

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

MAKİNA MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

**GEÇİRGEN YÜZEYLERİNDEN DÜZGÜN ÜFLEME VEYA EMME YAPILAN
DİKDÖRTGEN KESİTLİ MODEL ETRAFINDAKİ İKİ BOYUTLU
TÜRBÜLANSLI AKIŞIN SAYISAL İNCELENMESİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Mak. Müh. Osman TURAN

**TEMMUZ 2007
TRABZON**

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

MAKİNA MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

**GEÇİRGEN YÜZEYLERİNDEN DÜZGÜN ÜFLEME veya EMME YAPILAN
DİKDÖRTGEN KESİTLİ MODEL ETRAFINDAKİ İKİ BOYUTLU
TÜRBÜLANSLI AKIŞIN SAYISAL İNCELENMESİ**

Mak. Müh. Osman TURAN

**Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde
“Makine Yüksek Mühendisi”
Unvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir.**

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 17.07.2007

Tezin Savunma Tarihi : 03.08.2007

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Burhan ÇUHADAROĞLU

Jüri Üyesi : Prof. Dr. Tahir YAVUZ

Jüri Üyesi : Doç. Dr. Ercan KÖSE

Enstitü Müdürü : Prof. Dr. Emin Zeki BAŞKENT

TRABZON 2007

ÖNSÖZ

Cisimler etrafındaki türbülanslı akışta ortaya çıkan direnç ve ısı etkileşim otomobiller, uçaklar, uzay araçları, köprüler ve gökdelenler gibi bir çok mühendislik uygulamasında ele alınan inceleme konularıdır. Özellikle akışkan bir ortam içerisinde hareket eden otomobiller ve uçaklar gibi cisimlerin akış esnasında karşılaştıkları direncin kontrolüne yönelik bir çok sınır tabaka kontrol yöntemi uygulanmaktadır. Bu çalışmada, sınır tabaka kontrol yöntemlerinden üfleme ve emmenin etkisi sayısal olarak incelenmiştir. Farklı kesit oranlarına sahip dikdörtgen modelin geçirgen yüzeylerinden üfleme veya emme yapılarak üfleme ve emmenin akış alanı ve Strouhal sayısı ve direnç katsayısı gibi aerodinamik parametreler üzerindeki etkileri incelenmiştir. Konu üzerine yapılan çalışmalar büyük ölçüde deneyseldir. Oysaki günümüzde ilerleyen bilgisayar teknolojileri ile, bu konu üzerine yapılacak sayısal çalışmalar çok daha kısa zamanda daha çok parametrenin detaylı olarak incelenmesine olanak sağlayabilir. Ancak sayısal çalışmalarda elde edilecek sonuçların test edilebilmesi için her zaman deneysel verilere ihtiyaç duyulacaktır.

Çalışmanın yürütülmesi esnasında yardımlarını ve desteğini esirgemeyen danışman hocam Sayın Prof. Dr. Burhan ÇUHADAROĞLU'na teşekkürlerimi sunarım.

Osman TURAN

Trabzon 2007

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
ÖNSÖZ.....	II
İÇİNDEKİLER.....	III
ÖZET	V
SUMMARY	VI
ŞEKİLLER DİZİNİ	VII
TABLolar DİZİNİ.....	X
SEMBOLLER DİZİNİ	XI
1. GENEL BİLGİLER.....	1
1.1. Giriş	1
1.2. Literatür Araştırması	2
1.3. Amaç ve Kapsam.....	6
1.4. Türbülanslı Akış	6
1.5. Türbülans Modelleme.....	16
2. YAPILAN ÇALIŞMALAR.....	25
2.1. Temel Denklemler	25
2.2. Sınır Koşulları.....	26
2.3. Sayısal Yöntem.....	28
2.4. Bilgisayar Programı	31
3. BULGULAR ve TARTIŞMA	34
3.1. Üfleme ve Emme Uygulamasının Akış Alanına Etkileri	35
3.1.1. Arka Yüzeyden Yapılan Üfleme-Emme.....	35
3.1.2. Üst-Alt Yüzeylerden Yapılan Üfleme-Emme	45
3.1.3. Tüm Yüzeylerden Yapılan Üfleme-Emme	54
3.2. Üfleme ve Emme Uygulamasının Aerodinamik Parametreler zerindeki Etkileri	63
3.2.1. Arka Yüzeyden Yapılan Üfleme-Emme.....	67
3.2.2. Üst-Alt Yüzeylerden Yapılan Üfleme-Emme	70
3.2.3. Tüm Yüzeylerden Yapılan Üfleme-Emme	73

3.2.4.	Üfleme-Emme Yapılan Yüzeylerin Aerodinamik Parametreler erindeki Etkileri	76
4.	SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	78
5.	KAYNAKLAR	80
ÖZGEÇMİŞ		

ÖZET

Bu çalışmada; geçirgen yüzeye sahip dikdörtgen kesitli bir silindir etrafındaki akışa, cismin yüzeylerinden yapılan üfleme veya emmenin etkisi farklı boyut oranları için ($B/H = 1, 2, 3, 4$) sayısal olarak incelenmiştir. Sayısal hesaplamada zaman bağımlı Reynolds ortalama Navier-Stokes (URANS) denklemlerine dayalı olan ve Kato-Launder iyileştirmesi yapılmış $k-\epsilon$ türbülans modeli kullanılmıştır. Göz önüne alınan problemde literatürde verilen standart sınır koşulları kullanılmıştır. Ancak geçirgen yüzeylerde üfleme veya emme etkisini içeren özel duvar fonksiyonları göz önüne alınmıştır. Sayısal hesaplamada sonlu hacim yöntemi ve kaydırılmış düzgün olmayan (daralan-genişleyen) ağ yapısı kullanılmıştır. Yapılan hesaplamalardan elde edilen sonuçlar; dikdörtgen kesitli silindir arkasında oluşan periyodik girdap hareketinin ve direnç katsayısının B/H oranına bağlı olduğunu ve cismin çeşitli yüzeylerinden yapılan üfleme veya emmenin girdap hareketini ve cismin direnç katsayısını etkilemekte olduğunu göstermiştir.

Anahtar Kelimeler : Dikdörtgen Silindir, Strouhal Sayısı, Direnç katsayısı, Üfleme veya Emme, Sayısal Benzeşim

SUMMARY

Numerical Analysis of Two Dimensional Turbulent Flow Around a Porous Rectangular Cylinder with Uniform Injection or Suction

In the present study; it has been numerically studied that the effects of injection and suction through porous surfaces of rectangular cylinder, having various B/H ratios, on the flow around the cylinder. The k- ϵ turbulence model with Kato-Launder modification which depends on unsteady Reynolds averaged Navier-Stokes (URANS) equations has been used. The standard boundary conditions, which were given in the literature, have been regarded while the modified wall functions which include the injection and suction effects have been used on the porous surfaces. The finite volume method and staggered mesh structure have been used in numerical approach. The results showed that, periodic vortex motion in the wake and drag coefficient of the cylinder have been influenced by the B/H ratio. It also has been obtained that injection or suction through porous surfaces influences the vortex motion and drag coefficient.

Key Words: Rectangular cylinder, Strouhal number, Drag coefficient, Injection or Suction, Numerical simulation

ŞEKİLLER DİZİNİ

	<u>Sayfa No</u>
Şekil 1.1. Türbülanslı akıŖlarda ortaya çıkan girdapçıklı yapı	7
Şekil 1.2. Ortalama olarak daimi türbülanslı bir akıŖta herhangi bir noktada anlık hız kaydı	8
Şekil 1.3. Girdapık hareketi	8
Şekil 1.4. Ortalama olarak daimi olmayan türbülanslı akıŖta herhangi bir noktadaki anlık hız kaydı	9
Şekil 1.5. Türbülans modellerinin modelleme düzeyi ve bilgisayar kapasitesine göre karşılaŖtırılması [6].....	18
Şekil 2.1. Hesaplama bölgesi ve sınır koŖullarının Ŗematik gösterimi	27
Şekil 2.2. AyrıklaŖtırılmıŖ hesaplama bölgesi ve ağ düzenlemesi	29
Şekil 2.3. Yatay ve dıŖey hız bileŖenlerinin çapraz ağ düzeninde görünüŖü $\rightarrow = u; \uparrow = v; O = P, k, \varepsilon$ [11]	30
Şekil 2.4. Bilgisayar programına ait akıŖ diyagramı	33
Şekil 3.1. Modelin görünüŖü	34
Şekil 3.2. Arka yüzeyden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 1$ durumunda farklı C_Q değerleri için akım fonksiyonları	36
Şekil 3.3. Arka yüzeyden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 1$ durumunda farklı C_Q değerleri için kinetik enerji eŖ eğrileri.....	37
Şekil 3.4. Arka yüzeyden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 2$ durumunda farklı C_Q değerleri için akım fonksiyonları	38
Şekil 3.5. Arka yüzeyden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 2$ durumunda farklı C_Q değerleri için kinetik enerji eŖ eğrileri.....	39
Şekil 3.6. Arka yüzeyden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 3$ durumunda farklı C_Q değerleri için akım fonksiyonları	41
Şekil 3.7. Arka yüzeyden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 3$ durumunda farklı C_Q değerleri için kinetik enerji eŖ eğrileri.....	42
Şekil 3.8. Arka yüzeyden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 4$ durumunda farklı C_Q değerleri için akım fonksiyonları	43
Şekil 3.9. Arka yüzeyden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 4$ durumunda farklı C_Q değerleri için kinetik enerji eŖ eğrileri.....	44
Şekil 3.10. Üst-alt yüzeylerden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 1$ durumunda farklı C_Q değerleri için akım fonksiyonları	46

Şekil 3.11. Üst-alt yüzeylerden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 1$ durumunda farklı C_Q değerleri için kinetik enerji eş eğrileri	47
Şekil 3.12. Üst-alt yüzeylerden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 2$ durumunda farklı C_Q değerleri için akım fonksiyonları	48
Şekil 3.13. Üst-alt yüzeylerden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 2$ durumunda farklı C_Q değerleri için kinetik enerji eş eğrileri	49
Şekil 3.14. Üst-alt yüzeylerden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 3$ durumunda farklı C_Q değerleri için akım fonksiyonları	50
Şekil 3.15. Üst-alt yüzeylerden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 3$ durumunda farklı C_Q değerleri için kinetik enerji eş eğrileri	51
Şekil 3.16. Üst-alt yüzeylerden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 4$ durumunda farklı C_Q değerleri için akım fonksiyonları	52
Şekil 3.17. Üst-alt yüzeylerden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 4$ durumunda farklı C_Q değerleri için kinetik enerji eş eğrileri	53
Şekil 3.18. Tüm yüzeylerden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 1$ durumunda farklı C_Q değerleri için akım fonksiyonları	55
Şekil 3.19. Tüm yüzeylerden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 1$ durumunda farklı C_Q değerleri için kinetik enerji eş eğrileri	56
Şekil 3.20. Tüm yüzeylerden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 2$ durumunda farklı C_Q değerleri için akım fonksiyonları	57
Şekil 3.21. Tüm yüzeylerden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 2$ durumunda farklı C_Q değerleri için kinetik enerji eş eğrileri	58
Şekil 3.22. Tüm yüzeylerden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 3$ durumunda farklı C_Q değerleri için akım fonksiyonları	59
Şekil 3.23. Tüm yüzeylerden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 3$ durumunda farklı C_Q değerleri için kinetik enerji eş eğrileri	60
Şekil 3.24. Tüm yüzeylerden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 4$ durumunda farklı C_Q değerleri için akım fonksiyonları	61
Şekil 3.25. Tüm yüzeylerden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 4$ durumunda farklı C_Q değerleri için kinetik enerji eş eğrileri	62
Şekil 3.26. Türbülanslı akıslarda ortaya çıkan girdapçıklı yapı	63
Şekil 3.27. Üflemesiz – Emmesiz durum için hız kayıtları ve spektral analiz $U_r = U_\infty = 0.1$ m/s	65
Şekil 3.28. Üflemesiz-Emmesiz durum için elde edilen sonuçların literatürle karşılaştırılması	66
Şekil 3.29. Arka yüzeyden üfleme-emme uygulamasında $St - C_Q$ değişimi	67
Şekil 3.30. Arka yüzeyden üfleme-emme uygulamasında $\overline{C_D} - C_Q$ değişimi	68
Şekil 3.31. Üst-alt yüzeylerden üfleme-emme uygulamasında $St - C_Q$ değişimi	70

Şekil 3.32. Üst-alt yüzeylerden üflemede $B/H=1$ ve $C_Q=-0.1$ durumu için hız kaydı ve spektral analiz.....	70
Şekil 3.33. Üst-alt yüzeylerden üfleme-emme uygulamasında $\overline{C_D} - C_Q$ değişimi	71
Şekil 3.34. Tüm yüzeylerden üfleme-emme uygulamasında $St - C_Q$ değişimi.....	73
Şekil 3.35. Tüm yüzeylerden üfleme-emme uygulamasında $\overline{C_D} - C_Q$ değişimi.....	74
Şekil 3.36. Üfleme-emme yapılan yüzeylerin St sayısı üzerindeki etkileri	76
Şekil 3.37. Üfleme-emme yapılan yüzeylerin $\overline{C_D}$ üzerindeki etkileri.....	77

TABLolar DİZİNİ

	<u>Sayfa No</u>
Tablo 1.1. Değişik çalışmalarda kullanılan k-ε türbülans modeli sabitleri	24
Tablo 3.1. Arka yüzeyden üfleme-emmede direnç katsayısı bileşenleri ve r.m.s. değerleri.....	69
Tablo 3.2. Üst-alt yüzeylerden üfleme-emmede direnç katsayısı bileşenleri ve r.m.s. değerleri.....	72
Tablo 3.3. Tüm yüzeylerden üfleme-emmede direnç katsayısı bileşenleri ve r.m.s. değerleri.....	75

SEMBOLLER DİZİNİ

B	Model eni
H	Model yüksekliği
f	Girdap frekansı
U_{∞}	Serbest akım hızı
St	Strouhal sayısı
$\overline{C_D}$	Ortalama direnç katsayısı
$\overline{C_{DP}}$	Basınç farkı kaynaklı ortalama direnç katsayısı
$\overline{C_{Dv}}$	Sürtünme kaynaklı ortalama direnç katsayısı
Tu	Türbülans şiddeti
k	Türbülans kinetik enerjisi
ε	Türbülans kinetik enerjisi yutulma miktarı
Re	Reynolds sayısı
x , y	Kartezyen koordinatlar
r_x	x - yönündeki ağ genişleme oranı
r_y	y - yönündeki ağ genişleme oranı
x_L , y_L	Alt bölge uzunluğu
cell-num	Alt bölgelerde genişleyen ağ yönündeki toplam hücre sayısı
$\Delta x_{\min} , \Delta y_{\min}$	Silindire komşu ilk hücrenin ağ genişliği
u , v	Hız bileşenleri
τ	Kayma gerilmesi
$C_{\mu} , C_1 , C_2 , \sigma_k , \sigma_{\varepsilon}$	Türbülans modeli sabitleri
κ	Von Karman sabiti ($\kappa = 0.4$)
r_{μ}	Viskoziteler oranı
μ	Dinamik viskozite
μ_t	Türbülans viskozitesi
ν	Kinematik viskozite
V_w	Üfleme-emme hızı
C_Q	Üfleme-emme katsayısı
t	Zaman
t^*	Boyutsuz zaman

Δt	Zaman adımı
Δt^*	Boyutsuz zaman adımı
ρ	Yoğunluk
P_k	Türbülans kinetik enerjisi üretim miktarı
Nu	Nusselt sayısı

Üst indisler

'	Çalkantılı büyüklükler
-	Zaman ortalama

1. GENEL BİLGİLER

1.1. Giriş

Küt cisimler etrafındaki türbülanslı akışların incelenmesi; otomobiller, köprüler, uçaklar, gökdelenler, ısı değiştirgeçeri ve platformlar gibi birçok mühendislik uygulamasının güvenli ve ekonomik olarak tasarlanmalarına olanak sağladığı için günümüzde pek çok araştırmacının ilgisini çekmektedir. Yapılan çalışmalar, çoğunlukla cisimler etrafındaki türbülanslı akışta aerodinamik parametreler ve ısıl etkileşimin incelenmesi ve bunların kontrolü üzerinedir.

Sürtünmeli bir akış ortamı içerisinde hareket eden bir cisim akış doğrultusunda direnç kuvvetine maruz kalır. Cisme etki eden direnç kuvvetinin, cismin yüzeylerindeki sınır tabaka içerisindeki viskoz gerilmelerden kaynaklanan sürtünme direnci ve cismin ön ve arka yüzleri arasındaki basınç farkından kaynaklanan basınç direnci olmak üzere iki bileşeni vardır. Boy/en oranı 1 civarında olan küt cisimler etrafındaki akışlarda basınçtan kaynaklanan direnç etkili olurken, boy/en oranı yüksek olan cisimler etrafındaki akışta sürtünme direnci önem kazanmaktadır [1].

Cisimler etrafındaki türbülanslı akışta; yüzey boyunca gelişen akış hız gradyanının ve dolayısıyla kayma gerilmesinin sıfır olduğu bir noktada cıdardan ayrılır ve cisimlerin arkasında girdapların olduğu düşük basınç bölgeleri meydana gelir. Oluşan bu girdaplar belirli bir frekansla cisimlerin arkasından ayrılarak akış yönünde ilerlerler, bu olaya girdap kopması adı verilir. Girdap kopması cisimlere gelen basınç direnci üzerinde etkili bir parametredir. Küt cisimler etrafındaki girdap kopma frekansı $St=fH/u_{\infty}$ şeklinde tanımlanan boyutsuz Strouhal sayısı ile ifade edilir.

Girdap kopma frekansı mühendisler için önemli bir tasarım parametresidir. Girdap kopma frekansı cisimlerin doğal frekansına yaklaşıncaya artan genlikli titreşimler meydana gelir bu da cisimler üzerinde yıkıcı sonuçlar doğurabilir. 1940 yılında Amerika'nın Washington kentinde bulunan Tacoma Narrows Köprüsü, etrafındaki hava akımında oluşan girdapların kopma frekansı köprünün doğal frekansına eşit olması sonucu yıkılmıştır.

Cisimlerin akış esnasında maruz kaldıkları direncin denetimi amacıyla birçok etkin ve edilgen yöntem uygulanmaktadır. Yüzeyin hareket ettirilmesi, sınır tabakanın üfleme ile

hızlandırılması, emme, gaz enjeksiyonu, yüzeyin soğutulması gibi etkin yöntemler ile sınır tabaka içerisinde uygun şekilli cisimler kullanarak geçişin önlenmesi gibi edilgen yöntemler sınır tabaka denetimi amacıyla çeşitli mühendislik uygulamalarında kullanılmaktadır. Sınır tabakaya yüzeyden yapılan üfleme ile akışa momentum ve ısı transferi yapılmakta ve bu sayede akışın istenilen yapıya dönüştürülmesi amaçlanmaktadır. Örneğin; geçirgen yüzeyli bir cisim üzerinden yapılan üfleme ile akışın momentum dengesi değiştirilerek, cisim üzerindeki direnç kuvvetini belirli ölçüde denetim altına almak olanağı vardır. Üfleme uygulaması ayrıca, film soğutma sağlayarak uzay taşıtları ve gaz türbin kanatçıkları gibi yüksek hızlı sistemlerde ortaya çıkan aşırı ısınma problemini belirli ölçüde çözüme kullanılmaktadır. Emme uygulaması ise; cisim üzerinden sınır tabaka ayrılmasını geciktirerek basınç farkı kaynaklı direncin düşürülmesi konusunda yardımcı olmaktadır. Akış içerisindeki cismin yüzeyinden yapılan üfleme veya emme uygulamasındaki debi (hız) değerlerinin ortalama akış hızına göre oldukça düşük değerlerde olmasına rağmen, akışın parametreleri üzerinde önemli etkilerinin olduğu bilinmektedir.

Konu ile ilgili olarak yapılmakta olan çalışmalar büyük ölçüde deneysel olup, sınırlı ölçüde de teorik yaklaşımlar kullanılmaktadır. Oysaki bu konuda yapılacak sayısal incelemeler, çok daha kısa sürede ve pek çok parametreyi de içeren detaylı bilgiler verebilmektedir. Ancak; sayısal çalışmalardan elde edilecek olan sonuçların geçerliliğinin test edilmesinde, tipik deneysel verilere her zaman gereksinim duyulacağı da açıktır.

1.2. Literatür Araştırması

Literatürde konu ile ilgili olan çalışmalar kare, dikdörtgen ve dairesel kesitli silindirler etrafındaki akışın deneysel ve sayısal incelenmesi üzerinedir. Bu çalışmalarda, çoğunlukla Reynolds sayısı ve cisim geometrisi gibi parametrelerin aerodinamik özellikler üzerindeki etkileri incelenmiştir. Aerodinamik özelliklerin etkin yöntemlerle kontrol edilmesi üzerine yapılan çalışmalar ise sınırlı sayıda olup çoğunlukla deneyseldirler. Kütle cisim yüzeylerinden yapılan üfleme veya emmenin aerodinamik özellikler üzerindeki etkisi oldukça fazla sayıda test yapılmasını gerektiren bir inceleme konusudur. Bu nedenle konu üzerine yapılacak sayısal çalışmalar geniş bir inceleme olanağı sağlayacağından önem arz etmektedir.

Okajima [2] tarafından yapılan deneysel çalışmada; geçirgen olmayan dikdörtgen kesitli silindir etrafındaki akışta Strouhal sayısının; Reynolds sayısı ve model boyutları ile olan ilişkisi incelenmiştir. Bu çalışmada; boy/en oranı 2 ve 3 için belirli bir Reynolds sayısı aralığında Strouhal sayısında ani değişimlerin meydana geldiği gözlenmiştir. Yine Okajima'nın [3] yapmış olduğu çalışmada, değişik boy/en oranlarına sahip geçirgen olmayan dikdörtgenler etrafındaki akışta direnç katsayısı (C_D) ve Strouhal sayısı (St) gibi akış karakteristiklerinin Reynolds sayısı (Re) ve boy/en oranı ile değişimi sayısal olarak incelenmiştir. Bu çalışmada, boy/en oranı 0.6 için direnç katsayısının maksimum değerine ulaştığı ve artan boy/en oranı ile direnç katsayısının azaldığı belirtilmektedir. Ayrıca yüksek Reynolds sayılarında boy/en oranının 2.8 ve 6 değerlerinde Strouhal sayısında ani değişimlerin meydana geldiği ifade edilmektedir. Norberg'in [4] yapmış olduğu benzer bir çalışmada; geçirgen olmayan dikdörtgen kesitli silindir etrafındaki akışta Strouhal sayısı, direnç katsayısı ve kaldırma katsayısı gibi aerodinamik özelliklerin farklı boyutlarda ve hücum açılarındaki değişimi deneysel olarak incelenmiştir. Bu çalışmaya göre; boy/en (B/H) = 0-1 aralığında direnç katsayısının önemli bir değişim gösterdiği, buna karşın Strouhal sayısında önemli bir değişimin meydana gelmediği; $B/H=2-3$ aralığında ise tam tersi bir davranışın sergilendiği belirlenmiştir. Ayrıca $B/H=0.6$ civarında direnç katsayısının maksimum değerine ulaştığı belirtilmektedir. Belirli bir Reynolds sayısı aralığında, $B/H=2-3$ ve $\alpha \cong 0$ hücum açısında akışın birden fazla Strouhal sayısına sahip olabileceği belirlenmiştir.

Zonglin [5]; Norberg [4] ve Okajima [3] tarafından yapılmış olan çalışmalarda; belirtilen boy/en oranlarının belirli değerlerinde Strouhal sayısında meydana gelen kararsızlığa, model üzerinde oluşan ikincil veya daha yüksek dereceli girdapların neden olabileceğini belirtmiştir.

Sakamoto [6] tarafından yapılan deneysel çalışmada; akış alanına dik olarak yerleştirilmiş olan dikdörtgen ve dairesel kesitli silindirler arkasındaki girdap kopma frekansı incelenmiştir. Buna göre, küt cisimlerin boyutları ile periyodik girdap hareketi arasında ampirik bağıntılar elde edilmiştir. Bu bağıntılar, dikdörtgen silindir için;

$$St = c_1 \left(\frac{h}{w} \right)^{n_1} \quad \left(1 \leq h/w \leq 2 \right)$$

$$St = c_2 \left(\frac{h}{w} \right)^{n_2} \quad \left(h/w > 2 \right)$$

ve dairesel silindir için ;

$$St = c_3 \left(\frac{h}{d} \right)^{n_3} \quad \left(1.5 \leq h/d \leq 2.5 \right)$$

$$St = c_4 \left(\frac{h}{d} \right)^{n_4} \quad \left(h/d > 2.5 \right)$$

şeklindedir. Bu bağıntılarda yer alan c_1, c_2, c_3, c_4 ve n_1, n_2, n_3, n_4 katsayıları model yüksekliği ve sınır tabaka kalınlığını oranının (h/δ) fonksiyonudur.

Kinisely [7]; farklı boyut oranlarına $(0.04 \leq B/H \leq 1)$ sahip dikdörtgen silindir etrafındaki akışta Strouhal sayısını değişik hücum açılarında $(0^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ)$ deneysel olarak belirlemiştir. Boy/en oranları çok küçük $(B/H = 0.04)$ olan ince levha şeklindeki dikdörtgen silindirler etrafındaki akışta, Strouhal sayısının hücum açısından bağımsız olduğu sonucu elde edilmiştir. Kullanılan diğer modeller için küçük hücum açılarında Strouhal sayısında hızlı bir artış olduğu, daha sonra artan hücum açısı ile Strouhal sayısının sabit kaldığı ve 90° 'ye yaklaşan hücum açılarında Strouhal sayısında ani bir düşüşün meydana geldiği gözlenmiştir.

Ahlborn vd. [8] yapmış oldukları çalışmada; farklı kesitlere sahip silindirik cisimler arkasında oluşan girdap kopma olayı için bir model geliştirmişlerdir. Strouhal sayısı St , direnç katsayısı C_D , Reynolds sayısı Re ve iz bölgesine ait geometrik parametreler arasında analitik bağıntılar elde etmişlerdir. Roshko'nun deneysel olarak belirlemiş olduğu farklı silindirler arkasındaki girdap caddesi benzerliğini analitik olarak geliştirmişlerdir. Ayrıca, yine deneysel olarak belirlenmiş olan Roshko'nun $St = 0.212 \left(1 - 21.2/Re \right)$ ve Fey'in $St = St^* + m/\sqrt{Re}$ Strouhal-frekans yasalarını analitik olarak elde etmişlerdir [8].

Igarashi[9]; belirli Reynolds sayısı aralığında $(7.5 \times 10^3 \leq Re \leq 3.75 \times 10^4)$ yapmış olduğu deneysel çalışmada, farklı genişlik/yükseklik oranlarında $(0.33 \leq c/d \leq 1.5)$ dikdörtgen silindirler etrafındaki hava akışı ve ısı transferini incelemiştir. Bu çalışmada; silindir etrafındaki yerel ısı transfer katsayısı ile akış karakteristikleri arasındaki ilişki elde edilmiştir. Buna göre ortalama ısı Nusselt sayısı;

$$\text{arka yüzeyde,} \quad \overline{Nu}_b = C_b Re^{2/3}$$

$$\text{yan yüzeylerde,} \quad \overline{Nu}_s = C_s Re^{2/3}$$

ve genel Nusselt sayısı $c/d \geq 0.67$ için;

$$\overline{Nu}_m = C_m Re^{2/3}$$

olarak ifade edilmektedir. Buradaki C_s , C_b , C_m sabitleri direnç katsayısının belirtilen yüzeylerdeki değerleri olup $c/d = 0,67$ için maksimum değerleri aldığı gözlenmiştir. Ayrıca arka yüzeydeki Nusselt sayısının diğer yüzeylerden daha yüksek olduğu ifade edilmiştir.

Vit[10] yapmış olduğu deneysel çalışmada, girdap kopma frekansının sınır tabaka içerisindeki sıcaklık değişiminden etkilendiği sonucunu elde etmiş ve efektif sıcaklık, $T_{eff} = T_{\infty} + c (T_w + T_{\infty})$ tanımını yapmıştır. Bu efektif sıcaklığa bağlı olarak Strouhal sayısı ile Reynolds sayısı arasındaki ilişkiyi $St = 0.266 - 1.016 Re_{eff}^{-0.5}$ bağıntısı ile vermiştir.

Cisimler etrafındaki akışın kontrolü üzerine yapılmış olan çalışmalar genellikle düzlem levha yüzeyinden yapılan üfleme ve emmenin, düzlem levha üzerindeki akışa etkileri üzerinedir. Baker ve Launder [11] yüzeyden gerçekleştirilen kütle geçişi ile sınır tabaka gelişimini deneysel olarak incelemişlerdir. Bellettre vd.[12]; geçirgen bir levha üzerinden yapılan üflemenin levha üzerindeki türbülanslı tabakaya olan etkisini sayısal olarak incelemişler ve deneysel verilerle karşılaştırmışlardır. Bu çalışmaya göre; artan üfleme debisi ile sürtünme katsayısı ve ısı taşınım katsayısı düşmekte, sınır tabaka kalınlığı ise artmaktadır. Hwang ve Lin [13] yapmış oldukları çalışmada, iyileştirilmiş düşük Re sayılı k- ϵ modelini kullanarak, üfleme veya emmeli akışlarda dinamik ve ısı akış alanını sayısal olarak hesaplamışlar ve elde edilen sonuçları DNS (Doğrudan Sayısal Benzeşim) verileri ile karşılaştırmışlardır. Çuhadaroğlu [14] yapmış olduğu sayısal çalışmada; geçirgen yüzeyden farklı açılarda yapılan üfleme ve emmenin geçirgen yüzey üzerindeki türbülanslı sınır tabaka karakteristikleri üzerindeki etkisini incelemiştir.

