamda önce artan yapay viskozite terimi ile değişen sonuçların karşılaştırılması yapılmış (Kolukısa vd., 2016), ardından ise; yapay parçacık ötelemesi ve serbest yüzey hız düzeltmesi algoritmaları ve sanal katı yüzey sınırı uygulaması ve düzeltilmiş İPH yaklaşımı formülasyonunun kullanılması benimsenerek gerçekleştirilen simülasyon sonuçları karşılaştırılmıştır.

2.3.1. Problem Geometrisi ve Parametreler

Büyük serbest yüzey deformasyonlarının ve sıçramaların gözlemlenebildiği baraj yıkılması problemi İPH literatüründe sıklıkla kullanılan bir sınaama aracıdır (Colagrossi ve Landrini, 2003; Marrone vd., 2011; Monaghan, 1994; Nomeritae vd., 2016; Özbulut vd., 2014). Sunulan çalışmada yapılan simülasyonlar; literatürde var olan deney sonuçlarıyla karşılaştırma yapılabilmesi için, Pakozdi (2008) tarafından deney sonuçları ve ölçümleri verilmiş olan geometri (Şekil 2.7) için gerçekleştirilmiştir.

Başlangıçta Şekil 2.7'de gösterildiği gibi durağan halde bulunan su kütesinin serbest bırakılarak karşı duvara ulaşmasına ve sonrasına ilişkin serbest yüzey ve basınç ölçümü verilerinin incelendiği bu problemin, Pakozdi (2008) tarafından yapılan deneysel çalışmada tank boyutları $H_w=0.6m$, $L_w=1.2m$, $L=3.2$ olarak verilmiştir. Ayrıca karşı duvar üzerinde basınç ölçümü yapılan noktanın tank zemininden yüksekliği ise $H_p=0.115m$ olduğu belirtilmiştir. Simülasyonlar 1/1 ölçekte oluşturulan model geometrisi için gerçekleştirilmiştir.



Şekil 2.7. 2 Boyutlu baraj yıkılması probleminin başlangıç geometrisi (Kolküsa vd., 2017).

İlk aşamadaki simülasyonlar zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH formülasyonu uygulanarak gerçekleştirilmiş; katı duvar yüzeyleri için Şekil 2.3a'da gösterilen katı sınır parçacıkları içeren hayalet parçacık tekniği ve serbest kayma koşulu (Şekil 2.2a) uygulanarak modellenmiştir. İnterpolasyon uzunluğu parametresi tüm simülasyonlar için başlangıçtaki parçacıklar arası mesafe olan Δx parametresine bağlı olarak $h = 1.33\Delta x$ şeklinde tanımlanmıştır. Aynı problem geometrisi, farklı sıklıklarda düzenli ortogonal yapıda 3 farklı Δx parametresine göre ($\Delta x = 1 \times 10^{-2} m$, $\Delta x = 8 \times 10^{-3} m$ ve $\Delta x = 6.667 \times 10^{-3} m$); sırasıyla 7200, 11250 ve 16200 akışkan parçacığı ile temsil edilmiştir. Simülasyonların zaman adımı büyüklükleri yalnızca seçilen parçacık mesafelerine bağlı olarak belirlenmiştir. Simülasyon başlangıcında Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) stabilite koşulu için Özbulut vd. (2014) tarafından verilen $\Delta t \leq C_{CFL} h_{ij(\min)} / (c_i + u_{max})$ bağıntısı ile $C_{CFL} = 0.2$, $c_0 \cong 40 m/s$ ve $u_{max} \cong 5 m/s$ parametreleri sabit olarak belirlenerek; 7200, 11250 ve 16200 parçacık durumları için sırasıyla $\Delta t = 4.94 \times 10^{-5} s$, $\Delta t = 3.95 \times 10^{-5} s$ ve $\Delta t = 4.29 \times 10^{-5} s$ olarak belirlenmiştir.

Yapay viskozite terimi yaklaşımının etkisini araştırmak için dört farklı kinematik viskozite değeri, (1.27) bağıntısına sadık kalınması amacıyla yalnızca α parametresinin değiştirilmesiyle; $\nu = 5 \times 10^{-3} m^2/s$, $\nu = 1 \times 10^{-3} m^2/s$, $\nu = 5 \times 10^{-4} m^2/s$ ve $\nu = 1 \times 10^{-4} m^2/s$ olarak alınarak Tablo 2.1'de isim kodları verilen simülasyon matrisi oluşturulmuştur.

Tablo 2.1. Uygulama 1 için simülasyon matrisi

| Kinematik Viskozite[m ² /s] | Parçacık sayısı | Zaman İntegrasyonu Şeması | | |
|---|--------------------|---------------------------|------------|-------------|
| | | Euler | Orta Nokta | Runge-Kutta |
| 5x10 ⁻³ | 7200 | e1 | m1 | rk1 |
| | 11250 | e2 | m2 | rk2 |
| | 16200 | e3 | m3 | rk3 |
| 1x10 ⁻³ | 7200 | e4 | m4 | rk4 |
| | 11250 | e5 | m5 | rk5 |
| | 16200 | e6 | m6 | rk6 |
| 5x10 ⁻⁴ | 7200 | e7 | m7 | rk7 |
| | 11250 | e8 | m8 | rk8 |
| | 16200 | e9 | m9 | rk9 |
| 1x10 ⁻⁴ | 7200 | e10 | m10 | rk10 |
| | 11250 | e11 | m11 | rk11 |
| | 16200 | e12 | m12 | rk12 |

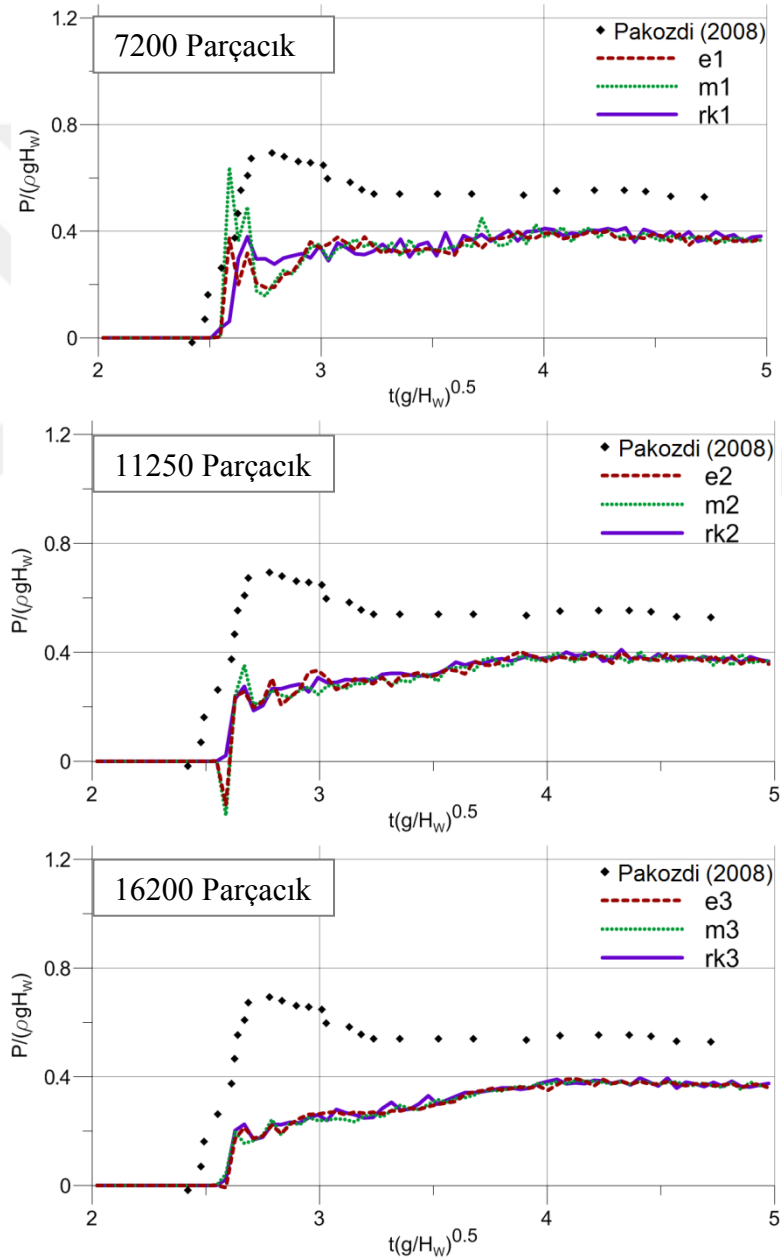
2.3.2. Simülasyon Sonuçları

Sunulan tez çalışması için hazırlanmış olan C++ programı ile yapılan sayısal çözümler, tek bir sayısal işlemci çekirdeği üzerinde çalışmakta ve simülasyonun parçacık sayısına ve zaman integrasyonu şemasına bağlı olarak saniyede 1 ila 14 arasında değişen İPH zaman adımı sayısı için çözüm elde edilmektedir. Tablo 1'de gösterilen simülasyon matrisindeki simülasyonların, P noktasında parçacık yaklaşımı ile ölçülen basınç değerlerinin ve deney sonuçlarının (Pakozdi, 2008) boyutsuz zaman serisi grafikleri Şekil 2.8 - Şekil 2.11'de verilmiştir. Aynı viskozite değerine ve aynı parçacık sayılarına sahip simülasyonlar gruplandırılmıştır. Böylece farklı zaman integrasyonu şemalarının aynı şartlar altında gerçekleştirilen simülasyonlarının sonuçları karşılaştırılmış olmaktadır. Sonuç grafiklerinde zaman için " $t(g/H_w)^{0.5}$ ", basınç için " $p/(\rho g H_w)$ " boyutsuz değişkenleri kullanılmıştır.

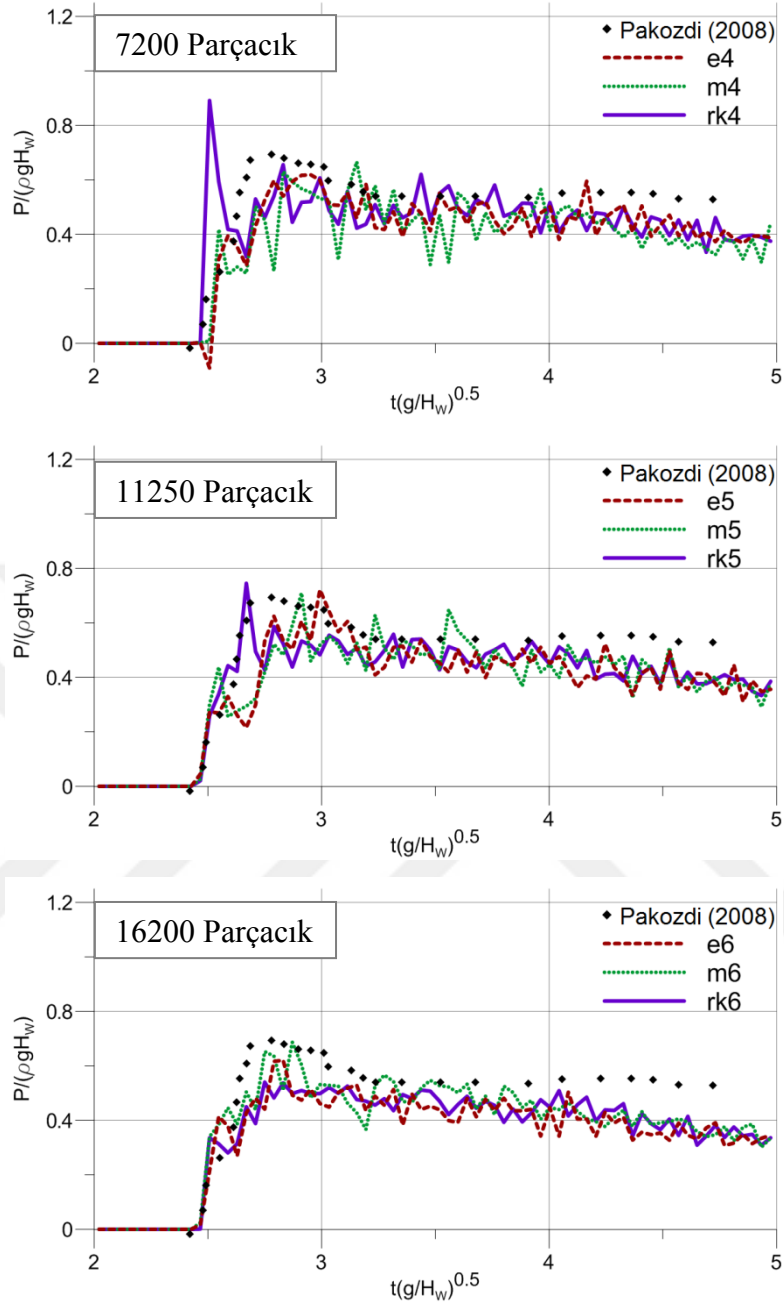
Kinematik viskozitenin 5×10^{-3} (m²/s) değerini aldığı simülasyonlar, Şekil 2.8'de görüldüğü gibi yanlış sonuçlar vermektedir. Bu simülasyonlarda basınç değerlerinin deneysel ölçümlere göre boyutsuz zaman ekseninde geç oluşması akışkanın karşı duvara geç ulaştığını göstermektedir. Ayrıca basınç değerlerinin deney sonuçlarına göre düşük kaldığı söylenebilir. Suyun kinematik viskozitesi 1×10^{-6} (m²/s) civarında olduğundan düşük kinematik viskozite değerlerinin daha iyi sonuç vermesi beklenen bir durumdur. Fakat Monaghan ve Kos (1999) tarafından belirtildiği gibi ayrıklaştırma, yapay viskozite teriminin değerini sınırlayan bir etkidir. Denklem (1.24)'teki α parametresinin değerini

interpolasyon uzunluğunu değiştirmeden küçültmek, bir noktadan sonra kararsızlıklara yol açmaktadır. Bu nedenle gerekli düzeltmeler uygulanmadan gerçek viskozite değerinin kullanılması durumunda interpolasyon uzunluğu parametresi, dolayısıyla parçacık boyutu çok fazla küçülecek ve parçacık sayısı artacak, buna bağlı olarak zaman adımı da aşırı derecede küçülecek ve aşırı hesap yükü gerektirecektir.

Viskozite parametresinin $\nu=1 \times 10^{-3}$ (m²/s) değerine düşürülmesiyle Şekil 2.9'da görüldüğü gibi, doğru çarpma anı yakalanmış, ve başlangıç basınç değerleri kısmen



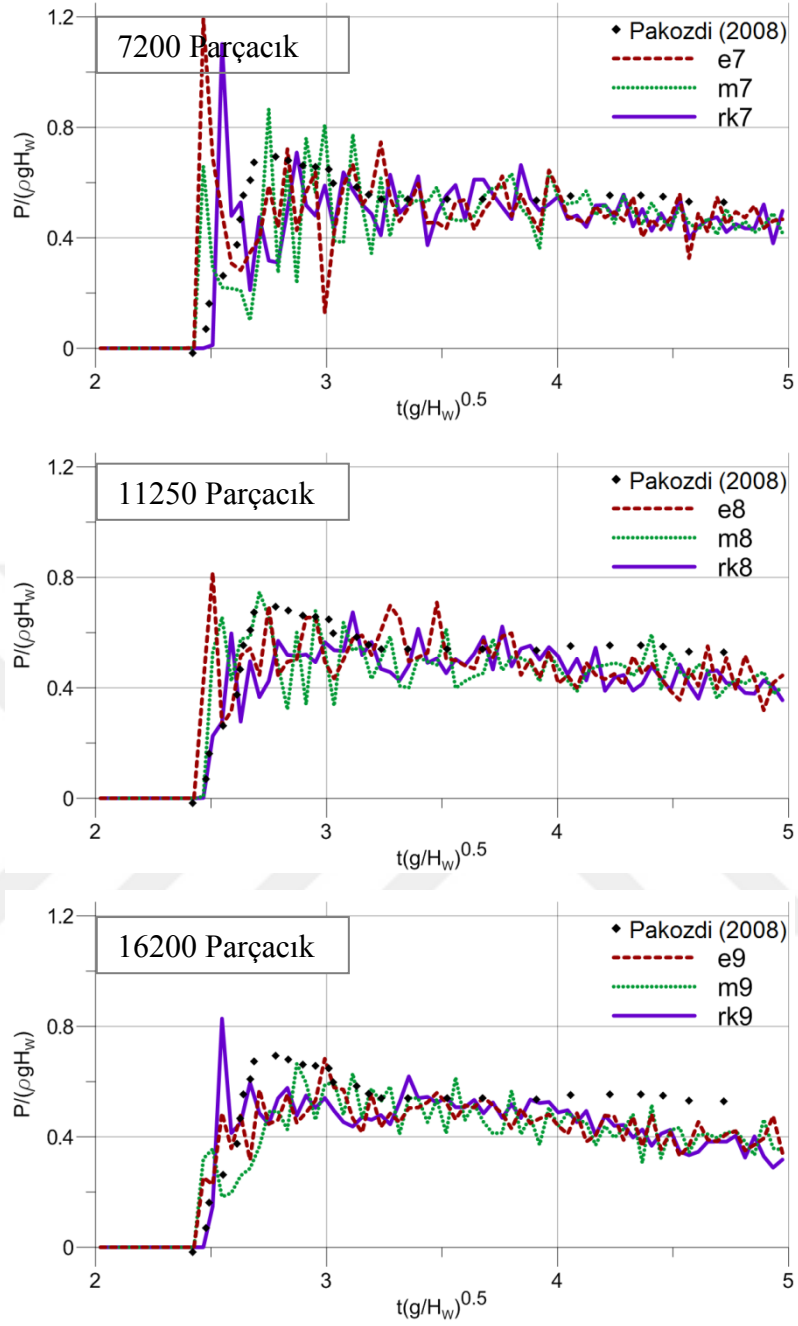
Şekil 2.8. $\nu=5 \times 10^{-3}$ (m²/s) için boyutsuz basınç-zaman değişimleri



Şekil 2.9. $\nu=1 \times 10^{-3}$ (m^2/s) için boyutsuz basınç-zaman değişimleri

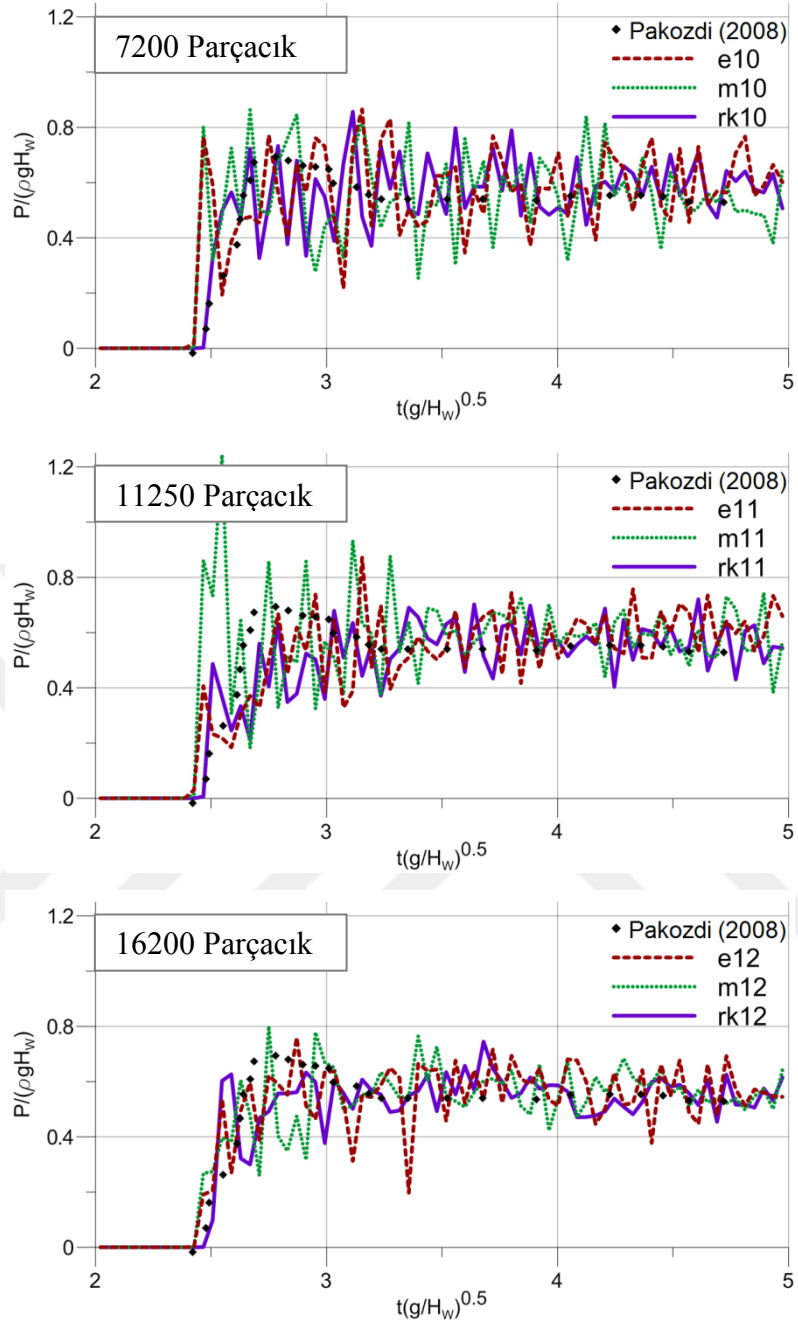
örtüşmüştür. Fakat zaman ilerledikçe basınç değerlerinde deneysel sonuçlara göre bir düşme söz konusu olmaktadır.

Şekil 2.8 ile Şekil 2.9'daki sonuçlar karşılaştırıldığında özellikle göze çarpan diğer bir durum ise viskozitenin azaltılmasıyla basınç değerlerinde meydana gelen salınımların artmasıdır. Ayrıca, Şekil 2.9 kendi içinde değerlendirildiğinde, artan parçacık sayısı, yani daha iyi ayırıştırma doğal olarak basınç değerlerindeki salınımları azaltmaktadır.



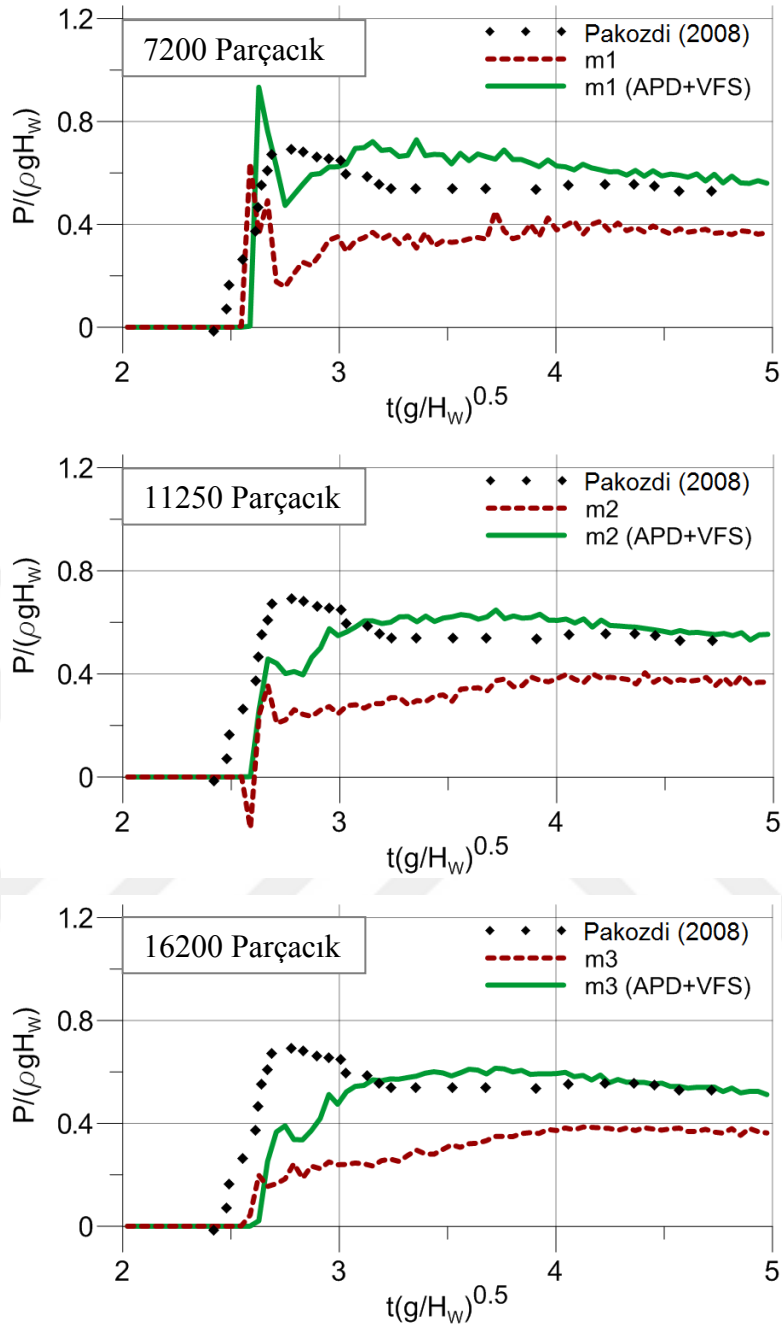
Şekil 2.10. $\nu=5 \times 10^{-4}$ (m^2/s) için boyutsuz basınç-zaman değişimleri

Basınçtaki salınımlar, viskozitenin $\nu=5 \times 10^{-4}$ (m^2/s) değerine indirilmesiyle daha da belirgin hale gelmiştir (Şekil 2.10). Ayrıca parçacık sayısının basınçtaki salınımların karakteristiğine etkisi daha belirgin duruma gelmiştir. Bu viskozite değerinde de simülasyonun sonlarına doğru gözlenen basınç düşüşü yine devam etmektedir.



Şekil 2.11. $\nu=1 \times 10^{-4}$ (m^2/s) için boyutsuz basınç-zaman değişimleri

Şekil 2.11'de görüldüğü gibi basınç salınımları, viskozitenin azaltılmasıyla, artarak devam etmektedir. Fakat yüksek viskozite değerlerinde gözlemlenen basınç düşüşü, bu viskozite değerinde ortaya çıkmamaktadır. Şekil 2.8, 2.9, 2.10 ve 2.11'den genel olarak çıkarılabilecek diğer bir sonuç ise; viskozitenin azalması durumunda, parçacık sayısının arttırılmasının, basınç salınımlarının azaltılması açısından gerekli olduğudur.

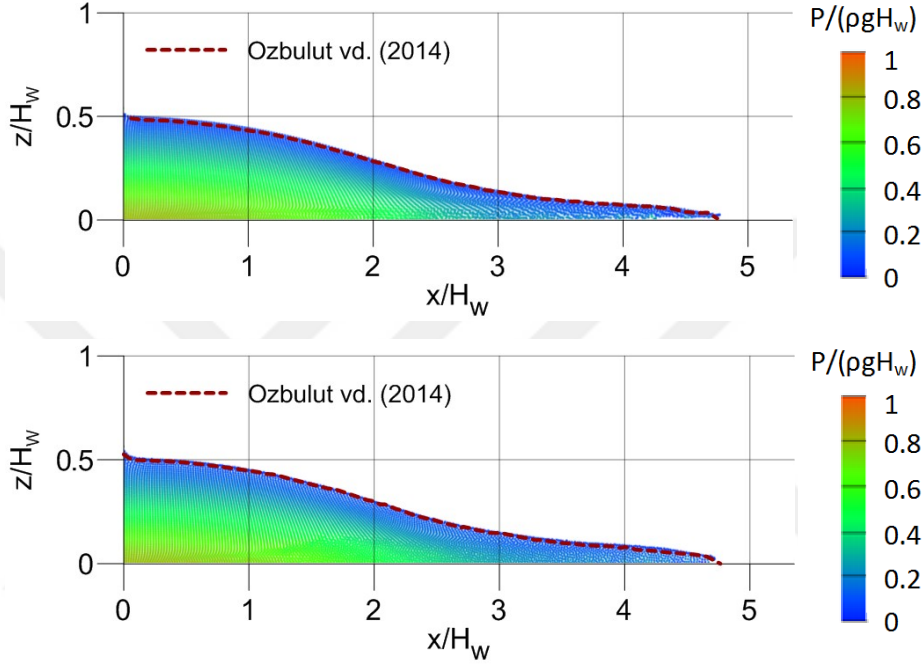


Şekil 2.12. Yapay parçacık ötelemesi ve serbest yüzey düzeltmesi ile $\nu=5 \times 10^{-3} \text{ (m}^2/\text{s)}$ için boyutsuz basınç-zaman değişimleri (yeşil)

Simülasyonların doğruluğunu arttırmak üzere yüksek viskoziteli simülasyonlar için uygulanan yapay parçacık ötelemesi ve serbest yüzey hız düzeltmesi algoritmalarının (APD ve VFS) basınç sonuçları Şekil 2.12 ile gösterilmiştir. Düzeltmelerin m1, m2 ve m3 simülasyonlarına uygulanması basınç değerlerini normal değerler seviyesine yükseltmiştir,

fakat, yüksek viskozite nedeniyle ortaya çıkan çarpma anının gecikmesi sorunu devam etmektedir.