Düzlem yüzeylerden sınır tabakaya yapılan üfleme veya emme ile ilgili çalışmalar küt cisimlerin yüzeylerinden yapılan üfleme veya emme ile ilgili çalışmalara yol gösterici olmuştur.

Mathelin vd.[15]; yüzeyinden soğuk üfleme yapılan dairesel silindir etrafındaki akışın termal ve dinamik davranışlarını deneysel olarak incelemişlerdir. Üflemenin küt cisim etrafındaki akış ve sıcaklık alanına önemli bir etkisi olduğunu ve etkili bir termal koruma sağladığını belirlemişlerdir.

Fransson vd.'nin [16] yaptıkları deneysel çalışmada; üfleme veya emmenin yüzey basınç dağılımı, girdap frekansı ve geçirgen dairesel silindirin arkasındaki iz bölgesi üzerindeki etkilerini incelenmişlerdir. Emmenin yüzeyden ayrılmayı geciktirdiği, iz kalınlığını azalttığı ve direnç katsayısını düşürdüğü; üflemenin ise tam tersi davranışlara neden olduğu elde edilmiştir.

Çuhadaroğlu vd.[17] iki boyutlu türbülanslı bir akışta kare silindirin geçirgen yüzeyinden yapılan düzgün üfleminin basınç dağılımı ve direnç katsayısı üzerindeki etkisini deneysel olarak incelemişlerdir. Kare silindirin etrafındaki basınç dağılımı ve direnç katsayısının üfleme yapılan yüzey ve üfleme debisine bağlı olarak değişim gösterdiği ifade edilmiştir.

1.3. Amaç ve Kapsam

Literatürde; geçirgen olmayan dikdörtgen kesitli model etrafındaki akış ve geçirgen yüzeyli silindir veya kare kesitli model etrafındaki akış üzerine deneysel ve sayısal çalışmalar sınırlı sayıda da olsa mevcuttur. Ancak yüzeylerinden üfleme veya emme yapılan dikdörtgen kesitli model etrafındaki akış ile ilgili bir çalışma literatürde mevcut değildir. Bu çalışmada; model yüzeylerinden yapılan üfleme veya emmenin akış alanı üzerindeki ve aerodinamik parametreler üzerindeki etkisi sayısal olarak incelenmiştir.

Çalışmada; Kato-Lauder iyileştirilmesini içeren $k-\epsilon$ türbülans modeli ve faz ortalamalı momentum denklemleri kullanılmıştır. Sayısal yöntem olarak sonlu hacim yöntemi ve Gauss-Seidel ardışık çözümleme yöntemi esas alınmıştır. Farklı boy/en oranları ve farklı üfleme-emme hızları için; üfleme veya emmenin akış alanı üzerindeki etkisi, direnç katsayısı, kaldırma katsayısı ve Strouhal sayısı gibi aerodinamik parametreler üzerindeki etkileri incelenmiştir. Elde edilen sonuçlar yorumlanarak bazı öneriler yapılmıştır.

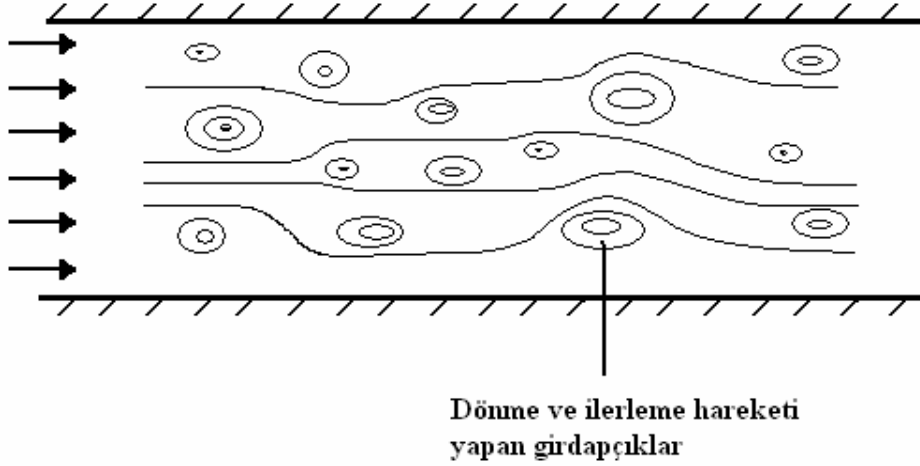
1.4. Türbülanslı Akış

Mühendislik uygulamalarında karşılaşılan akışların çoğunluğu türbülanslıdır. Uçaklar etrafındaki akış, petrol ve doğal gaz hatlarındaki akış, otomobiller ve binalar etrafındaki akışlar örnek olarak verilebilirler. Türbülanslı akışın tam olarak bir tanımı mevcut değildir ancak birçok karakteristik özelliğe sahiptir [18]. Bunlar; düzensizlik, yayılım, yüksek Reynolds sayıları, üç boyutlu girdap çalkantıları, yutulma ve sürekli ortam özellikleridir.

Türbülanslı akışın istendiği veya istenmediği durumlar uygulamaya bağlı olarak değişiklik gösterebilir. Örneğin taşınımın ısı ve kütle geçişini artırması nedeniyle birçok

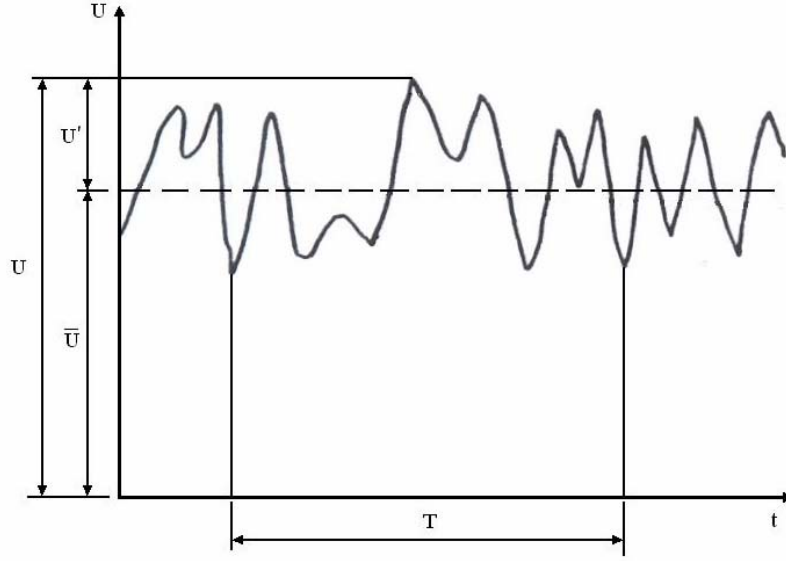
mühendislik probleminde türbülanslı akış koşullarının var olması istenir. Ancak türbülanslı akışlarda yüzeydeki kayma gerilmesinin yüksek oluşu, bir akışkanın pompalanması veya bir aracın hareketi için gerekli olan gücü artıracaktır. Bu nedenle mühendislerin tasarımlarında başarılı olabilmeleri için türbülans etkilerini iyi anlamaya ve önceden tahmin edebilmeye ihtiyaçları vardır. Bu ise ancak türbülans parametrelerinin doğru bir şekilde ölçülmelerine bağlıdır. Ancak türbülanslı akışlar bir çok parametreye bağlıdır bu nedenle detaylı bir ölçüm yapmak hem çok zaman alıcı hem de ekonomik açıdan maliyetlidir. Günümüzde artan bilgisayar teknolojisi ile türbülanslı akışlar üzerine yapılan sayısal çalışmalar, daha kısa sürede bir çok parametrenin detaylı olarak incelenmesine olanak sağladığı için oldukça önem kazanmışlardır.

Türbülanslı akışın yapısında var olan düzensizlik; akış alanının her noktasında ölçülen hız, basınç gibi büyüklüklerin doğrultu ve şiddet yönünden yüksek frekanslı değişimler göstermesinden kaynaklanmaktadır. Türbülanslı akış ile ilgili olarak yapılan gözlemler; Şekil 1.1’de görülen girdapçıklı yapının akışın hız alanını etkilediği ve hızda çalkantılı bir yapının ortaya çıkmasına neden olduğunu göstermektedir. Akış alanının herhangi bir noktasında yapılan hız ölçümleri o noktadaki anlık hızın şiddetinin belirli bir ortalama değer etrafında zamanla değişmekte olduğunu göstermektedir.



Şekil 1.1. Türbülanslı akışlarda ortaya çıkan girdapçıklı yapı

Ortalama olarak daimi türbülanslı bir akış alanındaki herhangi bir noktada anlık hız kaydı ise Şekil 1.2’de görülmektedir.

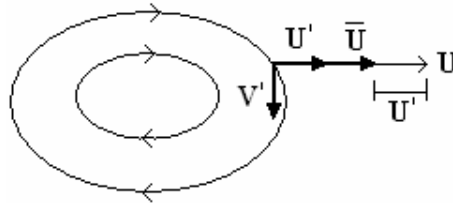


Şekil 1.2. Ortalama olarak daimi türbülanslı bir akışta herhangi bir noktada anlık hız kaydı

Buna göre; U' çalkantı hareketine ait hızı (çalkantı hızı), \bar{U} zamana göre değişmeyen ortalama hızı, U anlık hızı göstermek üzere;

$$U = \bar{U} + U' \quad (1.1.a)$$

yazılabilir. Buradaki çalkantı hızı; akıştaki girdapçıkların dönme hareketinin neden olduğu ve hız ölçümü yapılan noktadan olan geçişleri esnasında ortaya çıkan ek hız etkisidir. Şekil 1.3'de görüldüğü gibi yatay yöndeki çalkantı hız bileşeni U' , aynı zamanda bir düşey yönde bir V' ile birlikte ortaya çıkmaktadır.

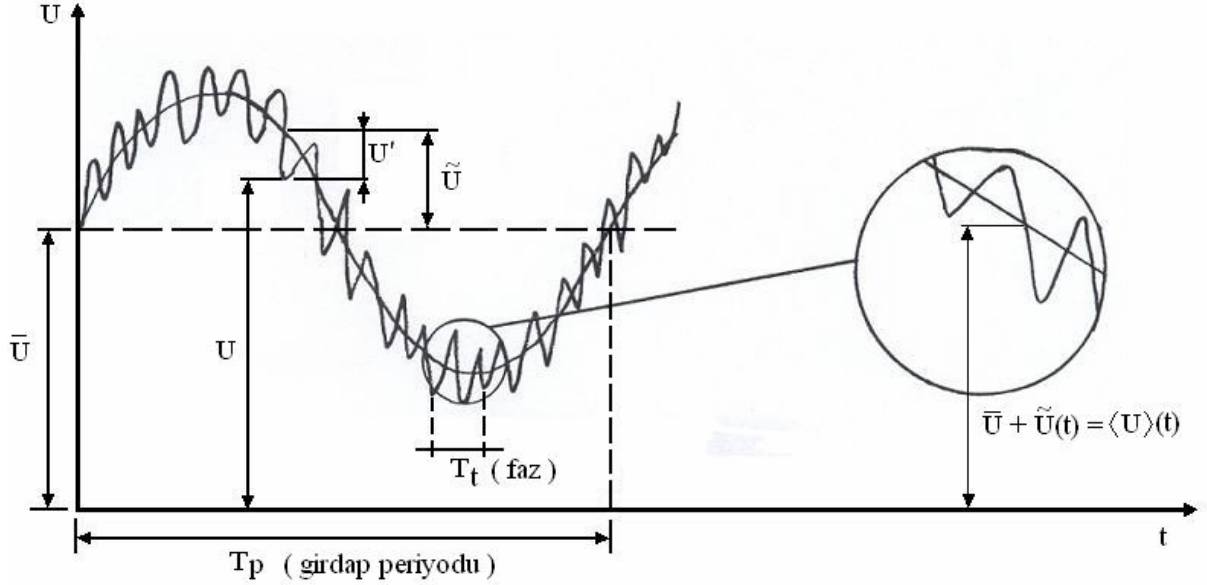


Şekil 1.3. Girdapçık hareketi

Bunun anlamı ortalama hareket tek boyutlu dahi olsa (örneğin X yönünde) ; akış alanında düşey yönde bir çalkantı hız bileşeni mutlaka vardır. Akış alanındaki diğer değişkenlerde aynı davranışı göstereceklerinden;

$$V = \bar{V} + V', \quad W = \bar{W} + W', \quad p = \bar{p} + p', \quad \rho = \bar{\rho} + \rho' \quad (1.1.b)$$

ilişkileri yazılabilir. Ortalama olarak daimi olmayan türbülanslı akışta ise Şekil 1.4'de görülen bir hız kaydı söz konusudur. Bu tür bir akış, akış alanında belirli periyotta tekrarlanan büyük ölçekli girdap hareketinin ortaya çıktığı durumlarda söz konusudur.



Şekil 1.4. Ortalama olarak daimi olmayan türbülanslı bir akışta her hangi bir noktadaki anlık hız kaydı

Buna göre; daimi olmayan periyodik girdaplı bir akışta anlık U hızı için

$$U(t) = \bar{U} + \tilde{U}(t) + U' \quad (1.2)$$

yazılabilir. Burada $\tilde{U}(t)$ periyodik hareket için hızın ortalama hız \bar{U} 'dan sapma hızını göstermektedir. Küçük girdapçıkların hareketlerine ait T_t periyodu içerisinde kalmak üzere

$\bar{U} + \tilde{U}(t)$ toplamı kısaca $\langle U \rangle(t)$ notasyonu ile gösterilir ve grup (faz) ortalaması olarak adlandırılır. Buna göre yatay hız bileşeni için grup (faz) ortalaması

$$\langle U \rangle(t) = \bar{U} + \tilde{U}(t) \quad (1.3)$$

olarak tanımlanır. Akış alanındaki herhangi bir ϕ büyüklüğü için; ortalama, periyodik bileşen ve çalkantı bileşen cinsinden;

$$\phi(t) = \bar{\phi} + \tilde{\phi}(t) + \phi' \quad (1.4)$$

yazılabilir. Bu tanım; günümüzde çeşitli türbülans modellerinde göz önüne alınan güncel bir yaklaşımdır.

Türbülanslı akışta, matematiksel olarak üç tür ortalama yöntemi uygulanır. Bunlar;

1.) Daimi türbülanslı akış için “zaman ortalama”

$$\bar{U}(x_0) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T U(x_0, t) dt$$

2.) Homojen türbülanslı akış için “konum ortalama”

$$\bar{U}(t_0) = \lim_{x \rightarrow \infty} \frac{1}{2x} \int_{-x}^x U(x, t_0) dx$$

3.) Grup ortalama : x_0 noktasında ve t_0 anı için elde edilmiş N adet eşdeğer U için grup ortalama ;

$$\bar{U}(x_0, t_0) = \frac{\sum_{n=1}^N U_n(x_0, t_0)}{N}$$

şeklindedir. Hem daimi hem de homojen akışlar için bu üç ortalama birbirine eşdeğerdir. Ancak gerçek türbülanslı akışlar ne daimi ne de homojendir. Bu nedenle, ortalama alma

işlemi sonsuz büyük T ve X için yapılamaz, sonlu değerler için yapılabilir. T zaman aralığı belirli bir $T_1 \leq T \leq T_2$ araladığı kalmalıdır. Sonlu bir $T = T_2 - T_1$ değeri ile yatay hız bileşeni için zaman ortalama

$$\bar{U} = \frac{1}{T_2 - T_1} \int_{T_1}^{T_2} U(t) dt$$

olarak yazılır. Daimi bir türbülanslı akış için bu ifadenin geometrik anlamı; $(T_2 - T_1)$ zaman aralığında anlık ve ortalama hız eğrilerinin altında kalan alanların birbirine eşit olmasıdır. Bu nedenle çalkantılı büyüklüklerin zaman ortalaması sıfırdır.

Navier-Stokes denklemlerinde anlık hız değerlerinin yerine ortalama ve çalkantılı büyüklükler cinsinden olan eşitlerinin yazılması ve elde edilen denklemlerin zaman ortalamalarının alınmasına “Reynolds zaman ortalama” işlemi; bu şekilde elde edilen denklemlere de “Reynolds denklemleri” denir.

Süreklilik denklemi

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (1.5)$$

şeklinde yazılır. Süreklilik denkleminde $\rho = \bar{\rho} + \rho'$ ve $u_i = \bar{u}_i + u'_i$ yazılırsa;

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\bar{\rho} + \rho')}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} [(\bar{\rho} + \rho')(\bar{u}_i + u'_i)] &= 0 \\ \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \rho'}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \bar{u}_i)}{\partial x_i} + \frac{\partial(\bar{\rho} u'_i)}{\partial x_i} + \frac{\partial(\rho' \bar{u}_i)}{\partial x_i} + \frac{\partial(\rho' u'_i)}{\partial x_i} &= 0 \end{aligned} \quad (1.6)$$

elde edilir. Bu ifadenin zaman ortalaması alındığında;

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho}'}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \bar{u}_i)}{\partial x_i} + \frac{\partial(\bar{\rho} u'_i)}{\partial x_i} + \frac{\partial(\rho' \bar{u}_i)}{\partial x_i} + \frac{\partial(\rho' u'_i)}{\partial x_i} = 0$$

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \underbrace{\frac{\partial \bar{\rho}'}{\partial t}}_0 + \frac{\partial(\overline{\rho u_i})}{\partial x_i} + \underbrace{\frac{\partial(\overline{\rho u_i}')}{\partial x_i}}_0 + \underbrace{\frac{\partial(\overline{\rho' u_i})}{\partial x_i}}_0 + \underbrace{\frac{\partial(\overline{\rho' u_i}')}{\partial x_i}}_0 = 0$$

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial(\overline{\rho u_i})}{\partial x_i} = 0 \quad (1.7)$$

sonucu elde edilir. Sıkıştırılmaz akış için $\partial \rho / \partial t = 0$ ve $\rho = sab.$ olduğundan; bu özellikler ile birlikte (1.5) eşitliğinden (1.7) eşitliğinin çıkarılması sonucunda;

$$\frac{\partial u_i'}{\partial x_i} = 0 \quad (1.8)$$

eşitliği elde edilir. Bu sonuç sıkıştırılmaz akış için ortalama ve çalkantılı hız bileşenlerinin süreklilik denklemini sağladığını göstermektedir.

Sıkıştırılmaz akış için momentumun korunumu (Navier-Stokes) denklemleri indis formu ile;

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + u_j \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_j} = \rho g_i - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ji}}{\partial x_j} \quad (1.9)$$

şeklinde yazılır. Burada τ_{ji} gerilme tansörü olup, şekil değiştirme hızına bağlı olarak;

$$\tau_{ji} = 2\mu S_{ji} \quad (1.10)$$

ve şekil değiştirme hızı;

$$S_{ji} = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right] \quad (1.11)$$

şeklinde tanımlanır. Eşitlik (1.9) sıkıştırılmaz özelliği kullanılarak açık şekilde yazıldığında

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial (u_i u_j)}{\partial x_j} = \rho g_i - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial (2\mu S_{ji})}{\partial x_j} \quad (1.12)$$

elde edilir. Buradaki anlık büyüklükler yerine ortalama ve çalkantılı büyükler cinsinden değerleri yazılırsa

$$\rho \frac{\partial (\bar{u}_i + u'_i)}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x_j} [(\bar{u}_i + u'_i)(\bar{u}_j + u'_j)] = \rho g_i - \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{P} + P') + \frac{\partial}{\partial x_j} [2\mu(\bar{S}_{ji} + S'_{ji})] \quad (1.13)$$

elde edilir. Bu eşitlik açılıp zaman ortalama işlemi uygulanırsa

$$\rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial (\overline{u_i u_j})}{\partial x_j} = -\rho \frac{\partial (\overline{u'_i u'_j})}{\partial x_j} + \rho g_i - \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\mu \bar{S}_{ji}) \quad (1.14)$$

eşitliği elde edilir. Bu eşitliğin sol tarafında yer alan ikinci terim, sıkıştırılamaz akışlar için;

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial (\overline{u_i u_j})}{\partial x_j} &= \rho \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \rho \bar{u}_i \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} \\ &= \rho \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \rho \underbrace{u \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)}_0 \end{aligned}$$

$$\rho \frac{\partial (\overline{u_i u_j})}{\partial x_j} = \rho \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}$$

şeklini alır bu nedenle sıkıştırılamaz akış için (1.14) eşitliği

$$\rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \rho \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = \rho g_i - \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} [2\mu \bar{S}_{ji} - \overline{\rho u'_i u'_j}] \quad (1.15)$$

şeklini alır. Bu bağıntı Reynolds denklemleri olarak adlandırılır. Burada yer alan son terim $(\rho \overline{u'_i u'_j})$ Reynolds gerilme tansörüdür. Eşitlik (1.15)'nin x doğrultusundaki bileşeni $i = 1$ ve $j = 1, 2, 3$ yazılarak elde edilir.

$$\begin{aligned} \rho \left[\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right] &= \rho g_x - \frac{\partial P}{\partial x} \\ &+ \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) \right] \\ &- \rho \left[\frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial x} + \frac{\partial (\overline{u'v'})}{\partial y} + \frac{\partial (\overline{u'w'})}{\partial z} \right] \end{aligned} \quad (1.16)$$

Eşitlik (1.16)'in sağ tarafında yer alan üç, dört ve beşinci terimlerin, sıkıştırılamaz akış için geçerli $\partial \bar{u}/\partial x + \partial \bar{v}/\partial y + \partial \bar{w}/\partial z = 0$ koşulunun da göz önüne alınarak düzenlenmesi ile (1.16) eşitliği daha basit bir yapıya dönüştürülür. Bu durumda eşitlik;

$$\rho \left[\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right] = \rho g_x - \frac{\partial P}{\partial x} + \mu \nabla^2 \bar{u} - \rho \left[\frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial x} + \frac{\partial (\overline{u'v'})}{\partial y} + \frac{\partial (\overline{u'w'})}{\partial z} \right] \quad (1.17)$$

şekline dönüşür.

Reynolds gerilmeleri; türbülanslı çalkantı hareketi nedeniyle ortaya çıkarlar ve türbülanslı hız bileşenlerinin çarpımlarının zaman ortalamalı büyüklükleri şeklinde tanımlanırlar. Reynolds gerilmelerinin laminer akıştaki sürtünme terimlerine eklenen terimler olarak ortaya çıkmaları nedeniyle akış üzerindeki etkileri de aynı olur. Bu özellikten yararlanılarak, laminer akış ile türbülanslı akış arasında kurulan benzeşim ile Reynolds gerilmelerinin bir girdap viskozitesinden dolayı ortaya çıktığı kabulü yapılır.

Reynolds denkleminde yer alan Reynolds gerilmeleri ile ilgili olarak bir denklem elde etmek üzere, indis notasyonlu Reynolds denklemlerinden Navier-Stokes denklemlerinin çıkarılır elde edilen ifade u'_i ile çarpılarak zaman ortalaması alınırsa;

$$\begin{aligned}
\frac{D\overline{u'_i u'_j}}{Dt} = & \underbrace{\rho \left(-\overline{u'_k u'_j} \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_k} - \overline{u'_k u'_i} \frac{\partial \overline{u'_j}}{\partial x_k} \right)}_{(I)} - \underbrace{2\mu \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u'_j}}{\partial x_k}}_{(II)} + \underbrace{p' \left(\frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u'_j}}{\partial x_i} \right)}_{(III)} \\
& + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left[\mu \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} - \rho \overline{u'_i u'_j u'_k} - (\delta_{jk} \overline{u'_i} + \delta_{ik} \overline{u'_j}) p' \right]}_{(IV)}
\end{aligned} \tag{1.18}$$

şeklinde ifade edilen Reynolds transport denklemi elde edilir. Bu denklemde yer alan $(\overline{u'_i u'_j})$ 'ler Reynolds denklemlerindeki bilinmeyen türbülans büyüklükleridir. (1.18) denkleminin sol tarafındaki terim taşınım terimidir. Sağ taraftaki (I). terim üretim terimidir. (II). terim yutulma korelasyonunu göstermektedir. (III). terim basınç-şekil değiştirme korelasyonu terimi ve (IV). terim yayılım transportu terimidir.

Türbülanslı akış üzerine yapılan deneysel çalışmalarda, çalkantılı bileşenlerin ölçümleri zor ve özel donanımlar gerektirdiği için, genellikle ortalama değerler ölçülür. Ortalama değerler pratik uygulamalar açısından yeterli bir fikir verirler ancak çalkantılı bileşenler türbülanslı akışın yapısını daha iyi anlamak açısından önemlidir.

Çalkantılı bileşenlerin bir çarpım şeklinde bir araya gelmelerinden oluşan korelasyonların, akış alanı içerisinde zamanla ve konumla olan değişimleri deneysel çalışmalarla elde edilebilmektedir. Herhangi bir türbülanslı akış için farklı şekillerde korelasyon fonksiyonları tanımlamak mümkündür. Akış alanı içerisinde birbirine komşu iki noktada aynı anda (eş zamanlı) ölçülen aynı yöndeki hız çalkantıları göz önüne alınarak

$$R(r) = \frac{\overline{u'_1 u'_2}}{\sqrt{\overline{u'^2_1}} \cdot \sqrt{\overline{u'^2_2}}} \tag{1.19}$$

şeklinde bir korelasyon fonksiyonu tanımlanabilir. Korelasyon fonksiyonu R'nin integrali

$$L = \int_0^{d/2} R(r) dr \tag{1.20}$$

akış içerisindeki “türbülans ölçeği” olarak bilinen türbülansın uzunluk karakteristiğini verir. Türbülans ölçeği, türbülanslı girdapçıkların ortalama boyutları hakkında bir fikir verir.

(1.18) eşitliğindeki (u'_2) hızının, (u'_1) hızının ölçüldüğü noktada ancak farklı zamanlarda ölçülmesi ile “otokorelasyon fonksiyonu” elde edilir. Buna göre

$$R(t) = \frac{\overline{u'_1(t)u'_2(t + \Delta t)}}{\sqrt{\overline{u'^2_1(t)}} \cdot \sqrt{\overline{u'^2_2(t + \Delta t)}}} \quad (1.21)$$

ifadesi tanımlanır. İki hız bileşeninin konum ve zamanla olan değişimlerinin ölçülmesi ile elde edilen konum-zaman korelasyonları, türbülanslı akışın yapısının incelenmesinde kolaylık sağlarlar.

1.5. Türbülans Modelleme

Türbülanslı akışları ifade eden hareket denklemlerinin analitik olarak çözümlerinin mümkün olmayışı, bu konu üzerine çalışan araştırmacıları hareket denklemlerinin sayısal olarak çözümlerine yöneltmiştir. Hesaplamalı akışkanlar dinamiği (Computational Fluid Dynamics-CFD) olarak bilinen bu uygulama alanı, günümüzde artan bilgisayar teknolojileri ile akışkanlar mekaniği ve ısı transferi problemlerin çözümüne ışık tutmaktadır. Türbülans modelleme; CFD kapsamında yer alan ağ üretimi ve algoritma geliştirme ile birlikte ele alınan üç temel konudan bir tanesidir. Türbülanslı akışların hareket denklemlerinin çözümüne yönelik olarak yapılan modelleme çalışmalarda üç temel yaklaşım söz konusudur. Bunlar;

- Doğrudan Sayısal Benzeşim (Direct Numerical Simulation-DNS)
- Büyük Girdap Benzeşimi (Large Eddy Simulation-LES)
- Reynolds Ortalamalı Navier-Stokes Denklemleri (Reynolds Averaged Navier-Stokes Equations-RANS)

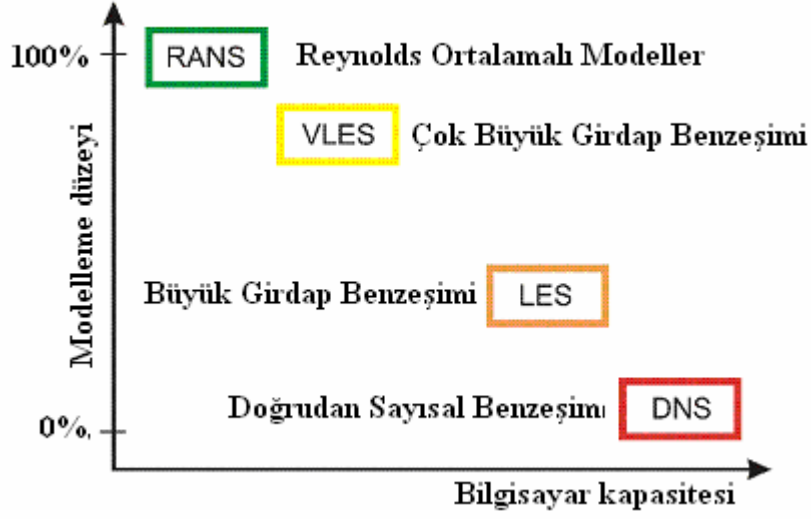
şeklindedir.

Türbülanslı akışların incelenmesinde uygulanabilecek en kesin yaklaşım, Navier-Stokes denklemlerinin herhangi bir model kullanılmaksızın doğrudan sayısal çözümlerini amaçlayan DNS yöntemidir. Türbülanslı akışın DNS ile hesaplanması; akış alanı içerisinde mevcut olan ilgili bütün uzunluk ölçeklerinde doğrudan sayısal çözümün uygulanması ile elde edilir. Özellikle türbülanslı akışlarda meydana gelen kinetik enerji yutulması gibi küçük ölçekli hareketlerin çözümlenebilmesi için zaman adımının yeterince küçük

seçilmesi gerekmektedir [19]. Bu nedenle DNS ile hesap yapabilmek için çok sık ağırlara ve kapasitesi yüksek bilgisayarlara ihtiyaç duyulmaktadır [20]. Kanal akışının DNS ile çözümlenebilmesi için gerekli düğüm noktası sayısının tahminine yönelik olarak $N_{DNS} = (0.088Re_h)^{9/4}$ ifadesini geliştirmiştir [21]. Mevcut bilgisayar teknolojisi, DNS ile ancak basit geometri ve düşük Reynolds sayılarına sahip akışların çözümüne olanak sağlamaktadır.

Türbülanslı akışların analizlerinde uygulanan diğer bir yöntem de “Büyük Girdap Benzeşimi (LES)” yaklaşımıdır. Türbülanslı akışlarda, büyük ölçekli hareketler daha yüksek enerjiye sahiptir ve korunum özelliklerinin transferinde küçük ölçekli hareketlere göre daha etkilidirler. LES’te bu durum dikkate alınarak türbülanslı akış alanı içerisinde yer alan büyük girdapların doğrudan çözümlerinin gerçekleştirilmesi, küçük girdapların ise modellenerek yaklaşık çözümlerinin yapılması amaçlanmaktadır. Bu ayırım filtre fonksiyonları kullanılarak gerçekleştirilir. Eğer girdapların boyutu filtre fonksiyonunun uzunluk ölçeğinden büyükse büyük girdap tanımı yapılarak doğrudan sayısal çözümü yapılır, eğer girdapların boyutu filtre fonksiyonunun uzunluk ölçeğinden küçükse küçük girdaplar olarak ifade edilir ve modellenmek suretiyle yaklaşık çözümleri gerçekleştirilir. LES, DNS ile çözülemeyecek büyüklükteki Reynolds sayısına ve karmaşık geometriye sahip akışların analizleri için tercih edilirler [19]. LES uygulamaları için gerekli bilgisayar kapasitesi DNS’ye göre daha düşük düzeydedir. Ancak, günümüzdeki bilgisayar teknolojileri ile mühendislik uygulamalarında ortaya çıkan türbülanslı akışların çoğunun LES ve DNS ile sayısal olarak çözümlenebilmesi oldukça zordur.

Günümüzde türbülanslı akışların analizine yönelik yapılan sayısal çalışmalarda genellikle “Reynolds Ortalamalı Navier-Stokes (RANS)” denklemlerine dayalı yaklaşımlar kullanılmaktadır. Hareket denklemlerinin zaman ortalaması alınması sonucu, Bölüm 1.3’de ifade edildiği üzere “Reynolds gerilmeleri” olarak adlandırılan ek terimler ortaya çıkmaktadır. Bu terimlerin ortalama akış değişkenleri ile ilişkilerini ifade edebilmek için çeşitli türbülans modelleri kullanılır. RANS yöntemi, diğer yöntemlere (DNS ve LES) göre daha fazla sayıda yaklaşım ve kabuller içerir. Ancak bilgisayar kapasitesi bağımlılığı daha düşük düzeydedir.



Şekil 1.5. Türbülans modellerinin modelleme düzeyi ve bilgisayar kapasitesine göre karşılaştırılması [22].

Reynolds ortalamalı Navier-Stokes denklemlerine dayalı olan modeller, Reynolds tarafından türbülansla ilgili olarak yapılmış olan çalışmalara bağlı olarak geliştirilmişlerdir. Türbülanslı gerilmelerin matematiksel olarak tanımlanması konusunda yapılan ilk çalışma girdap viskozitesi kavramını geliştiren Boussinesq'e aittir. RANS denklemlerine dayalı modeller içerisinde en yaygın olarak kullanılan model, türbülans kinetik enerjisi (k) ve bu enerjinin yutulma miktarı (ε) modelidir.

k - ε modelinde iki önemli varsayım yapılır. Bunlardan ilki türbülansın izotropik olduğu ($u' = v' = w'$) varsayımdır. Diğer önemli varsayım ise katı sınır yakınlığında türbülans kinetik enerjisinin üretim ve yutulma terimlerinin yaklaşık olarak birbirine eşit olduğudur. Bu varsayım; türbülanslı ve ortalama akış büyüklüklerinin akış içerisinde herhangi bir noktada birbiri ile orantılı olduğu anlamını taşır. Diğer bir ifade ile ortalama akıştaki şekil değiştirme hızlarının büyüklüğü, akışın türbülanslı yapısının düzeyini doğrudan etkiler. Bu durumda yerel denge koşulu

$$\underbrace{-\overline{u'_i u'_j}}_{\text{üretim}(P)} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \nu \underbrace{\left[\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right]^2}_{\text{yutulma}(\varepsilon)}$$

$$\frac{\tau_{ij}}{\rho} S_{ij} = \varepsilon \quad \Rightarrow \quad \tau_{ij} S_{ij} = \rho \varepsilon \quad \Rightarrow \quad S_{ij} = \frac{\rho \varepsilon}{\tau_{ij}}$$

elde edilir. Burada τ_{ij} türbülanslı gerilme tansörü, S_{ij} ortalama akışa ait şekil değiştirme hızıdır. Ortalama akış ve türbülanslı akış büyüklükleri arasındaki orantı için girdapçık viskozitesi orantı katsayısı olarak göz önüne alındığında; Boussinesq yaklaşımına göre;

$$\overline{u'_i u'_j} = \nu_T \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right] - \frac{2}{3} k \delta_{ij}$$

bağıntısı yazılır. Boyutsal uyum göz önüne alındığında k- ϵ modeli için $\mu_T \approx \frac{\rho k^2}{\epsilon}$ ilişkisi yazılabilir.

(1.17) Reynolds denklemleri, Reynolds gerilmeleri gibi ikili çarpımları içerirler. Aynı şekilde (1.18) Reynolds gerilme transport denkleminde de üçlü çarpımlar yer almaktadır. Bu çarpımları içeren denklemler ile hesaplamaların yapılabilmesi, ancak bu çarpım terimlerinin yerlerine bazı deneysel veriler veya ifadelerin kullanılması ile mümkündür.

Birim enerji için tanımlanan ve türbülanslı çalkantıların meydana geldiği özgül türbülans kinetik enerjisi;

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} \quad (1.22)$$

olarak tanımlanır. Özgül türbülans kinetik enerjisi (k) için denklem elde etmek üzere sıkıştırılamaz akış için elde edilmiş olan Reynolds gerilme transport denkleminde yola çıkılır. (1.18) Reynolds gerilme transport denklemi eksi ile çarpılıp daha açık şekilde yeniden yazılırsa;

$$\begin{aligned} -\frac{\partial}{\partial t} (\overline{u'_i u'_j}) - u_k \frac{\partial (\overline{u'_i u'_j})}{\partial x_k} &= \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \overline{u'_i u'_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u'_i u'_j u'_k}) + 2\nu \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k} \\ &- \frac{p'}{\rho} \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_k} \left[(\overline{p' u'_i}) \delta_{ik} + (\overline{p' u'_j}) \delta_{jk} \right] - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\mu \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u'_i u'_j}) \right] \end{aligned} \quad (1.23)$$

bu denklemi; normal gerilmeleri (τ_{xx}, τ_{yy} ve τ_{zz}) gösterecek bir forma getirmek üzere $j=i$ ve $k=j$ yazarak yeniden düzenlenirse;

$$\begin{aligned}
-\frac{\partial}{\partial t}(\overline{u_i'^2}) - u_j \frac{\partial}{\partial x_j}(\overline{u_i'^2}) &= 2\overline{u_i' u_j'} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\overline{u_i' u_j' u_j'}) + 2\nu \overline{\left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_j}\right)^2} - \underbrace{\frac{p'}{\rho} \left(2 \frac{\partial u_i'}{\partial x_j}\right)}_0 \\
&\quad \text{(süreklilikten)} \\
&+ \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\underbrace{(\overline{p' u_i'}) \delta_{ij} + (\overline{p' u_i'}) \delta_{ij}}_{2(\overline{p' u_i'})} \right] - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \frac{\partial}{\partial x_j}(\overline{u_i'^2}) \right]
\end{aligned}$$

bu ifadeyi k'yı ifade eden bir denklem şekline dönüştürmek üzere her iki tarafı (-1/2) ile çarpılırsa;

$$\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t}(\overline{u_i'^2}) + u_j \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_j}(\overline{u_i'^2}) = -\overline{u_i' u_j'} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \underbrace{\nu \left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_j}\right)^2}_{\varepsilon} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{1}{2}(\overline{u_i' u_j' u_j'}) + \frac{1}{\rho}(\overline{p' u_i'}) \right] + \frac{1}{2\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \frac{\partial}{\partial x_j}(\overline{u_i'^2}) \right]$$

(1.22) kinetik enerji tanımı kullanılarak bu denklem yeniden düzenlenirse;

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = -\overline{u_i' u_j'} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \varepsilon - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{1}{2}(\overline{u_i' u_j' u_j'}) + \frac{1}{\rho}(\overline{p' u_i'}) \right] + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (1.24)$$

veya

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \rho \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \frac{\partial k}{\partial x_j} - \frac{1}{2} \rho (\overline{u_i' u_j' u_j'}) - (\overline{p' u_i'}) \right] \quad (1.25)$$

olarak türbülans kinetik enerjisi transport denklemi elde edilir. Görüldüğü gibi bu ifade çalkantılı hız bileşenlerinin yüksek dereceden korelasyonlarını içermekte olup, bu korelasyonların belirlenmesi olanaksızdır. Bu nedenle bu türden terimlerin modellenmesi gerekir.

Türbülanslı kinetik enerji denkleminde yer alan korelasyonlar; yutulma, türbülans yayılımı ve basınç yayılımı terimleri fiziksel temellere dayalı olarak ve deneysel veriler yardımıyla modellenir. k denkleminin modellenmesinde yapılan ilk kabul Boussinesq girdap viskozitesi yaklaşımıdır. Bu yaklaşıma göre Reynolds gerilmeleri

$$\tau_{ij} = \mu_t \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right] - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (1.26)$$

şeklinde tanımlanır. Bu ifade de yer alan μ_t girdap (türbülans) viskozitesi için; $\mu_t \approx \rho k^{1/2} l$ ilişkisi göz önüne alınır [20].

Türbülans kinetik enerjisi denkleminde yer alan $\varepsilon = \nu \overline{\left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right)^2}$ yutulma teriminin

hangi ölçekler ile orantılı olduğunu anlayabilmek için yerel denge koşulu yazılırsa;

$$\underbrace{-\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}}_{\text{üretim}(P)} = \nu \underbrace{\overline{\left[\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right]^2}}_{\text{yutulma}(\varepsilon)}$$

sol taraftaki üretim terimi bir hız ve bir uzunluk ölçeği cinsinden göz önüne alındığında u^3/l boyutunda olduğu görülür. Buradan ε yutulmanın da;

$$\varepsilon \approx \frac{u^3}{l}$$

ilişisini taşıdığı anlaşılır. Yutulma için elde edilen bu orantı ilişkisi türbülans kinetik enerjisi için de yazılabilir.

$$k \approx u^2 \quad \Rightarrow \quad u \approx k^{1/2} \quad \Rightarrow \quad \varepsilon \approx \frac{k^{3/2}}{l}$$

Türbülanslı yayılım ve basınç yayılımı terimleri; genel yayılım formunda modellenir. Buna göre;

$$\left[-\frac{1}{2} \rho \overline{(u'_i u'_i u'_j)} - \overline{(p' u'_i)} \right] = \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j}$$

ilişkisi kurulur. Burada yer alan σ_k ; türbülans kinetik enerjisi (k) için Prandtl-Schmidt sayısı olarak bilinen bir kapatılma katsayısıdır. Bu çalışmada $\sigma_k = 1$ olarak alınmıştır.

Modellenmiş terimler (1.25) türbülans kinetik enerjisi transport denkleminde yerlerine yazılırsa;

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \rho \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (1.27)$$

modellenmiş türbülans kinetik enerjisi denklemi elde edilir. Bu denklemde yer alan girdap (türbülans) viskozitesi daha öncede belirtildiği gibi

$$\mu_T = c_\mu \frac{\rho k^2}{\varepsilon}$$

olarak göz önüne alınmaktadır. Bu ifade de yer alan c_μ bir sabittir ve bu çalışmada $c_\mu = 0.09$ olarak alınmıştır.

k-ε türbülans modeli uygulamalarında ikinci denklem olarak, (1.18) Reynolds gerilme transport denkleminde bir bilinmeyen olarak ortaya çıkan yutulma (ε) terimi için bir diferansiyel denklem kullanılır. ε için bir transport denklemi elde etmek üzere; sıkıştırılamaz akışlar için momentumun korunumunu ifade eden

$$\rho \frac{Du_i}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (\rho = sbt, \mu = sbt) \quad (1.28)$$

Navier-Stokes denkleminden yola çıkılır. (1.28) denkleminde yer alan bağımlı değişkenler yerlerine (1.1 a,b) ile tanımlanan ortalama ve çalkantılı büyüklükler cinsinden değerleri yazılırsa;

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial u'_i}{\partial t} + u'_j \frac{\partial (\bar{u}_i + u'_i)}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial (\bar{u}_i + u'_i)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \frac{\partial (\bar{u}_i + u'_i)}{\partial x_j} \right] \quad (1.29)$$

elde edilir. Bu denklemin zaman ortalaması alınır;

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \overline{u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right] \quad (1.30)$$

elde edilir. (1.30) denklemi, (1.29) denkleminden çıkarılıp düzenlenirse;

$$\frac{\partial u'_i}{\partial t} + u'_j \frac{\partial (\bar{u}_i + u'_i)}{\partial x_j} + \overline{u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right] + \frac{\partial (u'_i u'_j)}{\partial x_j} \quad (1.31)$$

denklemini elde edilir. Bu denklemi yutulmayı ifade eden bir denklem şekline dönüştürmek

üzere; boyut uygunluğu için denklemin x_k 'ye göre türevini alıp, $\frac{\partial u'_i}{\partial x_k}$ ile çarpıp zaman

ortalaması alınır;

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \right)^2 \right\} + \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k}} + \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_k \partial x_j} \overline{u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_k}} + \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \overline{\frac{\partial u'_j}{\partial x_k} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}} + u'_j \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \right)^2 \right\} \\ & + \frac{\partial u'_j}{\partial x_k} \overline{\frac{\partial u'_j}{\partial x_k} \frac{\partial u'_i}{\partial x_k}} + \overline{u'_j \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \right)^2 \right\}} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial^2 p'}{\partial x_k \partial x_i} + \nu \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \left(\frac{\partial^2}{\partial x_j^2} \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \right) \end{aligned} \quad (1.32)$$

denklemini elde edilir. Bu ifadedeki terimlerin üzerindeki işlemler yapılır, $\nu \left[\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right] \left[\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right] = \varepsilon$

tanımı kullanılır ve bütün terimler $2\nu\rho = 2\mu$ ile çarpılırsa;

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\rho\varepsilon) + \rho \bar{u}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = -2\nu \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial^2 p'}{\partial x_k \partial x_i}} + \mu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) - u'_j \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \right] \\ & - 2\nu \mu \left[\frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_k} \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \right] \left[\frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_k} \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \right] - 2\mu \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}} - 2\mu \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_k}} - 2\mu u'_j \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_k \partial x_j}} \\ & - 2\mu \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}} \end{aligned} \quad (1.33)$$

şeklinde yutulma (ε) için kesin denklem elde edilir. Bu denklem türbülans kinetik enerji (k) denkleminden daha karmaşık yapıda olup, çalkantılı hız, basınç ve hız gradyanlarının ikili ve üçlü kolerasyonlarını içermektedir. Bu nedenle bu terimlerin modellenmesi gerekir. Yutulma (ε) için geçerli olan (1.33) denkleminin modellenmesinde deneysel ölçümlere ihtiyaç duyulur.

Modellenmiş yutulma (ε) denklemi;

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = c_1 \frac{\varepsilon}{k} \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - c_2 \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \nu_T / \sigma_\varepsilon) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] \quad (1.34)$$

Şeklinde ifade edilmektedir [20]. Ele alınan problemin yapısına bağlı olarak; değişik çalışmalarda kullanılan k- ε türbülans modeli sabitleri değişik değerler almaktadır. Tablo1.1’de bazı çalışmalarda kullanılan k- ε modeli sabitleri verilmiştir.

Tablo 1.1. Değişik çalışmalarda kullanılan k- ε türbülans modeli sabitleri [23].

Çalışma	Boyut	σ_k	σ_ε	c_1	c_2	c_μ
Patankar	3	1	1.3	1.44	1.92	0.09
Frost vd.	2	-	-	-	-	0.416
Taylor vd.	2	1	1.3	1.45	0.18	0.22
Yeung ve Kot	2	1	1	1.54	2	0.03
Murak ve M.	3	1	1.3	1.44	1.92	0.09

2. YAPILAN ÇALIŞMALAR

2.1. Temel Denklemler

Bu çalışmada göz önüne alınan süreklilik ve faz ortalımalı Navier-Stokes denklemleri;

$$\frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_j} = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) - \langle u_i' u_j' \rangle \right] \quad (2.2)$$

şeklindedir. Bu denklemlerde yer alan Reynolds gerilmeleri için, Boussinesq'in girdap viskozitesi yaklaşımı göz önüne alınmıştır. Bu yaklaşım;

$$-\langle u_i' u_j' \rangle = \langle \nu_t \rangle \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \langle k \rangle \quad (2.3)$$

olarak yazılır. Zaman bağımlı Reynolds ortalımalı Navier-Stokes (URANS) denklemlerine dayalı olan standart k-ε türbülans modeli (türbülans kinetik enerjisi ve bu enerjinin yutulma miktarı) ve durma noktası bölgesinde türbülans kinetik enerjisinin aşırı üretimini önleyen Kato-Launder [24] iyileştirmesi kullanılarak hesaplar gerçekleştirilmiştir. Modellemede kullanılan denklem takımı;

$$\frac{\partial \langle k \rangle}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \langle k \rangle}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\langle \nu_t \rangle}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \langle k \rangle}{\partial x_j} \right] - P_k - \langle \varepsilon \rangle \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial \langle \varepsilon \rangle}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \langle \varepsilon \rangle}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\langle \nu_t \rangle}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \langle \varepsilon \rangle}{\partial x_j} \right] - C_1 P_k \frac{\langle \varepsilon \rangle}{\langle k \rangle} - C_2 \frac{\langle \varepsilon \rangle^2}{\langle k \rangle} \quad (2.5)$$

$$\langle v_t \rangle = C_\mu \langle k \rangle^2 / \langle \varepsilon \rangle \quad (2.6)$$

ile burada yer alan üretim terimi

$$P_k = C_\mu \langle \varepsilon \rangle S \Omega, \quad S = \frac{\langle k \rangle}{\langle \varepsilon \rangle} \sqrt{\frac{1}{2} \left[\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right]^2} \quad \text{ve} \quad \Omega = \frac{\langle k \rangle}{\langle \varepsilon \rangle} \sqrt{\frac{1}{2} \left[\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} - \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right]^2}$$

şeklindedir. Burada S akışkanın simetrik şekil değişimi, Ω ise yerel girdabın büyüklüğü ile orantılı olan dönme parametresidir [24]. Bu çalışma kapsamında kullanılan k- ε türbülans modeli sabitleri için;

$$\sigma_k = 1 \quad ; \quad \sigma_\varepsilon = 1.3 \quad ; \quad C_1 = 1.44 \quad ; \quad C_2 = 1.92 \quad ; \quad C_\mu = 0.09$$

değerleri göz önüne alınmıştır.

2.2. Sınır Koşulları

Hesaplama bölgesinin giriş sınırında sınır koşulu olarak; düzgün (üniform) hız profili ve düzgün türbülans şiddeti kullanılmıştır.

$$\langle \bar{u} \rangle = (u_\infty, 0), \quad \langle k \rangle = 1.5(Tu.u_\infty)^2, \quad \langle \varepsilon \rangle = C_\mu \langle k \rangle^2 / v_{t-in} \quad (2.7)$$

Giriş sınırında; yutulma miktarı(ε), $r_\mu = v_{t-in} / \nu$ oranı ile denklem (2.6)'dan hesaplanmaktadır. Hesaplamalarda, r_μ için genelde göz önüne alınan $r_\mu=100$ değeri seçilmiştir [24].

Çıkış sınırında ve geçirgen yüzeyin uzağında bulunan serbest sınırlar için akışın tam gelişmiş olduğu kabul edilmiştir. Çıkış sınırında bağımlı değişkenlerin normal yöndeki türevlerinin sıfır olduğu Neumann koşulu;

$$\frac{\partial \langle \phi \rangle}{\partial n} = 0 \quad (2.8)$$

serbest sınırlarda y-yöndeki hız profili için Dirichlet, diğer değişkenler için Neumann koşulları

$$\langle \bar{v} \rangle = 0 \quad \text{ve} \quad \frac{\partial \langle \phi \rangle}{\partial n} = 0 \quad (2.9)$$

kullanılmıştır (Şekil 2.1).

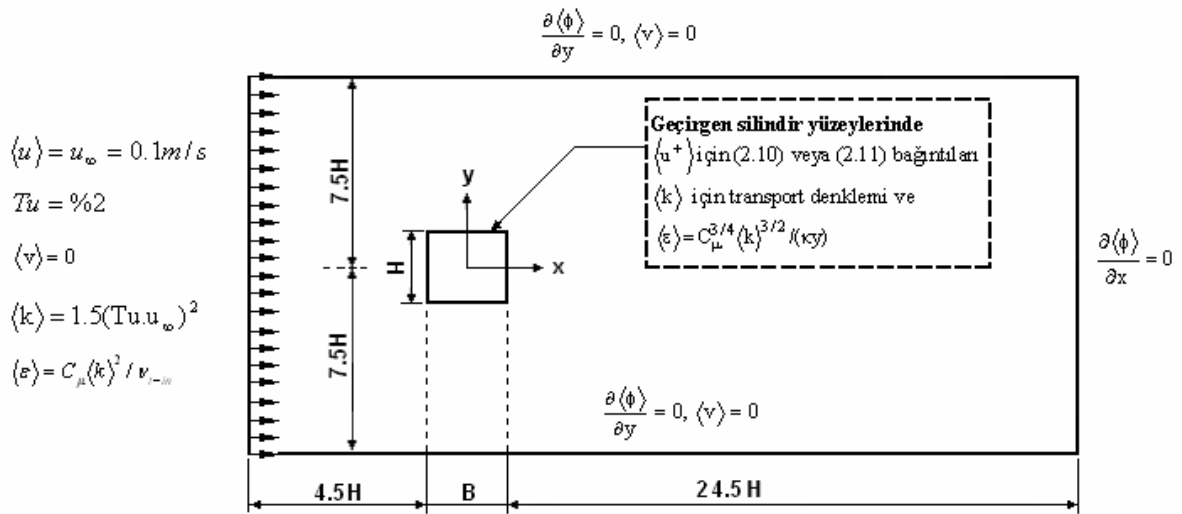
Geçirgen yüzey yakınındaki bölgede yapılan hesaplamalar için iki farklı formül kullanılmıştır. Viskoz alt tabaka için;

$$\langle u^+ \rangle = \frac{\exp(\langle y^+ \rangle \langle v_w^+ \rangle) - 1}{\langle v_w^+ \rangle} \quad (2.10)$$

ve türbülanslı alt tabaka için;

$$\langle u^+ \rangle = \left\{ \frac{\langle v_w^+ \rangle}{4\kappa} \ln \left| \frac{\langle y^+ \rangle}{y_p^+} \right| + \left(1 + u_p^+ \langle v_w^+ \rangle \right)^{1/2} \right\} \frac{1}{\kappa} \ln \left| \frac{\langle y^+ \rangle}{y_p^+} \right| + u_p^+ \quad (2.11)$$

eşitlikleri kullanılmıştır.



Şekil 2.1. Hesaplama bölgesi ve sınır koşullarının şematik gösterimi

Geçirgen yüzey üzerindeki duvar fonksiyonları için bu çalışma kapsamında kullanılan bağıntılar; $u_p^+ = y_p^+ = 11,5$ ve $\kappa = 0,4$ olmak üzere özetle şu şekildedir:

$$u^+ = \begin{cases} y^+ < y_p^+ & \text{için Denklem (2.10)} \\ y^+ \geq y_p^+ & \text{için Denklem (2.11)} \end{cases}$$

Türbülanslı alt tabaka içerisinde ve yüzey yakınındaki bölgede enerji yerel dengesinin oluştuğu ve dolayısıyla türbülans kinetik enerjisinin üretildiği kadar da yutulduğu göz önüne alınabilir ($P_k = \rho\varepsilon$). Yüzey yakınındaki ağ noktalarında türbülans kinetik enerjisi k , türbülans kinetik enerjisi için olan transport denkleminin çözümü ile hesaplanırken kinetik enerjisinin yutulma miktarı ise denge koşulundan elde edilmiş olan;

$$\varepsilon = \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{\kappa y} \quad (2.12)$$

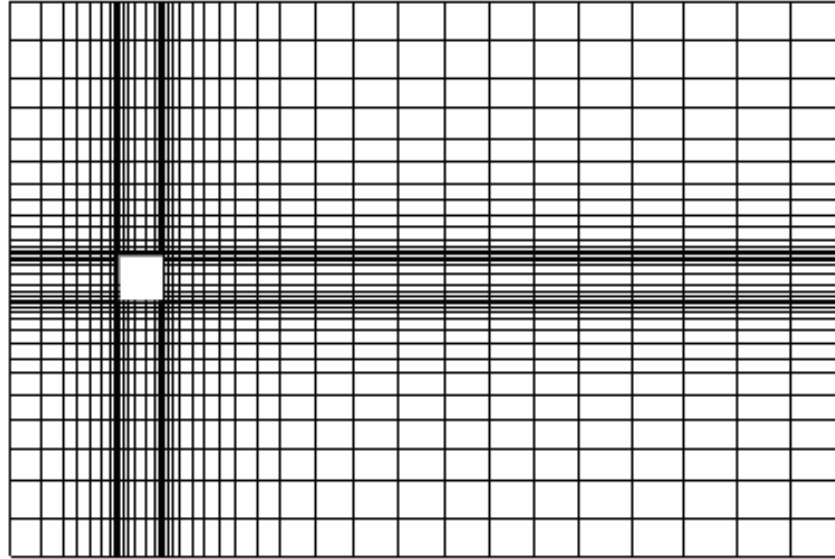
ifadesi ile hesaplanmıştır [25].

2.3. Sayısal Yöntem

Sayısal hesaplamada, temel denklemlerin çözümü sonlu kontrol hacmi yöntemi kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Bu yöntemin en büyük avantajı; düzgün olmayan bir ağ düzenlemesinin kullanılmasına elverişli olmasıdır. Ağ düğüm noktaları arasında yer alan kontrol hacimlerinin şekil ve düzenlerinin değişebilir olması, bu yöntemde büyük bir esneklik kazandırmaktadır. Ayrıca korunum denklemlerinin integral şekillerinin doğrudan ayrıştırılması nedeniyle; kütle, momentum ve enerji gibi temel büyüklüklerin ayrık düzeyde bile korunumlu olarak kalması sağlanır [26].

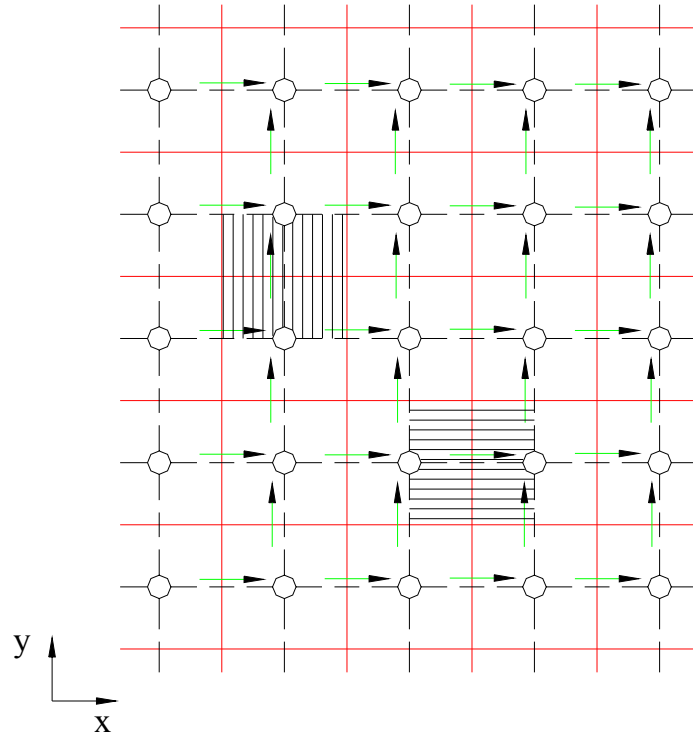
Uygun sayıda hücre kullanılarak ayrıştırılmış olan hesaplama bölgesi üç alt kısma ayrılmıştır. X-yönündeki toplam hücre sayısı; modelin önünde kalan bölgede %25, modelin üst-alt kısmında kalan bölgede %25 ve modelin arkasındaki bölgede %50; y-yönündeki toplam hücre sayısı; modelin üst kısmında kalan bölgede %30, modelin alt kısmındaki bölgede %30 ve modelin ön-arka kısmında kalan bölgede %40 olacak şekilde dağıtılmıştır (Şekil 2.2). Model yakınında yoğun olmak üzere modelden uzaklaştıkça, x-yönünde ağ genişleme oranı $r_x = [(x_L / (\Delta x_i)_{\min})(r-1) + 1]^{1/\text{cell-num}}$ ve y-yönünde ağ

genişleme oranı $r_y = [(y_L / (\Delta y_j)_{\min})(r - 1) + 1]^{1/\text{cell-num}}$ kapalı formülüne göre değerler alarak genişleyen bir ağ yapısı kullanılmıştır (Şekil 2.3). Bu ifadelerde yer alan; x_L ve y_L alt bölge uzunluklarını, cell-num alt bölgelerde genişleyen ağ yönündeki toplam hücre sayısını ve Δx_{\min} ve Δy_{\min} silindire komşu ilk hücrenin ağ genişliğini ifade etmektedir. Bu ağ düzenlemesi ile değişkenlerin değişim hızlarının yüksek değerlerde olduğu yüzey yakınındaki bölgelerde daha duyarlı sonuçların elde edilmesi amaçlanmıştır. Elde edilen sonuçların ağ yapısından en az etkilenen düzeyde olması gerektiğinden, bu amaçla çeşitli sayıda düğüm noktalı ağ düzenlemeleri için sayısal testler yapılmıştır. Sonuç olarak 96x60 düğüm noktasına sahip ağ düzenlemesi için sonuçların ideal olduğu anlaşılmıştır.