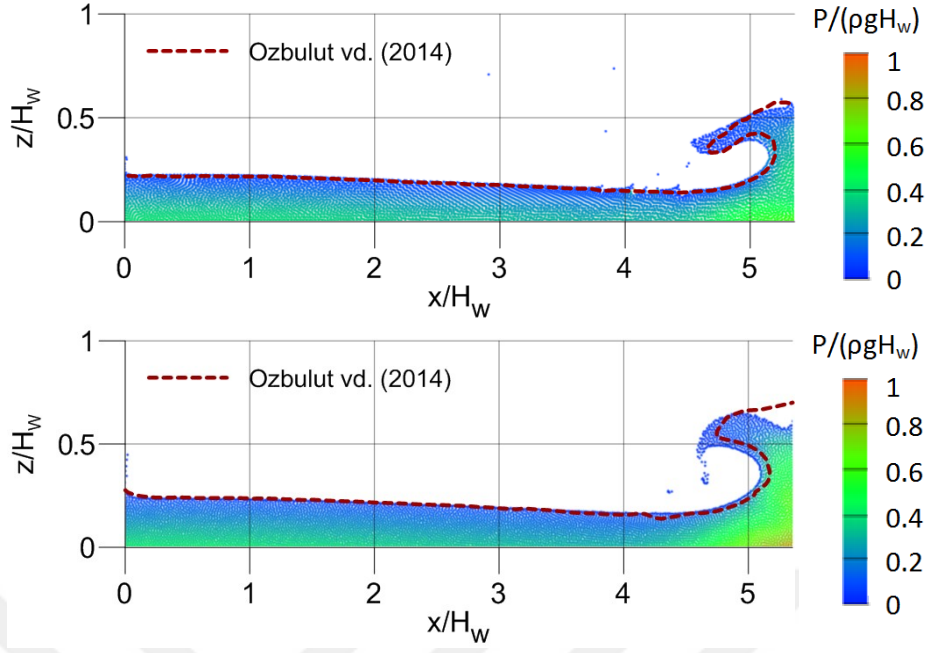
Yapay parçacık ötelemesi ve serbest yüzey hız düzeltmesi için, basınç sonuçlarına ek olarak, serbest yüzey yükseklikleri Özbulut vd. (2014) tarafından gerçekleştirilen simülasyon sonuçlarıyla karşılaştırılmıştır (Şekil 2.13 ve Şekil 2.14).



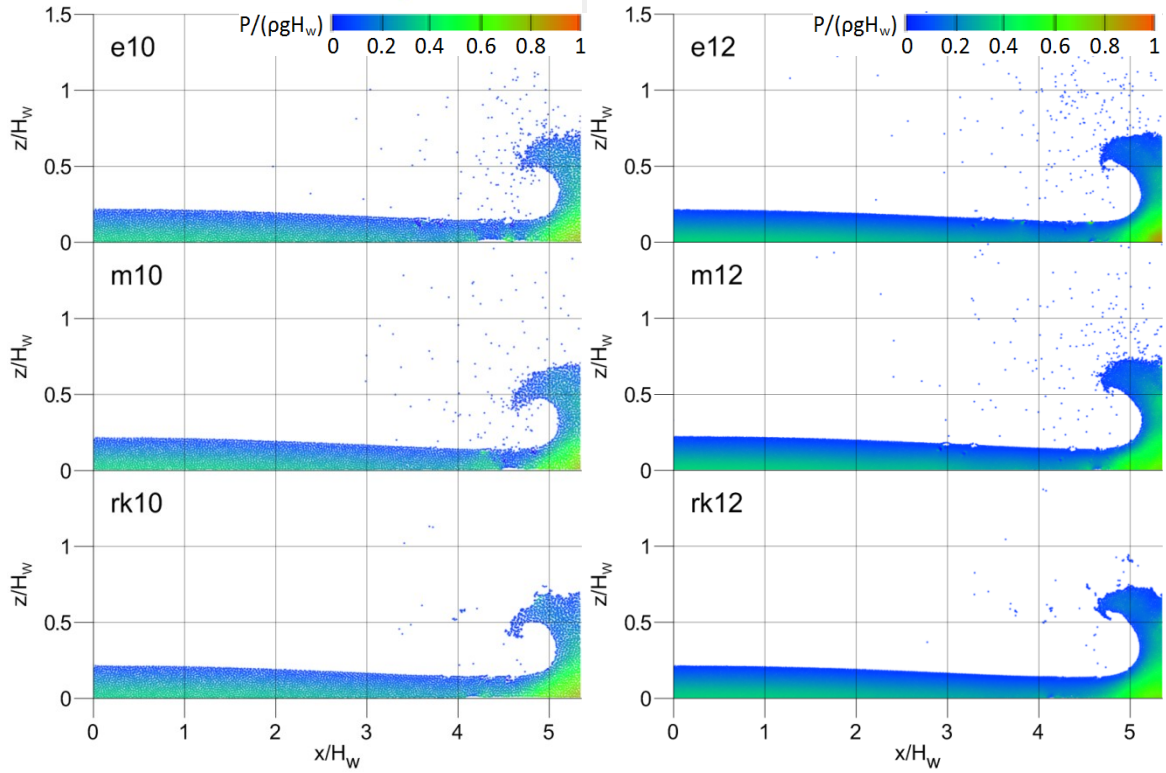
Şekil 2.13. $\nu=5 \times 10^{-3}$ (m^2/s) için $t=2.23(H_w/g)^{0.5}$ 'de serbest yüzeylerin karşılaştırılması; m1 (üstte), yapay parçacık ötelemesi ve serbest yüzey hız düzeltmesi ile m1 (altta)

İki çalışma arasında Şekil 2.14'te gözlemlenen farklılıkların kaynağı olarak, sunulan tez çalışmasında yapay parçacık öteleme algoritmasındaki u_{cff} teriminin her parçacık için yerel olarak hesaplanmış olması gösterilebilir.

Şekil 2.15'te ise farklı zaman integrasyonu yöntemleriyle gerçekleştirilen simülasyonlarda gözlenen, dalga kırılması anındaki serbest yüzey parçacıklarının saçılma durumları karşılaştırılmıştır. Şekil 2.8, 2.9, 2.10 ve 2.11 ile verilen sonuçlar göz önüne alınarak; farkların görülebilmesi amacıyla, basınç salınımlarının en yüksek olduğu $\nu=1 \times 10^{-4}$ (m^2/s) viskozitesi için gerçekleştirilen simülasyonların sonuçları incelenmiştir. Şekil 2.15'te görüldüğü gibi, 4. derece Runge-Kutta zaman integrasyonu kullanıldığında duvara çarpma nedeniyle saçılan parçacıkların sayısı azalmaktadır.

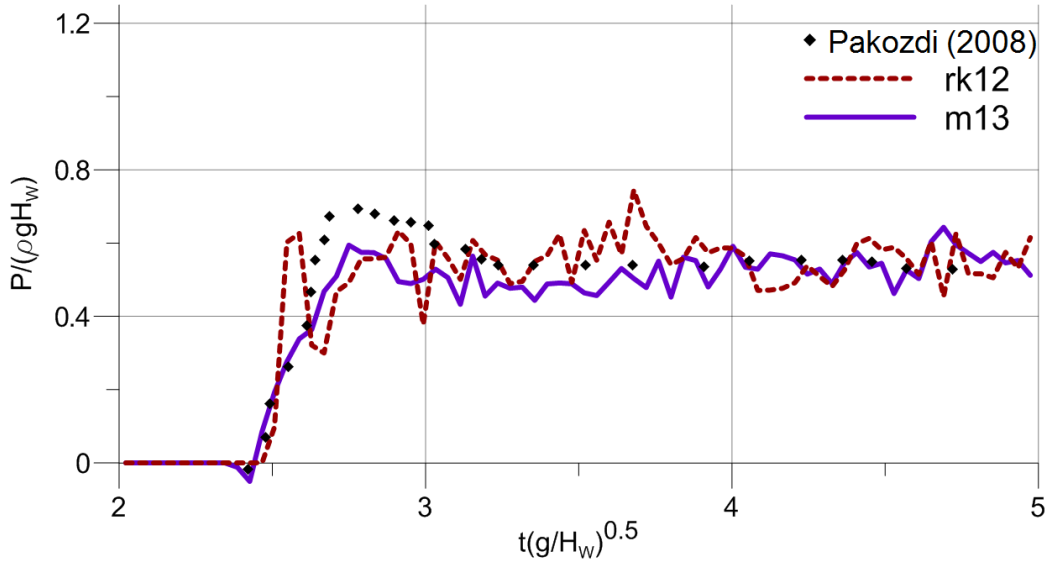


Şekil 2.14. $v=5 \times 10^{-3}$ (m^2/s) için $t=5.34(H_w/g)^{0.5}$ de serbest yüzeylerin karşılaştırılması; m1 (üstte), yapay parçacık ötelemesi ve serbest yüzey hız düzeltmesi ile m1 (altta)



Şekil 2.15. $v=1 \times 10^{-4}$ (m^2/s) için $t=5.34(H_w/g)^{0.5}$ de serbest yüzeylerin karşılaştırılması; 7200 parçacık ile (solda), 16200 parçacık ile (sağda)

Yapay parçacık ötelemesi ve serbest yüzey hız düzeltmesi algoritmalarının yanı sıra, yapılan denemeler sonucunda en iyi sonuçları sağlayan katı sınır yaklaşımı olan sanal katı yüzey sınırı (Şekil 2.3b) benimsenmiş ve düzeltilmiş İPH yaklaşımının başarıyla uygulanabilmesini sağladığı için bu düzeltme algoritmalarının tümünü kullanarak viskozite terimindeki "yapay" teriminin getirdiği ön yargıların aşılmasını sağlayacak, aynı temel algoritma ile momentum için denklem (1.25) ile verilen gösterimi sağlayan yaklaşım başarıyla uygulanmıştır. Bu sayede $\nu=1 \times 10^{-6}$ (m^2/s) ve 45450 akışkan parçacığı ile gerçekleştirilen orta nokta zaman integrasyonu şemasının kullanıldığı simülasyonun (A) basınç sonuçlarının önceki çalışmalardaki en iyi sonuç olan 16200 parçacıklı ve kinematik viskozite parametresi $\nu=1 \times 10^{-4}$ (m^2/s) olan Runge-Kutta zaman integrasyonu şemasının kullanıldığı rk12 kodlu simülasyonun sonuçları ile karşılaştırılması Şekil 2.16 ile verilmiştir.

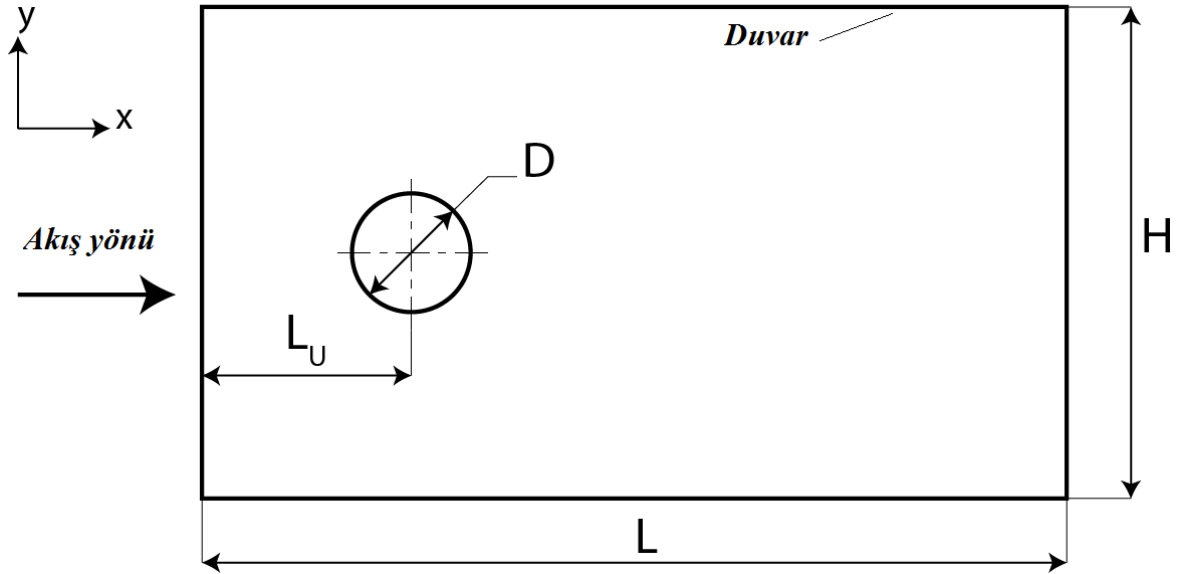


Şekil 2.16. Düzeltilmiş İPH yaklaşımı ile $\nu=1 \times 10^{-6}$ (m^2/s) (m13) ve düzeltme uygulanmayan rk12 ($\nu=1 \times 10^{-4}$ (m^2/s)) kodlu simülasyon sonuçlarının karşılaştırılması

Temel İPH yaklaşımı uygulanan simülasyonlarda (Şekil 2.8 - Şekil 2.11), kinematik viskozitenin azalmasıyla basınç sonuçlarındaki salınımın arttığı; parçacık sayısının artmasıyla da salınımın azaldığı gözlenmektedir. Düzeltilmiş İPH yaklaşımı uygulamasında da benzer şekilde basınç salınımlarını azaltmak için düşük viskozitelere oluşan, parçacık sayılarının artması zorunluluğu nedeniyle parçacık sayısı artırılmıştır.

2.4. Uygulama 2: Silindir Etrafındaki Akış

Bu bölümde, Bölüm 2.2'de tanıtılan ALİPH yöntemi ve zayıf olarak sıkıştırılabilir düzeltilmiş İPH yönteminin başarımları, sıkıştırılmazlık yaklaşımını zorlayacak bir problem olan 2 boyutlu dairesel silindir etrafındaki akış probleminin simülasyonları ile sınıanacaktır. Hesaplamalı akışkanlar dinamiği literatüründe yaygın şekilde bir doğrulama aracı olarak kullanılan bu problem üzerinde Zdravkovich (1997) ve Coutanceau ve Bouard (1977) tarafından sunulan deneysel çalışmalar başlıca kaynaklar olarak gösterilebilir. Bu çalışmada, kanal içerisindeki akışa engel oluşturan katı cismin etrafındaki akış incelenirken, kanal sınır yüzeylerinin cisim etrafındaki akış üzerindeki etkisini gösteren engellenme oranı (blockage ratio) açısından güvenli bölgede kalınması amacıyla, Kozlov vd. (2011) tarafından sayısal simülasyonları gerçekleştirilen problem geometrisi benimsenmiştir (Şekil 2.17).

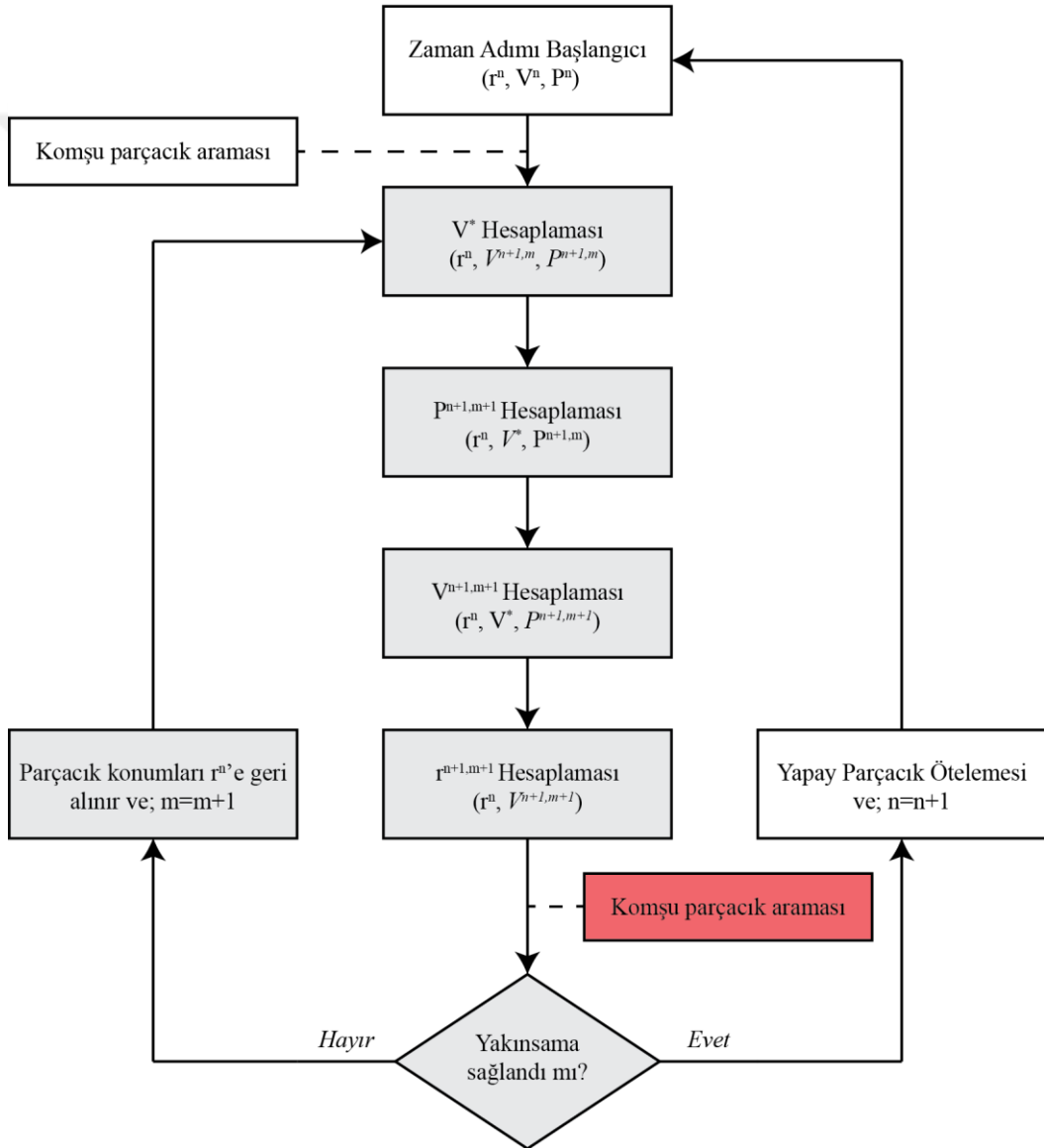


Şekil 2.17. 2 Boyutlu dairesel silindir etrafındaki akış probleminin geometrisi

Bu amaçla Şekil 2.17 ile verilen problem geometrisinin boyutları $D=0.05(m)$ olmak üzere; $L=14D$, $H=13D$ ve $L_U=3.5D$ olarak seçilmiştir.

Yapılan simülasyonlarda amaçlanan artan Reynolds sayılarıyla, ALİPH ve zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH yöntemlerinin farklı çözünürlüklerdeki (uzay ayrıklaştırması) performanslarının karşılaştırılmasıdır. Bu amaçla, U giriş hızı büyüklüğü olmak üzere,

problemi karakterize eden Reynolds sayısı ($Re = UD/\nu$); 50, 100, 150, 200 ve 250 değerleri için zayıf olarak sıkıştırılabilir yaklaşım ve ALİPH ile denemeler yapılmıştır. Ancak, artan Reynolds sayılarıyla yetersiz kalmaya başlayan zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH yönteminin simülasyonları nedeniyle, $Re=300, 400$ ve 500 değerleri için yalnızca ALİPH yöntemi sınanmasına devam edilmiştir. Silindir, sabit katı parçacıkları ile; akışı sınırlayan duvar yüzeyleri ise sanal katı yüzey sınırları ile hayalet parçacık tekniği uygulanarak gösterilmiştir.



Şekil 2.18. Sunulan çalışmada uygulanan iteratif ALİPH algoritması

Şekil 2.18 ile Fatehi vd. (2019) tarafından geliştirilen iteratif ALİPH algoritması gösterilmiştir. Söz konusu algoritmada her iterasyon sonunda geçici konumlar hesaplandıktan sonra komşu parçacıklar aranmaktadır (kırmızı hücre). Bu işlemin, artan iterasyon sayısı ile büyük hesaplama yüküne neden olması öngörülmektedir. Sunulan tez çalışmasında, etkinliği arttırmak amacıyla, parçacıkların zaman adımı içindeki iterasyonlarda $\Delta t \Delta x$ mertebesindeki hareketlerinin (2.14) komşuluklar üzerinde doğuracağı değişiklikler göz ardı edilerek, yalnızca zaman adımı başlangıcında komşu parçacık araması yapılmıştır. Bu uygulama, parçacıkların iterasyon sonlarında birbirlerinin destek alanı dışına çıkması ya da girmesi durumları dışında, ((2.3), (2.4) düzeltilmiş İPH yaklaşımı uygulandığı için) fiziksel bir bilgi değişikliğine yol açmamakta iken; komşu arama işleminin sayısının iterasyon sayısı kadar azalmasının büyük yarar sağlayacağı öngörülmektedir. Fakat henüz bu değişimin etkisinin karşılaştırılması için bir çalışma yapılmamıştır.

Mevcut çalışmada yapılan denemeler sonucunda ALİPH iterasyon sayısı 5 ile sınırlandırılmış, yakınsama kriteri ise (2.15) denklemi için $\varepsilon = 1 \times 10^{-3}$ olarak seçilmiştir.

2.4.1. Simülasyon Sonuçları

Bu bölümde öncelikle zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH yöntemi ve ALİPH yöntemleri ile farklı Reynolds sayılarında, farklı parçacık çözünürlükleri (uzay ayrıklaştırmaları) ile elde edilen sürüklenme direnci (drag) ve kaldırma kuvveti (lift) katsayılarının zaman serisi değerleri sunulacak, daha sonra bu katsayıların ortalama değerlerinin Reynolds sayısı ile değişimleri, literatürdeki Wieselsberger (1921) tarafından sunulan deneysel, Zhang vd. (1995) tarafından sunulan sayısal çalışmalardaki sonuçlar ile karşılaştırılacaktır.

| | | |
|--------|---|-----------------------------------|
| A25300 | : | ALİPH, $D/\Delta x=25$, $Re=300$ |
| W30200 | : | İPH, $D/\Delta x=30$, $Re=200$ |

Şekil 2.19. Silindir etrafındaki akış simülasyon durumlarının adlandırılması

Yapılan simülasyon durumlarının ayırt edilebilecek şekilde adlandırılması Şekil 2.19'daki gibi yapılmıştır. Burada, başlangıçtaki A ya da W harfi sırasıyla ALİPH ve zayıf

olarak sıkıştırılabilir İPH yöntemlerini, sonraki iki basamak silindir çapının Δx 'e oranı şeklinde parçacık çözünürlüğünü gösteren $D/\Delta x$ parametresi ve son üç basamak ise simülasyonun Reynolds sayısını ifade etmektedir.

Silindir üzerine etkiyen F_D sürüklenme direnci kuvveti ve F_L kaldırma kuvveti, her iki yöntemle gerçekleştirilen simülasyonlarda katı parçacıklarının hareket ettirmesi gereken fakat karşı kuvvet olarak akışkan parçacıklarına etki eden kuvvetten yararlanarak, sabit katı silindir parçacıklarının hesaplanan ivme değerlerinin yatay ve düşey yönlerdeki bileşenlerinin bu parçacıklar üzerinden integrasyonu ile aşağıdaki gibi elde edilmiştir:

$$F^k = \sum_{i=0}^{N_{\text{silindir}}} \frac{1}{\psi_i} \rho_i a_i^k \quad (2.16)$$

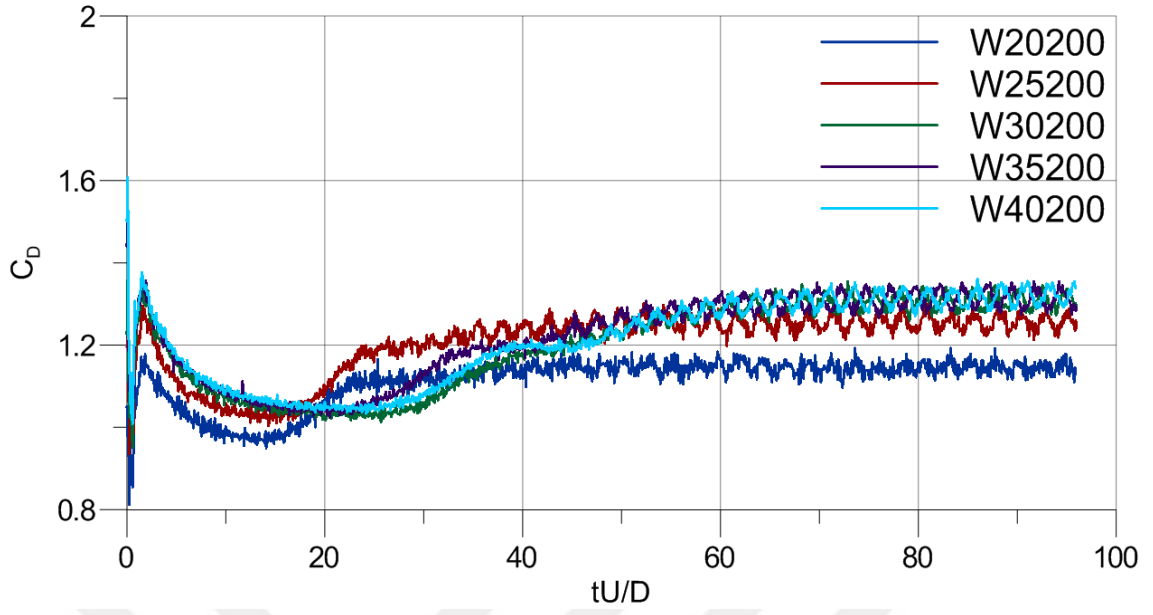
Boyutsuz sürüklenme direnci kuvveti katsayısı $C_D = 2F_D/(\rho U^2 A)$ ve boyutsuz kaldırma kuvveti katsayısı $C_L = 2F_L/(\rho U^2 A)$ bağıntılarıyla hesaplanmaktadır. Ayrıca bunların boyutsuz ortalama değerleri (C_D' ve C_L'), C_D ve C_L zaman serilerindeki düzenli rejime ulaşıldıktan sonra yapılan ortalama işlemleri ile aşağıdaki gibi belirlenmektedir:

$$C_D' = \frac{1}{T} \sum_t^{t+T} C_D \Delta t \quad (2.17)$$

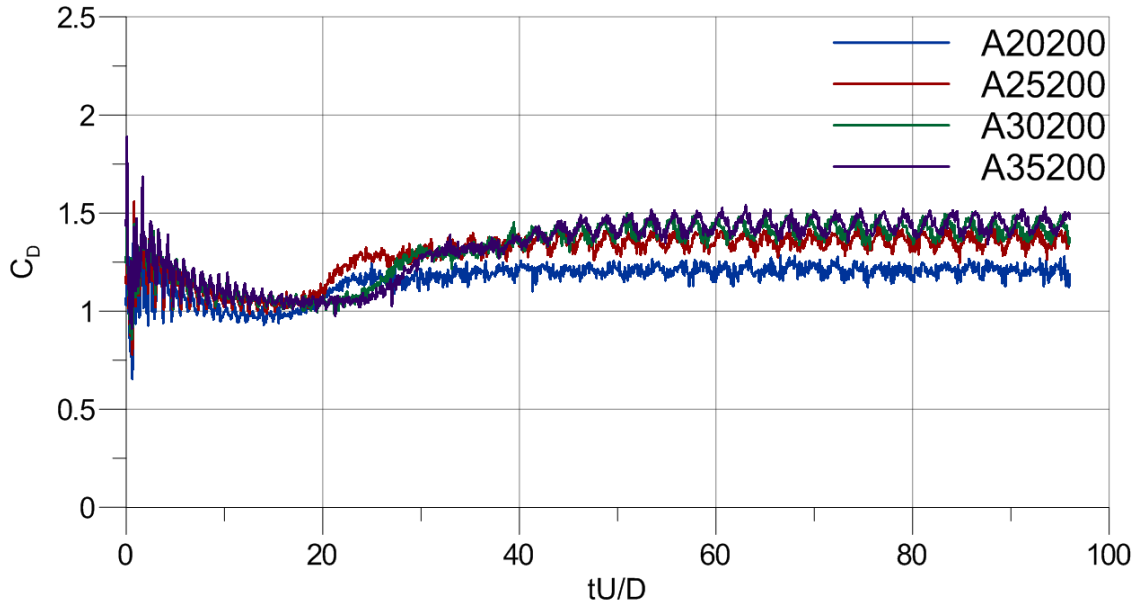
$$C_L' = \left(\frac{1}{T} \sum_t^{t+T} C_L^2 \Delta t \right)^{1/2} \quad (2.18)$$

Burada T ortalama alınan zaman aralığını temsil ederken kaldırma kuvveti katsayısı için (2.18) ile verilen ortalama işlemi RMS (ortalama karekök) değerlerini vermektedir.

Ek 1.'de tamamı sunulan, $Re=50, 100, 150, 200, 250, 300, 350, 400$ ve 500 için $D/\Delta x = 15, 20, 25, 30, 35, 40$ ve 50 için gerçekleştirilen simülasyonların C_D ve C_L zaman serisi sonuçlarından $Re=200$ durumunun, zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH ve ALİPH sonuçları Şekil 2.20 - 2.23'te verilmiştir. Bu grafiklerde, parçacık çözünürlükleri arttıkça, düzgün periyodik rejime girmiş ortalama C_D değerleri ve ayrıca C_L genliklerinin arttığı görülmektedir. Ek 1'de verilen simülasyon sonuçlarının tamamı incelendiğinde ise zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH sonuçları ile ALİPH sonuçlarında özellikle kaldırma kuvveti katsayılarının genlikleri arasında farklar oluştuğu görülmektedir.