Şekil 2.3. Ayrılaştırılmış hesaplama bölgesi ve ağ düzenlemesi

Ayrılaştırılmış hesap bölgesinde yatay ve düşey hız bileşenlerinin, diğer bağımlı değişkenlerden $(p, k, \varepsilon, \mu_i)$ farklı noktalarda hesaplanmasının yararlı olacağı düşünülerek, çapraz ağ (staggered grid) düzenlemesi geliştirilmiştir. Buna göre Şekil 2.4'den de görülebileceği gibi yatay ve düşey hız bileşenleri momentum hücrelerinde, diğer değişkenler temel hücrelerde çözümlenmiştir. Bu kullanımın sağladığı en önemli yarar; iki temel hücre arasındaki basınç farkının, bu hücreler arasındaki momentum hücresinde çözülen hız bileşeni için doğal bir sürücü kuvvet oluşturmasıdır [27].



Şekil 2.4. Yatay ve düşey hız bileşenlerinin çapraz ağ düzeninde görünüşü $\rightarrow = u$; $\uparrow = v$; $O = p, k, \varepsilon$ [27].

Bu çalışmada; türbülans kinetik enerjisi k ve yutulma miktarı ε denklemlerinin çözümünde HYBRID yöntemi kullanılmıştır. Momentum hücrelerinde hesaplanan hız bileşenlerine ait denklemlerdeki ara değerler için ise, QUICK yönteminden yararlanılmıştır. Silindir yüzeylerinde momentum denklemlerinin integrasyon sınırları hız gradyanına bağlı olan momentum akılarından oluşmaktadır. Bu bölgelerde momentum akıları hız gradyanlarına ve dolayısıyla duvar fonksiyonlarına bağlı olacak şekilde $Q_w = \delta x \cdot \rho \cdot v \cdot (\partial \langle u \rangle / \partial y) = \delta x \cdot \langle \tau_w \rangle = \delta x \cdot \rho \cdot \langle u_\tau^2 \rangle = \delta x \cdot \rho \cdot \left\{ \langle u_p \rangle / \{ du \text{ var fonksiyonu} \} \right\}^{1/2}$ bağıntısı ile ayrıklaştırılmış denklemler içerisinde yer almıştır.

Hesaplamalarda, ayrıklaştırılmış denklemlerin çözümleri için Gauss-Seidel ardışık çözüm yöntemi kullanılmıştır. Ardışık olarak yapılan hesaplamalarda boyutsuz zaman adımı $\Delta t^* = 0.001$ ($\Delta t^* = \Delta t \cdot u_\infty / H$) olarak alınmıştır. Her bir zaman adımında momentum denklemlerinin çözülmesi ile elde edilen hız bileşenlerinin süreklilik denklemini sağlaması için, basınç ve hız bileşenlerinin değerleri Marker ve Cell yöntemi kullanılarak düzeltilmiştir. Bu yöntemle göre ana program içerisinde düzeltme işlemi yapmak için iç ardışık hesaplama adımı oluşturulmuş ve her bir ağ noktasındaki basınç değişimi 10^{-4} 'ün

altına düşünceye kadar hesaplamalara ardışık olarak devam edilmiştir. Ayrık denklemlerin ardışık çözümlemesi $t^*=200$ zamanına kadar sürdürülmüş ve sonuçlar alınmıştır.

2.4. Bilgisayar Programı

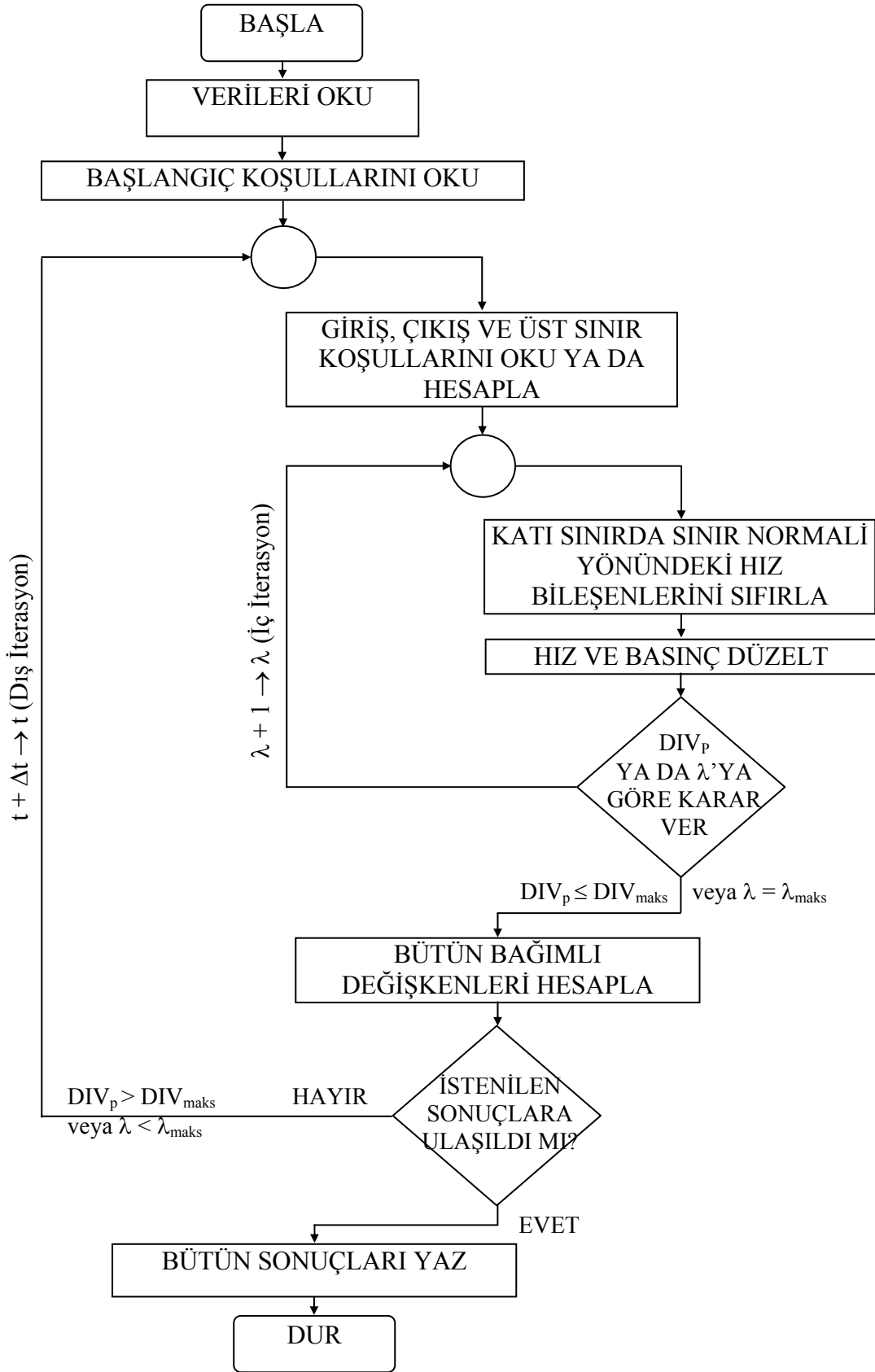
Bu çalışmada sonuçların elde edildiği bilgisayar programı; bir veri programı, bir ana program ve dört adet altprogramdan oluşmaktadır. Çözülecek problem ile ilgili genel veriler programın başında bir BLOCK DATA programında verilmektedir. Burada akışkana ait fiziksel büyüklükler (ρ, μ, κ, E vb.), türbülans modeli sabitleri ($C_1, C_2, C_\mu, \sigma_k, \sigma_\epsilon$), sayısal çözümle ilgili katsayılar ve çözülecek probleme ait boyutlar ($\omega, u_\infty, \Delta_t, ISl, IMX, KSl$ vb.) veri olarak yüklenmektedir. Yine burada akış alanında hesaplanacak bağımlı değişkenler ve ağ boyutları için $U(IS,JS), V(IS,JS), P(IS,JS), KE(IS,JS), EPS(IS,JS), DELTX(IS,JS), DELTY(IS,JS)$, gibi iki boyutlu diziler tanımlanmıştır. Bu dizilerdeki IS ve JS boyutları, programın başında bir PARAMETER deyimiyle tanımlanan ve hesap bölgesinde kullanılan yatay ve düşey yöndeki hücre sayısını göstermektedir. Düzgün olmayan ağ boyutları uygun bir formül kullanılarak belirlenmiştir.

Ana programın başlangıcında; çözülecek problem ile ilgili olarak, hesap bölgesindeki değişkenler için bir başlangıç koşulu tanımlanmıştır. Bu koşul giriş sınırındaki düzgün koşulun bütün bölgede aynen geçerli olması koşuludur. Ana program içerisinde, Şekil 2.5'deki akış diyagramından da görüldüğü gibi bir dış iterasyon mevcuttur. Bu iterasyonun başlangıcında giriş sınırındaki değişkenlere ait değerler ve diğer sınırlardaki türev koşulları yer almaktadır. Giriş sınırındaki hız ve basınç değerleri; hız ve basınç düzeltilmesinden dolayı, türev koşullarını içeren sınırlardaki değerler de; ilerleyen iterasyon adımlarındaki değerlere bağlı olmalarından dolayı, bu iterasyon içerisinde yer almışlardır. İç iterasyon içerisinde ise; duvardaki hız ve basınç düzeltme sonucu sıfırdan farklı olarak hesaplanan duvar normal yönündeki hız bileşenleri, her iç iterasyon adımında yeniden sıfırlanır ve yeniden düzeltilir. Hız ve basınç düzeltme işlemi DUZELT altprogramında bütün hesap bölgesi için yapılır. Her iterasyon adımında; bütün bölgedeki temel hücreler içerisinde hız diverjansları hesaplanır ve bu değerlerin en büyüğü $DIV_{maks} = 10^{-4}$ gibi bir değerle kıyaslanır. Eğer λ_{maks} iterasyon adımına ulaşılmamışsa iç iterasyon; $DIV_p \leq DIV_{maks}$ koşulu sağlanıncaya kadar devam eder. Eğer bu koşul; λ_{maks} iterasyon adımına gelindiği halde sağlanamamışsa iç iterasyon tamamlanır ve diğer

değişkenlerin hesaplanmasına geçilir. Tahmin edilebileceği gibi dış iterasyonun ilk adımlarında $DIV_p \leq DIV_{maks}$ koşulu sağlanamadığı için $\lambda = \lambda_{maks}$ koşulu sağlandığında iç iterasyon tamamlanır. Ancak ileri dış iterasyon adımlarında $DIV_p \leq DIV_{maks}$ koşulu kullanılır.

Hız ve basınç düzeltmenin ardından türbülans kinetik enerjisi ve yutulma miktarının hesaplandığı KEPS altprogramı çalışır. Bu altprogramda da bölge içerisinde ve duvar sınırlarındaki k ve ε değerleri ile türbülans viskozitesi μ_t ve efektif viskozite μ_e temel hücrelerde hesaplanır. KEPS altprogramında öncelikle momentum hücrelerinin boyutları, temel hücrelerin boyutlarından hesaplanır. Daha sonra yayılım katsayılarının ara yüzeylerdeki değerleri harmonik ortalamalardan belirlenir. Kinetik enerji denklemlerine ait kaynak terim hesaplandıktan sonra temel hücre sınırlarındaki ağ Peclet sayıları hesaplanır ve bu sayıların sınırlardaki değerlerine göre HYBRID yöntem kullanılarak kinetik enerjinin ara değerleri için karar verilir. Böylece her bir temel hücredeki kinetik enerji cebirsel olarak hesaplanır. Benzer işlemler yutulma miktarı için de yapılarak; her bir temel hücredeki yutulma miktarı da hesaplanır.

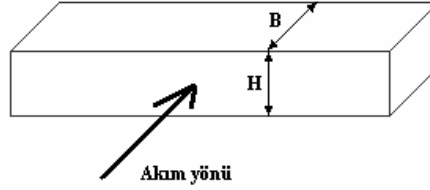
Ana programda, hız bileşenlerini hesaplamak üzere; yatay hız bileşenlerinin hesaplandığı UHIZI ve düşey hız bileşenlerinin hesaplandığı VHIZI altprogramları sırasıyla kullanılır. Bu altprogramlar birbirlerinin eşidirler. Yalnızca; bölge içerisinde kullanıldıkları momentum hücreleri farklıdır. İki hız bileşeninin farklı altprogramlarda hesaplanmasının daha uygun olacağı düşünülmüştür.



Şekil 2.5. Bilgisayar programına ait akış diyagramı

3. BULGULAR VE TARTIŞMA

Bu çalışmada; geçirgen yüzeyli ve dikdörtgen kesitli bir silindir (Şekil 3.1) etrafındaki iki boyutlu türbülanslı akışa cismin yüzeylerinden yapılan üfleme veya emmenin etkisi sayısal olarak incelenmiştir. $Re = 2 \times 10^4$ değerinde farklı en/yükseklik ($B/H = 1, 2, 3$ ve 4) değerleri için; modelin arka, üst-alt ve tüm yüzeylerinden uygulanan üfleme veya emme için yapılan hesaplamalarda, hesap bölgesindeki hız bileşenleri, basınç, türbülans kinetik enerjisi (k), türbülans kinetik enerjisi yutulma miktarı (ϵ), türbülans viskozitesi (μ_t) gibi değişkenler hesaplanmıştır.



Şekil 3.1 Modelin görünüşü

Çalışmada incelenen problemde serbest akım hızı $U_\infty = 0.1$ m/s, model yüksekliği $H = 0.1$ m ve kinematik viskozite $\nu = 5 \times 10^{-6}$ olarak alınmıştır. Türbülanslı akışlarda en önemli parametrelerden biri olan serbest akışın türbülans şiddeti (Tu); bu çalışmada incelenen bütün durumlar için %2 olarak göz önüne alınmıştır.

Yüzeylerden uygulanan üfleme veya emme; üfleme-emme hızının (V_w) serbest akım hızına (U_∞) olan oranı şeklinde tanımlanmış olan boyutsuz üfleme-emme katsayısı (C_Q) ile göz önüne alınmıştır. Bu katsayı şu şekildedir:

$$C_Q = \frac{V_w}{U_\infty} \quad (3.1)$$

Üfleme veya emmenin akış alanı üzerindeki etkilerini incelemek üzere, akışın gelişmiş olduğu belirli bir boyutsuz $t^* = 200$ zaman değerinde ($t^* = t \cdot U_\infty / H$) C_Q 'nün farklı değerleri için anlık akım fonksiyonları ve türbülans kinetik enerjisi eş eğrileri çizilmiştir (Şekil 3.2 – 3.25). Ayrıca üfleme veya emme uygulamasının aerodinamik parametreler üzerindeki

etkilerini görmek amacıyla, $t^*=100-200$ zaman aralığında her bir zaman artımı değerindeki değerlerin zaman ortalamaları ile hesaplanmış olan ortalama direnç katsayısı (\bar{C}_D) ve ortalama kaldırma katsayısı (\bar{C}_L) gibi büyüklüklerin her bir uygulama için üfleme-emme katsayısı ile olan değişimleri incelenmiştir. Ayrıca akış alanı iz bölgesindeki hız kayıtlarının hızlı Fourier dönüşümü (FFT) ile hesaplanmış olan Strouhal sayısı'nın (St), C_Q ile olan ilişkisi incelenmiştir.

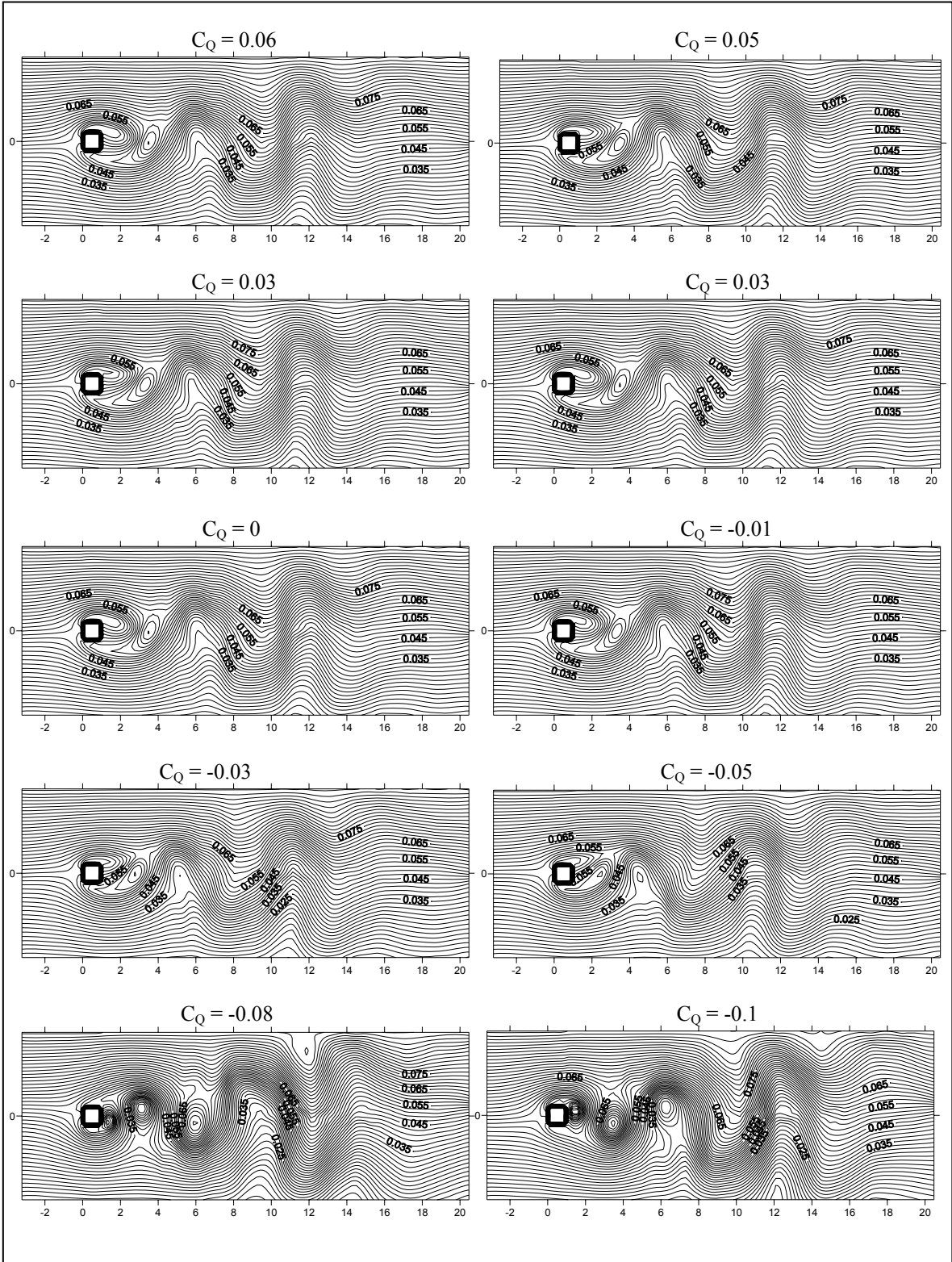
3.1. Üfleme-Emme Uygulamasının Akış Alanı Üzerindeki Etkileri

Çalışmada göz önüne alınan parametreler; üfleme-emme yapılan yüzeyler için üç farklı düzenleme, dikdörtgen kesitli modelin dört farklı en/boy oranı ve üfleme-emme katsayısı C_Q 'dur. Bu parametrelerin kombinasyonlarından oluşan bulgular; akış alanındaki akım çizgileri ve anlık türbülans kinetik enerjisi eş eğrilerinin çizimleri ile sunulmuştur. Yapılan tartışmalar da bu çizimler üzerinde niteliksel (kalitatif olarak) yapılmıştır.

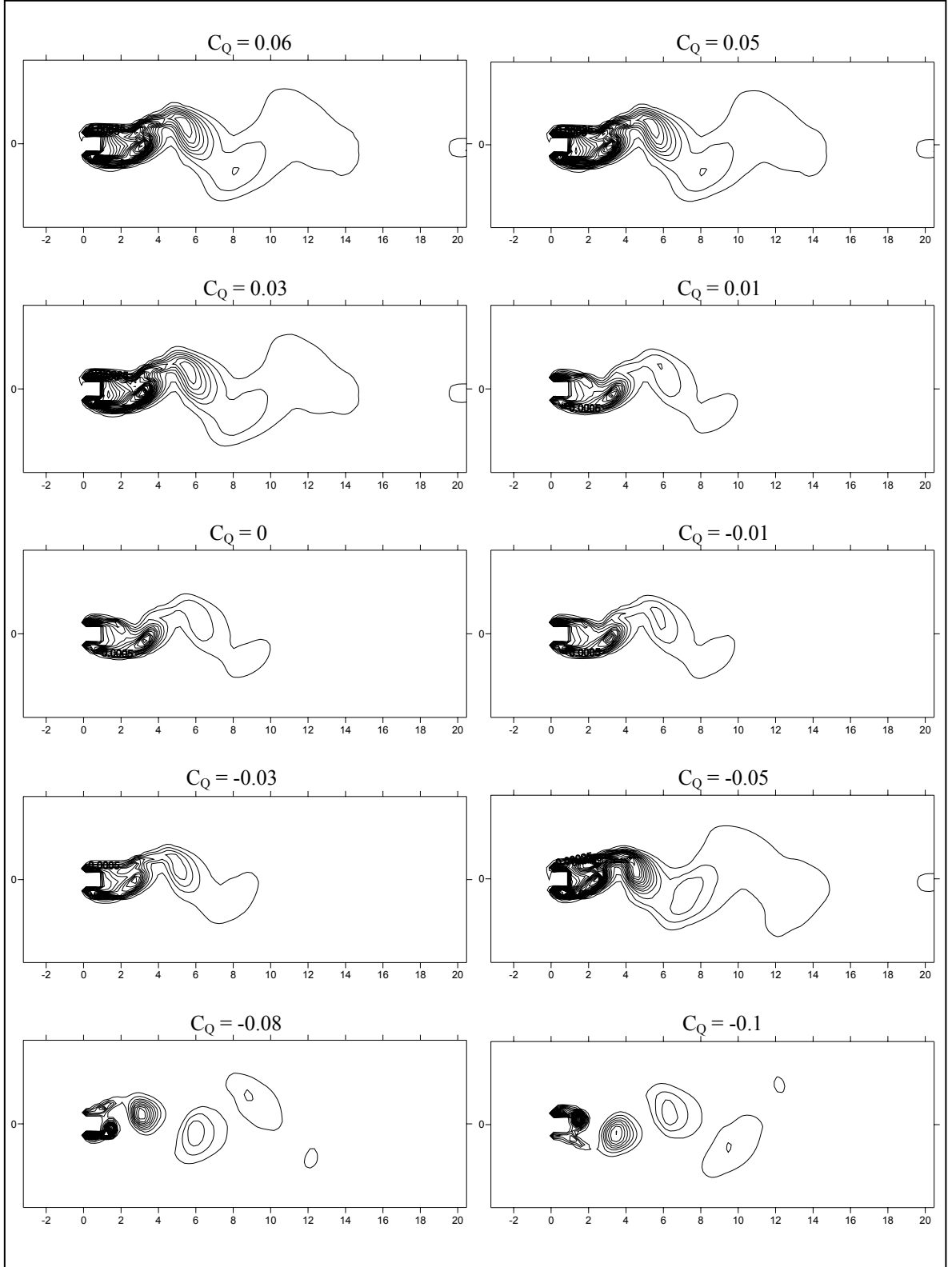
3.1.1. Arka Yüzeyden Yapılan Üfleme-Emme

Kare kesitli model ($B/H=1$) için model arka yüzeyinden çeşitli üfleme katsayıları ile yapılan üfleme durumunda ortaya çıkan anlık akım çizgilerinin üflemesiz durum ile benzer davranış sergilediği görülmektedir (Şekil 3.2). Emme uygulamasında ise yüksek emme katsayılarında ($C_Q = -0.08$ ve -0.1) akış alanında daha etkili girdaplı bir yapının ortaya çıktığı görülmüştür (Şekil 3.2). Kinetik enerji dağılımı incelendiğinde artan üfleme katsayıları ile model çevresindeki ve arkasındaki kinetik enerji iz bölgesinin genişlediği görülmektedir (Şekil 3.3). Emme durumunda ise, düşük emme katsayılarında ($C_Q = -0.01$ ve -0.03) kinetik enerji dağılımında belirgin bir değişim meydana gelmezken; $C_Q=-0.05$ değerlerinde kinetik enerjide bir artış gözlenmekte, artan emme katsayısı değerleri ile kinetik enerji şiddetinin azaldığı görülmektedir (Şekil 3.3).

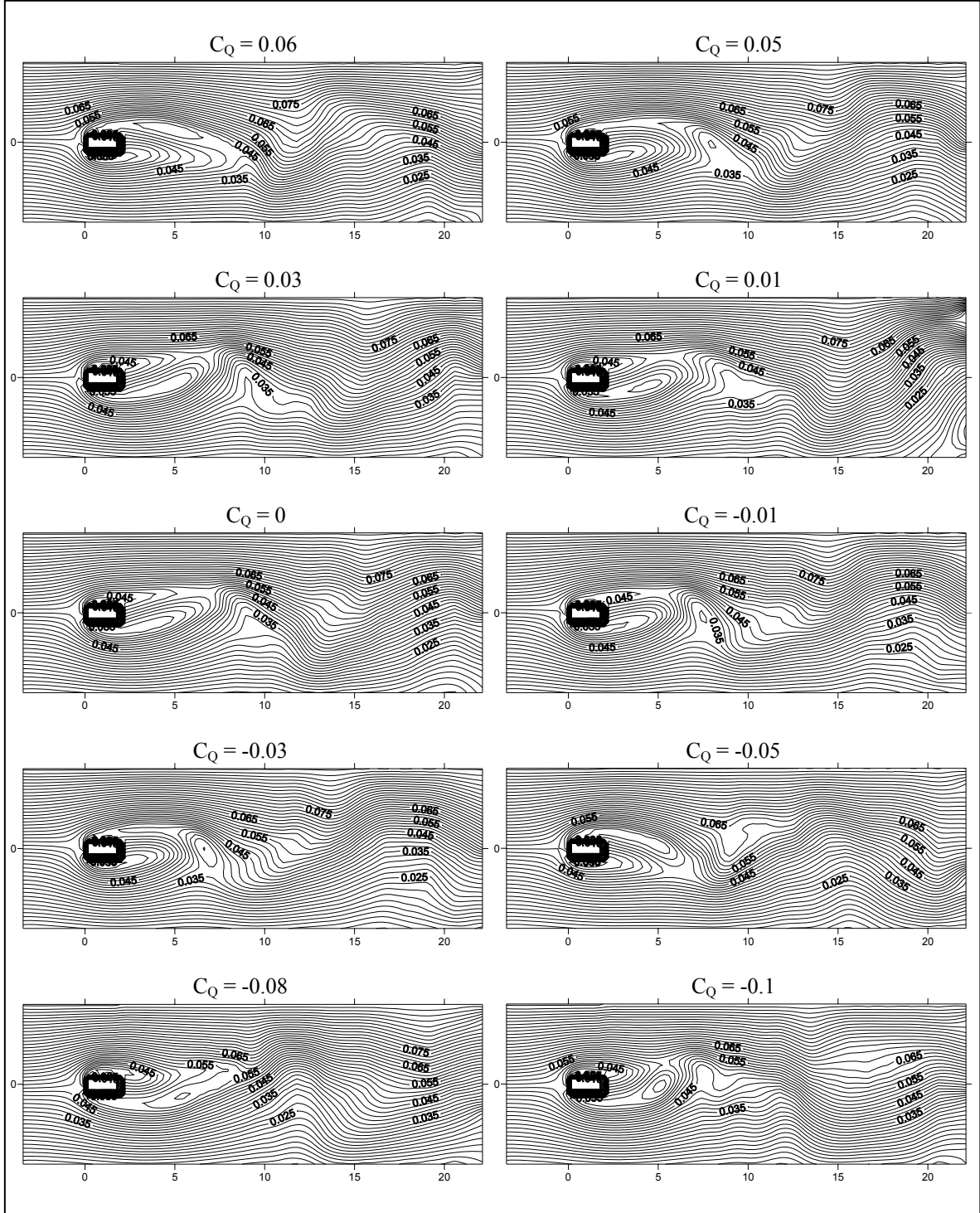
Boyut oranı $B/H=2$ için model arka yüzeyinden yapılan üfleme veya emme uygulamalarının her ikisi için de akım çizgilerinin üflemesiz-emmesiz durumla benzer davranış gösterdiği görülmüştür (Şekil 3.4). Benzer şekilde; Şekil 3.5'te görülen kinetik enerji dağılımına bakıldığında üfleme veya emme uygulamalarının, $C_Q=-0.08$ durumu dışında üflemesiz-emmesiz durumla benzer davranışlar sergilediği söylenebilir. $C_Q=-0.08$ için model arkasındaki kinetik enerji iz bölgesinin küçüldüğü görülmektedir (Şekil 3.5).