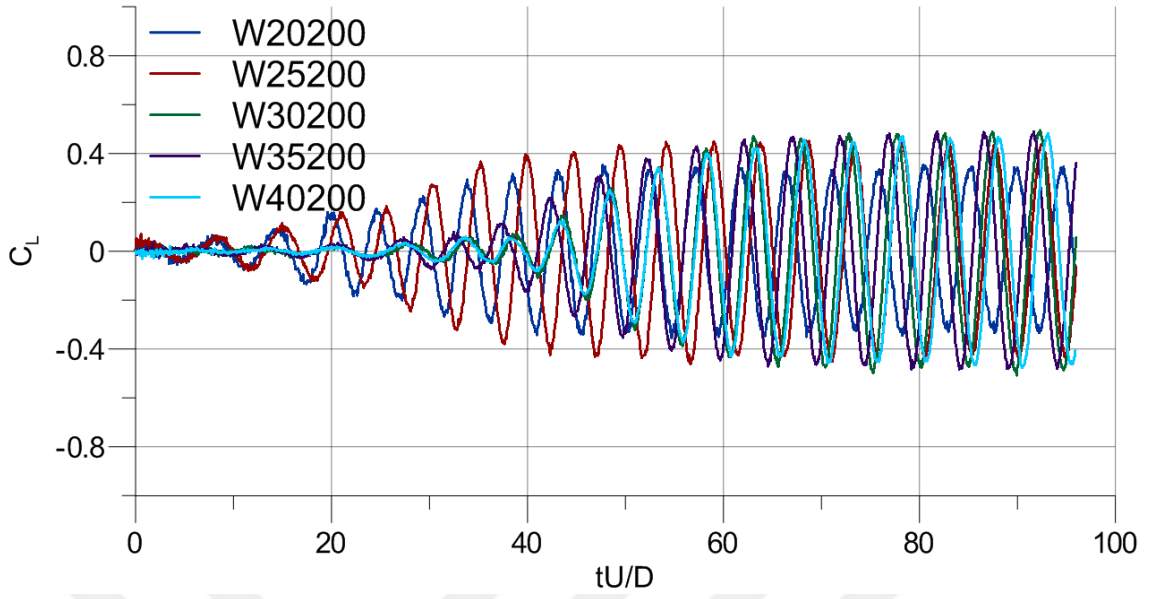


Şekil 2.20. $Re=200$ için zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH C_D -zaman değişimleri

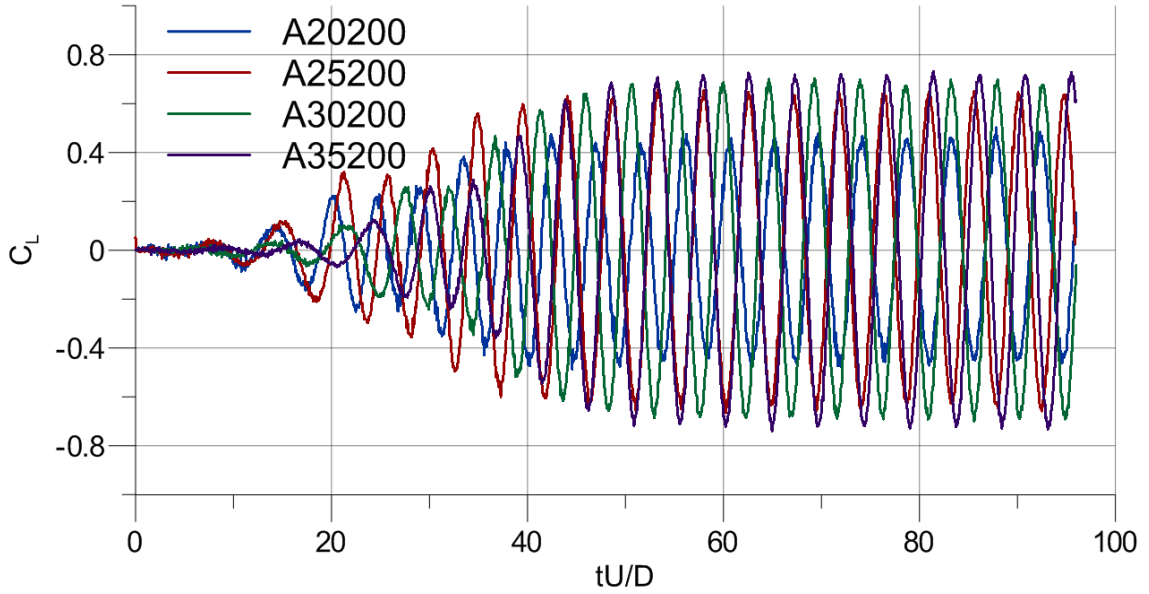


Şekil 2.21. $Re=200$ için ALİPH C_D -zaman değişimleri

Gerçekleştirilen tüm simülasyonların, ortalama sürüklenme ve kaldırma katsayılarının Reynolds sayısına bağlı değişimleri her bir $D/\Delta x$ değeri için ayrı seriler şeklinde verilerek, C_D' ve C_L' değerlerinin Reynolds sayısı ile değişimleri, zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH ve

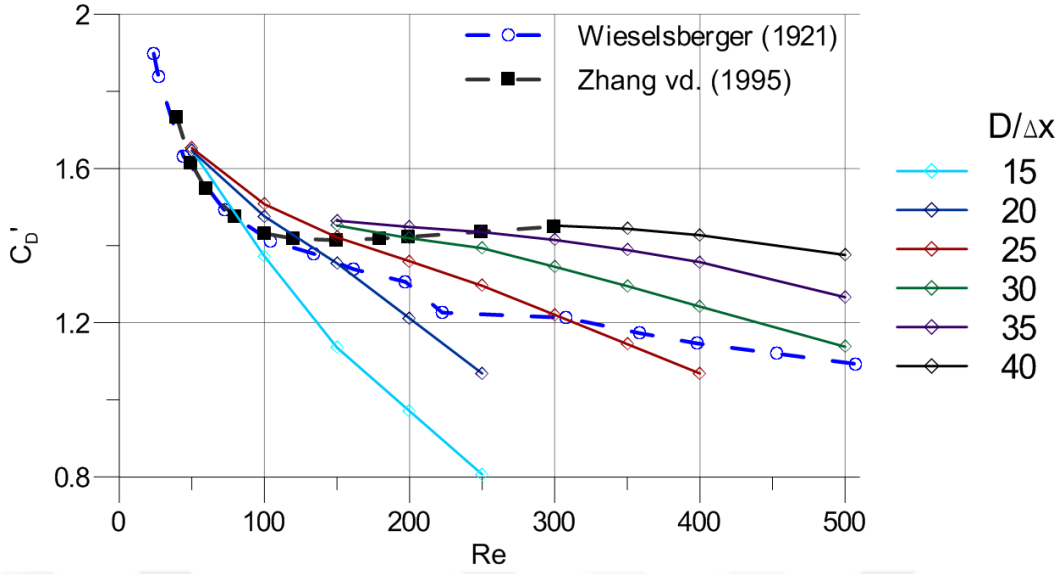


Şekil 2.22. $Re=200$ için zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH C_L -zaman değişimleri



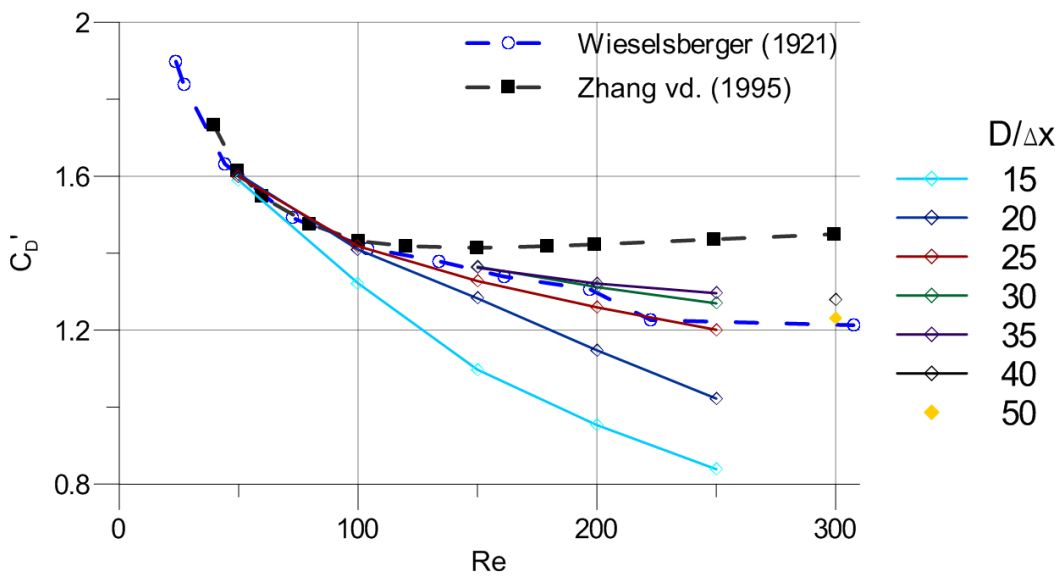
Şekil 2.23. $Re=200$ için ALİPH C_L -zaman değişimleri

ALİPH için ikişer grafik biçiminde bir araya toplanmıştır (Şekil 2.24 - 2.27). Bu grafiklerde simülasyon sonuçları; Wieselsberger (1921) tarafından gerçekleştirilen deney sonuçları ve Zhang vd. (1995) tarafından gerçekleştirilen sonlu hacimler yöntemi simülasyon sonuçları ile karşılaştırılmıştır.



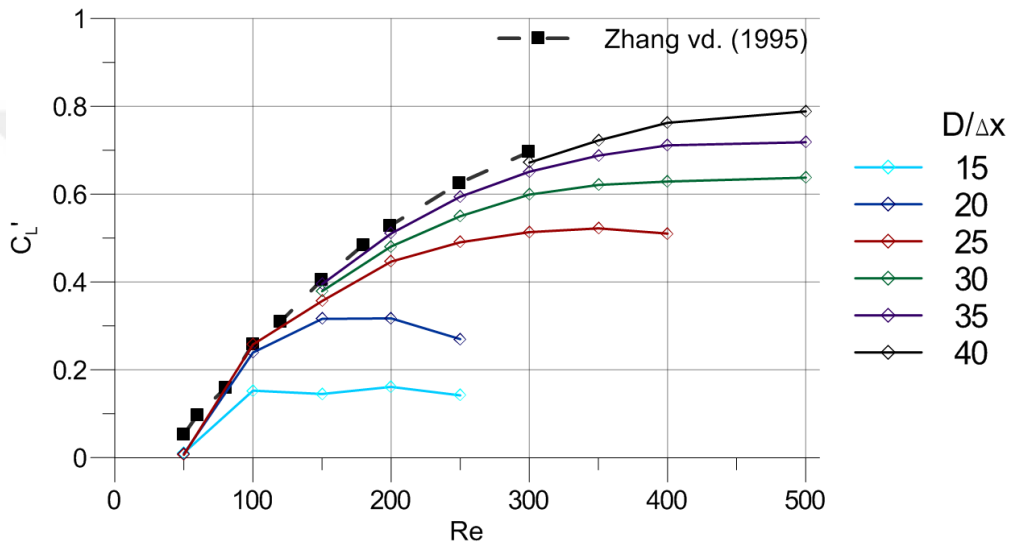
Şekil 2.24. ALİPH yaklaşımı için C_D' - Reynolds sayısı değişimleri

Şekil 2.24'te verilen grafikte ALİPH simülasyonlarının sonuçları bir araya getirilmiştir. Kesikli mavi çizgi ve kesikli siyah çizgiyle gösterilen deneysel sonuçlar ile simülasyon sonuçları arasında, yaklaşık $Re = 150 \sim 200$ değerlerinden sonra başlayan ayrılmayı Rajani vd. (2009), oluşan üç boyutlu girdapların etkisine bağlayarak yorumlamıştır. Buradan hareketle, bu Reynolds sayılarından sonraki sonuçları Zhang vd. (1995) tarafından verilen simülasyon sonuçları ile karşılaştırmanın daha uygun olacağı anlaşılmaktadır.

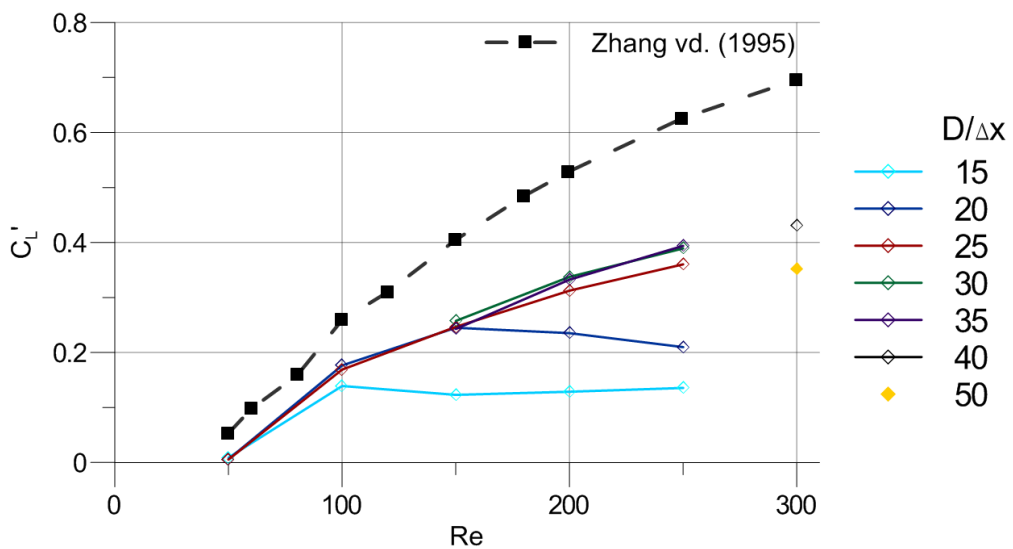


Şekil 2.25. Zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH yaklaşımı için C_D' - Reynolds sayısı değişimleri

Zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH yöntemi ile gerçekleştirilen simülasyonların C_D' sonuçları ise Şekil 2.25'te gösterilmiştir. Şekil 2.26 ve Şekil 2.27'de verilen C_L' - Re değişimleri incelendiğinde ise anlaşılacağı üzere; zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH ile gerçekleştirilen simülasyonlar Reynolds sayısı arttıkça daha çok parçacık çözünürlüğü ($D/\Delta x$) gerektirerek, kaldırma kuvvetini hesaplamada başarısız kalmaya başladığı anlaşıldığından, bu yöntemle gerçekleştirilen simülasyonlar, $Re=300$ değerinde $D/\Delta x = 40$ ve 50 için birer deneme yapılarak hesaplama işlemi sonlandırılmıştır.

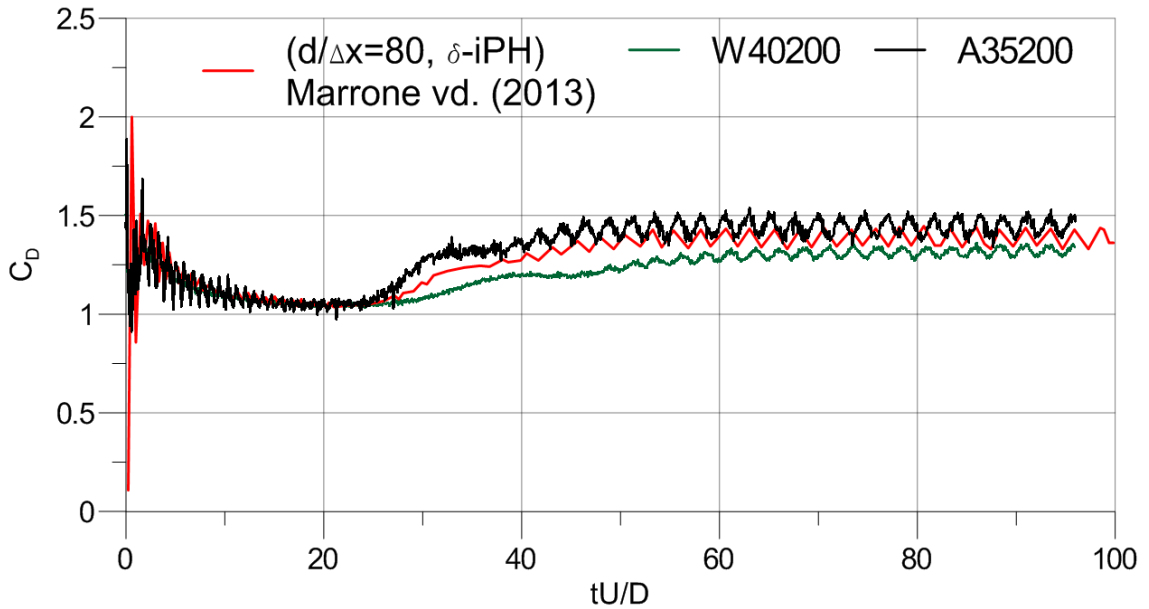


Şekil 2.26. ALİPH yaklaşımı için C_L' - Reynolds sayısı değişimleri

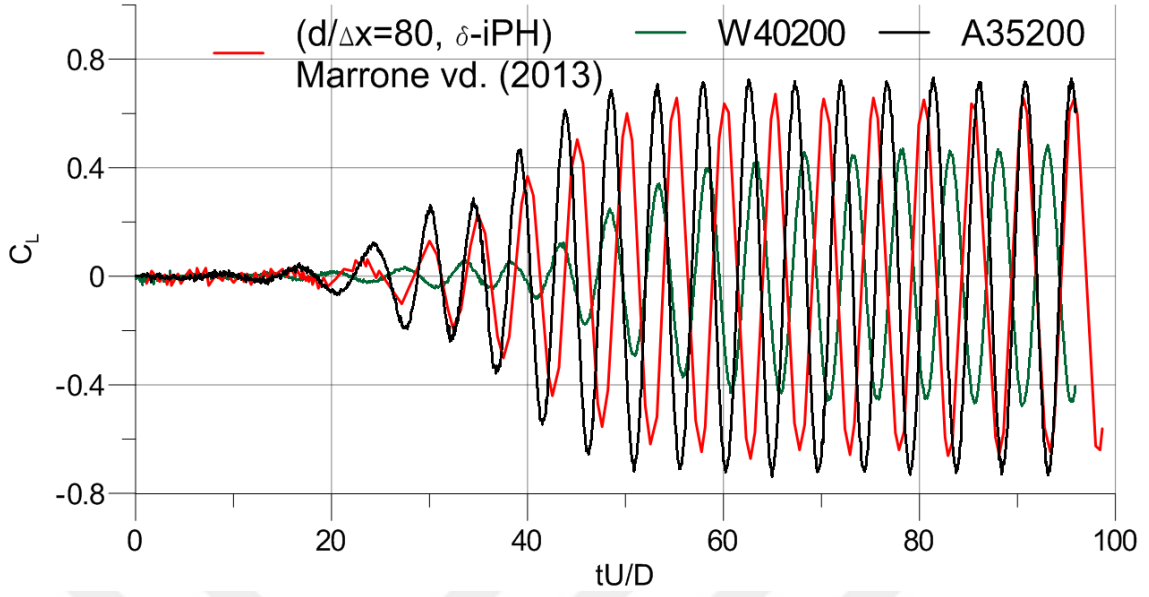


Şekil 2.27. Zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH yaklaşımı için C_L' - Reynolds sayısı değişimleri

Şekil 2.26'da Reynolds sayısının artmasıyla, ALİPH yöntemi ile gerçekleştirilen simülasyonların, literatürdeki C_L' değerlerini sağlamaları için parçacık çözünürlüğünü arttırarak çözüm üretilebilirken, Şekil 2.27'de görüleceği üzere zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH yönteminin kaldırma kuvveti karakteristiğini sağlamak için çok daha fazla parçacık kullanması gerektiği anlaşılmaktadır. Bu konuda Marrone vd. (2013), ağ esaslı yöntemlerde karakteristik en düşük ağ ayırıklığının uzunluk ölçeğinin belirlenmesi için literatürde yer alan bir kriter olan Hücre Reynolds Sayısını (Reynolds-Cell Number) ($Re_{\Delta x} = U\Delta x/\nu$); karakteristik uzunluk ölçeği olarak Δx yerine interpolasyon uzunluğu parametresinin alınmasıyla İPH yöntemine $Re_h = Uh/\nu$ şeklinde uyarlanabileceğini önermiştir. Ayrıca kendi geliştirdikleri ve oldukça popüler olarak kullanılan zayıf olarak sıkıştırılabilir bir İPH yaklaşımı olan δ -İPH yöntemi ile aynı problemin Re_h sayısına göre $Re = 200$ için $D/\Delta x = 80$ değeri alınarak çözümünü gerçekleştirmiştir. Söz konusu çalışmada oldukça yüksek parçacık çözünürlüğü ile gerçekleştirilen simülasyon sonuçlarının zaman serilerinin, sunulan çalışmadaki zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH ve ALİPH yöntemleriyle elde edilen en yüksek çözünürlüklü simülasyon sonuçları ile Şekil 2.28 ve Şekil 2.29'da karşılaştırmaları verilmiştir.



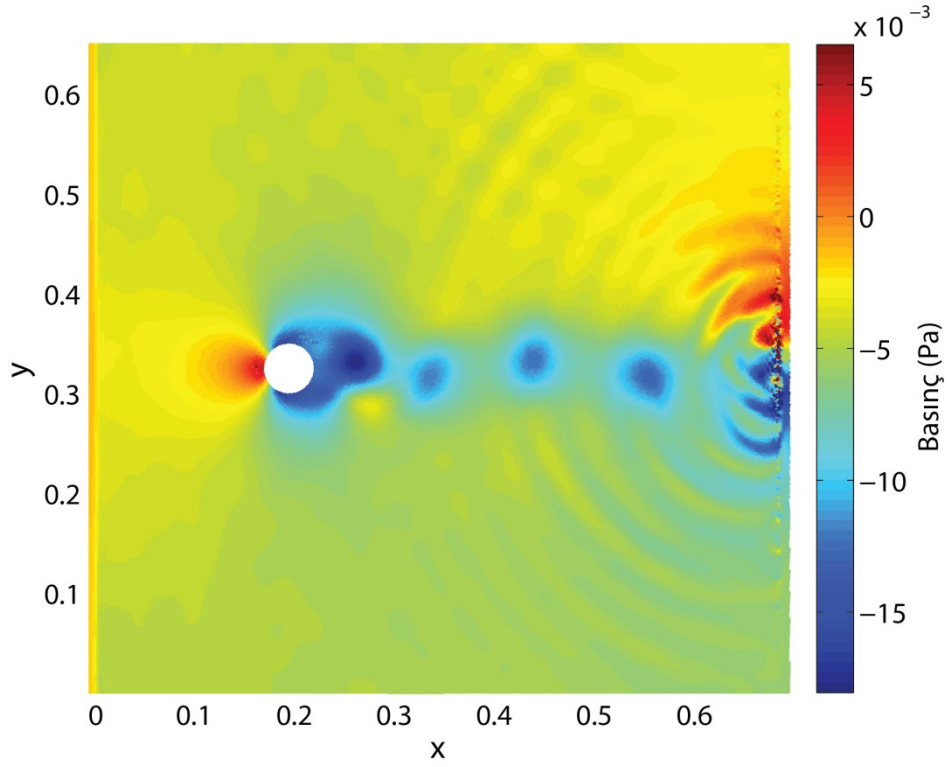
Şekil 2.28. $Re=200$, C_D zaman serisi sonuçlarının literatür ile karşılaştırması



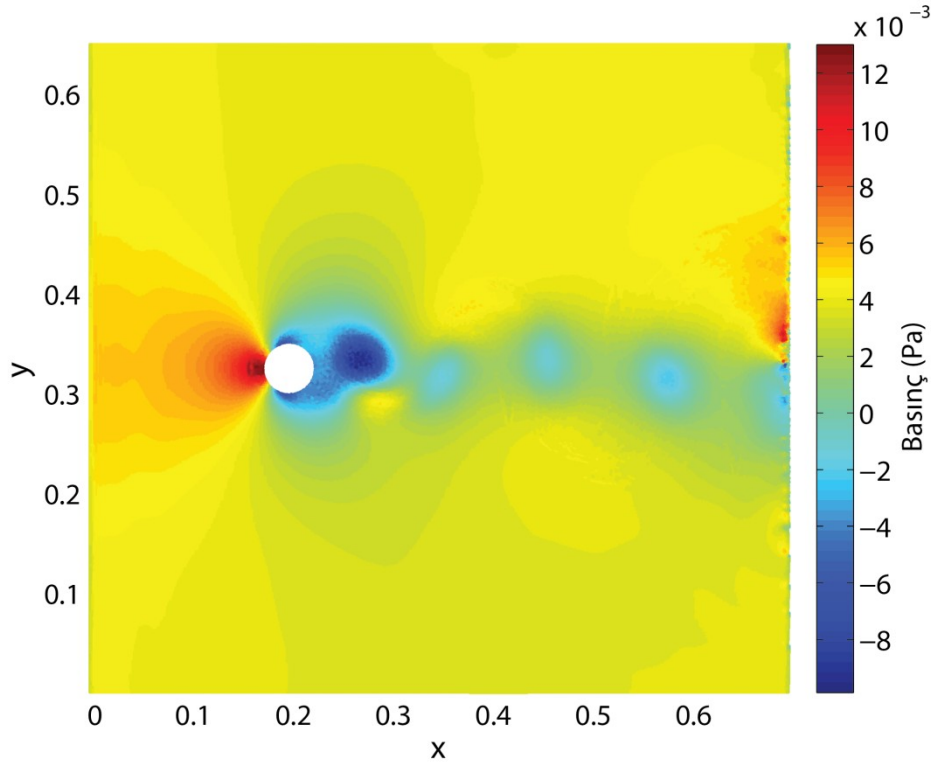
Şekil 2.29. $Re=200$, C_L zaman serisi sonuçlarının literatür ile karşılaştırması

Şekil 2.28 ve Şekil 2.29'da görüldüğü gibi, literatürde zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH yöntemlerinin daha çok parçacıkla elde ettiği sonuçlar (Marrone vd., 2013), ALİPH yöntemi ile daha az parçacık kullanılarak sağlanabilmektedir. Ayrıca ALİPH hesaplama sürelerinin zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH yöntemi ile karşılaştırılması için $D/\Delta x = 25$ değerine sahip iki simülasyonun 1 zaman adımının hesaplanması için gereken ortalama süreler karşılaştırılmıştır. W25300 simülasyonunda 1 zaman adımı için yaklaşık 1.20 saniyede çözüm gerçekleştirilirken, A25300 simülasyonunda (5 iterasyon sınırlaması ile) 3.85 saniyede çözüm gerçekleştirilmektedir. Böylece $D/\Delta x = 25$ çözünürlüğünde, aynı problemin simülasyonunda, ALİPH yöntemi ile yaklaşık 3.2 kat yavaş çözüm elde edildiği söylenebilir. Fakat Şekil 2.24 - 2.29'da verilen sonuçlar karşılaştırıldığında; ALİPH yöntemi ile, Reynolds sayısı arttıkça daha az parçacıkla simülasyon yapılması olanaklı duruma geldiğinden bu hesaplama yükü dezavantajının önemsiz duru geldiği söylenebilir.

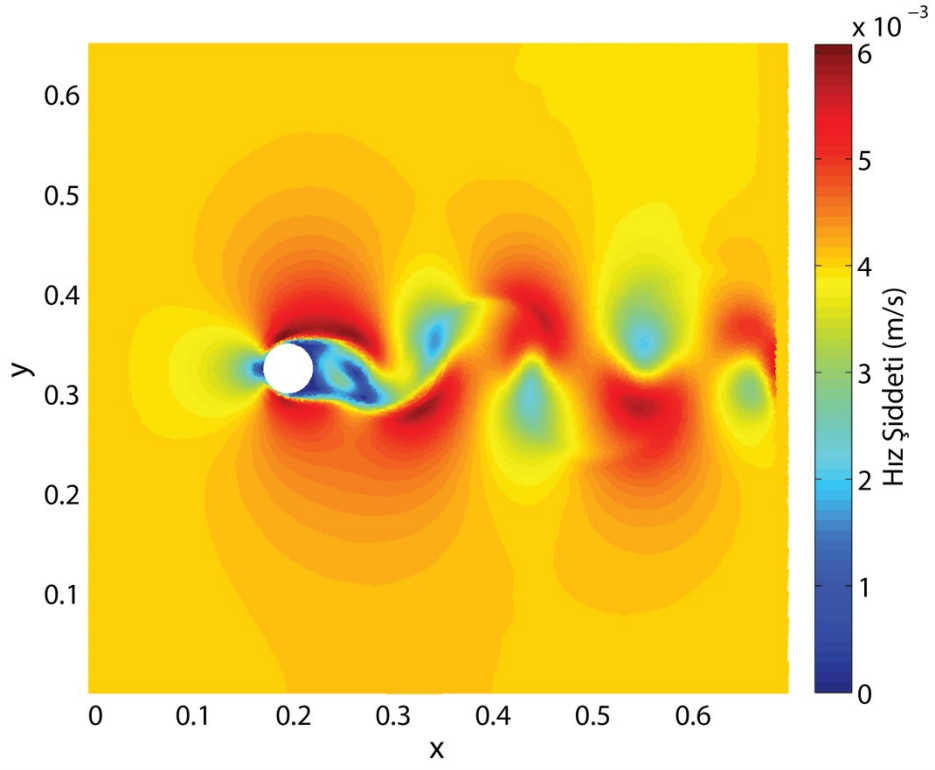
Zayıf olarak sıkıştırılabilir ve artırılmış Lagrange İPH yöntemleri ile $Re = 200$ için gerçekleştirilen simülasyonların, akışın düzgün periyodik rejime geçmesi durumundan sonraki hareketlerin benzer anlarında (kaldırma kuvvetinin sıfır değerinden geçiş yapmakta olduğu durum için) elde edilen basınçlar, hızlar, $(\nabla \cdot \mathbf{V})$ hız diverjansları ve $(\nabla \times \mathbf{V})$ çevrinti vektörünün şiddetlerinin dağılımları Şekil 2.30 - 2.37'de verilmiştir. Bu sonuçlarda ALİPH için A35200 simülasyonunun $tU/D = 73.2$ ve zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH için W40200 simülasyonunun $tU/D = 84.4$ anlarındaki değerleri kullanılmıştır.



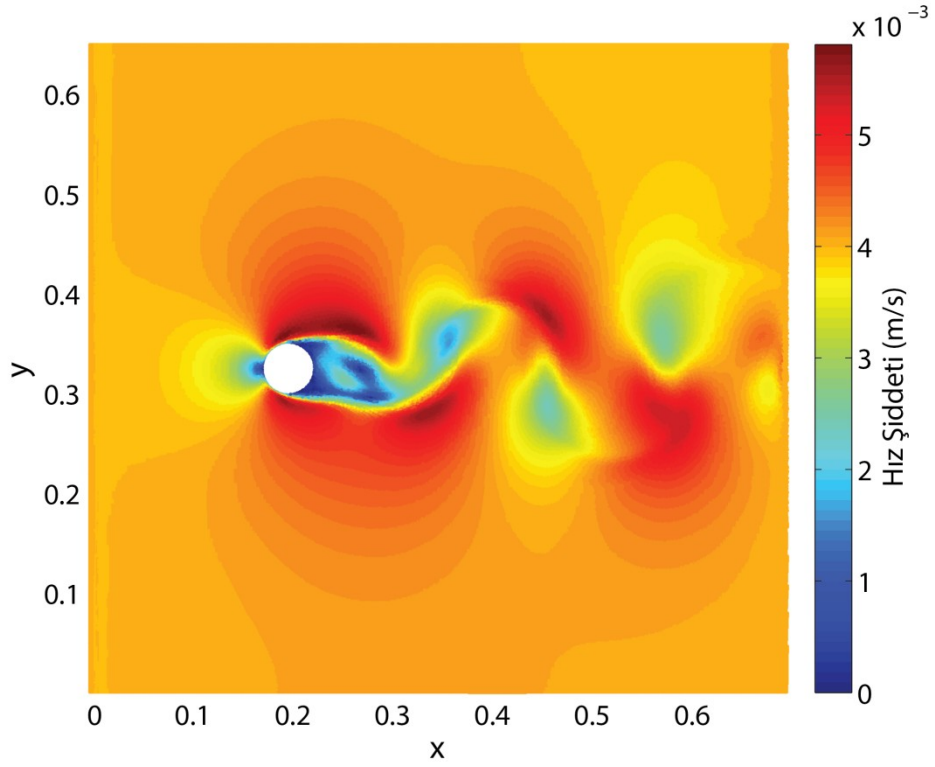
Şekil 2.30. $Re=200$, $tU/D = 73.2$ için ALİPH simülasyonunda basınç dağılımı



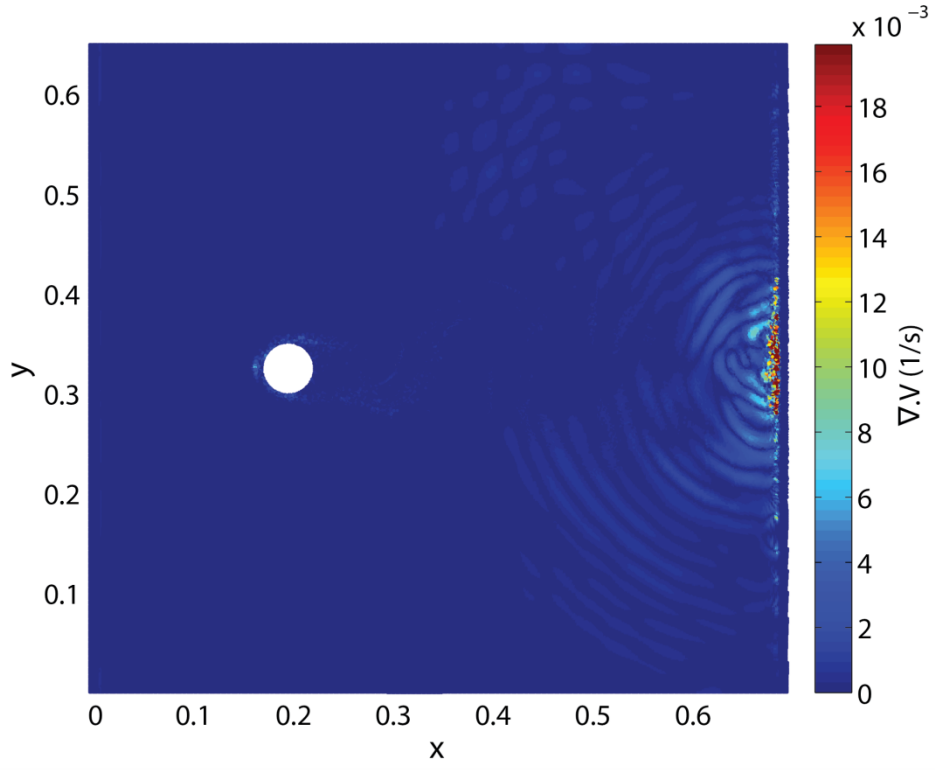
Şekil 2.31. $Re=200$, $tU/D = 84.4$ için zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH simülasyonunda basınç dağılımı



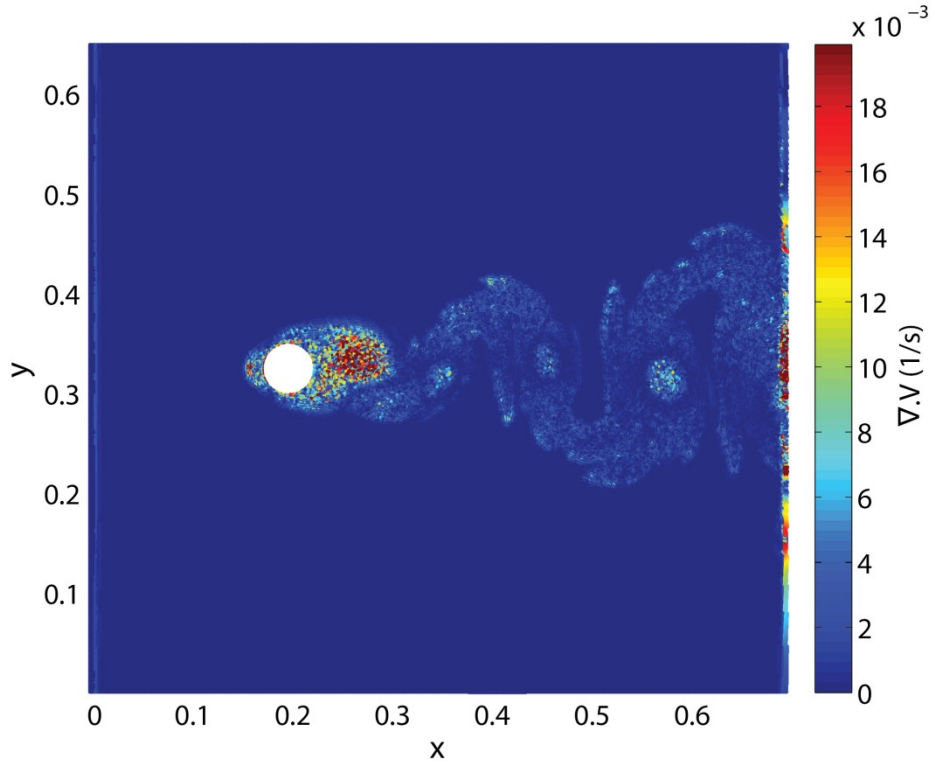
Şekil 2.32. $Re=200$, $tU/D = 73.2$ için ALİPH simülasyonunda hız şiddetleri



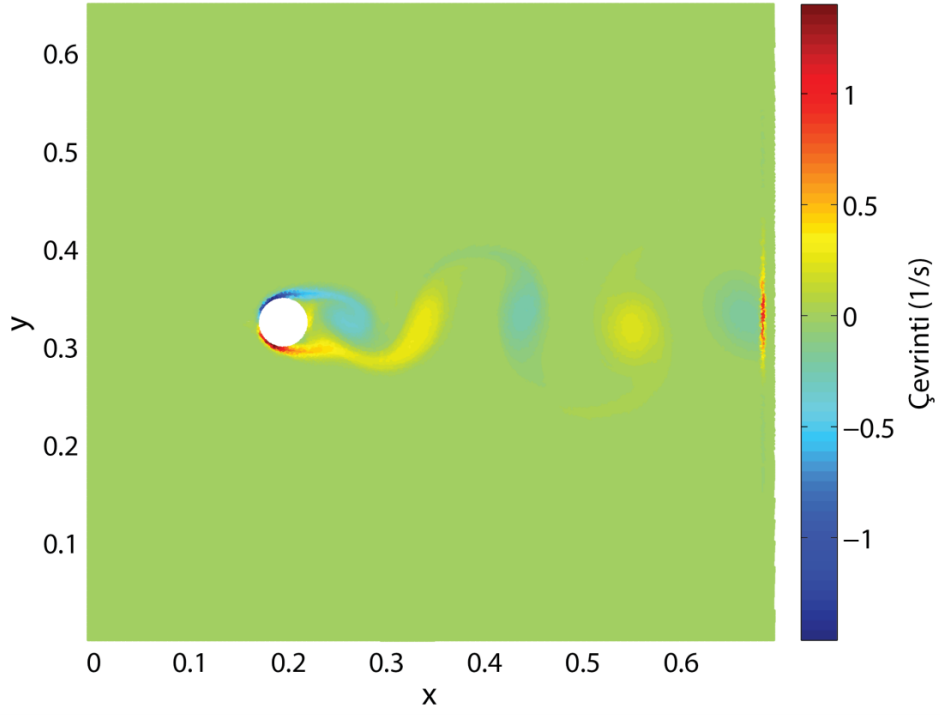
Şekil 2.33. $Re=200$, $tU/D = 84.4$ için zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH simülasyonunda hız şiddetleri



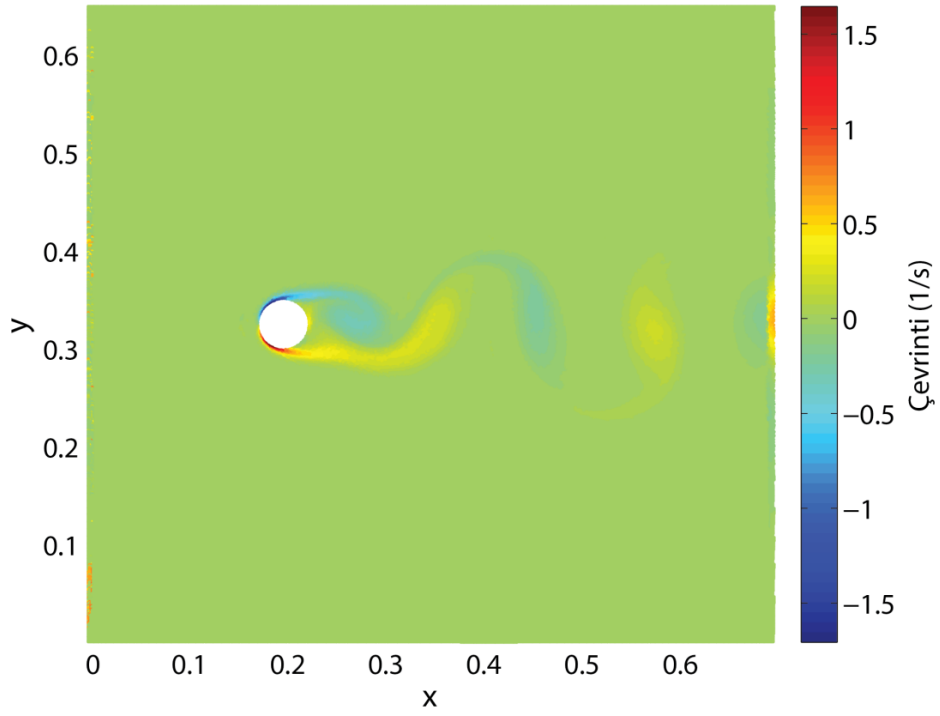
Şekil 2.34. $Re=200$, $tU/D = 73.2$ için ALİPH simülasyonunda hız diverjansları



Şekil 2.35. $Re=200$, $tU/D = 84.4$ için zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH simülasyonunda hız diverjansları



Şekil 2.36. $Re=200$, $tU/D = 73.2$ için ALİPH simülasyonunda çevrinti vektörü şiddetleri



Şekil 2.37. $Re=200$, $tU/D = 84.4$ için zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH simülasyonunda çevrinti vektörü şiddetleri

Anlık akış alanı görüntülerinden özellikle Şekil 2.34 ve Şekil 2.35 ile verilen hız diverjansı büyüklükleri, sıkıştırılamaz akışlar için süreklilik denklemini gösterdiğinden, yöntemlerin sonuçlarının doğruluğunun irdelenmesi için önemli bir referans olarak görülmelidir. Şekil 2.34'te verilen ALİPH hız diverjanslarının büyüklükleri, Şekil 2.35'te verilen zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH hız diverjansları ile karşılaştırıldığında yaklaşık silindir çevresi ve iz bölgesinde 10 kat daha düşük değerler aldığı görülmektedir. Bu sonuçlar aracılığı ile, zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH yönteminin yoğunluk değişimlerine %1 derecesinde izin vererek sıkıştırılamazlık üzerinde uyguladığı yaklaşım göz önüne alınırsa; ALİPH yönteminde basınç Poisson denkleminin çözümünde yapılan $\nabla \cdot \mathbf{V} = 0$ kabulünün artırılmış Lagrange yaklaşımı ile çözümünün sıkıştırılamazlık üzerinde oldukça iyi sonuçlara yol açtığı görülmektedir.

Anlık simülasyon görüntülerinin, benzer şekilde kaldırma kuvvetinin maksimum ve minimum genlik değerine ulaştığı anlar için elde edilen sonuçlar da Ek 2.'de verilmiştir.

2.5. Uygulama 3: ALİPH Yerel Ceza Çarpanı

ALİPH yönteminde (2.10) ve (2.12) denklemlerinin ceza terimlerinde bulunan r_{AL} artırılmış Lagrange ceza çarpanı, (Fatehi vd., 2019) tarafından her zaman adımında akış alanı içindeki tüm noktalar için sabit olarak;

$$r_{AL} = C_{BV} u_{max}^2 \Delta t \quad (2.18)$$

bağıntısı ile hesaplanmıştır. Glowinski ve Le Tallec (1989) tarafından "doğrusal olmayan durumların yerelleştirilmesi" ilkesine dayandığı söylenen artırılmış Lagrange yönteminin İPH yöntemine uygulaması ele alındığında; akış alanındaki farklı parçacık hareketi büyüklükleri ve farklı bölgelerdeki farklı akış karakteristikleri için yerel olarak farklı çözümler üretebileceği düşüncesinden yola çıkılarak, sunulan tez çalışmasında r_{AL} ceza çarpanının hesaplamasının yerel olarak yapıldığı bir formülasyon önerilmiştir. Bu formülasyon sayesinde r_{AL} terimi farklı karakterdeki akış bölgelerinde farklı değerler almakta ve optimizasyon yaklaşımının tahmin adımında daha etkin bir sonuç elde edilmektedir. Ayrıca bu yeni yaklaşım, sunulan tez çalışmasının literatüre özgün katkısı niteliğindedir.

Bu amaçla öncelikle r_{AL} çarpanı için boyut analizi gerçekleştirilerek; bu katsayı ile akışkanlar mekaniğinde taşınım büyüklüklerinin yayılım büyüklüklerine oranını veren boyutsuz Peclet sayısı (Pe) arasında ilişki kurulmuştur. Kütle transferi için Peclet sayısı;

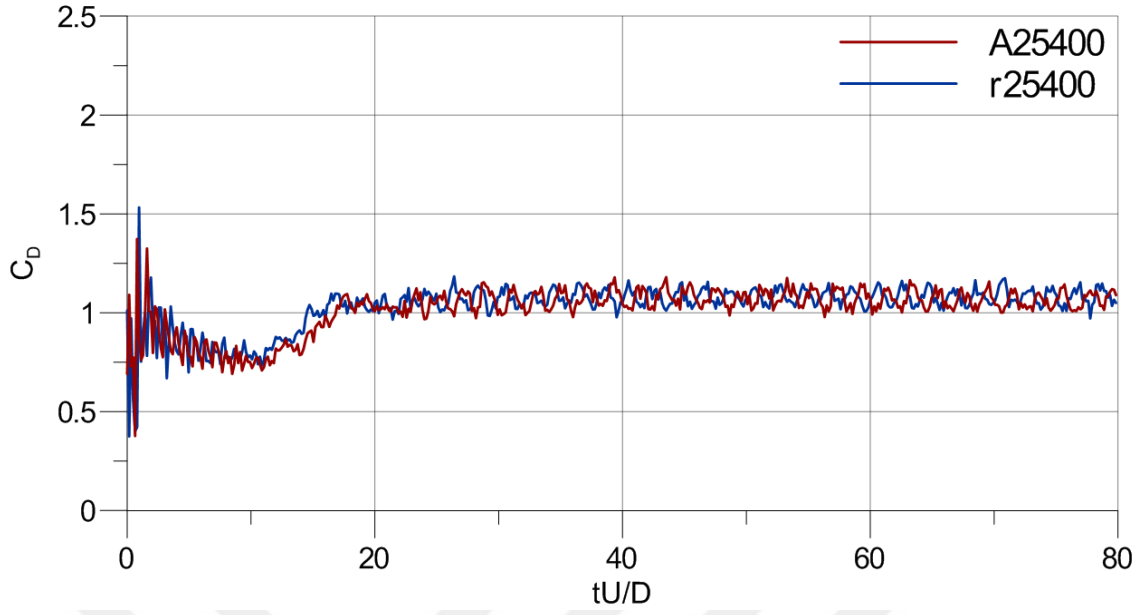
$$Pe = \frac{Lu}{D_m} \quad (2.19)$$

şeklinde verilmektedir. Burada L uzunluk ölçeği, u yerel akış hızı ve D_m kütle yayılım katsayısıdır. Denklem (2.19)'da pay kısmında bulunan Lu ifadesinin boyutu $[L^2T^{-1}]$, r_{AL} teriminin boyutuna karşılık gelmektedir. Denklem (2.18) ile " u^2t " yapısında hesaplanan ceza teriminin, Peclet sayısının payında bulunan ve zorlanmış taşınım terimlerinin büyüklüğünü gösteren " Lu " yapısında da hesaplanabileceği düşünülmüştür. L uzunluk ölçeği için h interpolasyon uzunluğu ve u için ise parçacıkların destek bölgelerinde bulunan maksimum yerel hız büyüklüklerinin kullanılması (hesaba katılması) ile ceza çarpanının;

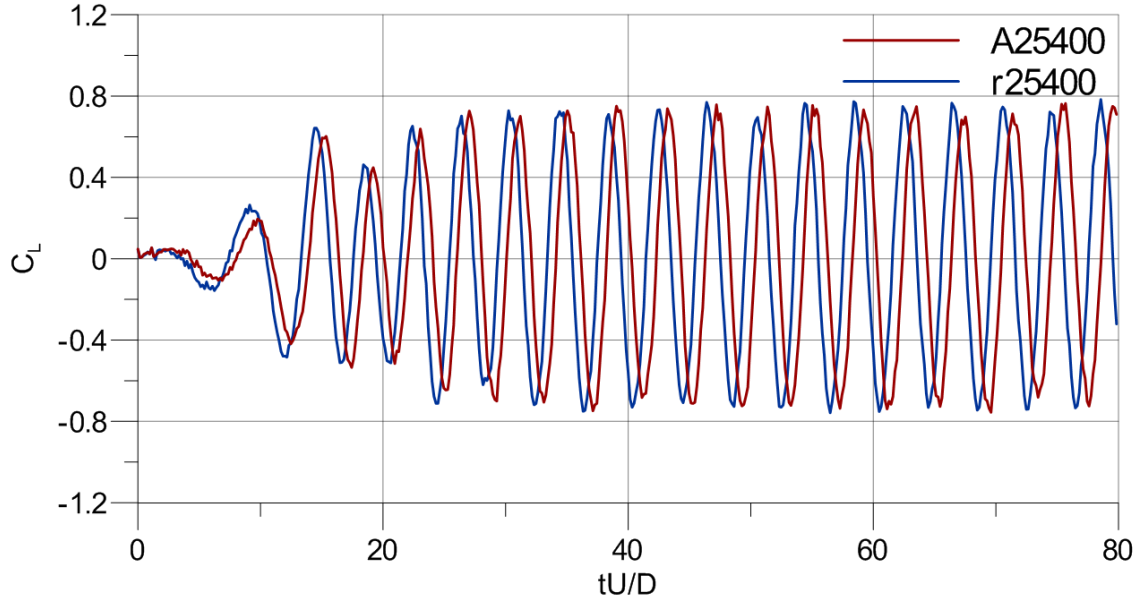
$$r_{AL} = h \cdot u_{max} \quad (2.20)$$

şeklinde yerel olarak hesaplanması önerilmiştir. Denklem (2.18)'de verilen Δt için CFL stabilite koşuluna göre " $\Delta t \leq C_{CFL} h_{ij(\min)}/(c_i + u_{max})$ " bağıntısı göz önüne alındığında, Fatehi vd. (2019) tarafından 0 ile 100 arası sabit bir değer atanan C_{BV} katsayısının aslında zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH yaklaşımındaki c_i azaltılmış ses hızı parametresinin etkisine karşılık geldiği görülmektedir. Önerilen (2.20) yeni yaklaşım, aslında zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH yaklaşımında var olan bir varsayımı (düşük ses hızı) gidermek için kullanılan C_{BV} katsayısını ortadan kaldırarak, tamamen fiziksel bir ceza çarpanı yaklaşımını artırılmış Lagrange yöntemine kazandırmayı amaçlamıştır.

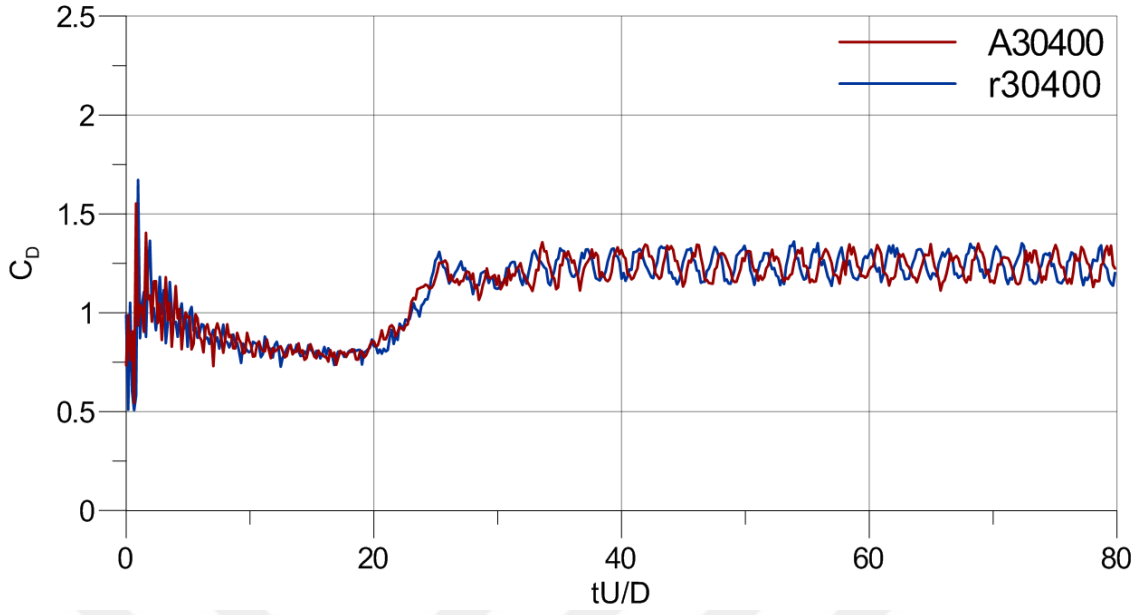
Uygulama 2'de gerçekleştirilen simülasyonlarda (2.18) ile hesaplanan ceza çarpanını, önerilen (2.20) bağıntısı ile hesaplayarak gerçekleştirilen simülasyonlar için "r" baş harfi ile adlandırılarak, $Re = 400$ için gerçekleştirilen simülasyonların sürüklenme ve kaldırma kuvveti katsayılarının zaman serisi sonuçlarının ALİPH simülasyonları ile karşılaştırılması Şekil 2.38 - 2.43'te verilmiştir.



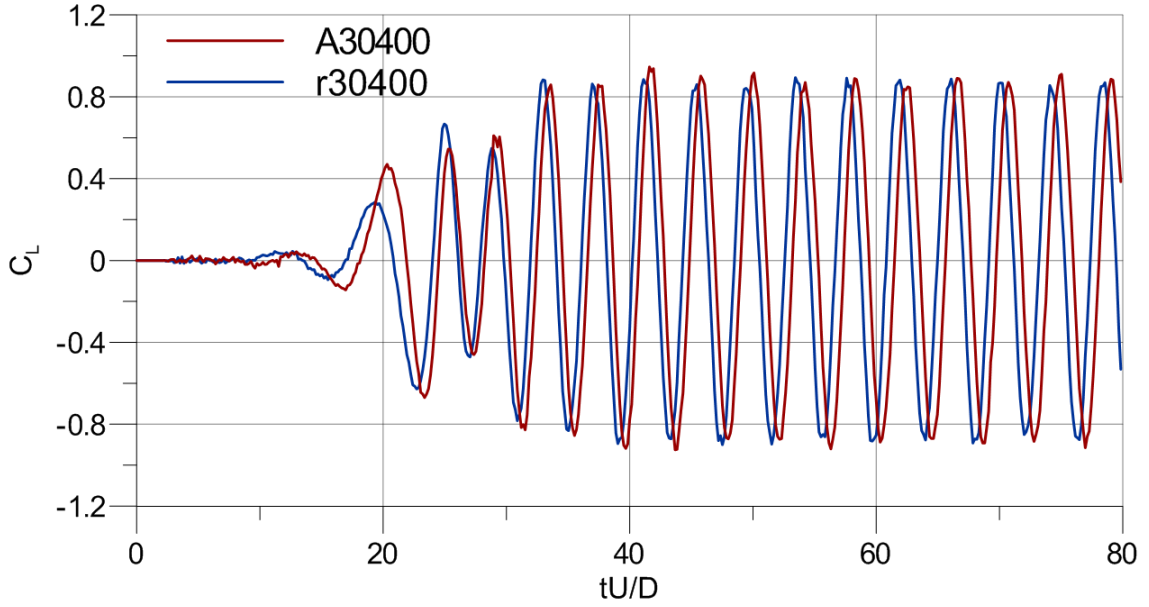
Şekil 2.38. $Re=400$, $D/\Delta x = 25$ için yerel ceza çarpanı yaklaşımı ile ALIPH simülasyonu C_D -zaman değişimi karşılaştırması



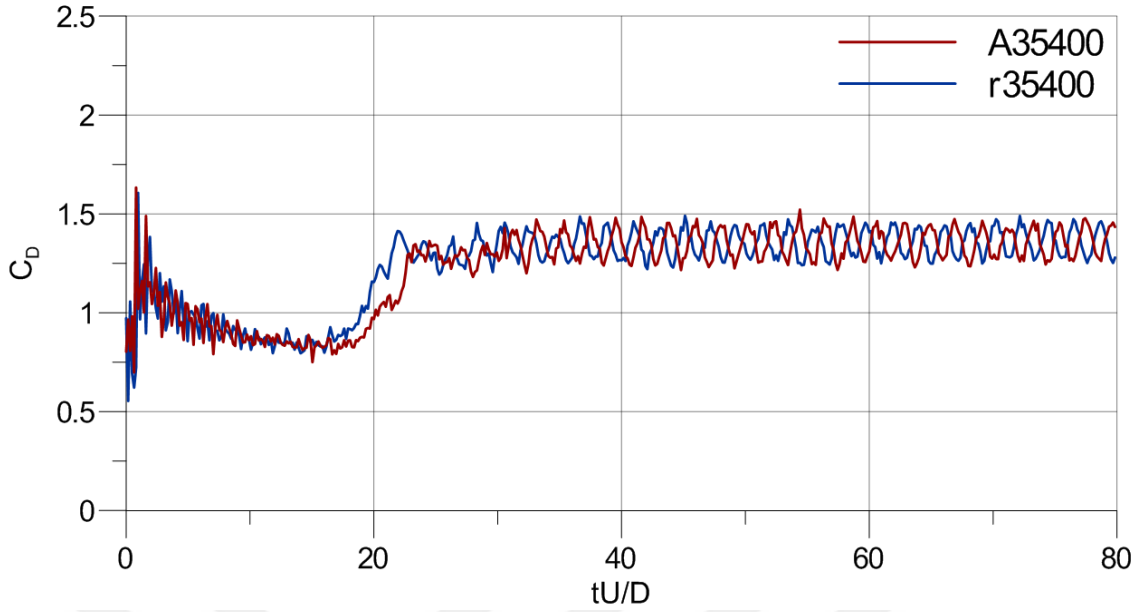
Şekil 2.39. $Re=400$, $D/\Delta x = 25$ için yerel ceza çarpanı yaklaşımı ile ALIPH simülasyonu C_L -zaman değişimi karşılaştırması



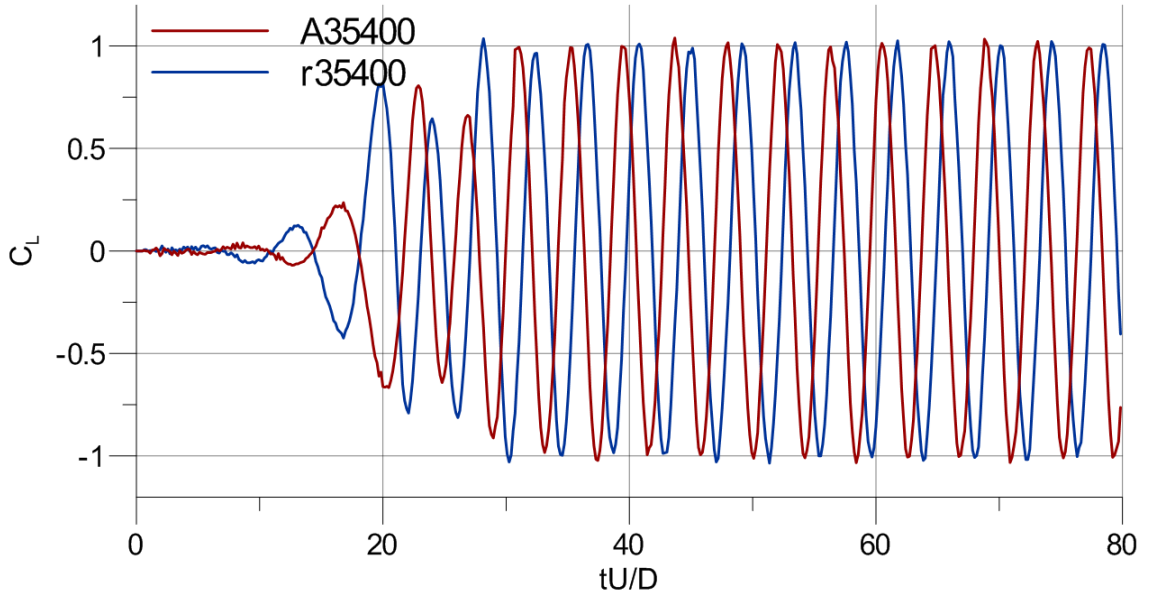
Şekil 2.40. $Re=400$, $D/\Delta x = 30$ için yerel ceza çarpanı yaklaşımı ile ALIPH simülasyonu C_D -zaman değişimi karşılaştırması



Şekil 2.41. $Re=400$, $D/\Delta x = 30$ için yerel ceza çarpanı yaklaşımı ile ALIPH simülasyonu C_L -zaman değişimi karşılaştırması



Şekil 2.42. $Re=400$, $D/\Delta x = 35$ için yerel ceza çarpanı yaklaşımı ile ALİPH simülasyonu C_D -zaman değişimi karşılaştırması



Şekil 2.43. $Re=400$, $D/\Delta x = 35$ için yerel ceza çarpanı yaklaşımı ile ALİPH simülasyonu C_L -zaman değişimi karşılaştırması

Yerel ceza çarpanı uygulamasının, orijinal ALİPH yöntemi ile benzer parçacık çözünürlüklerinde, birbirine benzer sonuçlar elde edebildiği görülmüştür (Şekil 2.38 - 2.43). Bu sonuçlarda; daha düşük parçacık çözünürlüğü ile daha etkin sonuçlar ya da artan Reynolds sayıları ile oluşan bir ayrışma gözlenmemiştir. İncelenen problem için olumlu bir

etkisi gözlemlenmemesine rağmen, farklı akış bölgelerinde farklı akış karakteristiklerinin gözlemlendiği, hız farklarının büyük olduğu, ya da serbest yüzey, saçılmalarının bulunduğu durumların simülasyonları için yerel ceza çarpanı kullanılmasının gerekli olduğu öngörülmektedir.



3. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Sunulan teorik sayısal çalışmada öncelikle zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH yöntemi için zaman integrasyonu şemalarının ve parçacık çözünürlüğünün sonuçlara etkisi incelenmiştir. Serbest yüzey içeren bir şiddetli akış problemi olan 2 boyutlu baraj yıkılması problemi için; farklı viskozitelerde ($v = 5 \times 10^{-3} m^2/s$, $1 \times 10^{-3} m^2/s$, $5 \times 10^{-4} m^2/s$, $1 \times 10^{-4} m^2/s$); Euler, orta nokta ve 4. dereceden Runge-Kutta zaman integrasyonu şemaları kullanılarak akışı 7200, 11250 ve 16200 parçacıkla temsil ederek simülasyonlar gerçekleştirilmiştir. Zaman integrasyonu şemalarından 4. dereceden Runge-Kutta yönteminin özellikle akışkan kütesinin karşı duvara çarpması sonrası gerçekleşen, fiziksel karşılığı olmayan parçacık saçılmalarının belirmesini engellediği gözlemlenmiştir. Böylece hem kodlama kolaylığı hem de sonuçların yeterliliği göz önüne alınarak diğer çalışmalarda "orta nokta yönteminin" kullanılması gerektiği belirlenmiştir. Ayrıca düzeltilmiş İPH yaklaşımı ile birlikte yapay parçacık ötelemesi ve serbest yüzey hız düzeltmesi algoritmalarının bir arada kullanıldığı durumlarda, yapay viskozite teriminde bulunan ayırıklaştırma temelli kısıtlar azaltılarak, artan viskozite ile yetersiz kalan temel İPH yaklaşımının iyileştirildiği gösterilmiştir. Böylece yapay viskozite teriminin tam olarak gerçek viskozite değerlerini temsil ederek, "yapay" olarak adlandırılmasının yol açtığı karışıklığın giderilmesi sağlanmıştır.

İnterpolasyonlu Parçacık Hidrodinamiği literatürüne henüz kazandırılmış, yeni bir sıkıştırılmaz akış yaklaşımı olan Artırılmış Lagrange İnterpolasyonlu Parçacık Hidrodinamiği (ALİPH) yönteminin algoritmasında hesaplama verimliliği açısından düzeltme yapılarak; yöntemin başarısı, sıkıştırılmazlık yaklaşımını zorlayacak bir akış problemi olan 2 boyutta dairesel silindir etrafındaki akış probleminin simülasyonları gerçekleştirilerek değerlendirilmiştir. Zdravkovich (1997) tarafından iz bölgesindeki kararsızlıkların başlangıcı olarak belirtilen $Re = 50$ değeriyle başlayarak $Re = 500$ değerine kadar; önceki uygulamada önerilen düzeltme algoritmaları ile birlikte, zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH ve ALİPH yöntemleri ile ($D/\Delta x = 15, 20, 25, 30, 35, 40, 50$) artan parçacık çözünürlükleri kullanılarak gerçekleştirilen simülasyon sonuçları için irdelemeler yapılmıştır. Sunulan çalışmada gerçekleştirilen simülasyon sonuçları ile literatürde var olan deney sonuçları (Wieselsberger, 1921), sonlu hacimler (Zhang vd., 1995) ve zayıf olarak sıkıştırılabilir δ -İPH (Marrone vd., 2013) sayısal sonuçları

karşılaştırılarak aşağıdaki sonuçlara ulaşılmıştır:

- Reynolds sayısı arttıkça doğru sonuçlar elde edebilmek için; zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH yöntemi, ALİPH yöntemi ile karşılaştırıldığında daha çok parçacığa ihtiyaç duymaktadır.
- ALİPH yöntemi ile $Re = 200$ için $D/\Delta x = 35$ parçacık çözünürlüğünde gerçekleştirilen simülasyonların sonuçları, literatürde aynı durumun çözümü için $D/\Delta x = 80$ çözünürlüğü kullanarak elde edilmiş δ -İPH sonuçları (Marrone vd., 2013) ile örtüşmektedir. Bu da yöntemin uzay ayrıklaştırması açısından sağladığı avantajı göstermektedir.
- ALİPH yöntemi, sıkıştırılamaz akış için süreklilik denklemini sağlama açısından zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH yöntemine göre yaklaşık olarak 10 kattan fazla üstünlük sağlamaktadır.

Daha sonra, mevcut çalışmanın literatüre getirdiği asıl yenilik olan, ALİPH yerel r_{AL} ceza çarpanı terimi hesaplama yönteminin uygulaması olarak, $Re = 400$ için artan parçacık çözünürlüklerinde orijinal ALİPH simülasyonlarıyla karşılaştırmalar yapmak üzere simülasyonlar gerçekleştirilmiştir. Sürüklenme direnci ve kaldırma kuvveti katsayılarının zaman serileri için yapılan karşılaştırmalar ile yeni yaklaşımın, orijinal ALİPH yöntemi ile benzer sonuçlar verdiği görülmüştür. Söz konusu 2 boyutlu dairesel silindir etrafındaki akış probleminde, artan parçacık sayılarıyla sonuçlarda orijinal ALİPH yöntemi ile elde edilen sonuçlara (Uygulama 2) göre önemli bir ayrışma görülmemiştir. Ayrıca benzer şekilde artan Reynolds sayılarıyla da yeni yaklaşımın bir fark oluşturduğu gözlenmemiştir. İncelenen problemin çözümünde bir avantaj getirmediği görülen yöntem, artırılmış Lagrange yaklaşımını yerel maksimum hızları göz önüne olarak iyileştirmeyi sağladığından, parçacıkların komşuluklarının tam olmadığı durumlarda, serbest yüzey ve saçılma süresizliklerinde ya da yüksek hız farklarına sahip akış bölgeleri bulunan problemlerin simülasyonlarında kullanılabilir temel bir yaklaşım olarak görülebilir.

İleride yapılacak çalışmalarda, ALİPH yönteminin işleyişini mevcut problem için benzer şekilde sağladığı görülen yerel ceza çarpanı teriminin etkisi yukarıda sözü geçen farklı problemler üzerinden sınanabilir. Ayrıca sunulan yöntemde " u_{max} " maksimum hız büyüklüğünün yerel olarak belirlenmesinde olduğu gibi ceza çarpanının hesaplanmasına bu çalışmada eklenen h interpolasyon uzunluğu parametresi için de yerel normalize edilmiş bir gösterim kullanılarak daha belirgin bir yerelleştirme sağlanabilir.

Artırılmış Lagrange yönteminin Glowinski ve Le Tallec (1989) tarafından paralel programlama uygulamaları için oldukça elverişli olduğu belirtildiği göz önüne alındığında; daha yüksek Reynolds sayılarındaki akışların ve 3 boyutlu simülasyonların gerçekleştirilebilmesi için, daha yüksek parçacık çözünürlüklerine ulaşmak amacı ile ALIPH algoritması üzerinde paralelleştirme çalışmaları yapılabilir.

Ayrıca ALIPH yönteminde basınç Poisson denkleminin çözülmesi için benimsenen artırılmış Lagrange optimizasyon yönteminden başka, problemin çözümüne uygun farklı optimizasyon yöntemlerinin de araştırılması ve uygulanması mümkündür.



4. KAYNAKLAR

- Antuono, M., Colagrossi, A., Marrone, S. ve Molteni, D., 2010. Free-surface flows solved by means of SPH schemes with numerical diffusive terms, Computer Physics Communications, 181,3, 532-549.
- Atluri, S. N. ve Zhu, T., 1998. A new meshless local Petrov-Galerkin (MLPG) approach in computational mechanics, Computational Mechanics, 22,2, 117-127.
- Barba, L. A., Leonard, A. ve Allen, C. B., 2003. 16th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, Numerical Investigations on the Accuracy of Vortex Methods With and Without Remeshing.
- Barcarolo, D. A., Touze, D. L. ve Vuyst, F. D., 2012. Incompressible smoothed particle hydrodynamics: proposition and validation of a fully-explicit algorithm, Seventh International SPHERIC Workshop, 99-106.
- Belytschko, T., Krongauz, Y., Organ, D., Fleming, M. ve Krysl, P., 1996. Meshless methods: An overview and recent developments, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 139,1, 3-47.
- Belytschko, T., Lu, Y. Y. ve Gu, L., 1994. Element-Free Galerkin Methods, International Journal for Numerical Methods in Engineering, 37,2, 229-256.
- Benz, W., 1988. Applications of Smooth Particle Hydrodynamics (Sph) to Astrophysical Problems, Computer Physics Communications, 48,1, 97-105.
- Bonet, J. ve Lok, T. S. L., 1999. Variational and momentum preservation aspects of Smooth Particle Hydrodynamic formulations, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 180,1-2, 97-115.
- Chapra, S. C., 2008. Applied numerical methods with MATLAB for engineers and scientists, McGraw-Hill Higher Education, Boston.
- Chorin, A. J., 1968. Numerical Solution of Navier-Stokes Equations, Mathematics of Computation, 22,104, 745-762.
- Colagrossi, A., 2005. A Meshless Lagrangian Method for free-surface and Interface Flows with Fragmentation, PhD Thesis, University of Rome, La Sapienza, Rome.
- Colagrossi, A. ve Landrini, M., 2003. Numerical simulation of interfacial flows by smoothed particle hydrodynamics, Journal of Computational Physics, 191,2, 448-475.
- Coutanceau, M. ve Bouard, R., 1977. Experimental-Determination of Main Features of Viscous-Flow in Wake of a Circular-Cylinder in Uniform Translation .2. Unsteady-Flow, Journal of Fluid Mechanics, 79, Feb22, 257-272.

- Crespo, A. J. C., Gomez-Gesteira, M. ve Dalrymple, R. A., 2008. Modeling Dam Break Behavior over a Wet Bed by a SPH Technique, Journal of Waterway Port Coastal and Ocean Engineering-Asce, 134,6, 313-320.
- Cummins, S. J. ve Rudman, M., 1999. An SPH projection method, Journal of Computational Physics, 152,2, 584-607.
- Dalrymple, R. A. ve Rogers, B. D., 2006. Numerical modeling of water waves with the SPH method, Coastal Engineering, 53,2-3, 141-147.
- Dilts, G. A., 1999. Moving-least-squares-particle hydrodynamics - I. Consistency and stability, International Journal for Numerical Methods in Engineering, 44,8, 1115-1155.
- Fatehi, R., Rahmat, A., Tofighi, N., Yıldız, M. ve Shadloo, M. S., 2019. Density-Based Smoothed Particle Hydrodynamics Methods for Incompressible Flows, Computers & Fluids.
- Feldman, J., 2006. Dynamic refinement and boundary contact forces in Smoothed Particle Hydrodynamics with applications in fluid flow problems, PhD Thesis, University of Wales Swansea, Swansea.
- Feldman, J. ve Bonet, J., 2007. Dynamic refinement and boundary contact forces in SPH with applications in fluid flow problems, International Journal for Numerical Methods in Engineering, 72,3, 295-324.
- Gingold, R. A. ve Monaghan, J. J., 1977. Smoothed Particle Hydrodynamics - Theory and Application to Non-Spherical Stars, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 181,2, 375-389.
- Glowinski, R. ve Le Tallec, P., 1989. Augmented Lagrangian and operator-splitting methods in nonlinear mechanics, Volume 9, SIAM.
- Gomez-Gesteira, M., Cerqueiroa, D., Crespoa, C. ve Dalrymple, R. A., 2005. Green water overtopping analyzed with a SPH model, Ocean Engineering, 32,2, 223-238.
- Gomez-Gesteira, M. ve Dalrymple, R. A., 2004. Using a three-dimensional smoothed particle hydrodynamics method for wave impact on a tall structure, Journal of Waterway Port Coastal and Ocean Engineering-Asce, 130,2, 63-69.
- Gomez-Gesteira, M., Rogers, B. D., Dalrymple, R. A. ve Crespo, A. J. C., 2010. State-of-the-art of classical SPH for free-surface flows, Journal of Hydraulic Research, 48, 6-27.
- Hammersley, J. M., 1964. Monte Carlo methods / J.M. Hammersley and D.C. Handscomb, D. C. Handscomb editor, Methuen, Londra.

- Hardy, J., Pomeau, Y. ve Pazzis, O. d., 1973. Time evolution of a two-dimensional model system. I. Invariant states and time correlation functions, Journal of Mathematical Physics, 14,12, 1746-1759.
- Harlow, F. H., 1957. Hydrodynamic Problems Involving Large Fluid Distortions, Journal of the Acm, 4,2, 137-142.
- Harlow, F. H. ve Welch, J. E., 1965. Numerical Calculation of Time-Dependent Viscous Incompressible Flow of Fluid with Free Surface, Physics of Fluids, 8,12, 2182-2189.
- Hernquist, L. ve Katz, N., 1989. Treesph - a Unification of Sph with the Hierarchical Tree Method, Astrophysical Journal Supplement Series, 70,2, 419-446.
- Hestenes, M. R., 1969. Multiplier and gradient methods, Journal of Optimization Theory and Applications, 4,5, 303-320.
- Hosseini, S. M., Manzari, M. T. ve Hannani, S. K., 2007. A fully explicit three-step SPH algorithm for simulation of non-Newtonian fluid flow, International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow, 17,7-8, 715-735.
- Hultman, J. ve Pharasyn, A., 1999. Hierarchical, dissipative formation of elliptical galaxies: is thermal instability the key mechanism? Hydrodynamical simulations including supernova feedback, multi-phase gas and metal enrichment in CDM: structure and dynamics of elliptical galaxies, Astronomy & Astrophysics, 347,3, 769-798.
- Issa, R., 2005. Numerical assessment of the smoothed particle hydrodynamics gridless method for incompressible flows and its extension to turbulent flows, PhD Thesis, The University of Manchester, Manchester.
- Kolukısa, D. C., Özbulut, M. ve Peşman, E. 2016. A Systematical Investigation on the Spatial and Temporal Discretization of SPH Method, GMO-SHIPMAR 2016, İstanbul, Türkiye, 1-11.
- Kolukısa, D. C., Özbulut, M. ve Peşman, E. 2017. An Investigation on the Effects of Time Integration Schemes on Weakly Compressible SPH Method, VII International Conference on Computational Methods in Marine Engineering, Nantes, Fransa, 825-835.
- Kozlov, I. M., Dobrego, K. V. ve Gnesdilov, N. N., 2011. Application of RES methods for computation of hydrodynamic flows by an example of a 2D flow past a circular cylinder for $Re=5-200$, International Journal of Heat and Mass Transfer, 54,4, 887-893.
- Lastiwka, M., Quinlan, N. ve Basa, M., 2005. Adaptive particle distribution for smoothed particle hydrodynamics, International Journal for Numerical Methods in Fluids, 47,10-11, 1403-1409.

- Lee, W. H. ve Kluzniak, W., 1998. Black hole neutron star coalescence as a source of gamma-ray bursts, Gamma-Ray Bursts, 1-2,428, 798-802.
- Libersky, L. D., Petschek, A. G., Carney, T. C., Hipp, J. R. ve Allahdadi, F. A., 1993. High-Strain Lagrangian Hydrodynamics - a 3-Dimensional Sph Code for Dynamic Material Response, Journal of Computational Physics, 109,1, 67-75.
- Liu, G. R., 2003. Mesh-free methods.. moving beyond the finite element methods, CRC PRESS, Boca Raton.
- Liu, G. R. ve Gu, Y. T., 1999. A Point Interpolation Method, Asia-Pacific Conference on Computational Mechanics, Singapur, 1009-1014.
- Liu, G. R. ve Liu, M. B., 2003. Smoothed Particle Hydrodynamics: A Meshfree Lagrangian Method, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., Singapur.
- Liu, M. B. ve Liu, G. R., 2010. Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH): an Overview and Recent Developments, Archives of Computational Methods in Engineering, 17,1, 25-76.
- Liu, W. K., Jun, S. ve Zhang, Y. F., 1995. Reproducing Kernel Particle Methods, International Journal for Numerical Methods in Fluids, 20,8-9, 1081-1106.
- Lopez, Y. R. ve Roose, D., 2011. Dynamic Refinement for Fluid Flow Simulations with Sph, Particle-Based Methods II: Fundamentals and Applications, 942-953.
- Lucy, L. B., 1977. Numerical Approach to Testing of Fission Hypothesis, Astronomical Journal, 82,12, 1013-1024.
- Marrone, S., Antuono, M., Colagrossi, A., Colicchio, G., Le Touze, D. ve Graziani, G., 2011. delta-SPH model for simulating violent impact flows, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 200,13-16, 1526-1542.
- Marrone, S., Colagrossi, A., Antuono, M., Colicchio, G. ve Graziani, G., 2013. An accurate SPH modeling of viscous flows around bodies at low and moderate Reynolds numbers, Journal of Computational Physics, 245, 456-475.
- Monaghan, J. J., 1982. Why Particle Methods Work, Siam Journal on Scientific and Statistical Computing, 3,4, 422-433.
- Monaghan, J. J., 1990. Modeling the Universe, Proceedings Astronomical Society of Australia, 8,3, 233-237.
- Monaghan, J. J., 1992. Smoothed Particle Hydrodynamics, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 30, 543-574.
- Monaghan, J. J., 1994. Simulating Free-Surface Flows with Sph, Journal of Computational Physics, 110,2, 399-406.

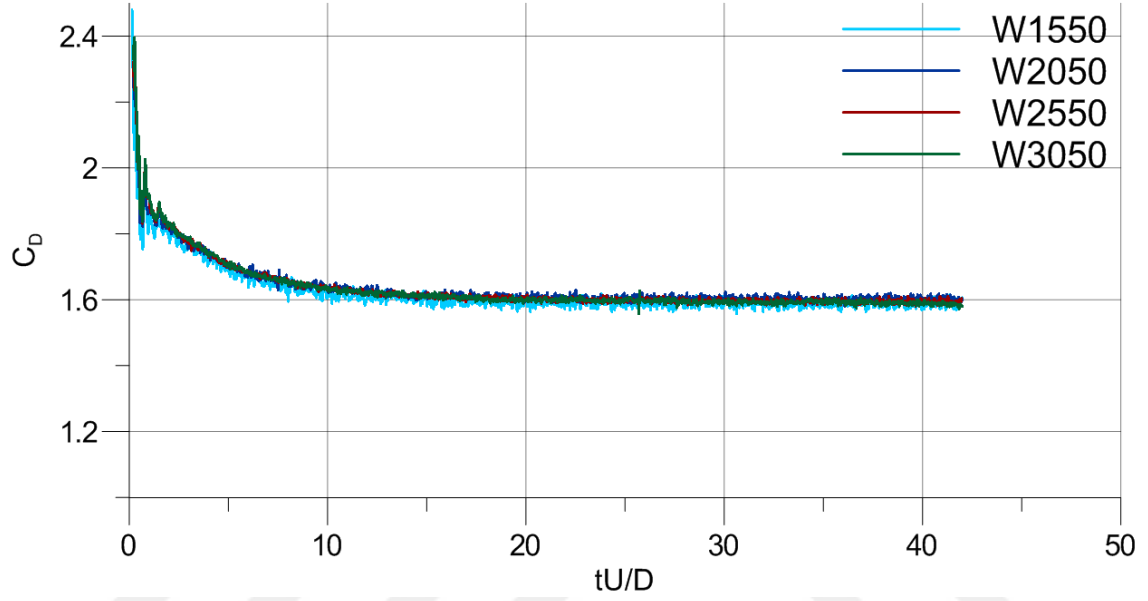
- Monaghan, J. J., 1996. Gravity currents and solitary waves, Physica D, 98,2-4, 523-533.
- Monaghan, J. J., 2005. Smoothed particle hydrodynamics, Reports on Progress in Physics, 68,8, 1703-1759.
- Monaghan, J. J., 2011. A turbulence model for Smoothed Particle Hydrodynamics, European Journal of Mechanics B-Fluids, 30,4, 360-370.
- Monaghan, J. J., Cas, R. A. F., Kos, A. M. ve Hallworth, M., 1999. Gravity currents descending a ramp in a stratified tank, Journal of Fluid Mechanics, 379, 39-70.
- Monaghan, J. J. ve Kos, A., 1999. Solitary waves on a Cretan beach, Journal of Waterway Port Coastal and Ocean Engineering-Asce, 125,3, 145-154.
- Monaghan, J. J. ve Kos, A., 2000. Scott Russell's wave generator, Physics of Fluids, 12,3, 622-630.
- Monaghan, J. J. ve Lattanzio, J. C., 1991. A Simulation of the Collapse and Fragmentation of Cooling Molecular Clouds, Astrophysical Journal, 375,1, 177-189.
- Morris, J. P., 1996. A study of the stability properties of smooth particle hydrodynamics, Publications Astronomical Society of Australia, 13,1, 97-102.
- Morris, J. P., Fox, P. J. ve Zhu, Y., 1997. Modeling low Reynolds number incompressible flows using SPH, Journal of Computational Physics, 136,1, 214-226.
- Nomeritae, Daly, E., Grimaldi, S. ve Bui, H. H., 2016. Explicit incompressible SPH algorithm for free-surface flow modelling: A comparison with weakly compressible schemes, Advances in Water Resources, 97, 156-167.
- Onate, E., Idelsohn, S., Zienkiewicz, O. C. ve Taylor, R. L., 1996. A finite point method in computational mechanics. Applications to convective transport and fluid flow, International Journal for Numerical Methods in Engineering, 39,22, 3839-3866.
- Özbulut, M., 2008. İnterpolasyonlu Parçacık Hidrodinamiğinde Bir ve İki Boyutlu Uygulamalar, Yüksek Lisans Tezi, İstanbul Teknik Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, İstanbul.
- Özbulut, M., 2013. İnterpolasyonlu Parçacık Hidrodinamiği Yöntemi ile Serbest Su Yüzeyle Şiddetli Akış Problemlerinin İncelenmesi, Doktora Tezi, İstanbul Teknik Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, İstanbul.
- Özbulut, M., Tofighi, N., Gören, Ö. ve Yıldız, M., 2018. Investigation of Wave Characteristics in Oscillatory Motion of Partially Filled Rectangular Tanks, Journal of Fluids Engineering-Transactions of the Asme, 140,4.
- Özbulut, M., Yıldız, M. ve Gören, Ö., 2014. A numerical investigation into the correction algorithms for SPH method in modeling violent free surface flows, International Journal of Mechanical Sciences, 79, 56-65.

- Pakozdi, C., 2008. A smoothed particle hydrodynamics study of two-dimensional nonlinear sloshing in rectangular tanks, PhD Thesis, Norwegian University of Science and Technology, Trondheim.
- Powell, M. J. D., 1969. Optimization, A Method for Nonlinear Constraints in Minimization Problems, R. Fletcher editor, Academic Press, New York, 283-298.
- Rafiee, A. ve Thiagarajan, K. P., 2009. An SPH projection method for simulating fluid-hypoelastic structure interaction, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 198,33-36, 2785-2795.
- Rajani, B. N., Kandasamy, A. ve Majumdar, S., 2009. Numerical simulation of laminar flow past a circular cylinder, Applied Mathematical Modelling, 33,3, 1228-1247.
- Ramezanzadeh, S., Özbulut, M. ve Yıldız, M. 2019. Simulation of Irregular Wave Motion Using a Flap-Type Wavemaker, VIII International Conference on Computational Methods in Marine Engineering, Göteborg, Sweden.
- Randles, P. W. ve Libersky, L. D., 1996. Smoothed particle hydrodynamics: Some recent improvements and applications, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 139,1-4, 375-408.
- Rockafellar, R. T., 1974. Augmented Lagrange Multiplier Functions and Duality in Nonconvex Programming, Siam Journal on Control, 12,2, 268-285.
- Shadloo, M. S., Zainali, A., Yıldız, M. ve Suleman, A., 2012. A robust weakly compressible SPH method and its comparison with an incompressible SPH, International Journal for Numerical Methods in Engineering, 89,8, 939-956.
- Shao, S. D., 2006. Incompressible SPH simulation of wave breaking and overtopping with turbulence modelling, International Journal for Numerical Methods in Fluids, 50,5, 597-621.
- Shao, S. D. ve Lo, E. Y. M., 2003. Incompressible SPH method for simulating Newtonian and non-Newtonian flows with a free surface, Advances in Water Resources, 26,7, 787-800.
- Shapiro, P. R., Martel, H. ve Villumsen, J. V., 1994. Adaptive Smoothed Particle Hydrodynamics and Galaxy Formation, Numerical Simulations in Astrophysics, 45-52.
- Slater, J. C., 1934. Electronic Energy Bands in Metals, Physical Review, 45,11, 794-801.
- Swegle, J. W., Hicks, D. L. ve Attaway, S. W., 1995. Smoothed Particle Hydrodynamics Stability Analysis, Journal of Computational Physics, 116,1, 123-134.
- Takeda, H., Miyama, S. M. ve Sekiya, M., 1994. Numerical-Simulation of Viscous-Flow by Smoothed Particle Hydrodynamics, Progress of Theoretical Physics, 92,5, 939-960.