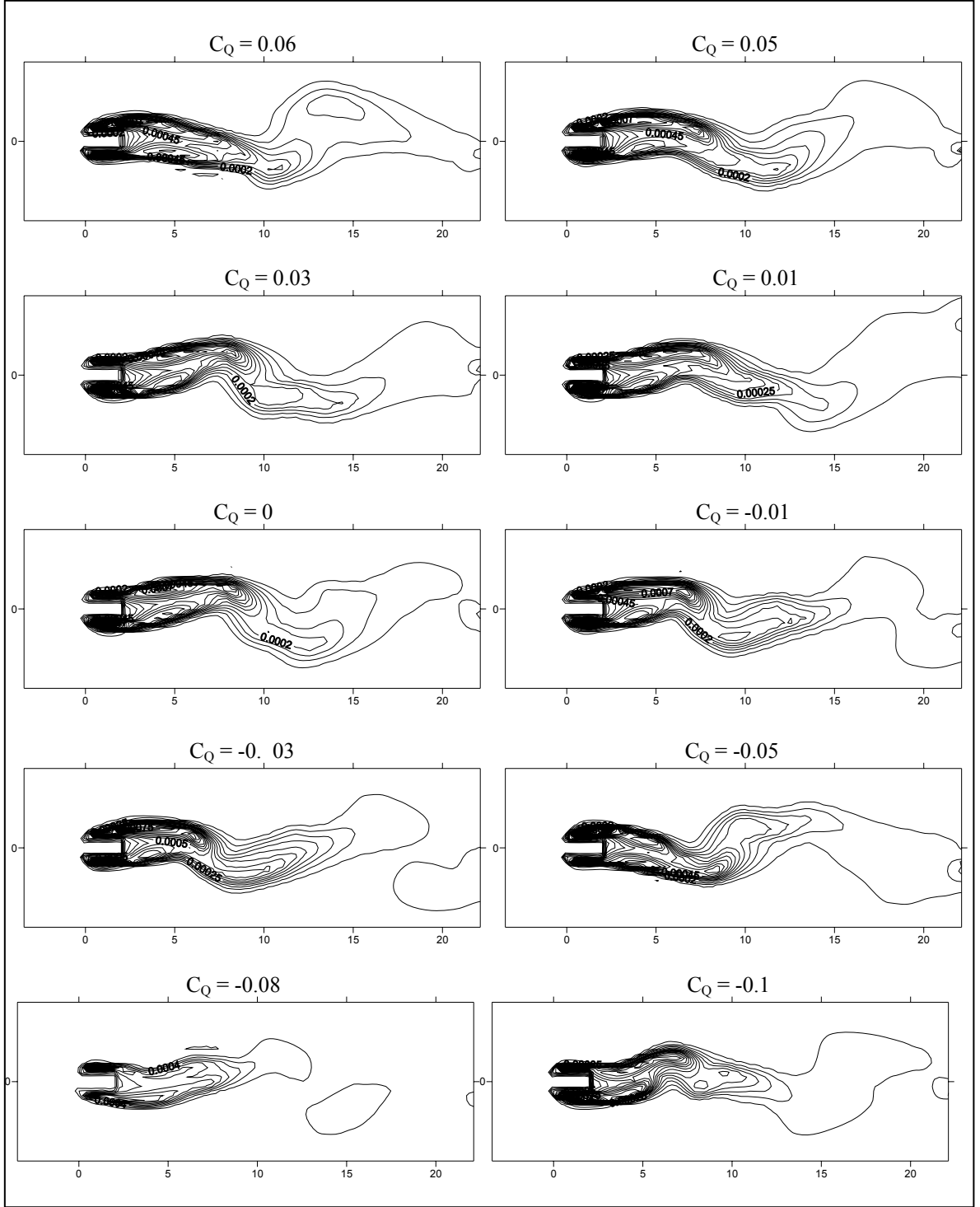
Şekil 3.2. Arka yüzeyden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 1$ durumunda farklı C_Q değerleri için akım fonksiyonları



Şekil 3.3. Arka yüzeyden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 1$ durumunda farklı C_Q değerleri için türbülans kinetik enerjisi eş eğrileri



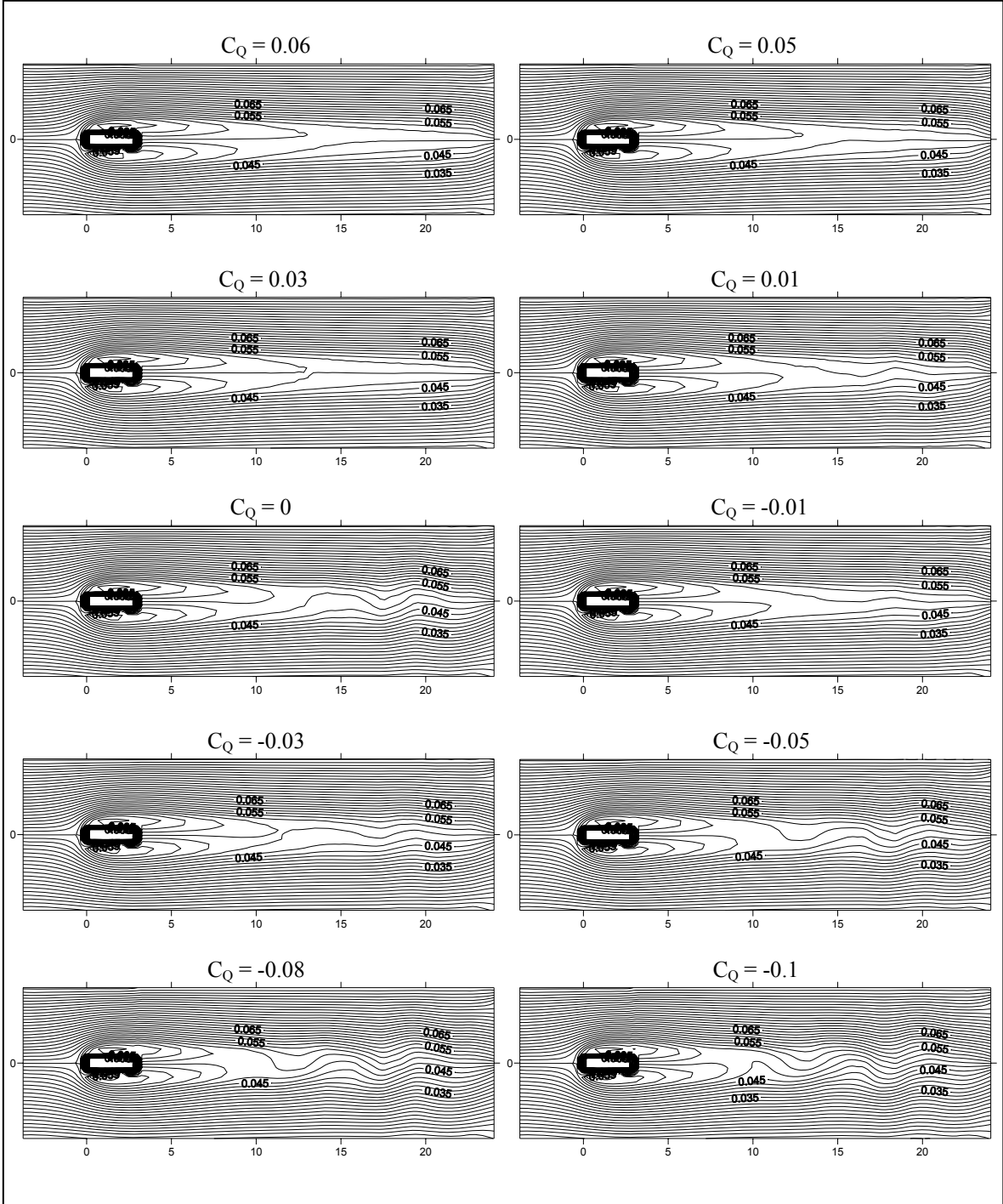
Şekil 3.4. Arka yüzeyden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 2$ durumunda farklı C_Q değerleri için akım fonksiyonları



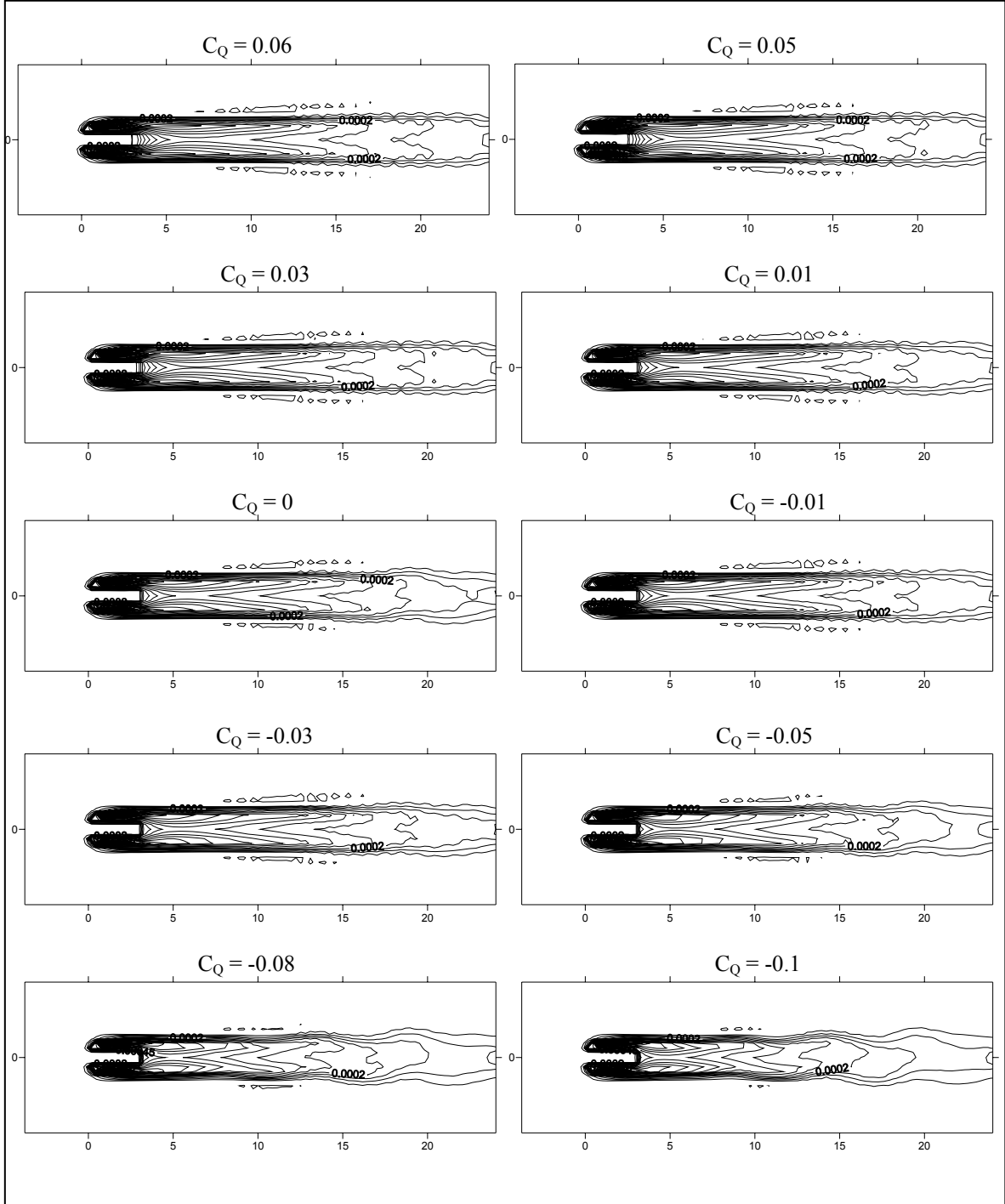
Şekil 3.5. Arka yüzeyden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 2$ durumunda farklı C_Q değerleri için türbülans kinetik enerjisi eş eğrileri

B/H =3 oranına sahip dikdörtgen için arka yüzeyden yapılan üfleme uygulamasında, akım çizgilerinin düzgünleştiği ve özellikle yüksek üfleme katsayıları için akımın sürekli (daimi) bir yapıya dönüştüğü görülmektedir (Şekil 3.6). Emme uygulamasında ise emmesiz duruma göre akım çizgilerinde belirgin bir değişikliğin meydana gelmediği görülmektedir (Şekil 3.6). Şekil 3.7'deki kinetik enerji eş eğrilerine bakıldığında, üfleme veya emme uygulamaları için üflemesiz-emmesiz duruma benzer davranışların ortaya çıktığı görülmektedir.

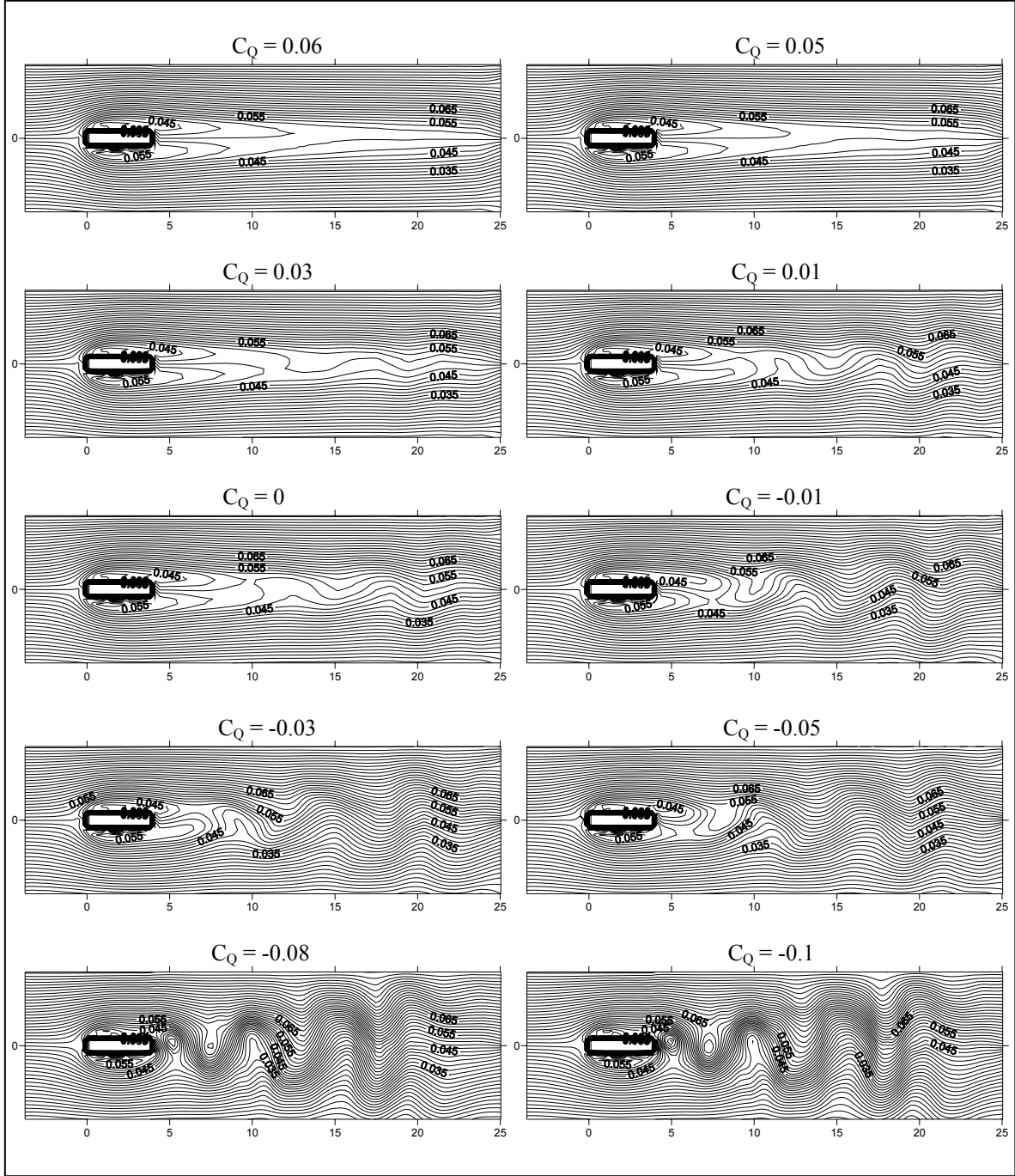
B/H =4 oranı için model arka yüzeyinden yapılan yüksek üfleme katsayılarında ($C_Q=0.05$ ve 0.06) akım çizgileri sürekli bir akış alanı izlenimi verirken azalan üfleme katsayısı ve devamında artan emme katsayısı ile akış alanında etkili bir girdap hareketinin ortaya çıktığı görülmektedir (Şekil 3.8). Özellikle $C_Q = -0.08$ ve -0.1 değerleri için akış alanında girdaplı yapıların oluştuğu ve akış alanının süresiz bir yapıya dönüştüğü söylenebilir. Şekil 3.9'daki kinetik enerji eş eğrilerine bakıldığında, arka yüzeyden yapılan üflemenin akış alanında kinetik enerji dağılımını pek fazla etkilemediği görülmektedir. Buna karşın yüksek emme katsayılarında ($C_Q = -0.08$ ve -0.1) kinetik enerjinin daha yerel bir dağılım gösterdiği yani belirli bölgelerde yoğunluk kazandığı özellikle de girdap merkez bölgelerine kinetik enerji eş eğrilerinin yoğunlaştığı görülmektedir (Şekil 3.9).



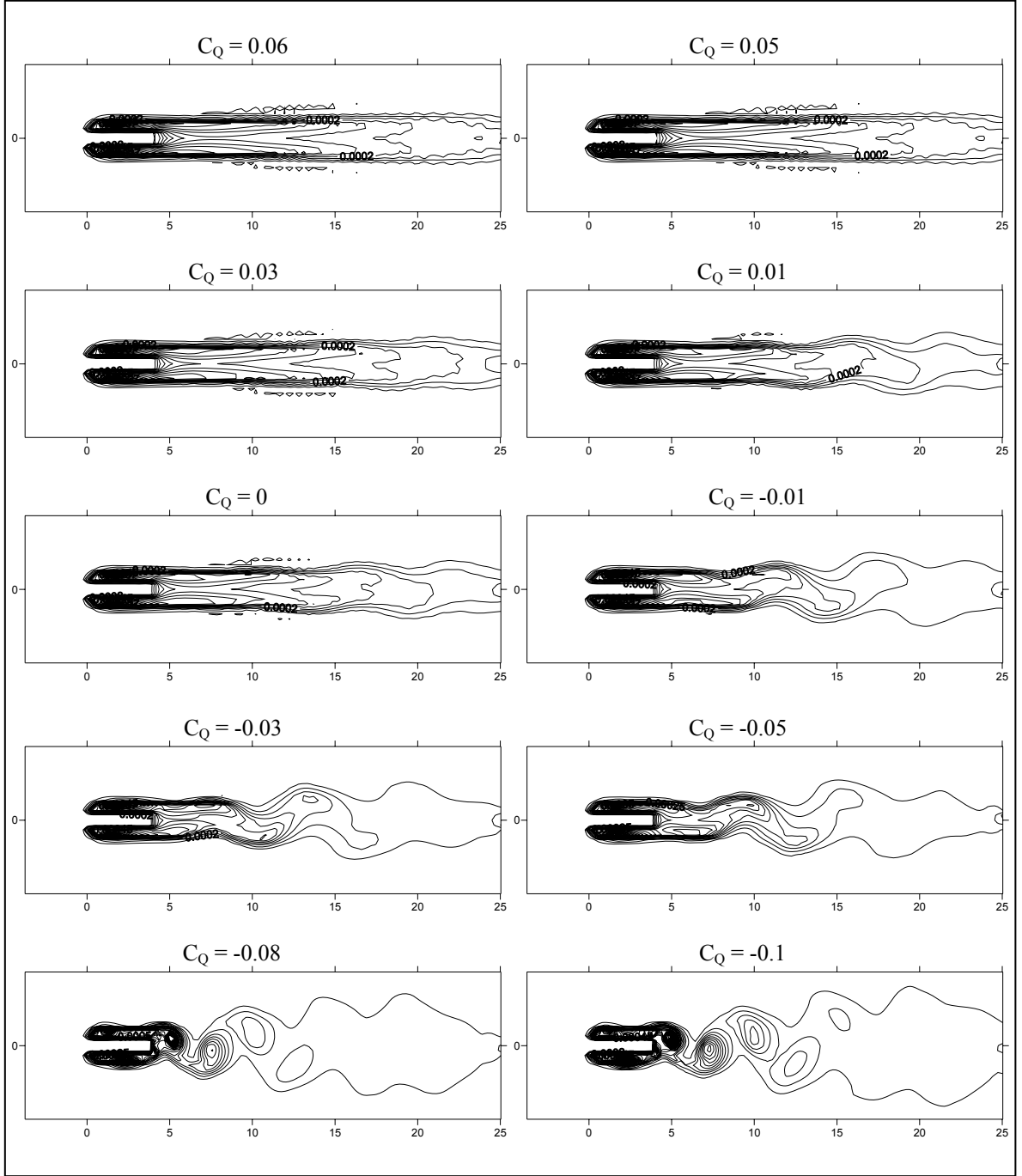
Şekil 3.6. Arka yüzeyden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 3$ durumunda farklı C_Q değerleri için akım fonksiyonları



Şekil 3.7. Arka yüzeyden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 3$ durumunda farklı C_Q değerleri için türbülans kinetik enerjisi eş eğrileri



Şekil 3.8. Arka yüzeyden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 4$ durumunda farklı C_Q değerleri için akım fonksiyonları



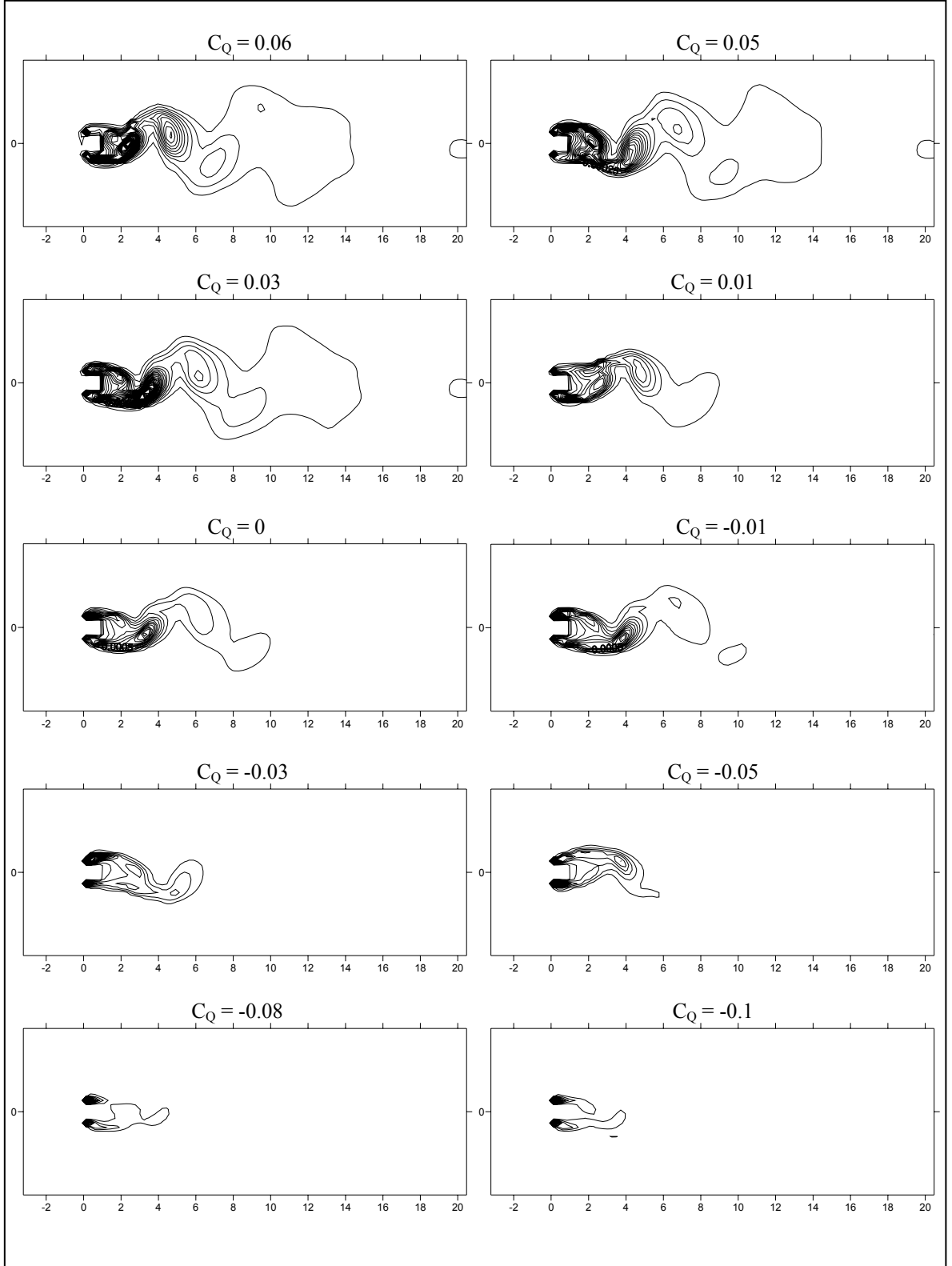
Şekil 3.9. Arka yüzeyden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 4$ durumunda farklı C_Q değerleri için türbülans kinetik enerjisi eş eğrileri

3.1.2. Üst-Alt Yüzeylerden Yapılan Üfleme-Emme

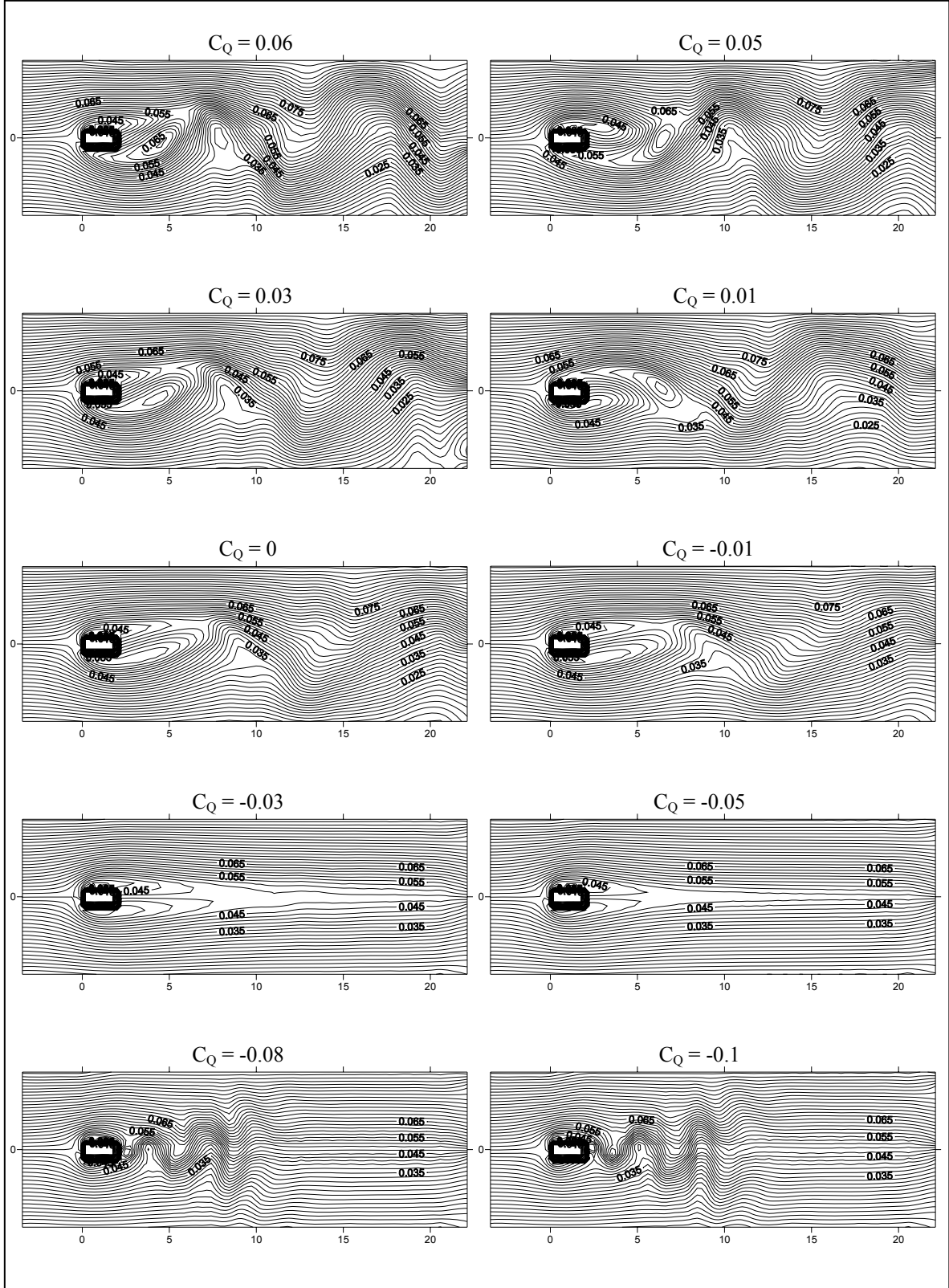
Kare model ($B/H = 1$) için; üst-alt yüzeylerden yapılan üfleme ile akım çizgileri üflemez-emmesiz duruma göre daha düzensiz bir dağılım göstermektedir ve akış alanının artan üfleme katsayısı ile birlikte daha girdaplı bir yapıya dönüştüğü görülmektedir (Şekil 3.10). Emme uygulamasında akış alanı ise hafif bir değişim göstermekte ve en yüksek emme katsayısında ($C_Q = -0.1$) girdap merkezlerinin üflemez duruma göre birbirlerine daha yakın olduğu görülmektedir. Akış alanı içerisindeki kinetik enerji dağılımına bakıldığında, üst-alt yüzeylerden yapılan üfleme ile model arkasındaki kinetik enerji iz bölgesinin genişlediği; emme ile iz bölgesinde daralmanın meydana geldiği ve kinetik enerjide önemli düzeyde bir azalmanın olduğu görülmektedir (Şekil 3.11).

$B/H=2$ oranına sahip dikdörtgen kesitli model için; üst-alt yüzeylerden uygulanan üfleme durumunda, artan üfleme katsayısı ile model arkasındaki iz bölgesinin enine yönde genişlemekte olduğu ancak girdap merkezleri arasındaki uzaklıkta herhangi bir değişiklik olmadığı görülmektedir (Şekil 3.12). Emme uygulamasında ise; $C_Q = -0.01$ için akış alanında emmesiz duruma göre herhangi bir değişim görülmezken, $C_Q = -0.03$ ve -0.05 için iz bölgesinde simetrik bir görünümün ortaya çıktığı ve akış alanının sürekli bir yapıya dönüşmekte olduğu görülmektedir. $C_Q = -0.08$ ve -0.1 durumunda ise akış alanının yeniden süresiz bir yapıya dönüştüğü, iz bölgesinde dar ve yüksek yoğunluklu bir girdap çizgisinin oluştuğu gözlenmektedir. (Şekil 3.12). Üst-alt yüzeylerden yapılan üfleme ile kinetik enerji dağılımında belirgin bir değişimin olmadığı gözlenirken, emme uygulaması ile iz bölgesinde türbülans kinetik enerjisi tamamen ortadan kalkmakta sadece üst ve alt yüzeylerin yakınında etkisi kalmaktadır (Şekil 3.13).

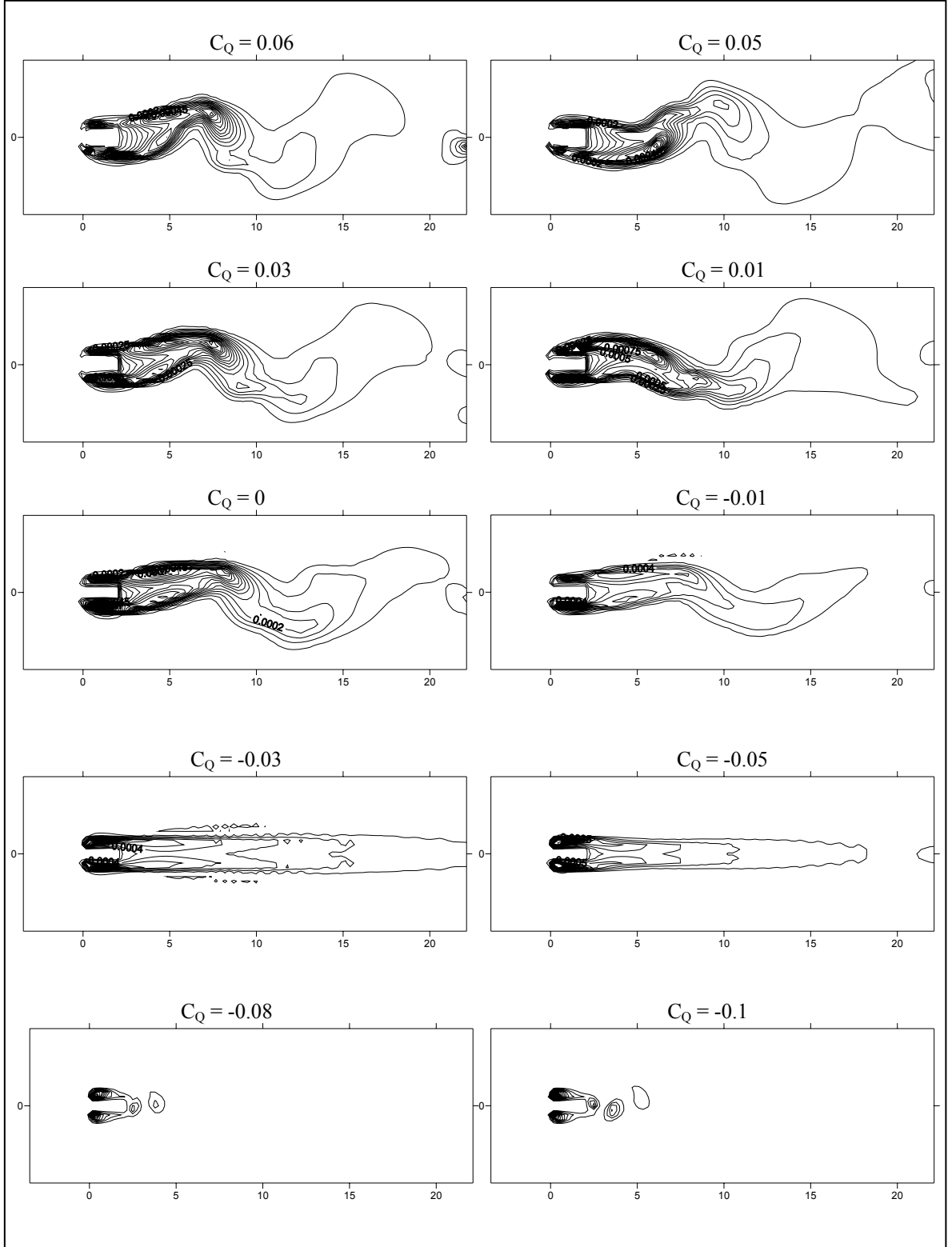
Dikdörtgen kesitli modelin $B/H=3$ oranı için; üst-alt yüzeylerden yapılan üfleme uygulamasında, yüksek üfleme katsayılarında ($C_Q = 0.05$ ve 0.06) akışın üflemez durumda simetrik olarak görülen iz bölgesinin girdaplı bir yapıya dönüştüğü görülmektedir (Şekil 3.14). Yüksek emme katsayılı emme uygulamalarında ($C_Q = -0.05$ ve -0.08) ise; akım çizgileri, üflemez-emmesiz duruma göre daha yoğun ve etkili bir girdap davranışının ortaya çıktığını göstermektedir. Bu nedenle $B/H=3$ oranı için üst-alt yüzeylerden yüksek hızlarda yapılan emme ile akışın daha dinamik bir yapıya dönüştüğü söylenebilir. Türbülans kinetik enerjisi, $B/H=1$ ve 2 oranlarına sahip dikdörtgenler etrafındaki akışta ortaya çıkan davranışa benzer şekilde, artan üfleme katsayısı ile artış eğilimi göstermekte ve emme uygulaması ile yok olmaya yüz tutmaktadır (Şekil 3.15).



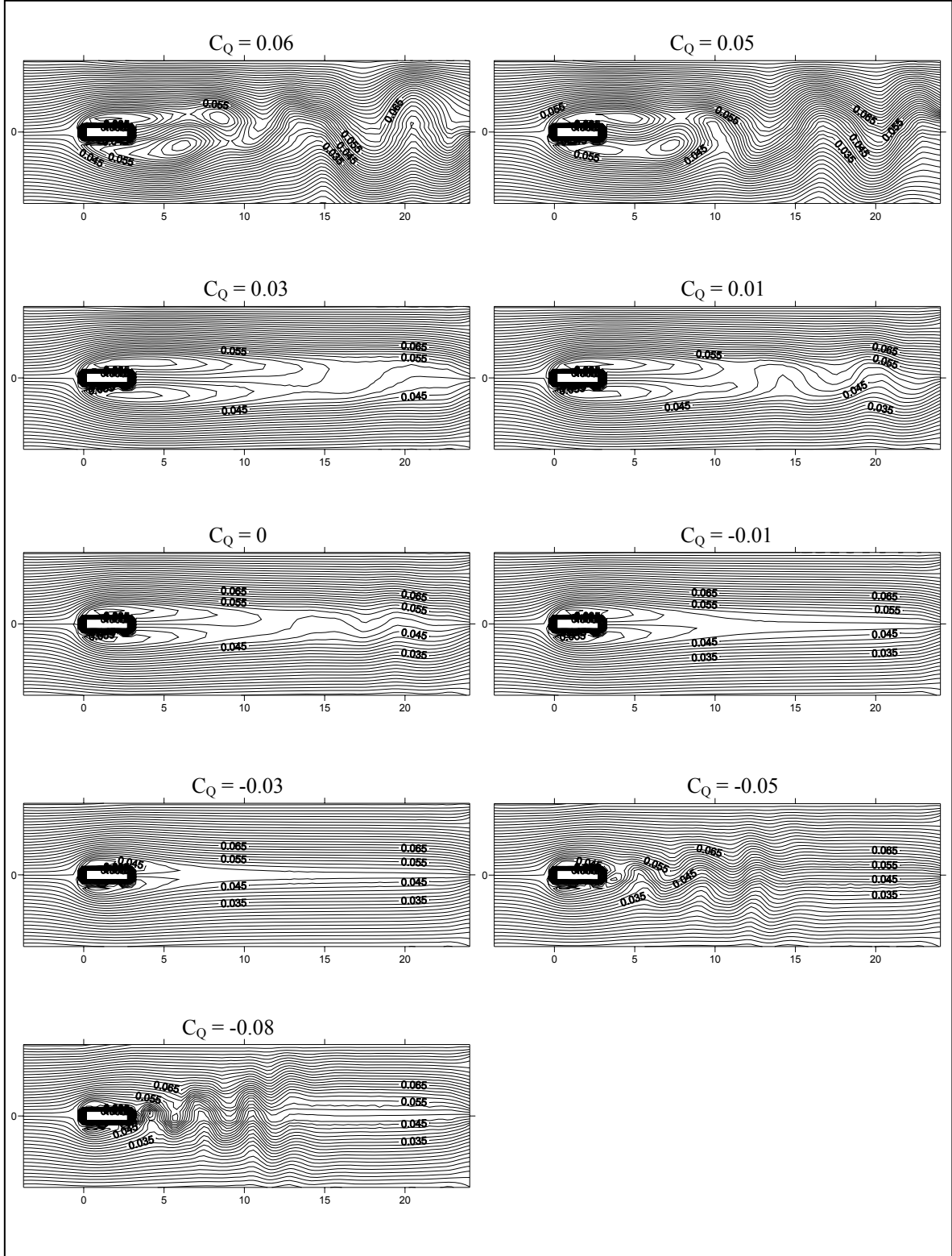
Şekil 3.11. Üst-alt yüzeylerden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 1$ durumunda farklı C_Q değerleri için türbülans kinetik enerjisi eş eğrileri



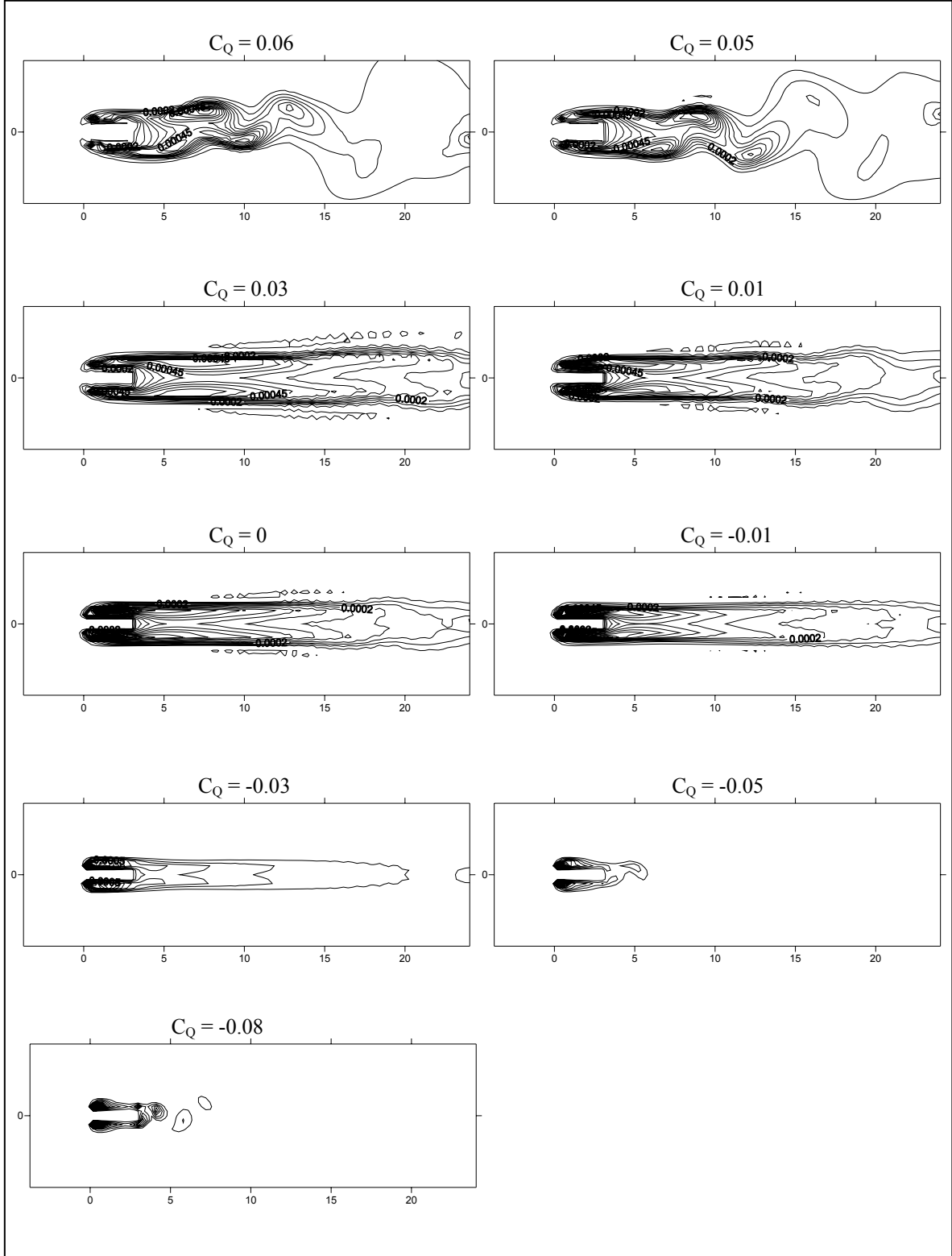
Şekil 3.12. Üst-alt yüzeylerden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 2$ durumunda farklı C_Q değerleri için akım fonksiyonları



Şekil 3.13. Üst-alt yüzeylerden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 2$ durumunda farklı C_Q değerleri için türbülans kinetik enerjisi eş eğrileri

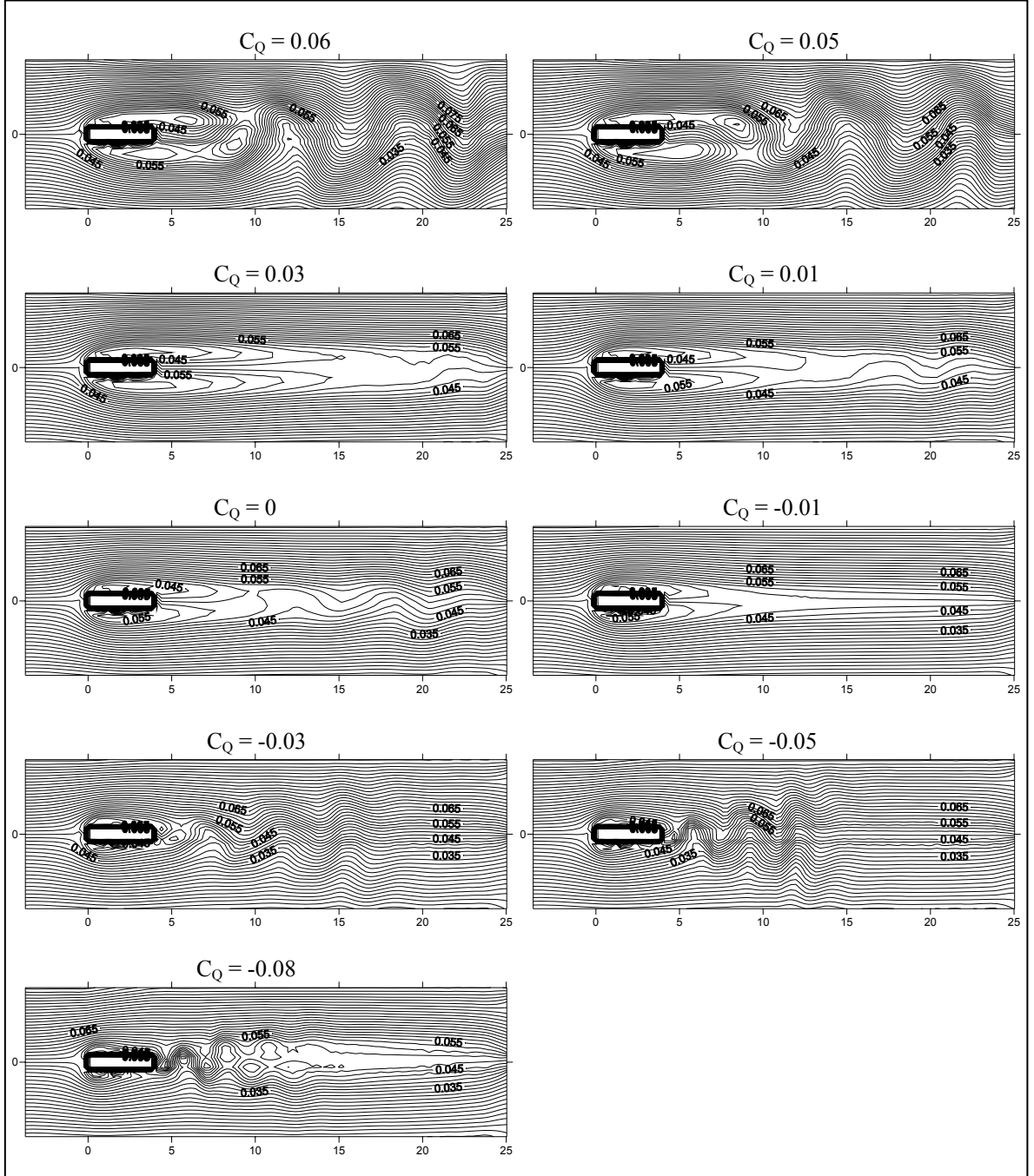


Şekil 3.14. Üst-alt yüzeylerden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 3$ durumunda farklı C_Q değerleri için akım fonksiyonları



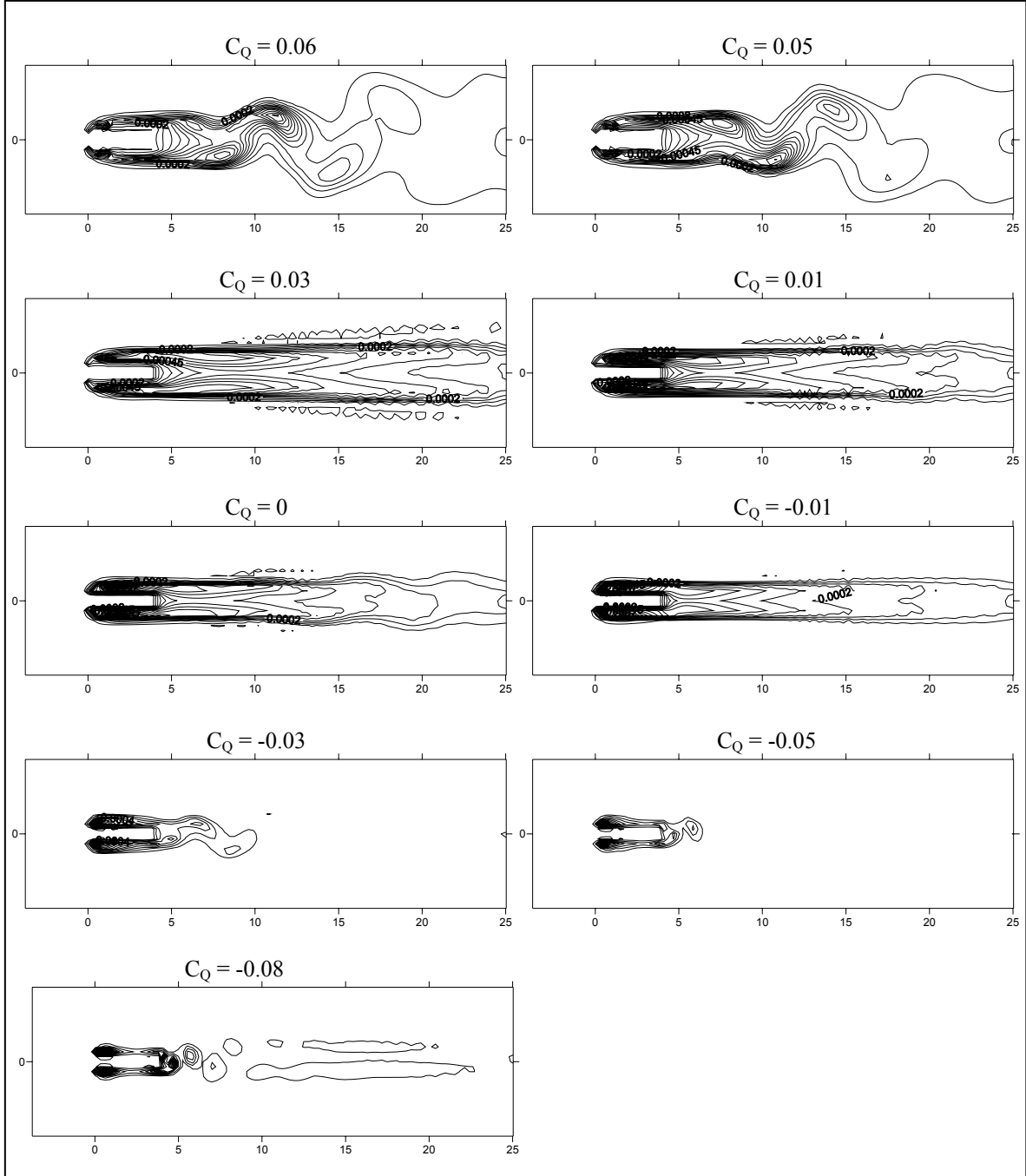
Şekil 3.15. Üst-alt yüzeylerden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 3$ durumunda farklı C_Q değerleri için türbülans kinetik enerjisi eş eğrileri

B/H=4 oranına sahip dikdörtgen kesitli model etrafındaki akış için; üst-alt yüzeylerden yapılan üfleme ile üflemesiz duruma göre girdaplı bir yapının ortaya çıkmakta olduğu, emme uygulaması ile $C_Q = -0.05$ ve -0.08 değerlerinde akım çizgilerinin düzgünlüklerinin bozulmasıyla küçük ölçekli bir girdap caddesinin ortaya çıktığı ve buna paralel olarak akışın daha dinamik yapıya dönüştüğü görülmektedir (Şekil 3.16).



Şekil 3.16. Üst-alt yüzeylerden üfleme-emme uygulamasında B/H = 4 durumunda farklı C_Q değerleri için akım fonksiyonları

Şekil 3.17’de görülen türbülans kinetik enerjisi eş eğrilerine bakıldığında, üst-alt yüzeylerden uygulanan üfleme ile model arkasındaki türbülans kinetik enerji iz bölgesinde model uzağında belirgin bir genişlemenin meydana geldiği; emme uygulamasında ise, türbülans kinetik enerjisi iz bölgesinin küçüldüğü görülmektedir.



Şekil 3.17. Üst-alt yüzeylerden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 4$ durumunda farklı C_Q değerleri için türbülans kinetik enerjisi eş eğrileri

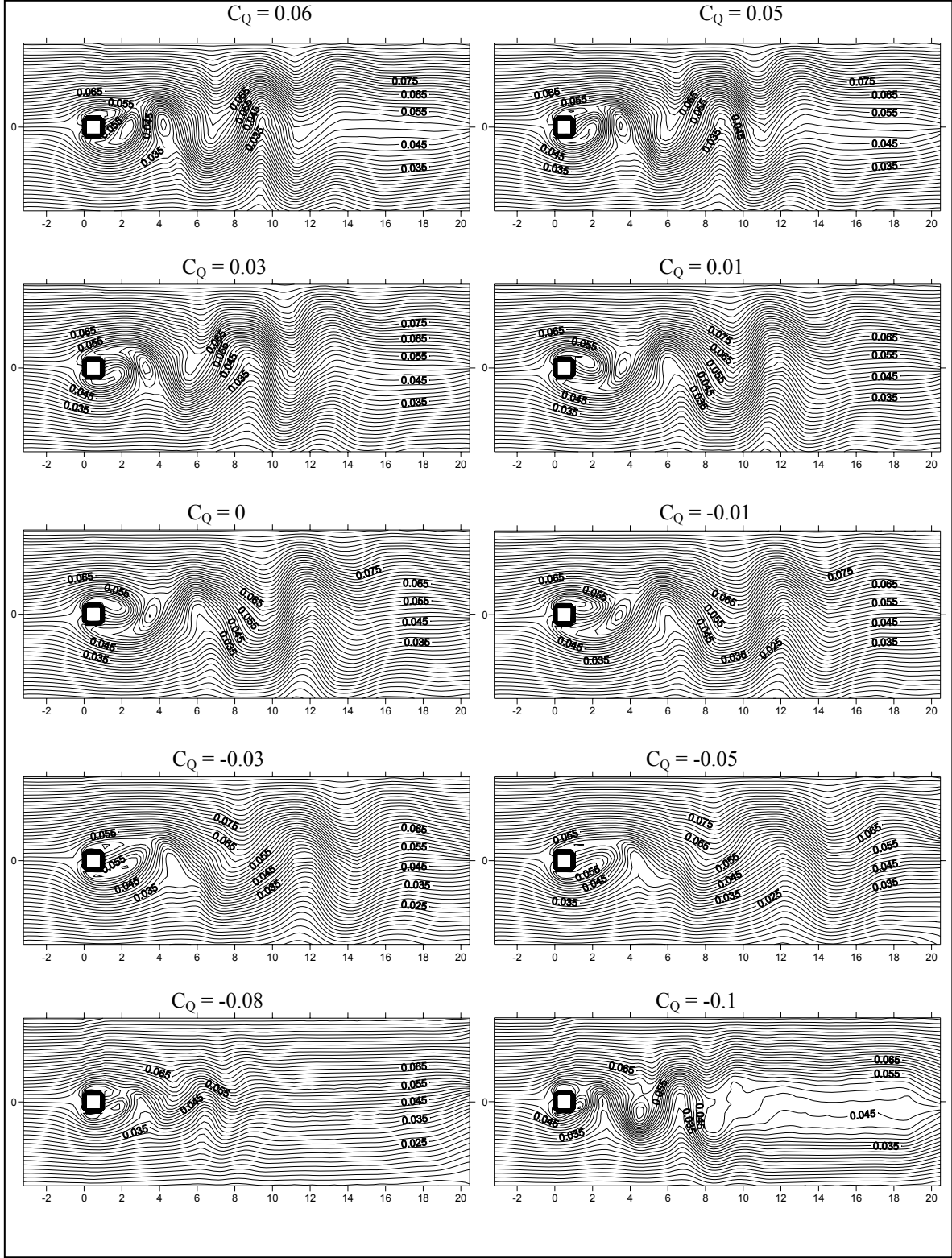
3.1.3. Tüm Yüzeylerden Yapılan Üfleme-Emme

$B/H=1$ için tüm yüzeylerden (üst-alt-ön-arka) yapılan üfleme veya emme uygulamasında, akım çizgilerinin $C_Q=-0.08$ ve -0.1 değerleri dışında diğer C_Q değerleri ile üflemez-emmez duruma göre belirgin bir değişim göstermediği Şekil 3.18'de görülmektedir. Türbülans kinetik enerjisi ise en yüksek üfleme katsayılı durumdan en yüksek emme katsayılı duruma doğru düzgün bir şekilde azalma eğilimi göstermektedir (Şekil 3.19).

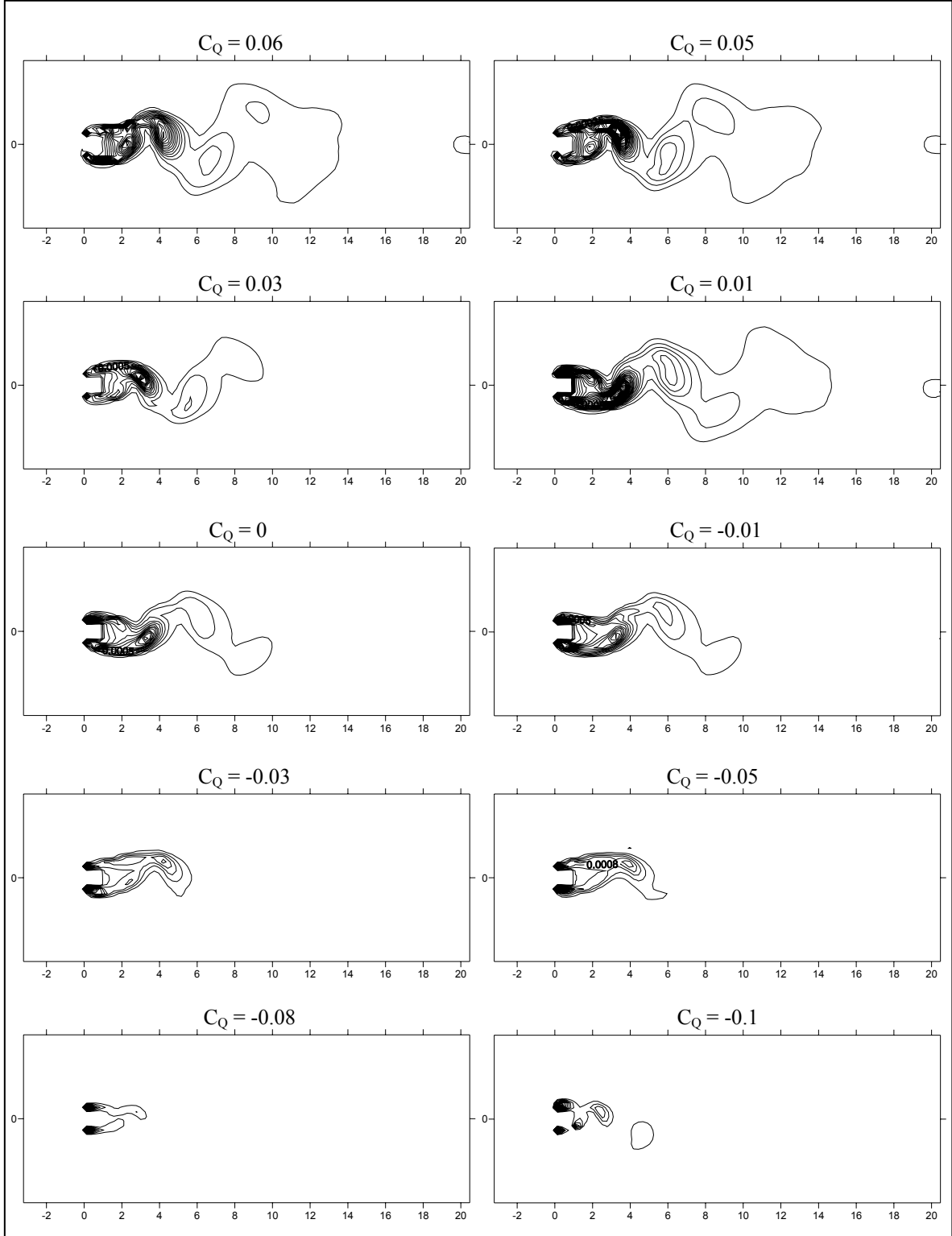
Kesit oranı $B/H=2$ olan dikdörtgen etrafındaki akışta, tüm yüzeylerden yapılan üfleme için artan üfleme katsayısı ile periyodik girdap hareketinin üflemez duruma göre biraz daha belirgin bir yapıya dönüştüğü Şekil 3.20'de görülmektedir. Emme katsayısının $C_Q=-0.03$ değerinde simetrik bir iz akışı (daimi iz) ortaya çıkmakta, artan emme katsayısı ile etkili ve periyodik bir girdap hareketinin ortaya çıkmakta olduğu görülmektedir. Şekil 3.21'de üfleme uygulamasının türbülans kinetik enerjisi üzerinde pek etkili olmadığı, ancak artan emme katsayısının türbülans kinetik enerjisini belirgin bir şekilde azaltmakta olduğu görülmektedir.