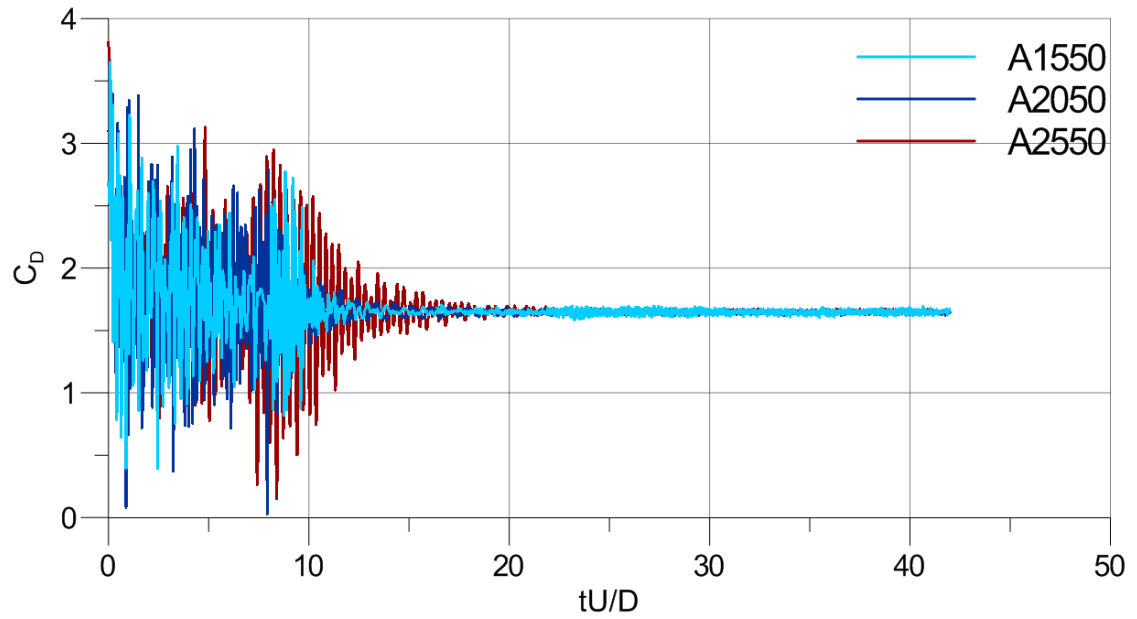
- Tulin, M. P. ve Landrini, M., 2000. Breaking waves in the ocean and around ships, 23rd Symp. on Naval Hydrod., Val de Reuil, France, 1-32.
- Violeau, D. ve Leroy, A., 2014. On the maximum time step in weakly compressible SPH, Journal of Computational Physics, 256, 388-415.
- Violeau, D. ve Leroy, A., 2015. Optimal time step for incompressible SPH, Journal of Computational Physics, 288, 119-130.
- Wieselsberger, C., 1921. New data on the laws of fluid resistance, 22.
- Zdravkovich, M. M., 1997. Flow Around Circular Cylinders: Volume I: Fundamentals, OUP Oxford.
- Zhang, H. Q., Fey, U., Noack, B. R., Konig, M. ve Eckelmann, H., 1995. On the Transition of the Cylinder Wake, Physics of Fluids, 7,4, 779-794.

5. EKLER

Ek 1. Sürüklenme Direnci ve Kaldırma Kuvveti Katsayıları İçin Zaman Serileri

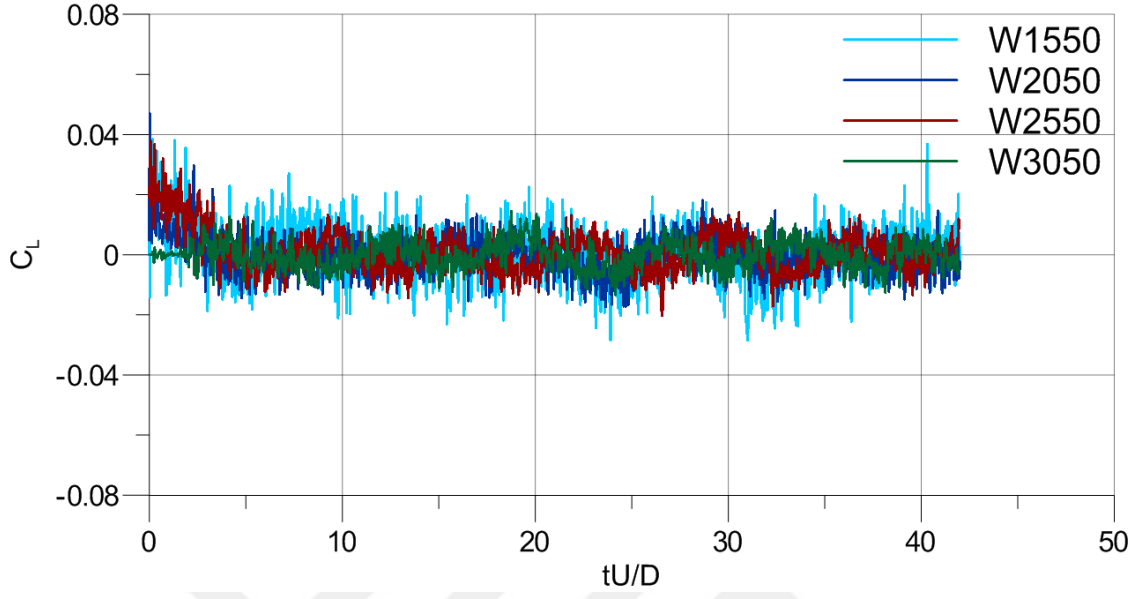
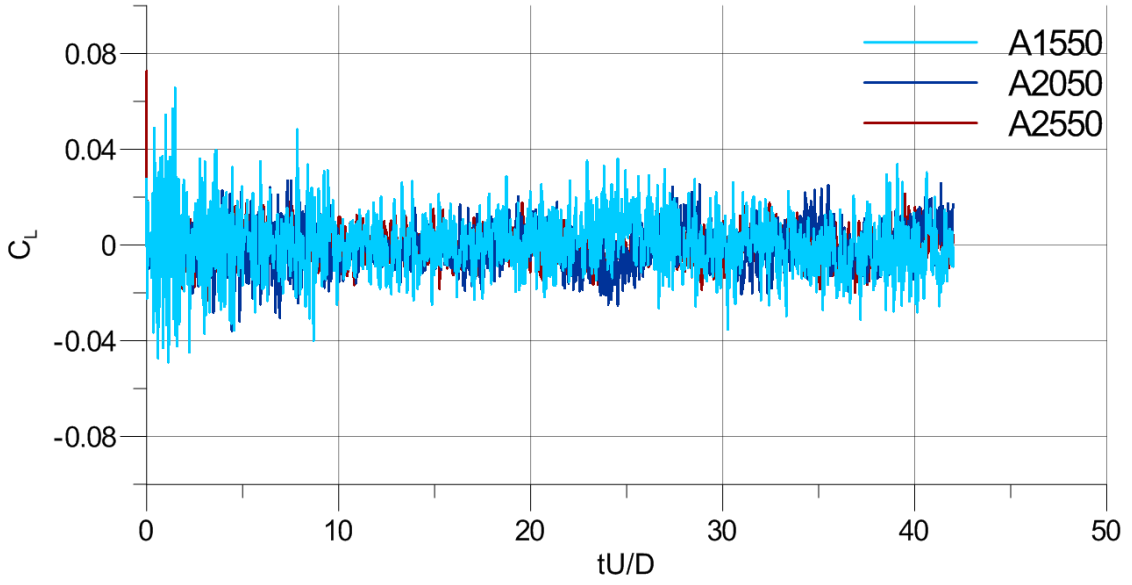


Ek Şekil 1. $Re=50$ için zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH C_D -zaman değişimleri

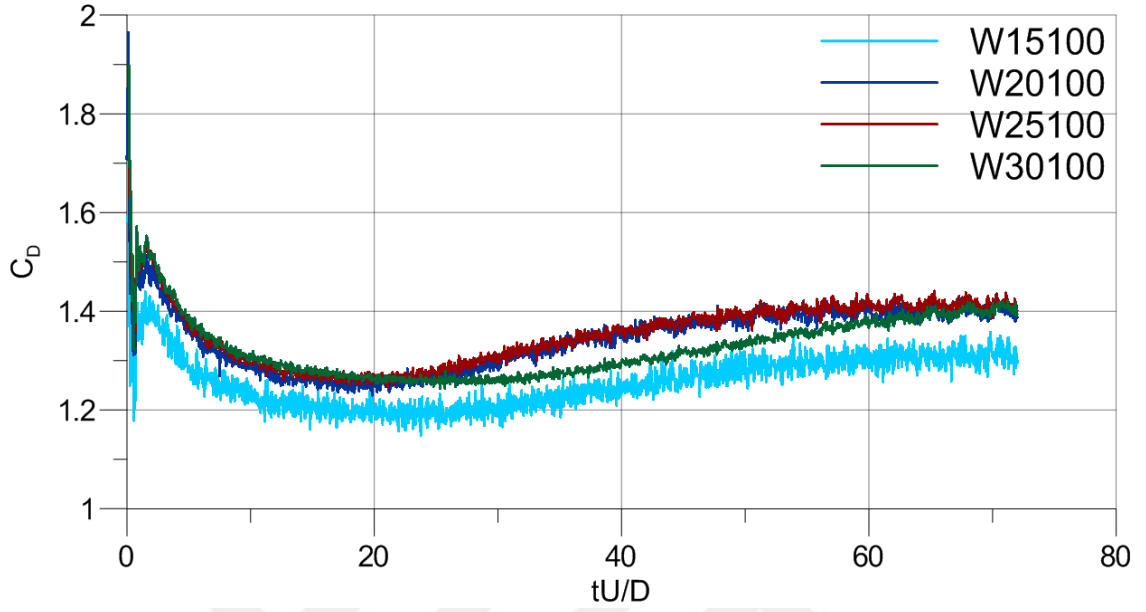
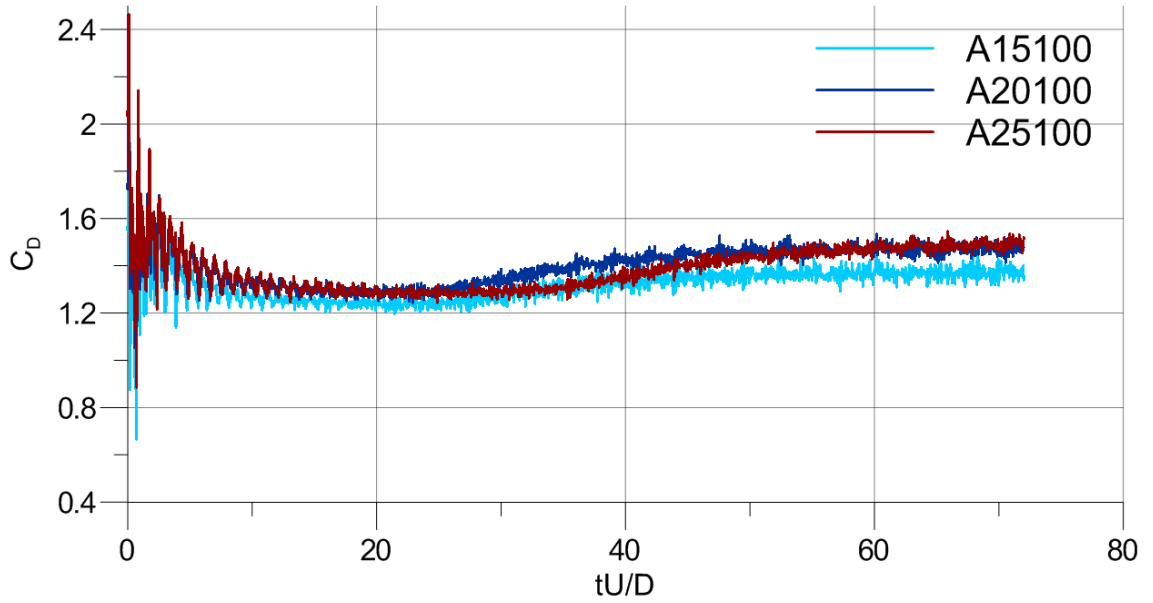


Ek Şekil 2. $Re=50$ için ALİPH C_D -zaman değişimleri

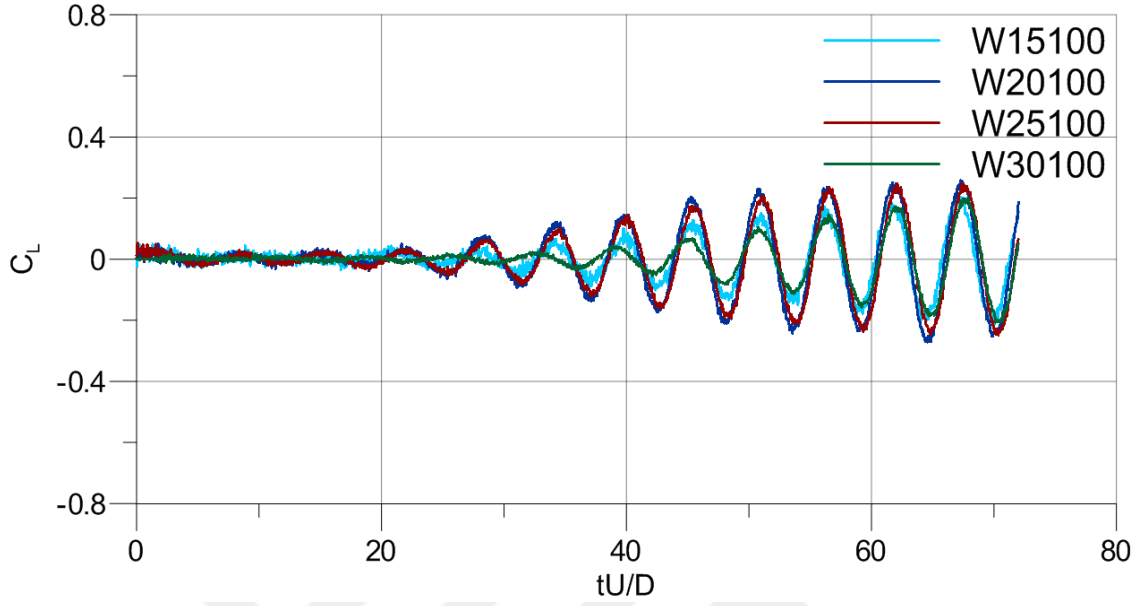
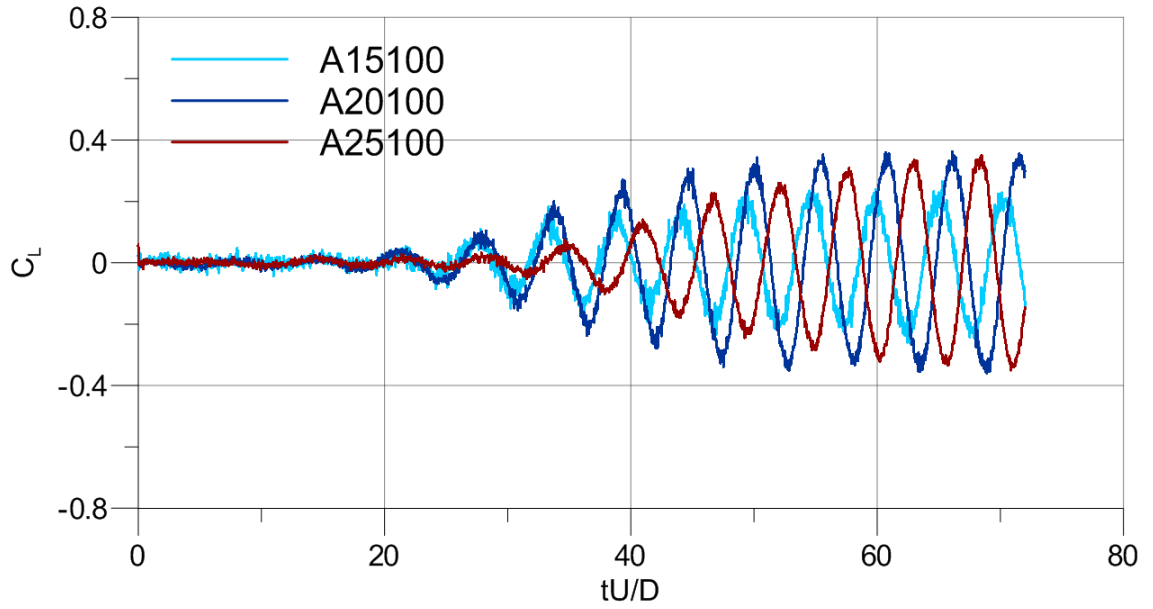
Ek 1.'in devamı

Ek Şekil 3. $Re=50$ için zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH C_L -zaman değişimleriEk Şekil 4. $Re=50$ için ALIPH C_L -zaman değişimleri

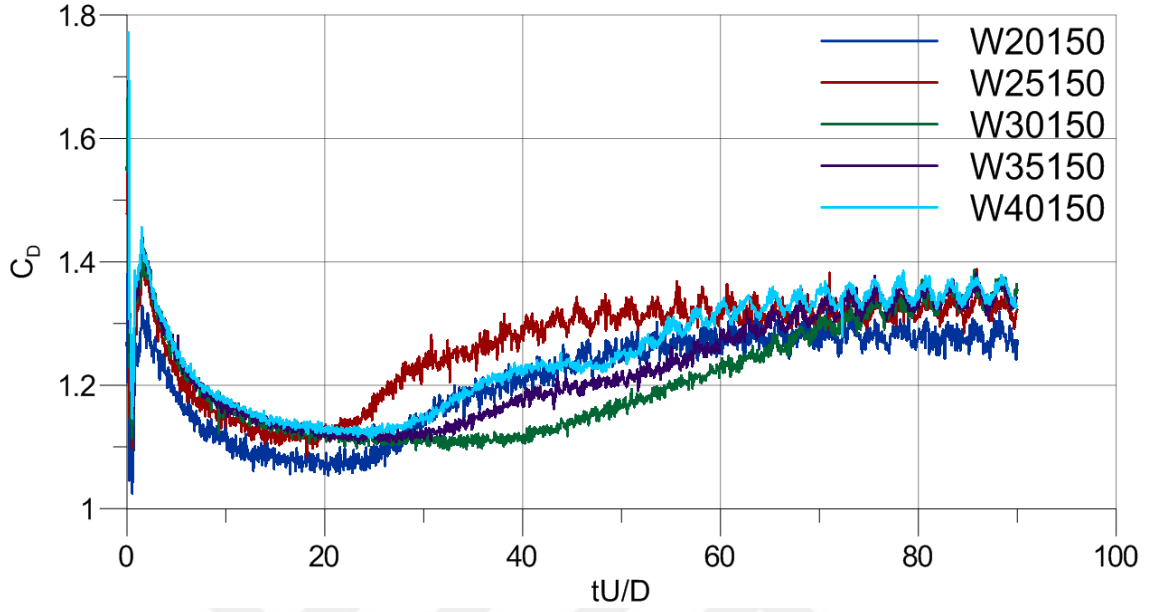
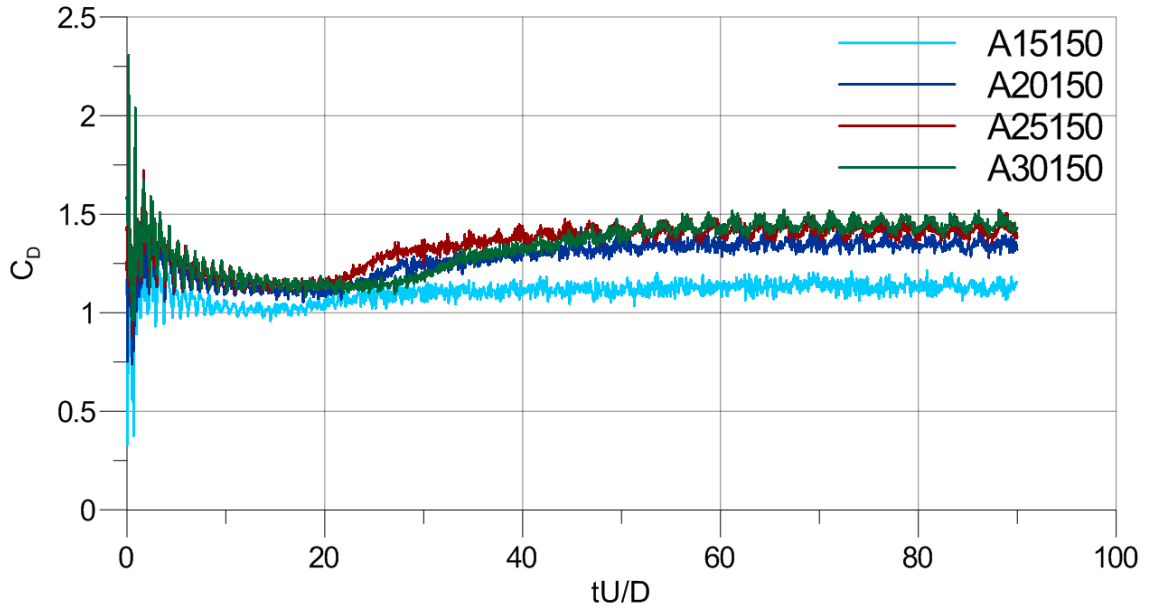
Ek 1.'in devamı

Ek Şekil 5. $Re=100$ için zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH C_D -zaman değişimleriEk Şekil 6. $Re=100$ için ALIPH C_D -zaman değişimleri

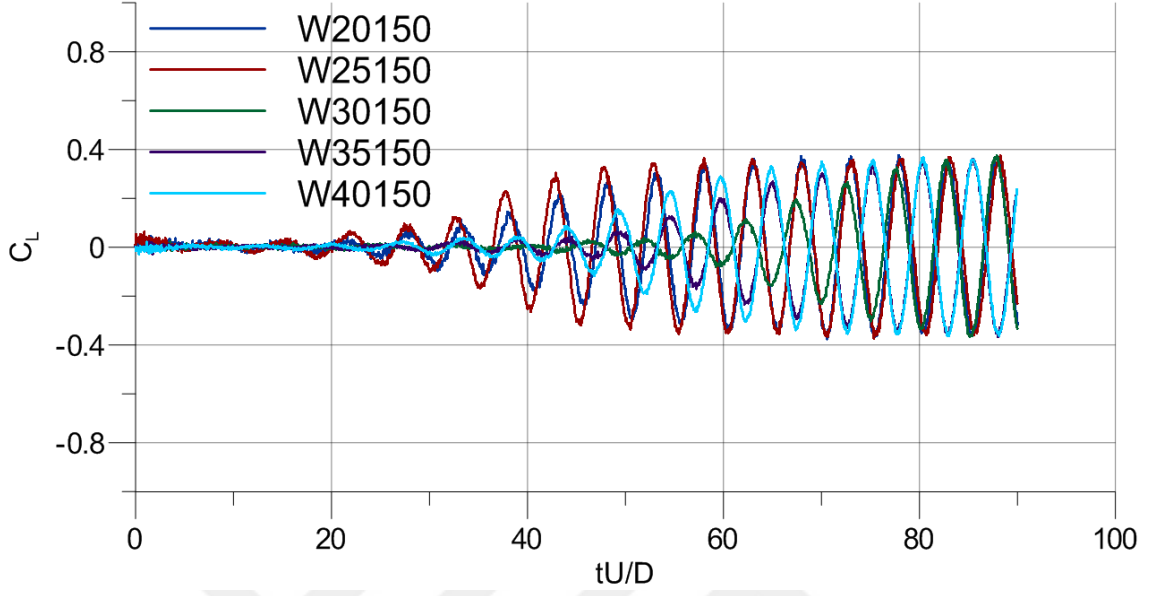
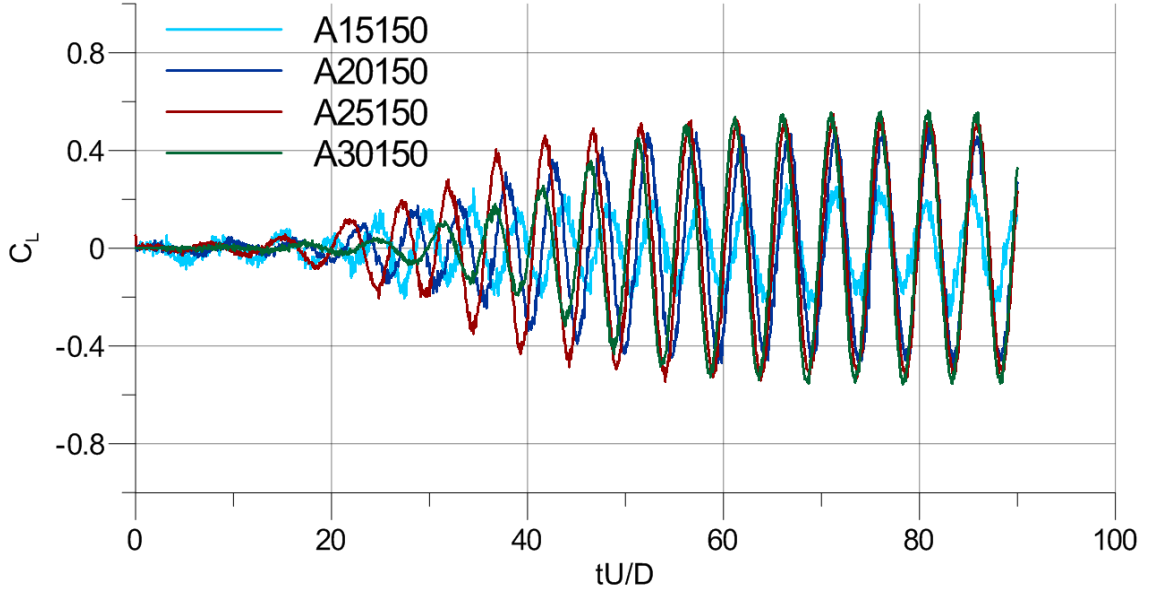
Ek 1.'in devamı

Ek Şekil 7. $Re=100$ için zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH C_L -zaman değişimleriEk Şekil 8. $Re=100$ için ALİPH C_L -zaman değişimleri

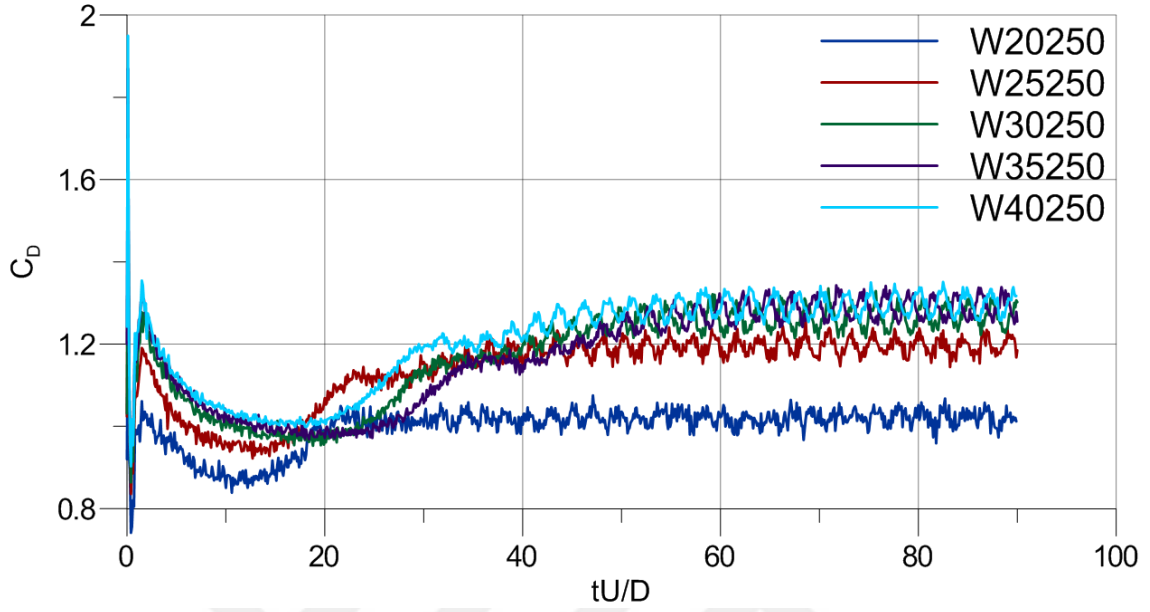
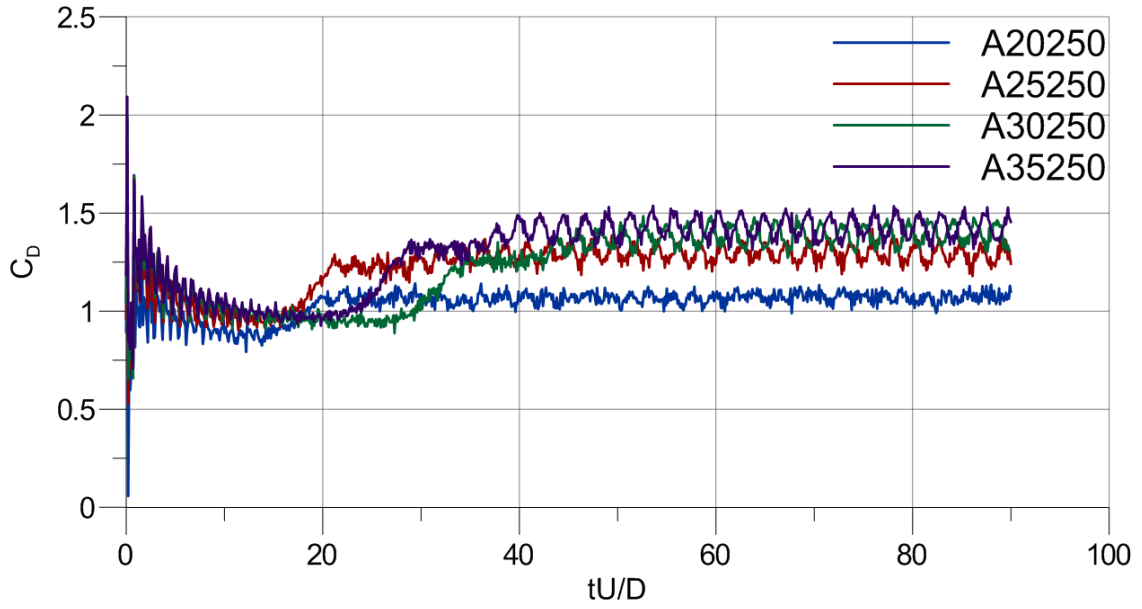
Ek 1.'in devamı

Ek Şekil 9. $Re=150$ için zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH C_D -zaman değişimleriEk Şekil 10. $Re=150$ için ALİPH C_D -zaman değişimleri