$B/H=3$ kesit oranlı dikdörtgen etrafındaki akışta tüm yüzeylerden yapılan üfleme durumunda yüksek üfleme katsayılarında akışın iz bölgesindeki simetrik yapının bozulduğu ve periyodik bir yapıya dönüştüğü Şekil 3.22'de görülmektedir. Artan emme katsayısı ile akış alanında çok daha etkili girdap hareketinin ortaya çıktığı görülmektedir. Tüm yüzeylerden yapılan üfleme uygulamasında, türbülans kinetik enerjisi eş eğrileri iz bölgesindeki akım çizgilerine benzer bir davranış göstermektedir. Yüksek emme katsayılarında türbülans kinetik enerji düzeyinde belirgin bir düşme olduğu da görülmektedir (Şekil 3.23).

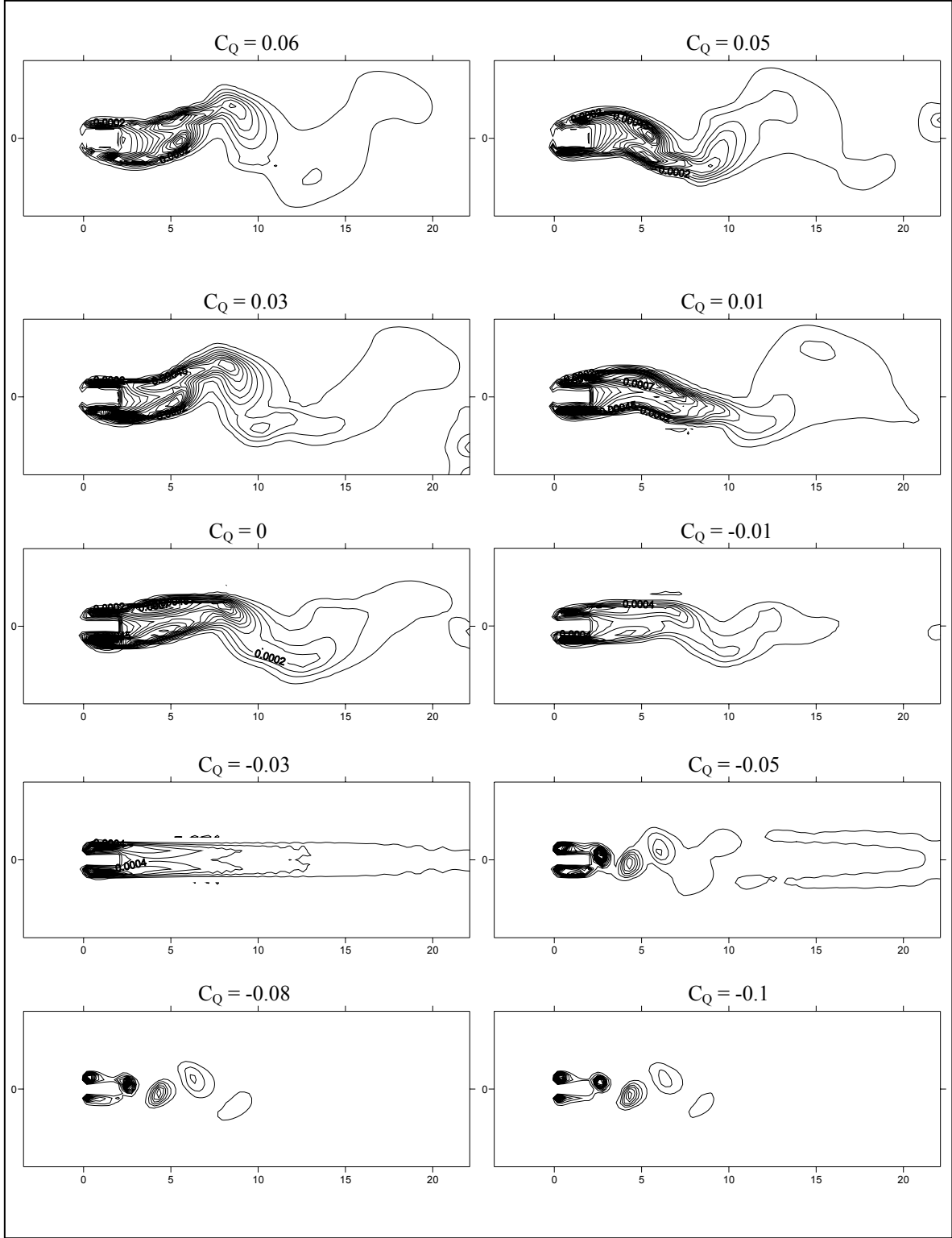
Kesit oranı $B/H=4$ olan dikdörtgen model için tüm yüzeylerden üfleme durumunda akım çizgilerinin ve türbülans kinetik enerjisinin davranışı $B/H=3$ oranına sahip dikdörtgen etrafındaki akışa oldukça benzer bir davranış göstermektedir (Şekil 3.24 ve 3.25). Bu durum için bilgisayar programının yakınsama ölçütlerinin en fazla $C_Q=-0.05$ değerine kadar izin vermesi ve bu değer üzerindeki emme hızlarında taşınım veya yayılım tanımlı zaman adımlarına ait sınır değerlerin aşılması nedeniyle istenilen zaman adımı için program sonuç vermemiştir.



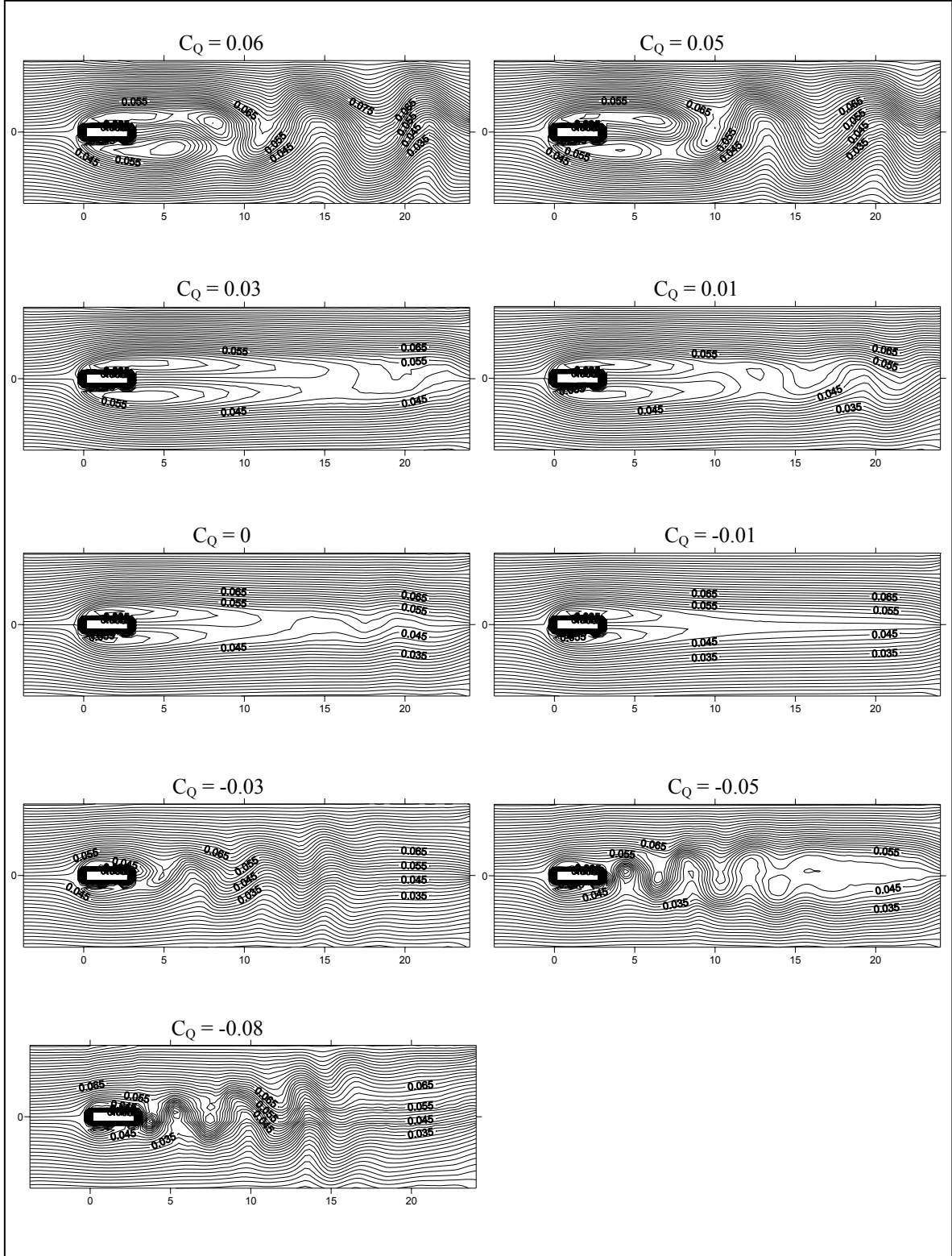
Şekil 3.18. Tüm yüzeylerden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 1$ durumunda farklı C_Q değerleri için akım fonksiyonları



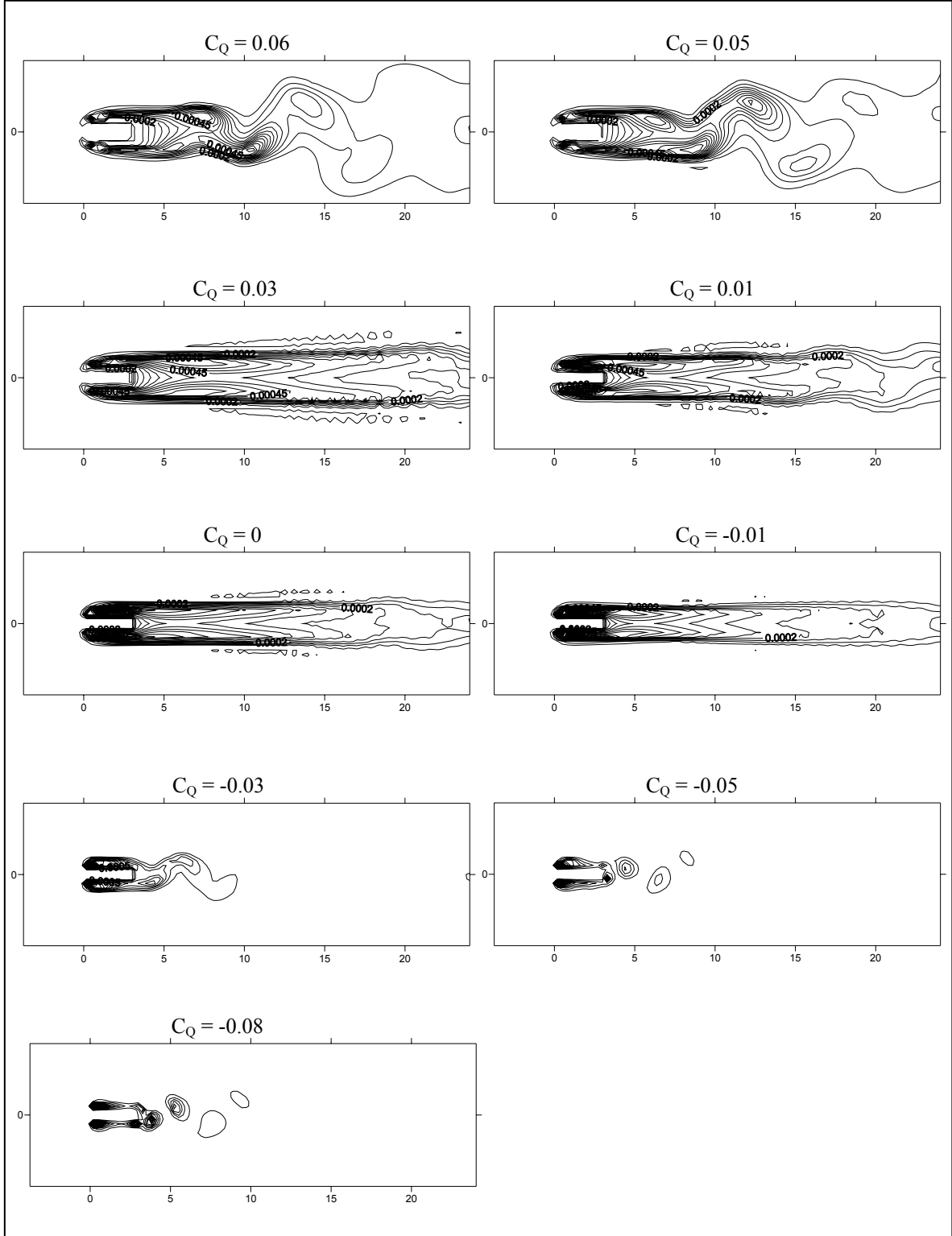
Şekil 3.19. Tüm yüzeylerden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 1$ durumunda farklı C_Q değerleri için türbülans kinetik enerjisi eş eğrileri



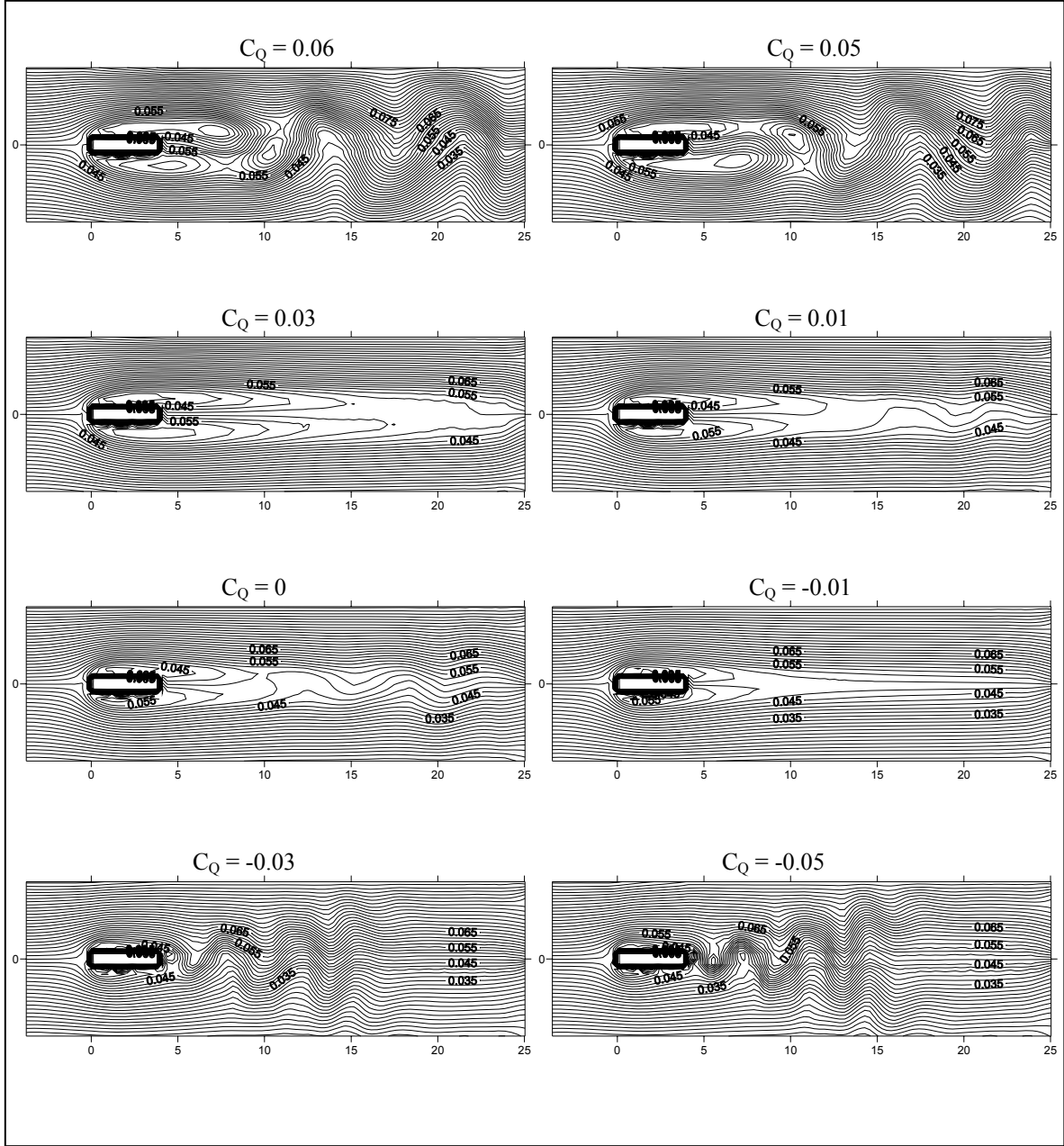
Şekil 3.21. Tüm yüzeylerden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 2$ durumunda farklı C_Q değerleri için türbülans kinetik enerjisi eş eğrileri



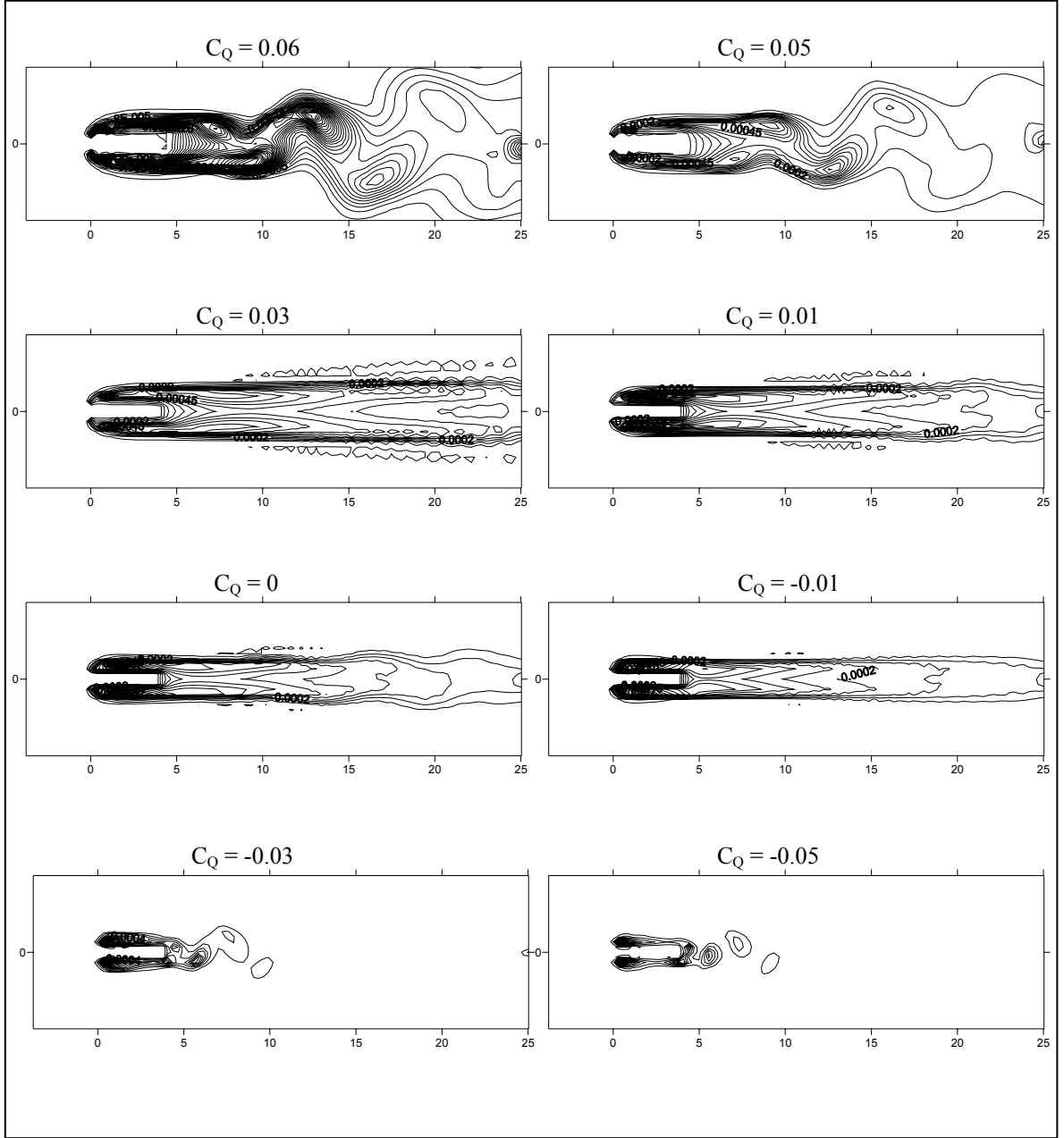
Şekil 3.22. Tüm yüzeylerden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 3$ durumunda farklı C_Q değerleri için akım fonksiyonları



Şekil 3.23. Tüm yüzeylerden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 3$ durumunda farklı C_Q değerleri için türbülans kinetik enerjisi eş eğrileri



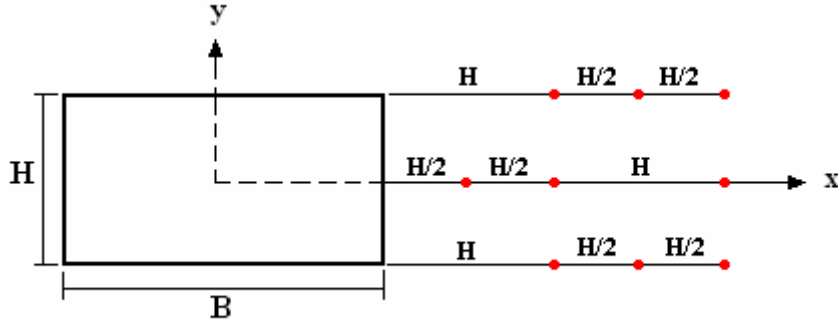
Şekil 3.24. Tüm yüzeylerden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 4$ durumunda farklı C_Q değerleri için akım fonksiyonları



Şekil 3.25. Tüm yüzeylerden üfleme-emme uygulamasında $B/H = 4$ durumunda farklı C_Q değerleri için türbülans kinetik enerjisi eş eğrileri

3.2. Üfleme veya Emme Uygulamasının Aerodinamik Parametreler Üzerindeki Etkileri

Cisimler etrafındaki akışta, iz bölgesinin yapısına bağlı olarak ortaya çıkan iki farklı durum söz konusudur. Bunlar iz bölgesindeki girdap oluşumunun zaman bağımsız veya zaman bağımlı olması ile ilgilidir. Bu çalışmada ele alınan problemin çözümünde kullanılan denklem sistemi zaman bağımlı olup, geçici durum için olan sonuçları verebilecek şekildedir. Buna bağlı olarak elde edilen sonuçların çoğu, iz bölgesinde zaman bağımlı periyodik bir girdap hareketinin ortaya çıktığını göstermektedir. Periyodik akışlarda girdap ilerleme (kopma) frekansına bağlı olarak cisme dinamik yükler etkir. Periyodik akışlarda esas alınan en önemli parametre; serbest akış hızı, girdap frekansı ve model yüksekliğine bağlı olarak tanımlanan Strouhal ($St=f.H/U_\infty$) sayısıdır. Model arkasında meydana gelen periyodik girdap hareketinin frekansını bulmak amacı ile model arkasında Şekil 3.26'da görülen dokuz farklı konumda hız kayıtları alınmış ve daha sonra bu hız kayıtlarının FFT yöntemi ile spektral analizleri yapılmıştır. Şekil 3.27'de üflemesiz-emmesiz durum için elde edilmiş olan hız kayıtları ve spektral analizler görülmektedir. Burada dikkati çeken en önemli nokta $B/H=2$ ile 3 arasında akış içerisinde ikincil frekansların mevcut olması durumudur. Bu durum; literatürde araştırmacılar tarafından gerek deneysel gerekse sayısal olarak gerçekleştirilmiş birçok çalışmada da ifade edilmektedir [2,3 ve 4].