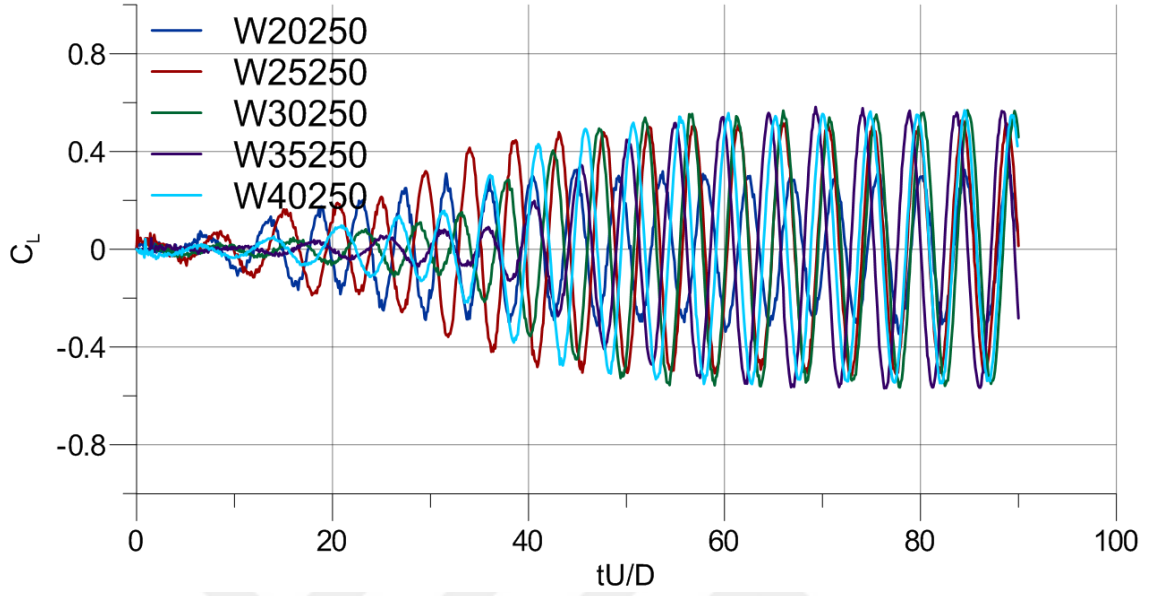
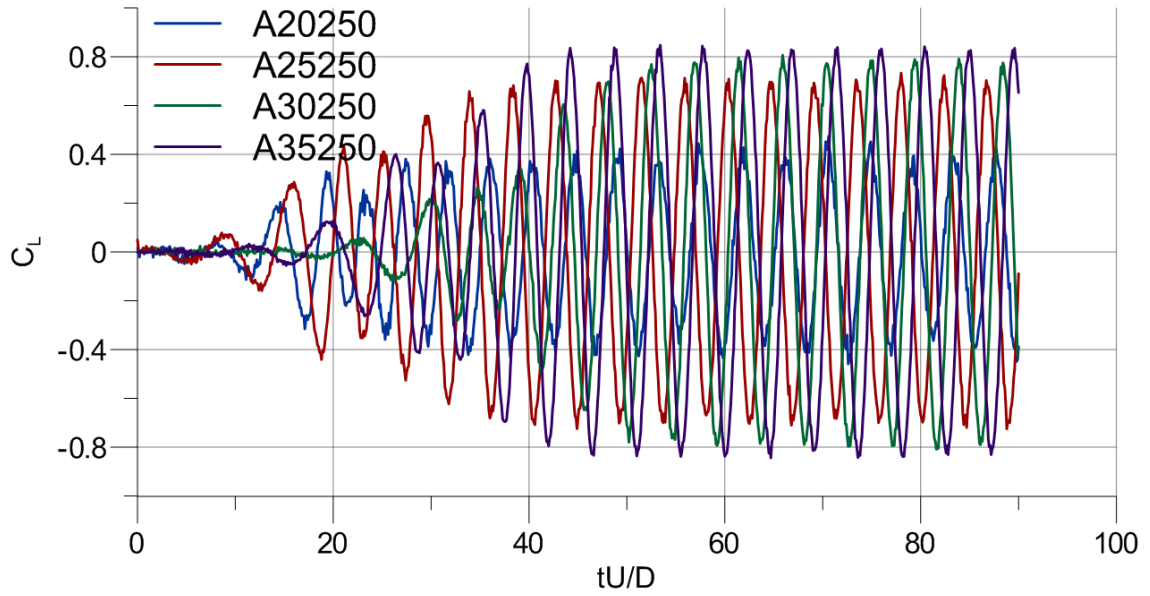
Ek 1.'in devamı

Ek Şekil 11. $Re=150$ için zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH C_L -zaman değişimleriEk Şekil 12. $Re=150$ için ALİPH C_L -zaman değişimleri

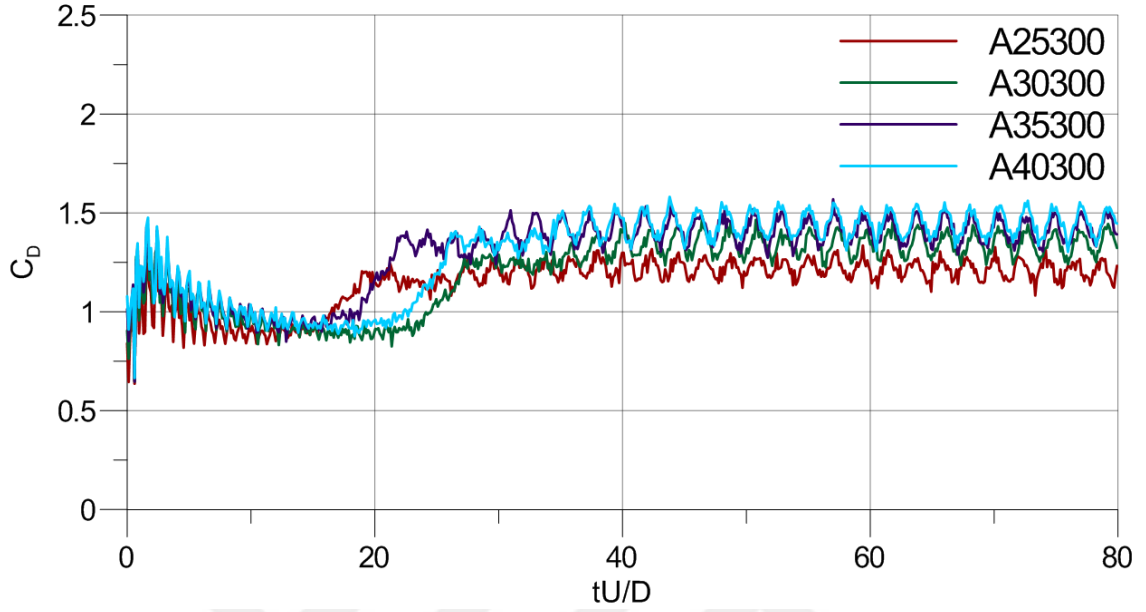
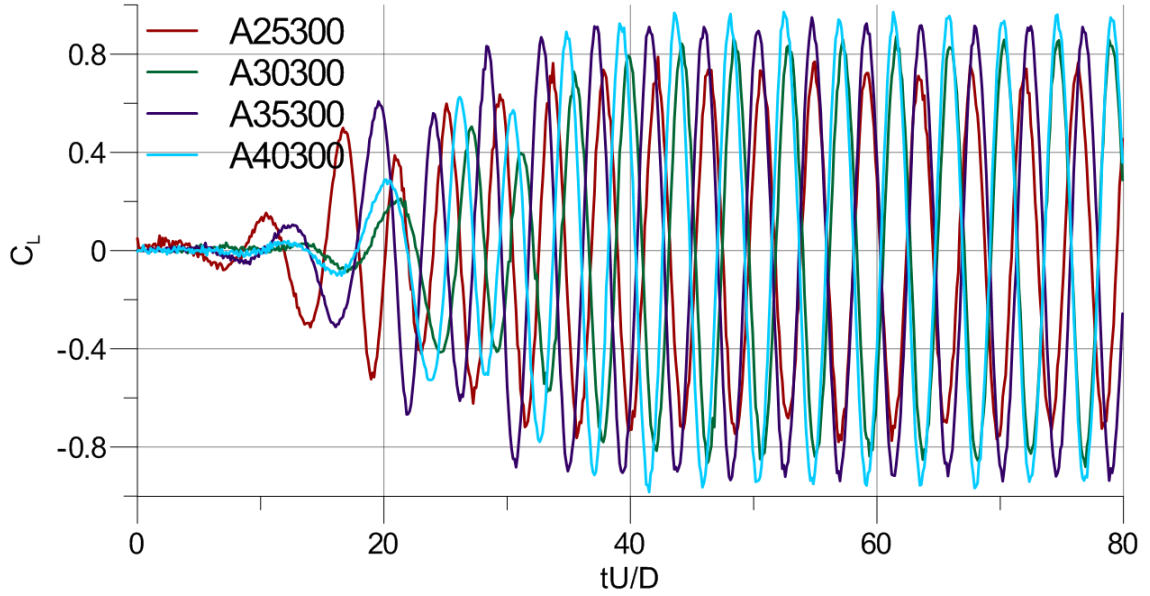
Ek 1.'in devamı

Ek Şekil 13. $Re=250$ için zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH C_D -zaman değişimleriEk Şekil 14. $Re=250$ için ALİPH C_D -zaman değişimleri

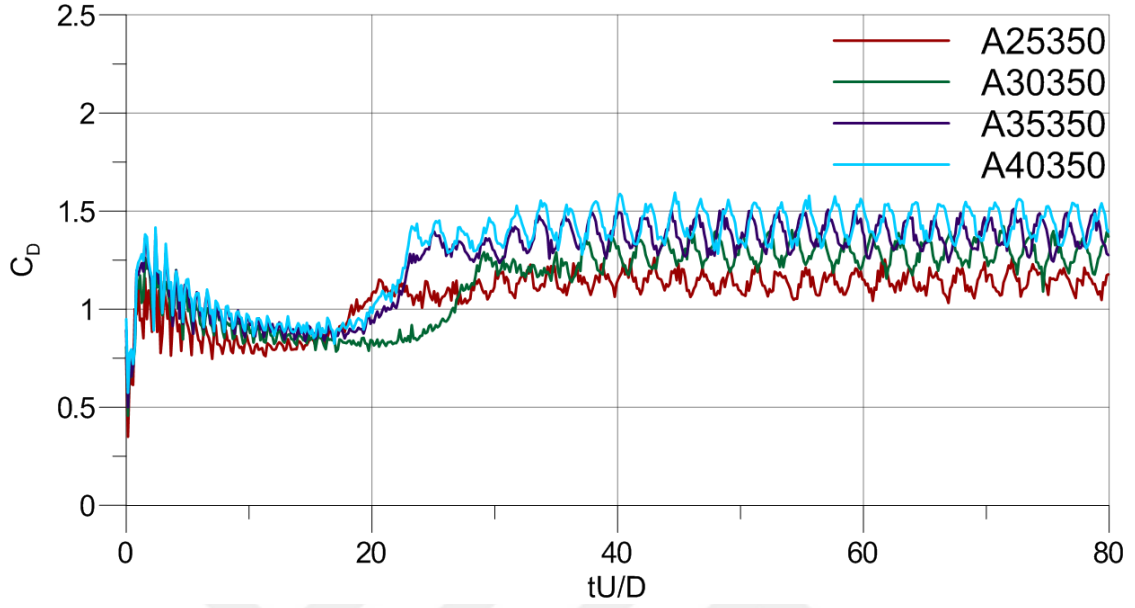
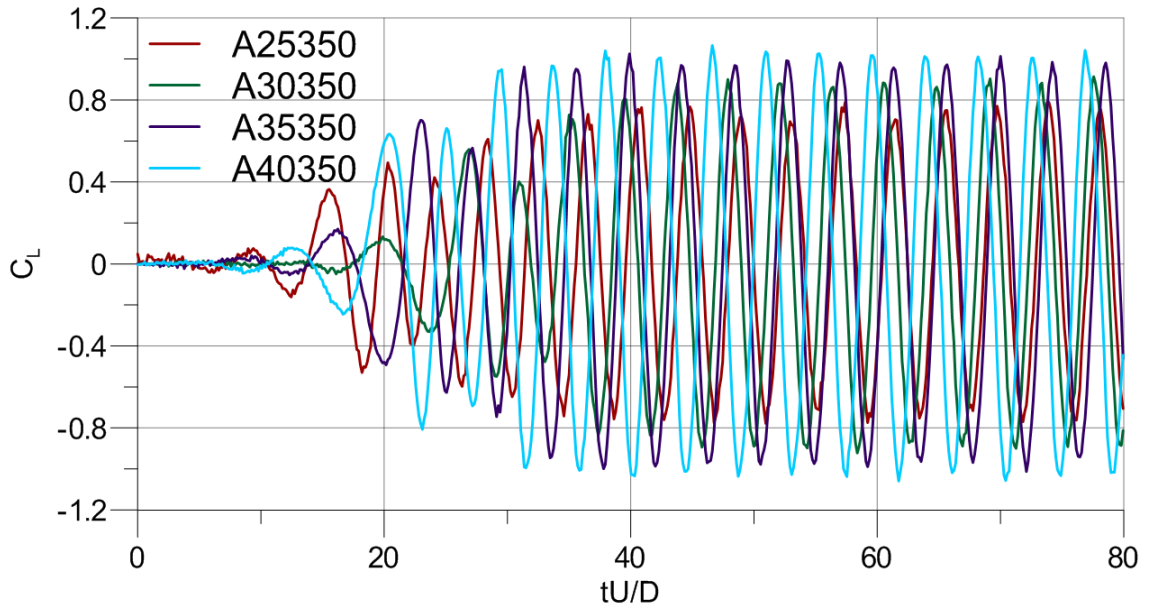
Ek 1.'in devamı

Ek Şekil 15. $Re=250$ için zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH C_L -zaman değişimleriEk Şekil 16. $Re=250$ için ALİPH C_L -zaman değişimleri

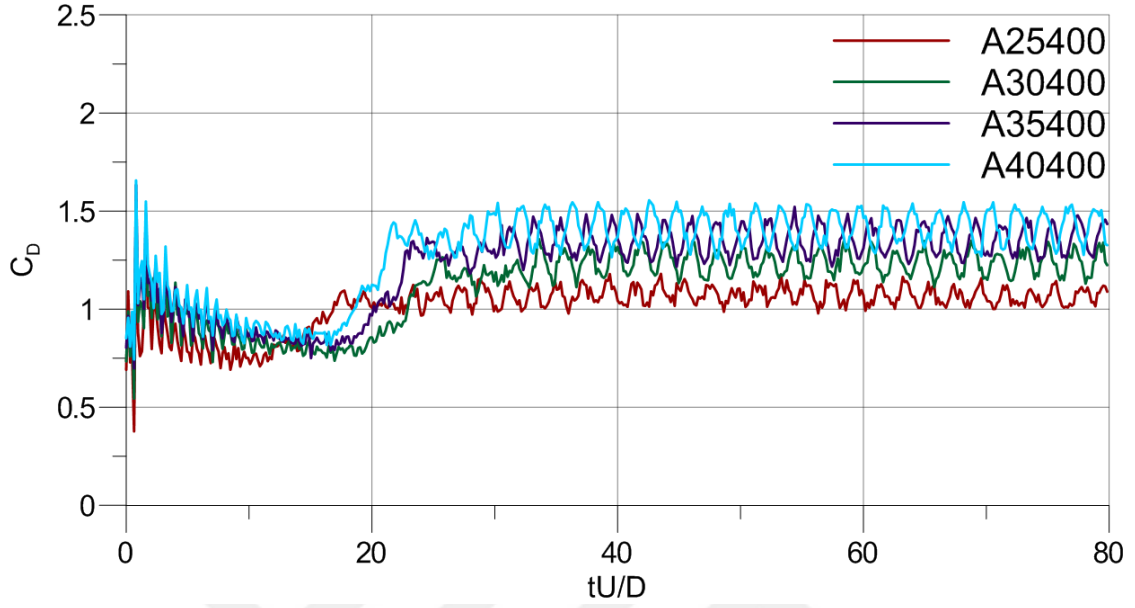
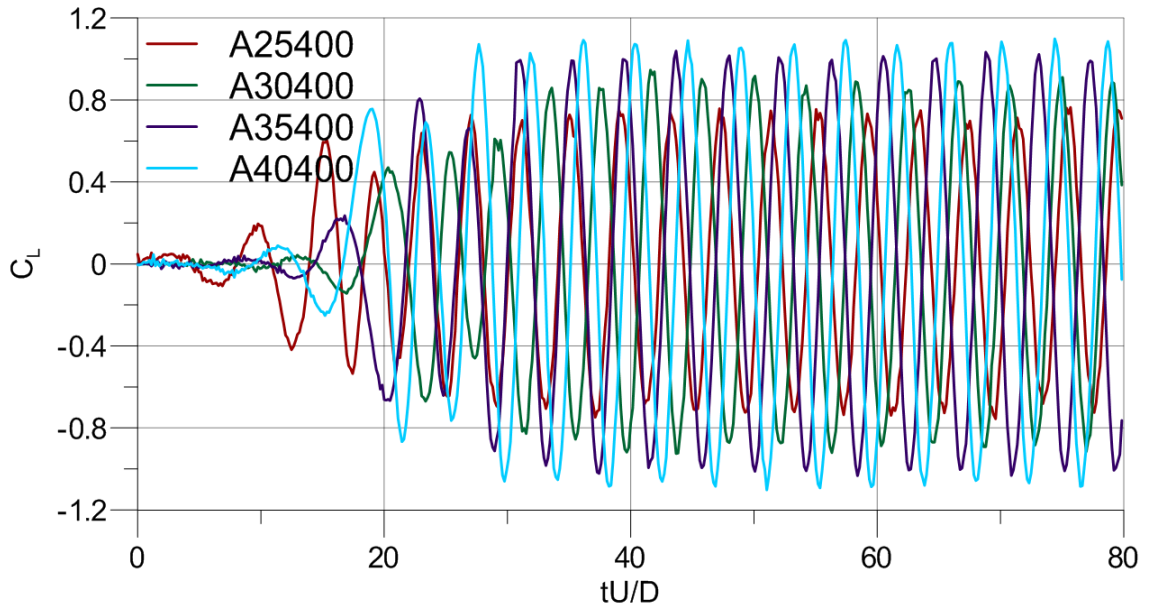
Ek 1.'in devamı

Ek Şekil 17. $Re=300$ için ALİPH C_D -zaman değişimleriEk Şekil 18. $Re=300$ için ALİPH C_L -zaman değişimleri

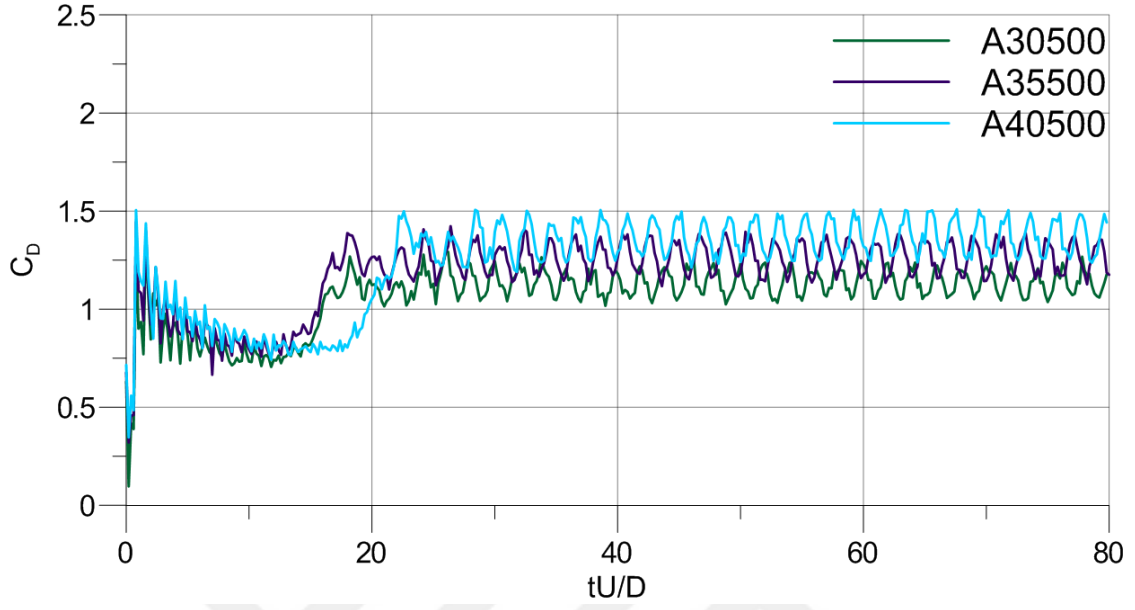
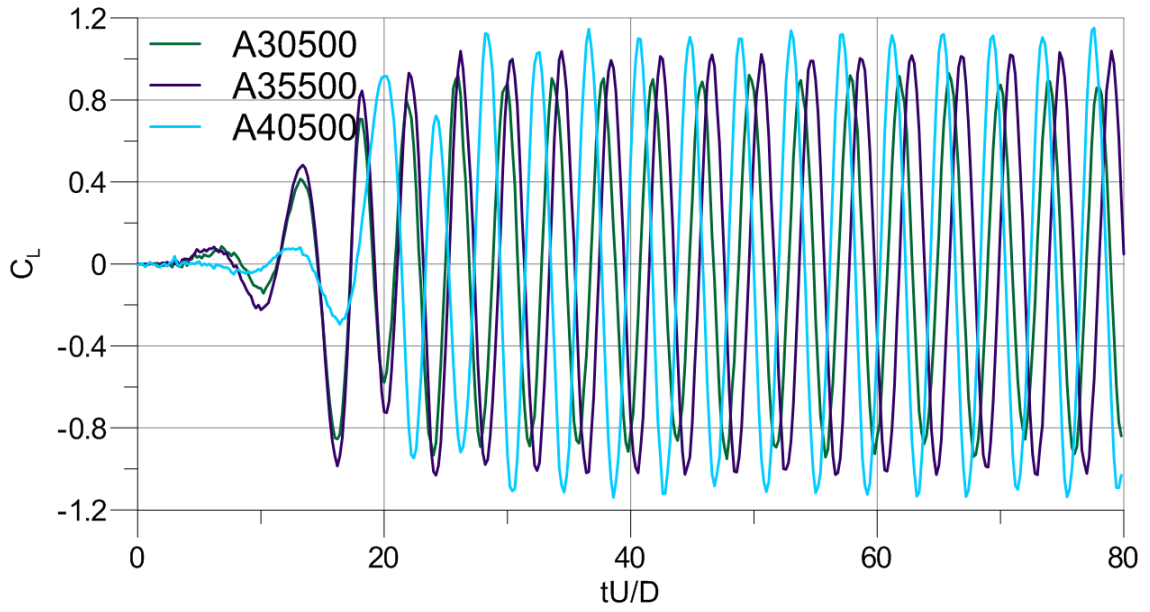
Ek 1.'in devamı

Ek Şekil 19. $Re=350$ için ALİPH C_D -zaman değişimleriEk Şekil 20. $Re=350$ için ALİPH C_L -zaman değişimleri

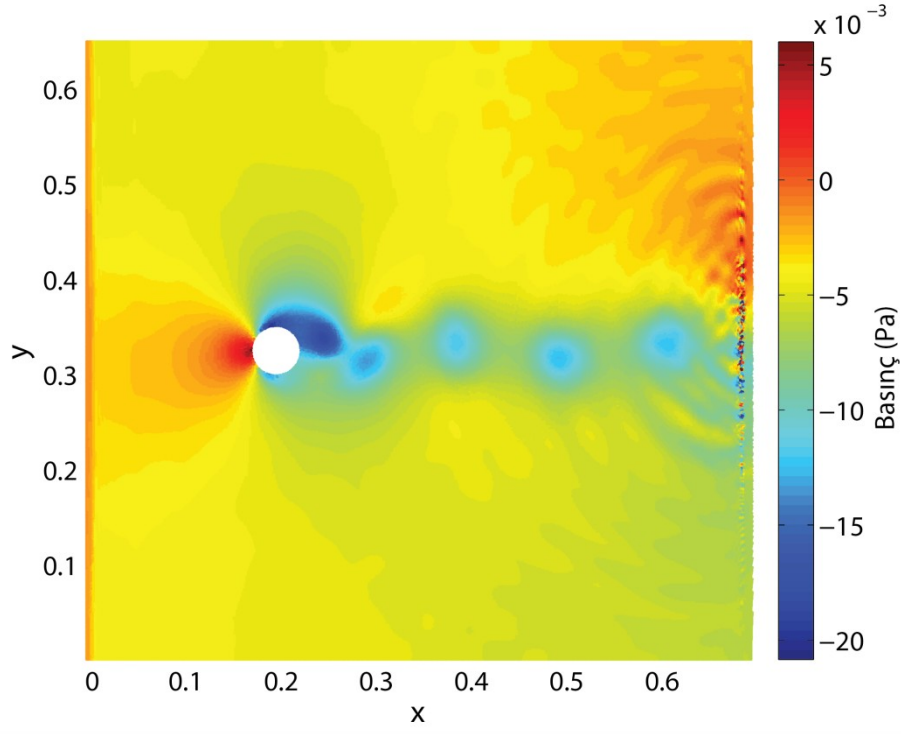
Ek 1.'in devamı

Ek Şekil 21. $Re=400$ için ALİPH C_D -zaman değişimleriEk Şekil 22. $Re=400$ için ALİPH C_L -zaman değişimleri

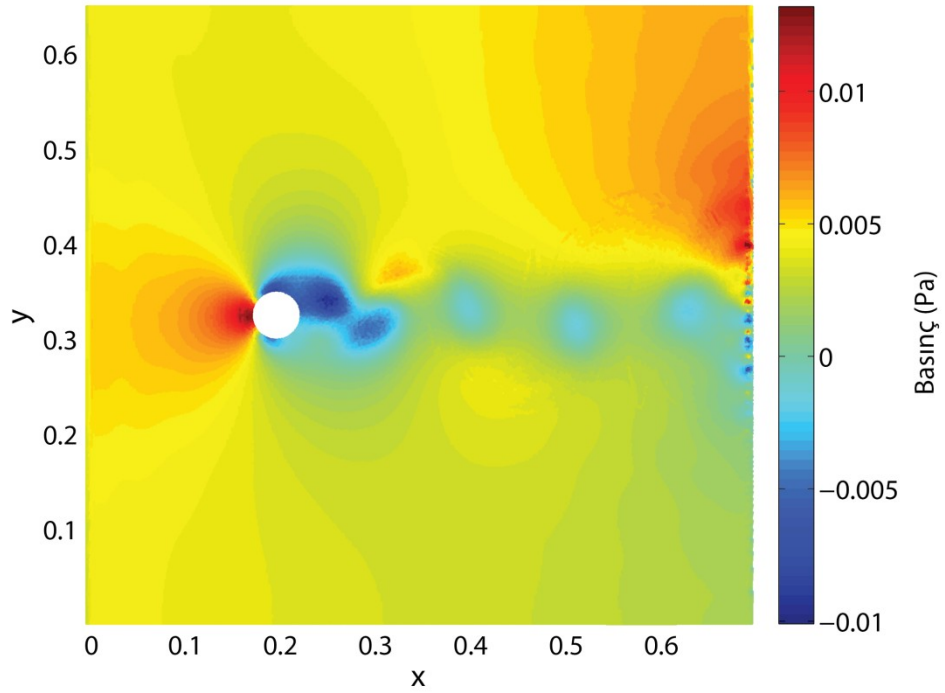
Ek 1.'in devamı

Ek Şekil 23. $Re=500$ için ALİPH C_D -zaman değişimleriEk Şekil 24. $Re=500$ için ALİPH C_L -zaman değişimleri

Ek 2. $Re=200$ İçin Anlık Simülasyon Görüntüleri

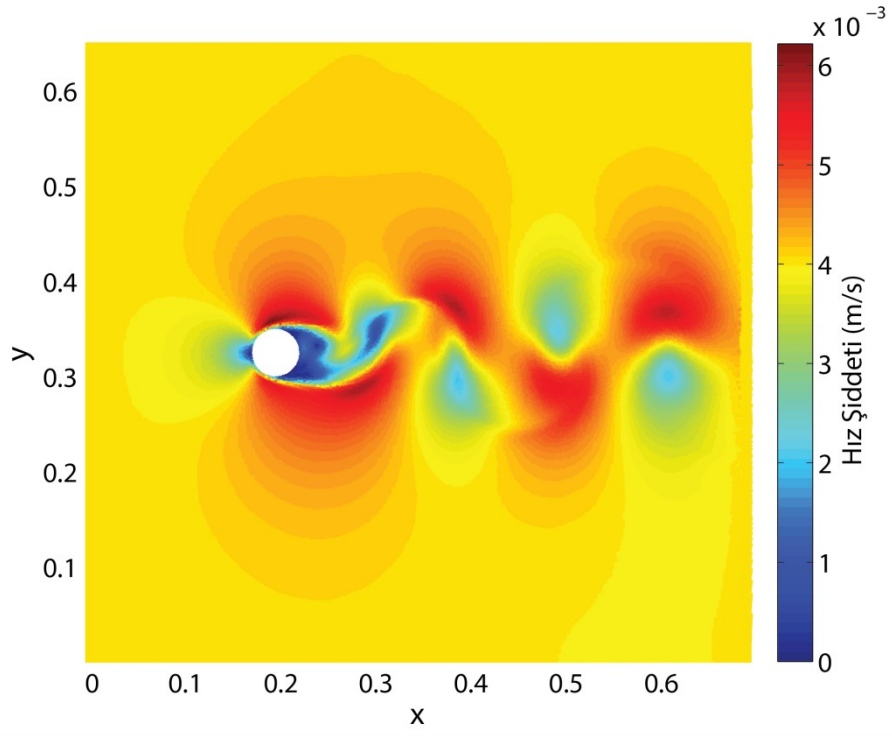
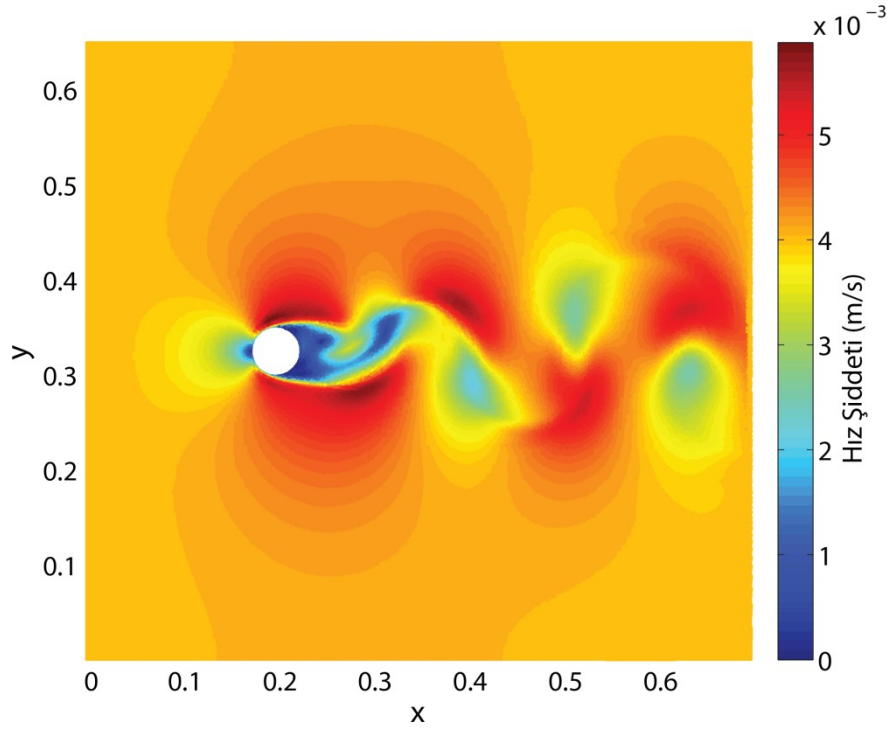


Ek Şekil 25. ALİPH, basınç dağılımı, $tU/D = 72$

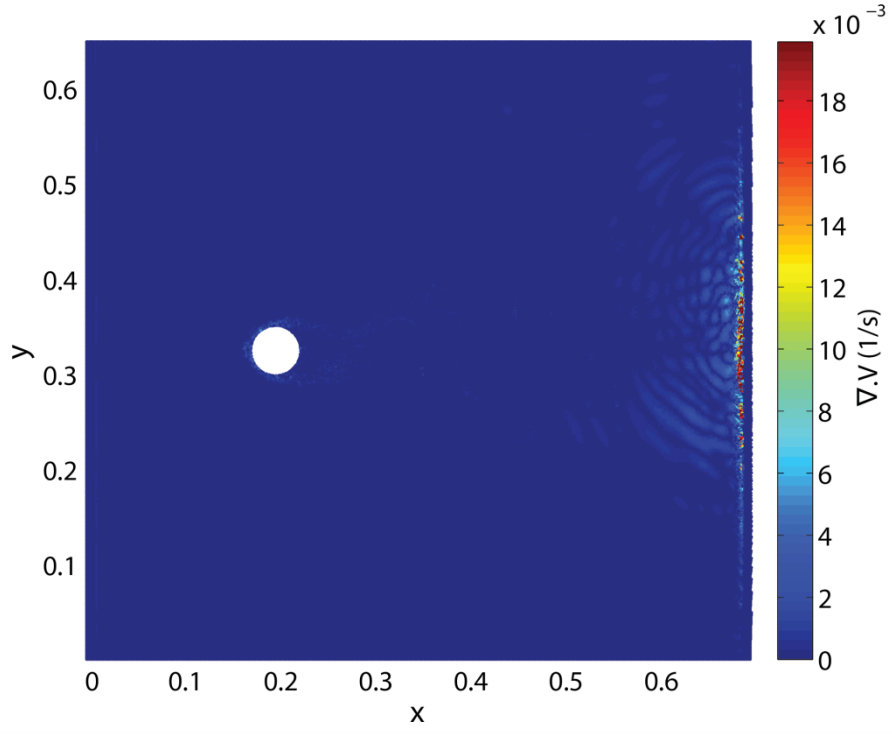
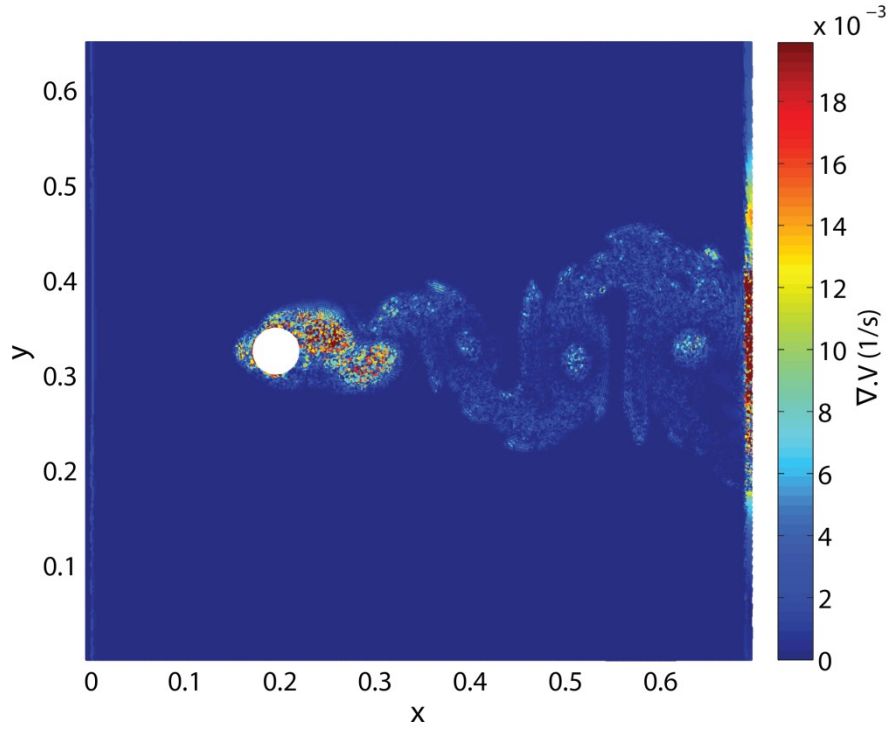


Ek Şekil 26. Zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH, basınç dağılımı, $tU/D = 83.12$

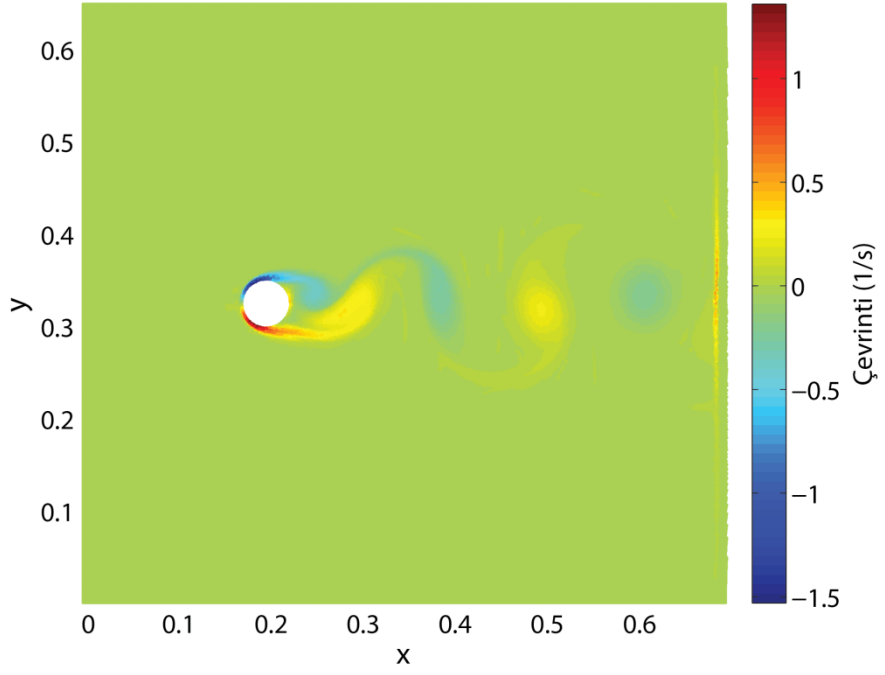
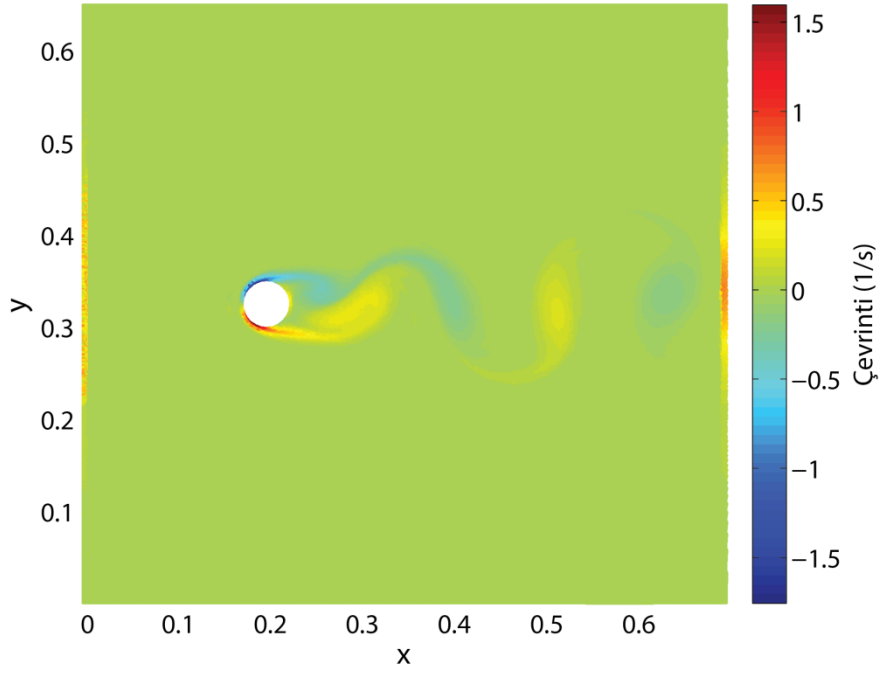
Ek 2.'nin devamı

Ek Şekil 27. ALİPH, hız şiddetleri, $tU/D = 72$ Ek Şekil 28. Zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH, hız şiddetleri, $tU/D = 83.12$

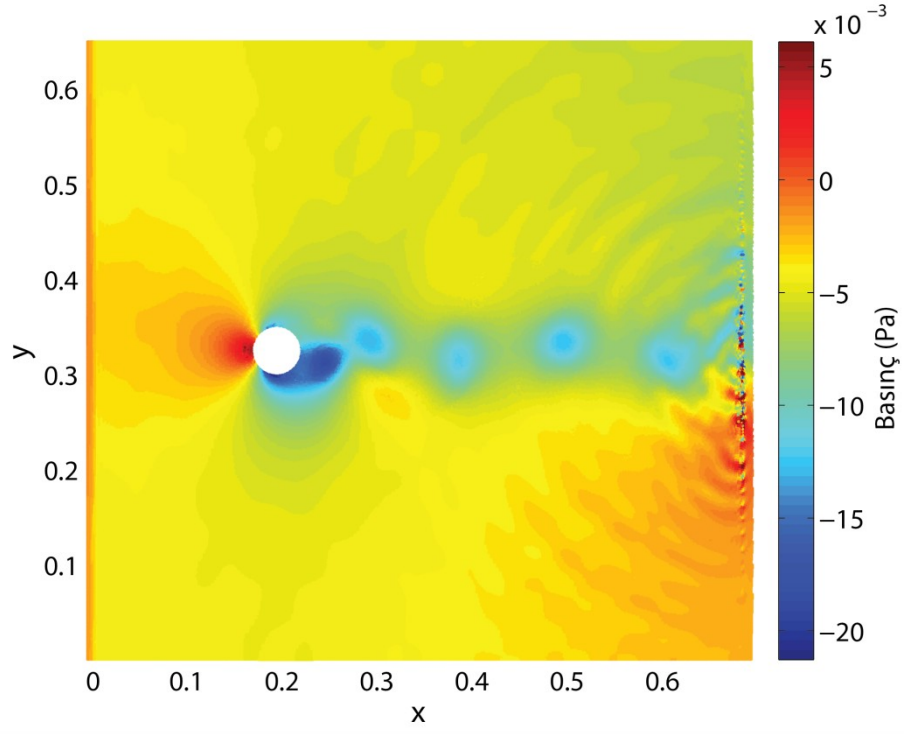
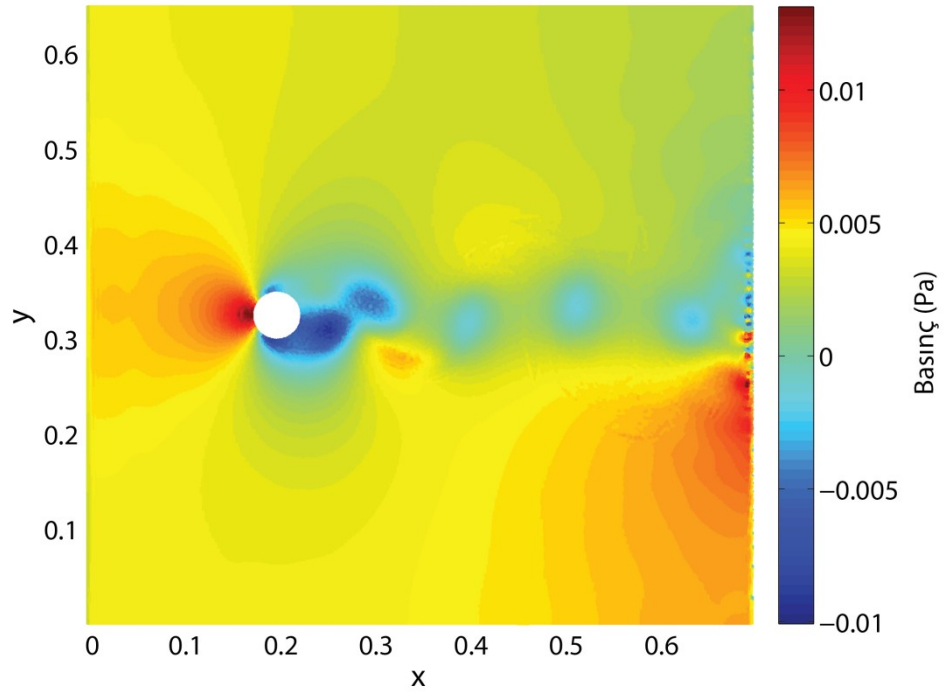
Ek 2.'nin devamı

Ek Şekil 29. ALİPH, hız diverjansları, $tU/D = 72$ Ek Şekil 30. Zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH, hız diverjansları, $tU/D = 83.12$

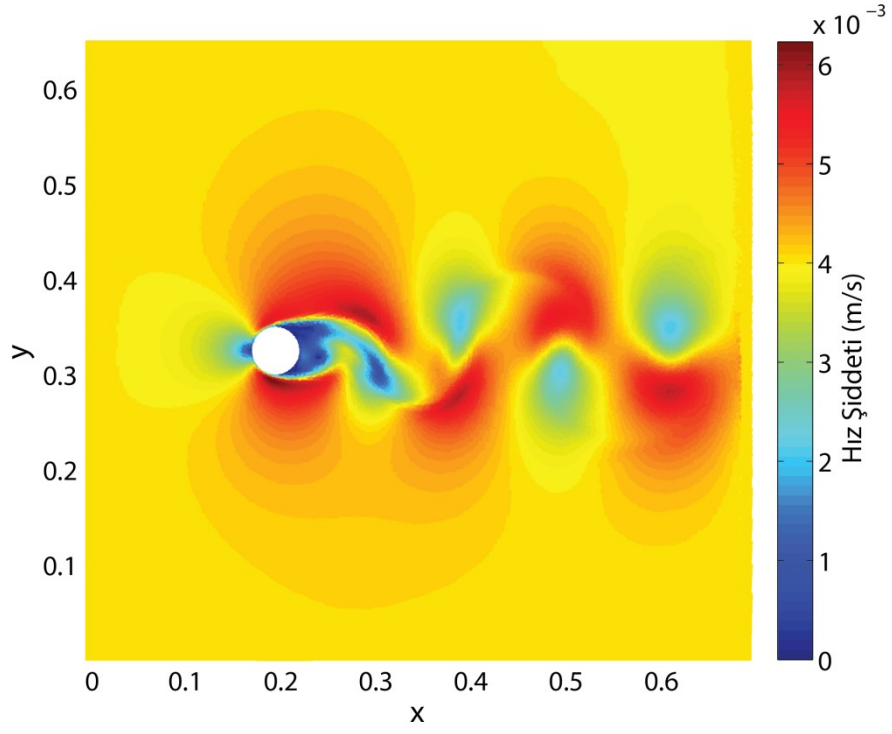
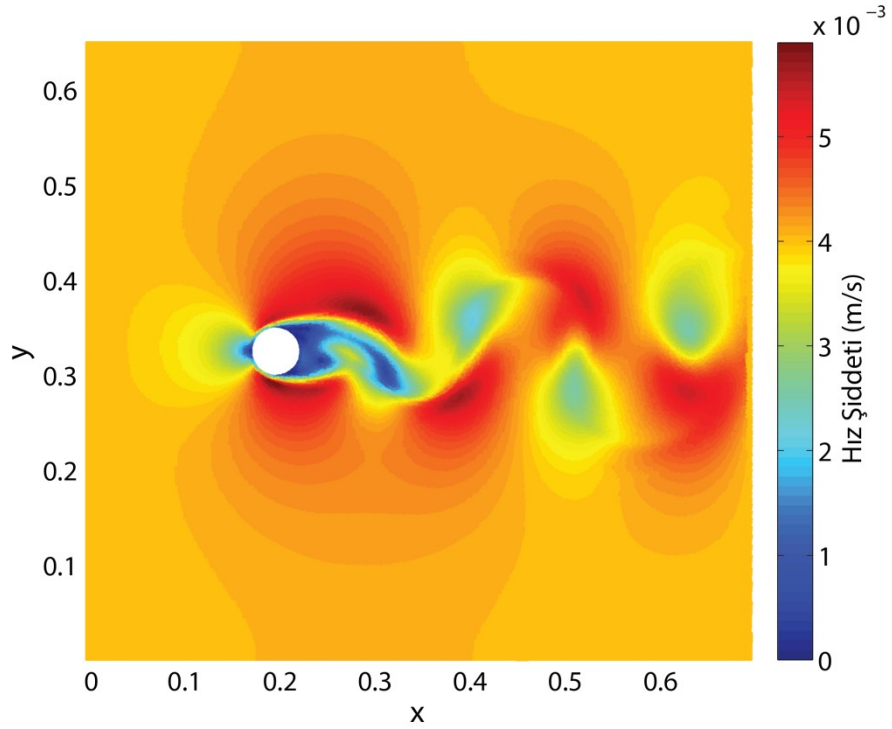
Ek 2.'nin devamı

Ek Şekil 31. ALİPH, çevrinti vektörü şiddetleri, $tU/D = 72$ Ek Şekil 32. Zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH, çevrinti vektörü şiddetleri,
 $tU/D = 83.12$

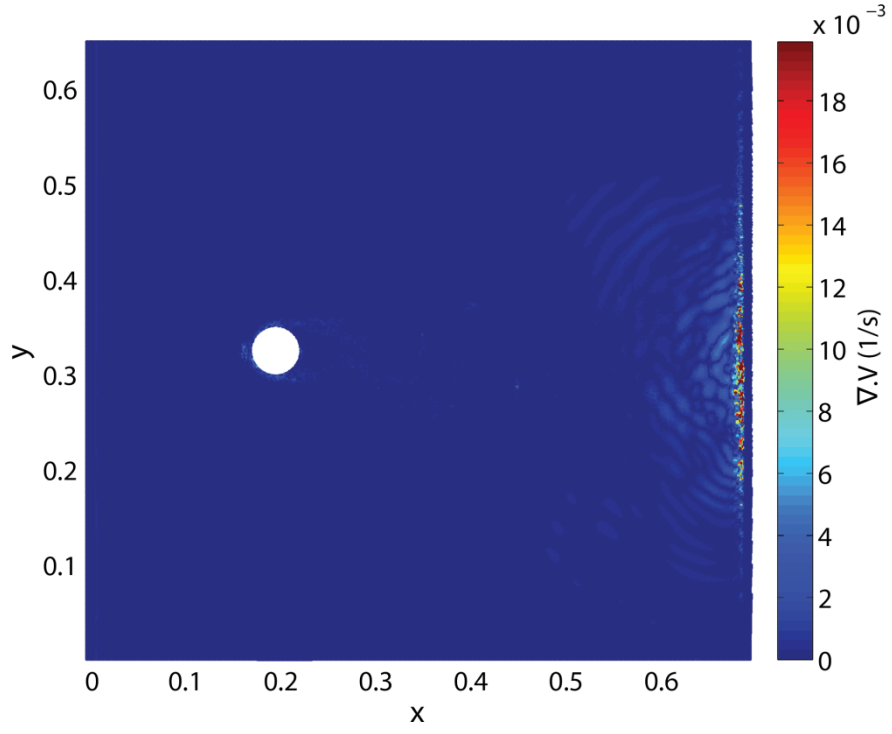
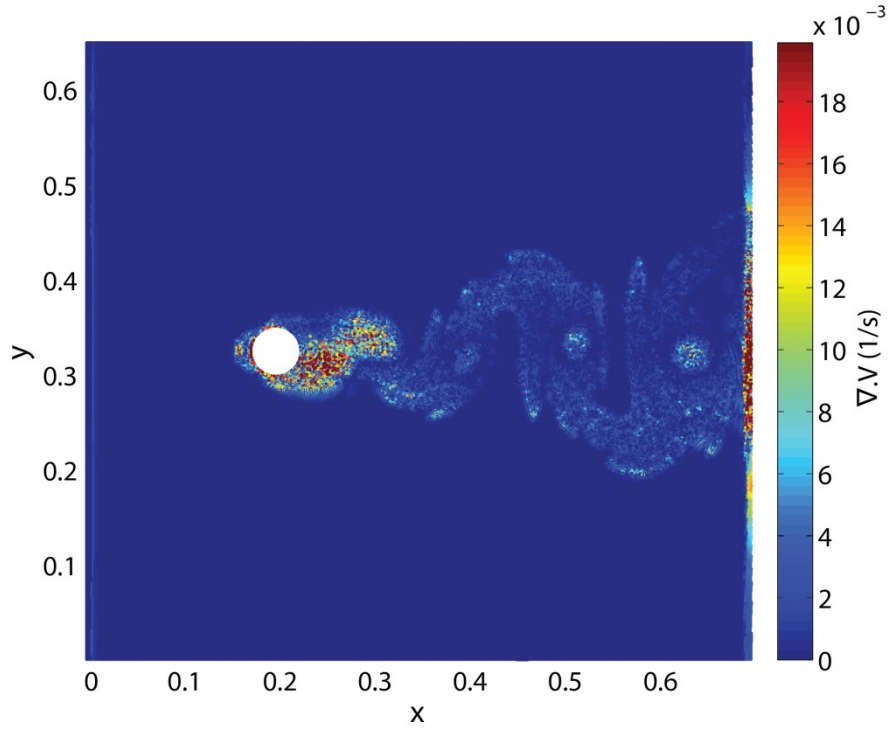
Ek 2.'nin devamı

Ek Şekil 33. ALİPH, basınç dağılımı, $tU/D = 74.4$ Ek Şekil 34. Zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH, basınç dağılımı, $tU/D = 85.6$

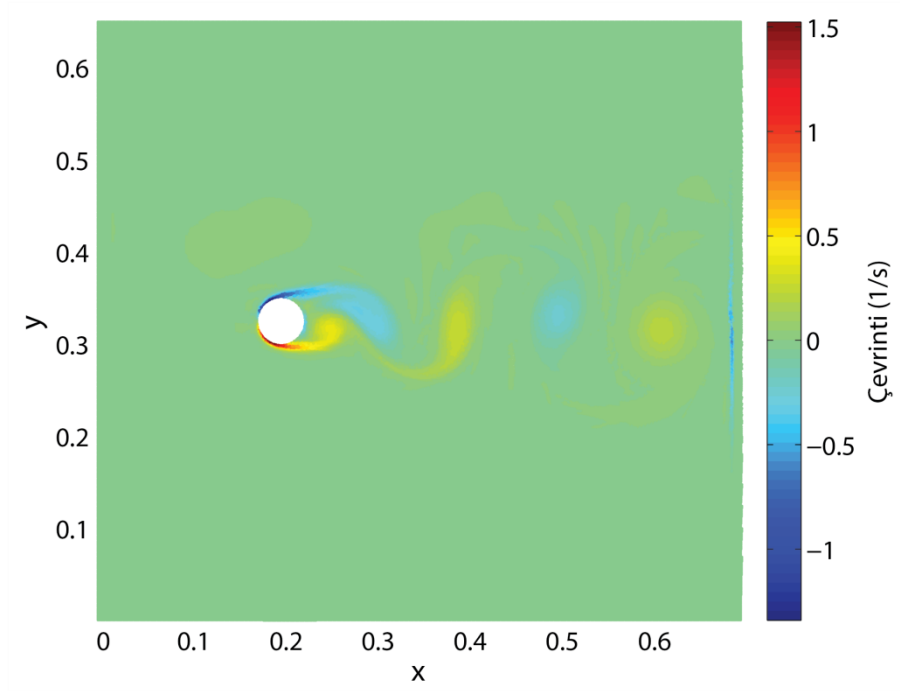
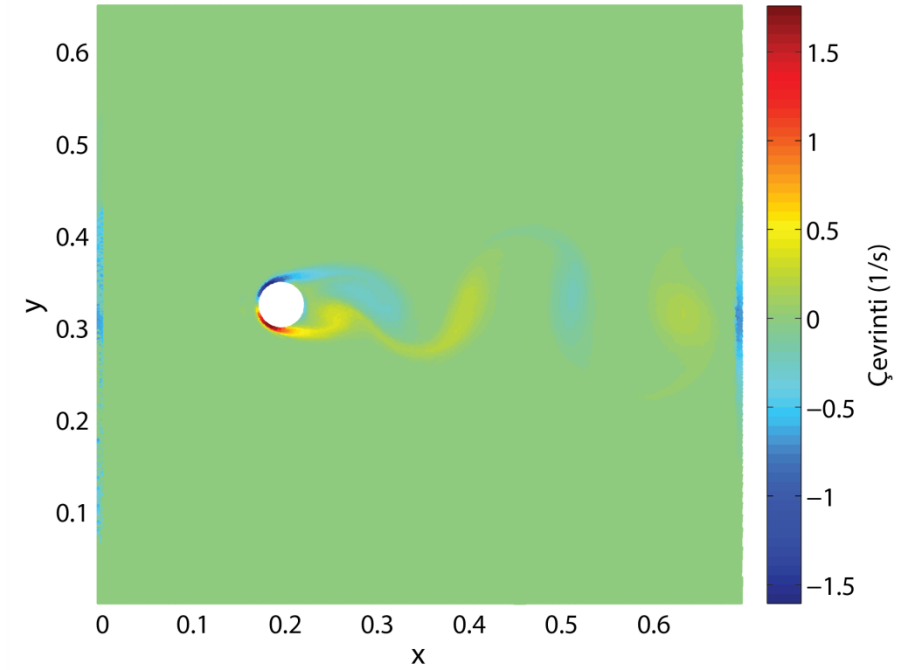
Ek 2.'nin devamı

Ek Şekil 35. ALİPH, hız şiddetleri, $tU/D = 74.4$ Ek Şekil 36. Zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH, hız şiddetleri, $tU/D = 85.6$

Ek 2.'nin devamı

Ek Şekil 37. ALİPH, hız diverjansları, $tU/D = 74.4$ Ek Şekil 38. Zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH, hız diverjansları, $tU/D = 85.6$

Ek 2.'nin devamı

Ek Şekil 39. ALİPH, çevrinti vektörü şiddetleri, $tU/D = 74.4$ Ek Şekil 40. Zayıf olarak sıkıştırılabilir İPH, çevrinti vektörü şiddetleri, $tU/D = 85.6$

ÖZGEÇMİŞ

Deniz Can KOLUKISA 1988 yılında Yalova'da doğdu. Lise öğrenimini Bursa Nilüfer Milli Piyango Anadolu Lisesinde tamamladı. 2006 yılında Karadeniz Teknik Üniversitesi Sürmene Deniz Bilimleri Fakültesi Gemi İnşaatı Mühendisliği Bölümünü kazandı. 2010 Haziran ayında Gemi İnşaatı Mühendisi olarak üçüncülükle mezun oldu. 2010-2011 Eğitim ve Öğretim Güz yarıyılında Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Gemi İnşaatı ve Gemi Makineleri Mühendisliği Anabilim Dalında yüksek lisans öğrenimine başladı. 2012 Şubat ayında Karadeniz Teknik Üniversitesi Sürmene Deniz Bilimleri Fakültesi Gemi İnşaatı ve Gemi Makineleri Mühendisliği Bölümünde Araştırma görevlisi olarak görev yapmaya başladı. 2013 yılında yüksek lisans derecesini tamamlayarak aynı anabilim dalında doktora programına başladı. İleri seviyede İngilizce bilmektedir.