Şekil 3.26 Hız kayıt noktaları

Aerodinamik parametrelerin diğer önemli olan iki tanesi ortalama direnç katsayısı ($\overline{C_D}$) ve ortalama kaldırma katsayısıdır ($\overline{C_L}$). Bilindiği üzere direnç katsayısının, cismin ön ve arkasındaki basınç farkından kaynaklanan direnç ve akışa paralel yüzeylerde ortaya çıkan sürtünmeden kaynaklanan direnç olmak üzere iki bileşeni mevcuttur. Sayısal

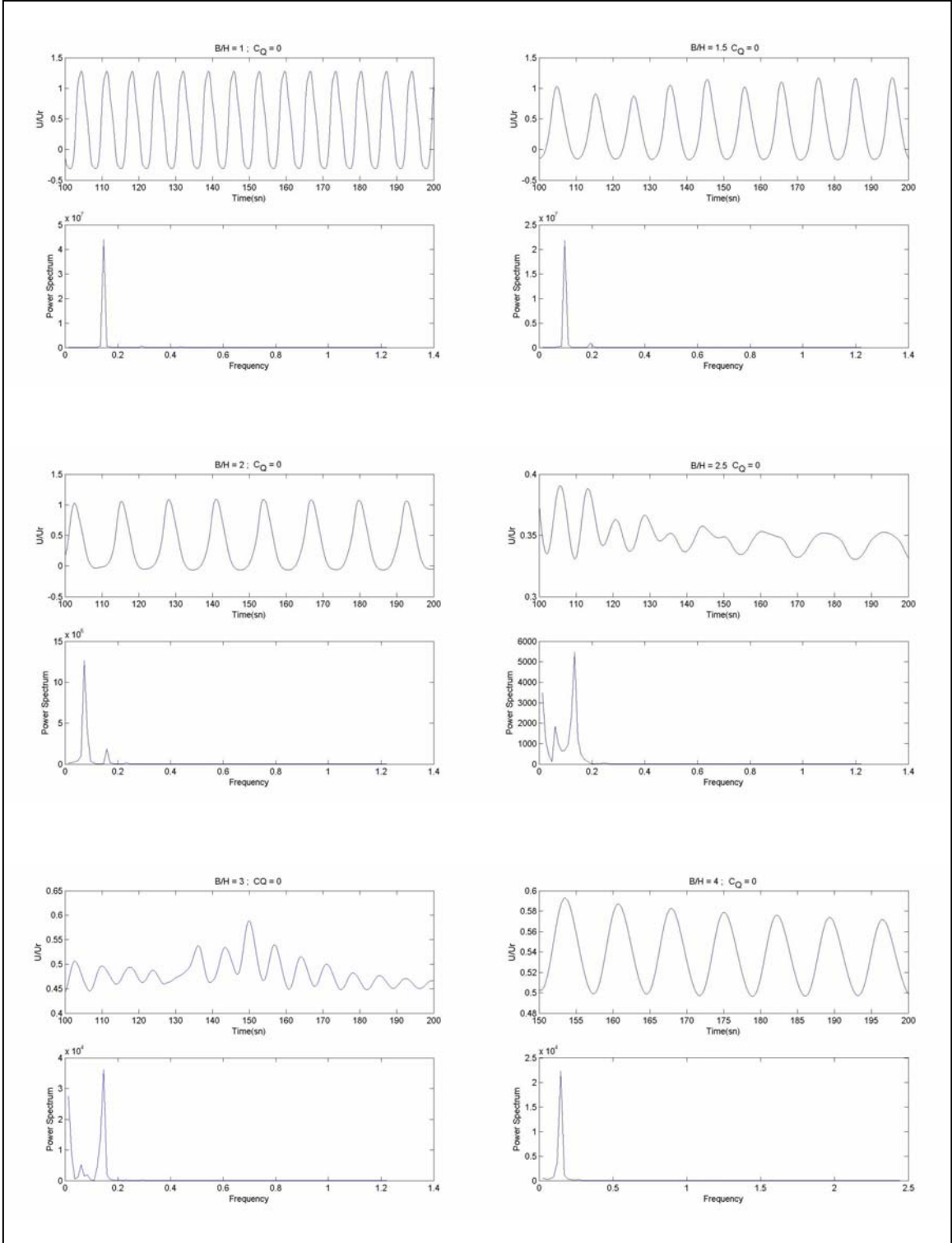
hesaplamadaki zaman adımlarında kaydı yapılan değerlerin zaman ortalamasına bağlı olarak direnç katsayısı;

$$\overline{C_D} = \overline{C_{Dp}} + \overline{C_{Dv}} = \left(\int_{\text{ön}} \overline{C_p} ds - \int_{\text{arka}} \overline{C_p} ds \right) / H + \left(\int_{\text{üst}} \overline{\tau} ds + \int_{\text{alt}} \overline{\tau} ds \right) / (\rho u_{\infty}^2 H / 2) \quad (3.2)$$

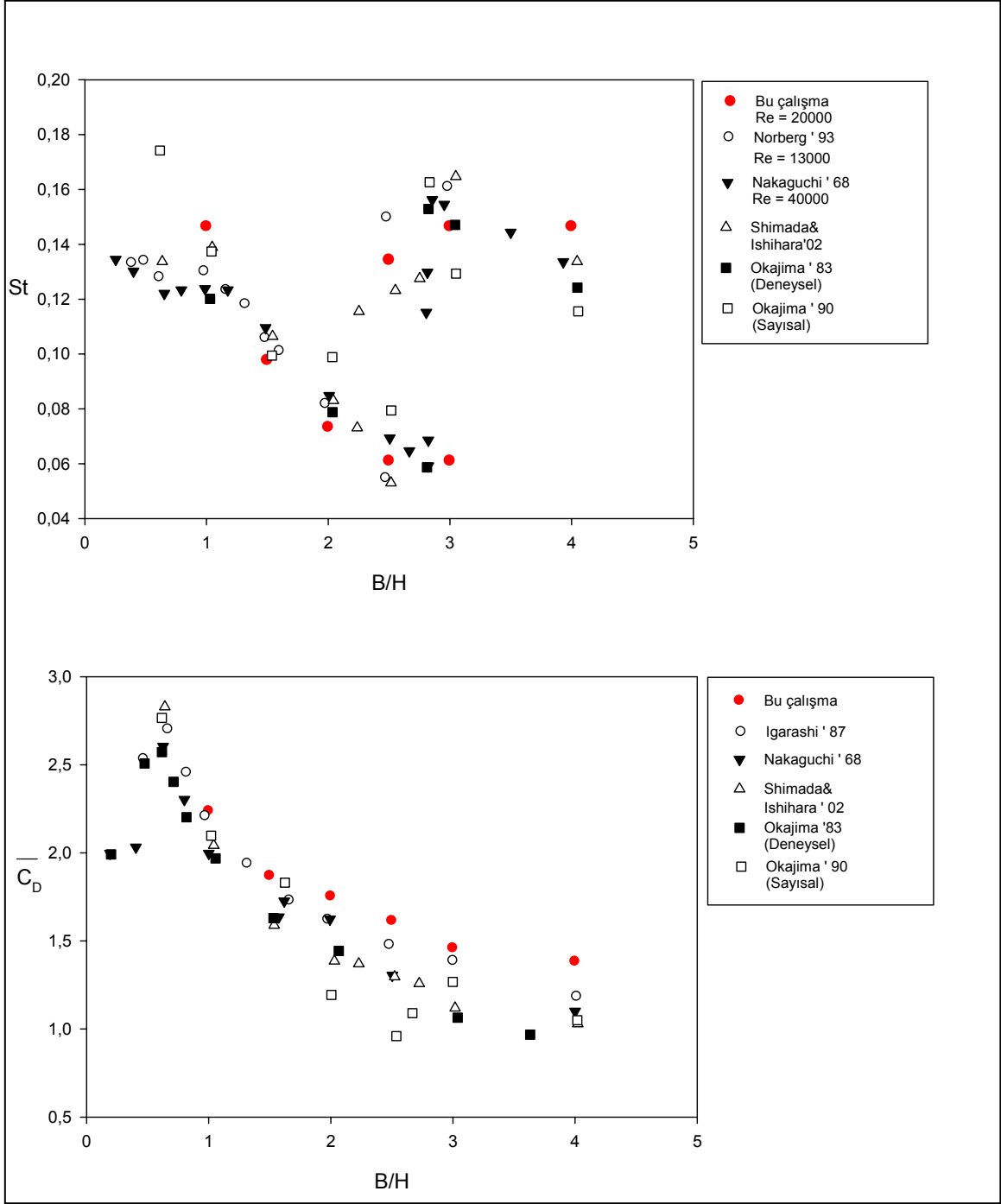
Bağıntısı ile hesaplanmıştır. Burada s cisim üzerinde gidilen yolu göstermektedir. Benzer şekilde kaldırma katsayısı;

$$\overline{C_L} = \left(\int_{\text{alt}} \overline{C_p} ds - \int_{\text{üst}} \overline{C_p} ds \right) / H + \left(\int_{\text{ön}} \overline{\tau} ds + \int_{\text{arka}} \overline{\tau} ds \right) / (\rho u_{\infty}^2 H / 2) \quad (3.3)$$

Olarak tanımlanmıştır. Şekil 3.28'de üflemez-emesiz durum için hesaplanan St ve $\overline{C_D}$ değerlerinin literatürde yer alan çeşitli veriler ile olan karşılaştırması görülmektedir. Buradan görüldüğü gibi; St , B/H oranı arttıkça belirli bir B/H değerine kadar düşmekte daha sonra ani bir artış göstermekte ve tekrar düşmektedir. Bu konuda yapılan deneysel [4] ve sayısal [3] çalışmalar bu kritik B/H oranının 2.8 olduğunu göstermektedir. Şekil 3.28 'de verilen ortalama direnç katsayısının ($\overline{C_D}$) B/H ile olan değişiminden de görüldüğü gibi $\overline{C_D}$ değeri $B/H = 0.6$ 'da [3,4] en yüksek değerine ulaştıktan sonra artan B/H oranı ile azalmaktadır.



Şekil 3.27. Üflemez – Emmesiz durum için hız kayıtları ve spektral analiz
 $U_r = U_\infty = 0.1 \text{ m/s}$

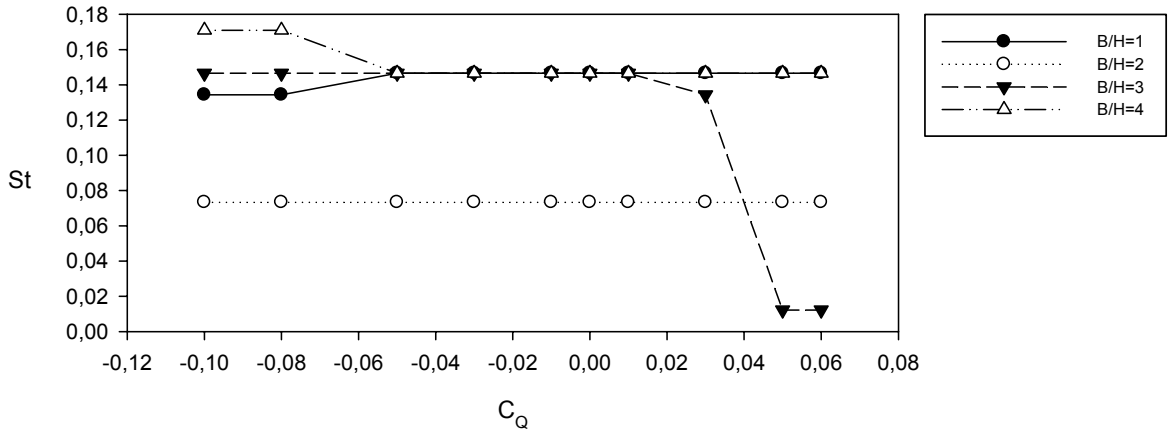


Şekil 3.28. Üflemez-Emmesiz durum için elde edilen sonuçların literatürde yer alan veriler ile karşılaştırılması

3.2.1. Arka Yüzeyden Yapılan Üfleme veya Emme

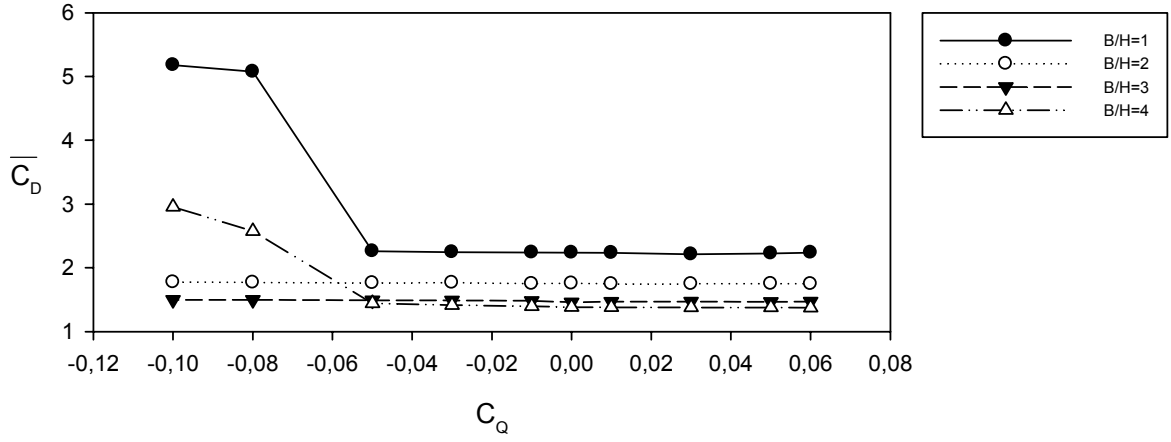
Model arka yüzeyinden yapılan üflemede, $B/H=3$ durumu hariç Strouhal sayısının üfleme katsayısı ile değişmediği; $B/H=3$ için St sayısının azalmakta olduğu Şekil 3.29'da görülmektedir. Diğer bir deyişle, $B/H=3$ için arka yüzeyden yapılan üflemede artan üfleme katsayısı ile birlikte akış alanının daimi bir yapıya dönüşmekte olduğu görülmektedir. Bu durum Şekil 3.6'daki akım çizgilerinin görüntüsü ile de doğrulanmaktadır.

Model arka yüzeyinden yapılan emmenin $B/H=2$ ve 3 için St sayısını değiştirmedeği görülmüştür (Şekil 3.29). Buna karşın özellikle yüksek emme katsayılarında ($C_Q=-0.08$ ve -0.1); $B/H = 1$ durumunda St sayısında azalma, $B/H= 4$ 'de ise St sayısında artış olduğu görülmektedir.



Şekil 3.29. Arka yüzeyden üfleme-emme uygulamasında $St - C_Q$ değişimi

Model arka yüzeyinden yapılan üfleme veya emme uygulamasının $B/H=2$ ve 3 durumu için ortalama direnç katsayısı ($\overline{C_D}$) üzerinde çok belirgin bir etkisinin olmadığı Şekil 3.30'dan görülebilmektedir. $B/H=1$ ve 4 için arka yüzeyden yapılan emmenin, özellikle yüksek emme katsayılarında ($C_Q=-0.08$ ve -0.1) ortalama direnç katsayısında ani bir artışa neden olduğu Şekil 3.30'dan görülmektedir.



Şekil 3.30. Arka yüzeyden üfleme-emme uygulamasında $\overline{C_D} - C_Q$ değişimi

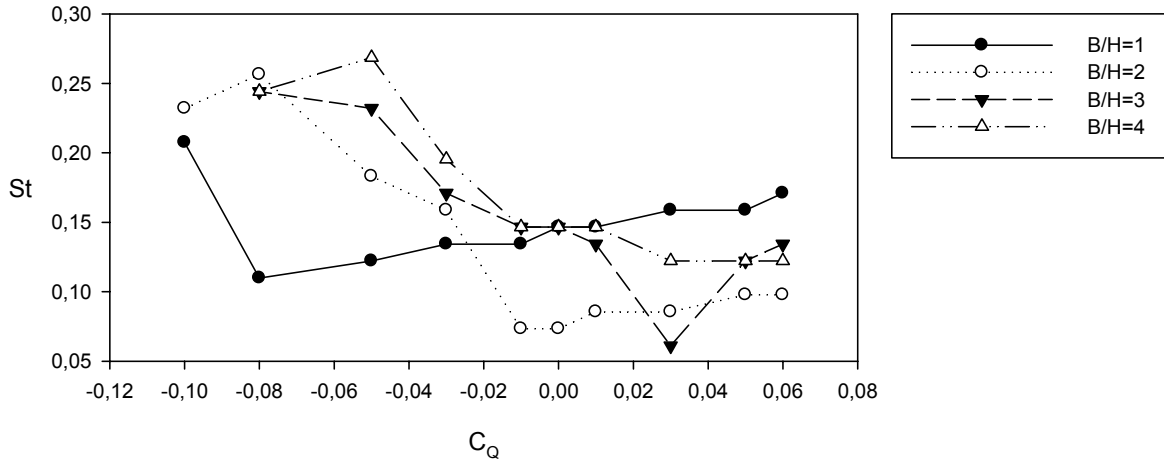
Direnç katsayısını oluşturan basınç ve sürtünme bileşenlerinin etkisi Tablo 3.1’de görülmektedir. Burada da görüldüğü gibi; sürtünme kaynaklı direnç, model alt ve üst yüzeylerinde geri akış bölgelerinin etkili olması nedeniyle direnç üzerinde ters etki oluşturmakta ve çok az da olsa toplam direnci düşürme etkisi sağlamaktadır. Sürtünme kaynaklı direnç; model yüzeylerindeki hız gradyanlarına ve ayrılma bölgesinin büyüklüğüne bağlı olduğundan, bu iki özelliğin toplam bir sonucu olarak hesaplanmaktadır.

Tablo 3.1. Arka yüzeyden üfleme-emmede direnç katsayısı bileşenleri ve r.m.s. değerleri

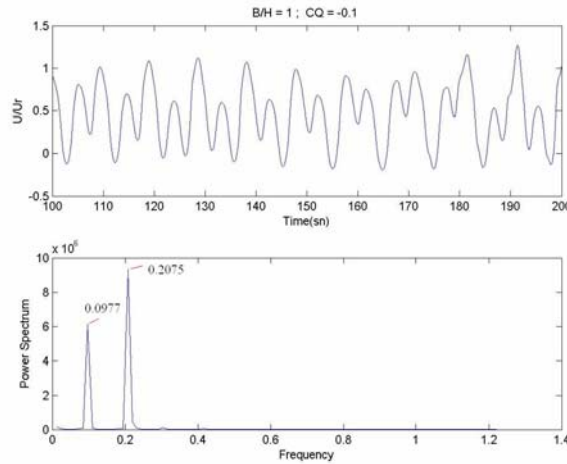
	C_Q	0.06	0.05	0.03	0.01	0.00	-0.01	-0.03	-0.05	-0.08	-0.01
B/H=1	$\overline{C_{D,P}}$	2.2383	2.2276	2.2132	2.2360	2.2403	2.2427	2.2488	2.2622	5.0818	5.1859
	$\overline{C_{D,v}}$	-0.0021	-0.0022	-0.0024	-0.0028	-0.0029	-0.0031	-0.0033	-0.0036	-0.0058	-0.0059
	$\overline{C_D}$	2.2362	2.2254	2.2108	2.2331	2.2373	2.2396	2.2455	2.2585	5.0759	5.1799
	C'_D	0.0133	0.0141	0.0166	0.0237	0.0264	0.0284	0.0327	0.0384	0.6485	0.6315
	C'_L	0.8941	0.8955	0.9004	0.9696	0.9852	0.9982	1.0337	1.0883	2.0791	2.0874
	$\overline{C_{D,P}}$	1.7521	1.7562	1.7529	1.7520	1.7597	1.7546	1.7707	1.7671	1.7753	1.7814
B/H=2	$\overline{C_{D,v}}$	-0.0064	-0.0059	-0.0057	-0.0062	-0.0058	-0.0061	-0.0058	-0.0062	-0.0059	-0.0058
	$\overline{C_D}$	1.7457	1.7502	1.7472	1.7457	1.7538	1.7485	1.7649	1.7608	1.7694	1.7756
	C'_D	0.0452	0.0401	0.0369	0.0439	0.0325	0.0351	0.0358	0.0314	0.0303	0.0311
	C'_L	0.6416	0.6341	0.6341	0.6571	0.6447	0.6123	0.6569	0.6654	0.6300	0.6208
	$C_{D,P}$	1.4708	1.4637	1.4702	1.4672	1.4599	1.4818	1.4861	1.4898	1.4971	1.4985
	$\overline{C_{D,v}}$	0.0001	0.0001	0.0001	-0.0004	-0.0007	0.0001	0.0001	0.0001	0.0002	0.0002
B/H=3	$\overline{C_D}$	1.4709	1.4639	1.4703	1.4668	1.4592	1.4820	1.4862	1.4899	1.4973	1.4987
	C'_D	0.0007	0.0108	0.0006	0.0138	0.0222	0.0021	0.0023	0.0029	0.0033	0.0088
	C'_L	0.0001	0.0052	0.0002	0.0079	0.0075	0.0007	0.0014	0.0027	0.0042	0.0055
	$\overline{C_{D,P}}$	1.3746	1.3755	1.3769	1.3784	1.3829	1.3973	1.4125	1.4406	2.5736	2.9555
	$\overline{C_{D,v}}$	-	-	-	0.0001	-0.0007	0.0001	0.0001	-0.0005	-0.0012	-0.0016
	$\overline{C_D}$	1.3746	1.3755	1.3769	1.3785	1.3822	1.3974	1.4126	1.4401	2.5724	2.9539
B/H=4	C'_D	0.0001	0.0004	0.0017	0.0081	0.0157	0.0014	0.0029	0.0181	0.1273	0.1894
	C'_L	0.0002	0.0005	0.0033	0.0081	0.0166	0.0291	0.0543	0.0957	0.4900	0.5695

3.2.2 Üst-Alt Yüzeylerden Yapılan Üfleme veya Emme

B/H=1 ve 2 için model üst-alt yüzeylerinden yapılan üfleme ile St sayısı artarken, B/H=3 ve 4 durumda ise St sayısı azalmaktadır (Şekil 3.31). Üst-alt yüzeylerden yapılan emmede ise, B/H=1 durumu hariç diğer bütün B/H oranlarında St sayısında bir artış meydana gelmektedir (Şekil 3.31). B/H=1’de ise; emme katsayısı $C_Q=-0.08$ ’e kadar yapılan emme uygulamasında St sayısı azalmakta, daha sonra emme katsayısının $C_Q=-0.1$ değerinde St sayısında bir artışın meydana geldiği görülmektedir. Ayrıca bu durum için (B/H=1 ve $C_Q=-0.1$) elde edilen hız kayıtlarına bağlı olan spektral analiz ile akış içerisinde ikincil bir frekansın ortaya çıktığı görülmüştür. (Şekil 3.32).

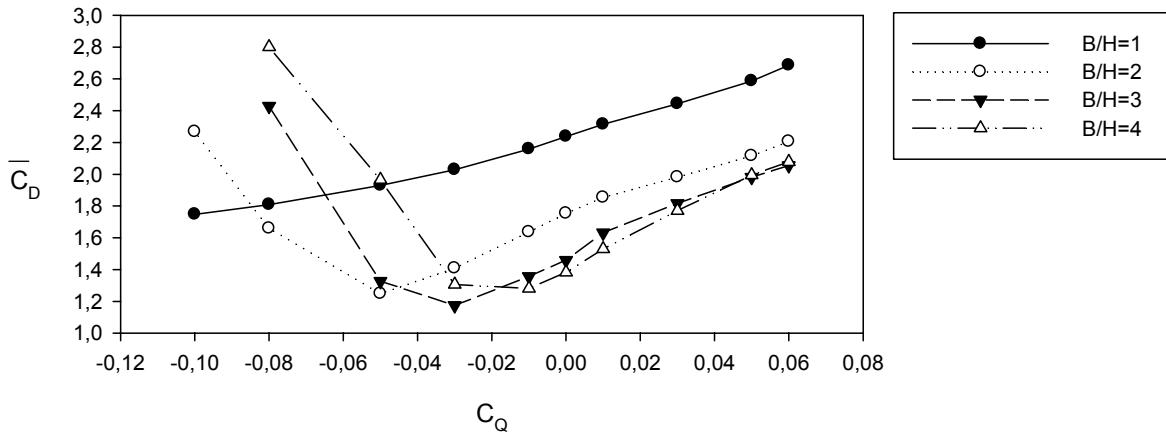


Şekil 3.31. Üst-alt yüzeylerden üfleme-emme uygulamasında St – C_Q değişimi



Şekil 3.32. Üst-alt yüzeylerden üflemede, B/H=1 ve $C_Q=-0.1$ için hız kaydı ve spektral analiz

Modelin üst-alt yüzeylerinden üfleme yapılması durumunda artan üfleme katsayısı ile bütün B/H oranlarında $\overline{C_D}$ 'nin arttığı görülmüştür (Şekil 3.33). Emmede ise $\overline{C_D}$ 'nin B/H=1 hariç belirli $C_{Q,kr}$ emme katsayısına kadar St sayısının azaldığı daha sonra tekrar arttığı görülmüştür. Bu davranış; kritik emme katsayısında yüzeyden ayrılmanın en geç meydana geldiği ve buna bağlı olarak da modelin ön ve arka yüzeyleri arasındaki basınç farkının en düşük değerine ulaştığı anlamına gelmektedir. Nitekim Tablo 3.2'de de görüldüğü gibi toplam direnç üzerinde sürtünme kaynaklı direncin etkisi basınç farkından kaynaklanan dirence göre oldukça küçüktür. Ancak; özellikle B/H=4 kesit oranına sahip dikdörtgen etrafındaki akışta, yüksek emme katsayılarında sürtünme kaynaklı direncin pozitif değerler alması, bu durum için üst ve alt yüzeylerde ayrılmanın ve dolayısıyla geri akış bölgelerinin ortaya çıkmadığını göstermektedir.



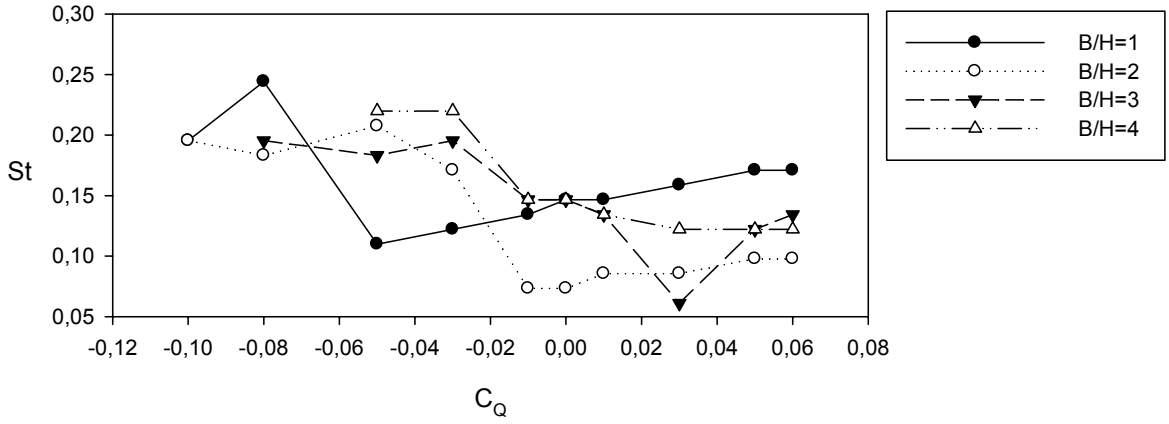
Şekil 3.33. Üst-alt yüzeylerden üfleme-emme uygulamasında $\overline{C_D}$ - C_Q değişimi

Tablo 3.2. Üst-alt yüzeylerden üfleme-emmede direnç katsayısı bileşenleri ve r.m.s. değerleri

	C_Q	0.06	0.05	0.03	0.01	0.00	-0.01	-0.03	-0.05	-0.08	-0.01
B/H=1	$\overline{C_{D,P}}$	2.6852	2.5861	2.4428	2.3149	2.2403	2.1635	2.0381	1.9453	1.8267	1.7880
	$\overline{C_{D,v}}$	-	-	-	-0.0001	-0.0029	-0.0049	-0.0102	-0.0153	-0.0184	-0.0301
	$\overline{C_D}$	2.6852	2.5861	2.4428	2.3148	2.2373	2.1586	2.0279	1.9299	1.8083	1.7467
	C'_D	0.0813	0.0678	0.0473	0.0342	0.0264	0.0201	0.0227	0.0315	0.0315	0.1155
	C'_L	1.1313	1.0736	1.0239	1.0044	0.9852	1.0061	1.1359	1.3442	1.3098	0.6171
	$\overline{C_{D,P}}$	2.2060	2.1150	1.9818	1.8531	1.7597	1.6483	1.4181	1.2545	1.6823	2.3080
B/H=2	$\overline{C_{D,v}}$	-	-	-	-	-0.0058	-0.0117	-0.0092	-0.0062	-0.0226	-0.0403
	$\overline{C_D}$	2.2060	2.1150	1.9818	1.8531	1.7538	1.6366	1.4089	1.2483	1.6597	2.2676
	C'_D	0.0316	0.0327	0.0373	0.0372	0.0325	0.0180	0.0032	0.0004	0.2465	0.1262
	C'_L	0.7135	0.7612	0.7748	0.7342	0.6447	0.4392	0.0011	0.0016	0.2926	0.3501
	$\overline{C_{D,P}}$	2.0547	1.9806	1.8166	1.6314	1.4599	1.3606	1.1827	1.3173	2.4111	
	$\overline{C_{D,v}}$	-	-	-	-	-0.0007	-0.0042	-0.0080	0.0084	0.0172	0.0172
B/H=3	$\overline{C_D}$	2.0547	1.9806	1.8166	1.6314	1.7538	1.3564	1.1747	1.3257	2.4283	
	C'_D	0.0163	0.0062	0.0055	0.0030	0.0222	0.0002	0.0000	0.0165	0.1454	
	C'_L	0.3117	0.1180	0.0213	0.0015	0.0075	0.0002	0.0006	0.1251	0.2372	
	$\overline{C_{D,P}}$	2.0723	1.9941	1.7698	1.5287	1.3829	1.2893	1.2997	1.9453	2.7400	
	$\overline{C_{D,v}}$	-	-	-	-	-0.0007	-0.0088	0.0059	0.0198	0.0172	
	$\overline{C_D}$	2.0723	1.9941	1.7698	1.5287	1.3822	1.2805	1.3056	1.9652	2.4283	
B/H=4	C'_D	0.0049	0.0034	0.0012	0.0015	0.0157	0.0000	0.0096	0.0527	0.2086	
	C'_L	0.0165	0.0194	0.0010	0.0032	0.0116	0.0003	0.0748	0.2135	0.1883	

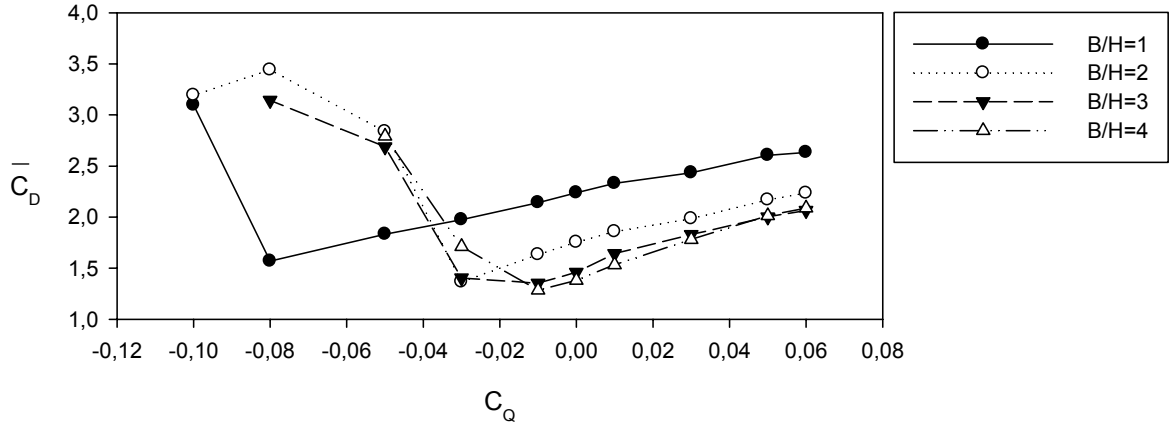
3.2.3. Tüm Yüzeylerden Yapılan Üfleme veya Emme

Tüm yüzeylerden yapılan üfleme veya emme uygulamasından elde edilen sonuçlar, üst-alt yüzeylerden yapılan üfleme veya emme uygulamasına benzer davranış göstermektedir. Buna göre; B/H=1 ve 2 için tüm yüzeylerden yapılan üfleme ile St sayısı artmakta, B/H=3 ve 4 durumunda ise St sayısı üfleme ile azalmaktadır (Şekil 3.34). Emmede ise; B/H=1 durumunda St sayısının emme ile belirli bir C_Q emme katsayısı değerine kadar azaldığı daha sonra tekrar artma eğilimi gösterdiği görülmüştür. B/H=2 ve 3 durumunda ise St sayısı emme ile belirli bir C_Q emme katsayısı değerine kadar artmakta daha sonra azalmaktadır. B/H=4’de ise artan emme ile St sayısı artmaktadır (Şekil 3.34).



Şekil 3.34. Tüm yüzeylerden üfleme-emme uygulamasında St – C_Q değişimi

Tüm yüzeylerden üfleme-emme uygulamasında, ortalama direnç katsayısının ($\overline{C_D}$) değişimi üst-alt yüzeyden üfleme-emme uygulamasına benzer şekilde; üfleme ile $\overline{C_D}$ artmakta, emme ile $\overline{C_D}$ belirli bir $C_{Q,kr}$ emme katsayısına kadar azalmakta daha sonra tekrar artmaktadır (Şekil 3.35). Tablo 3.3’te direnç katsayısı üzerinde basınç farkı kaynaklı direnç ve sürtünme kaynaklı direncin etkisi görülmektedir.



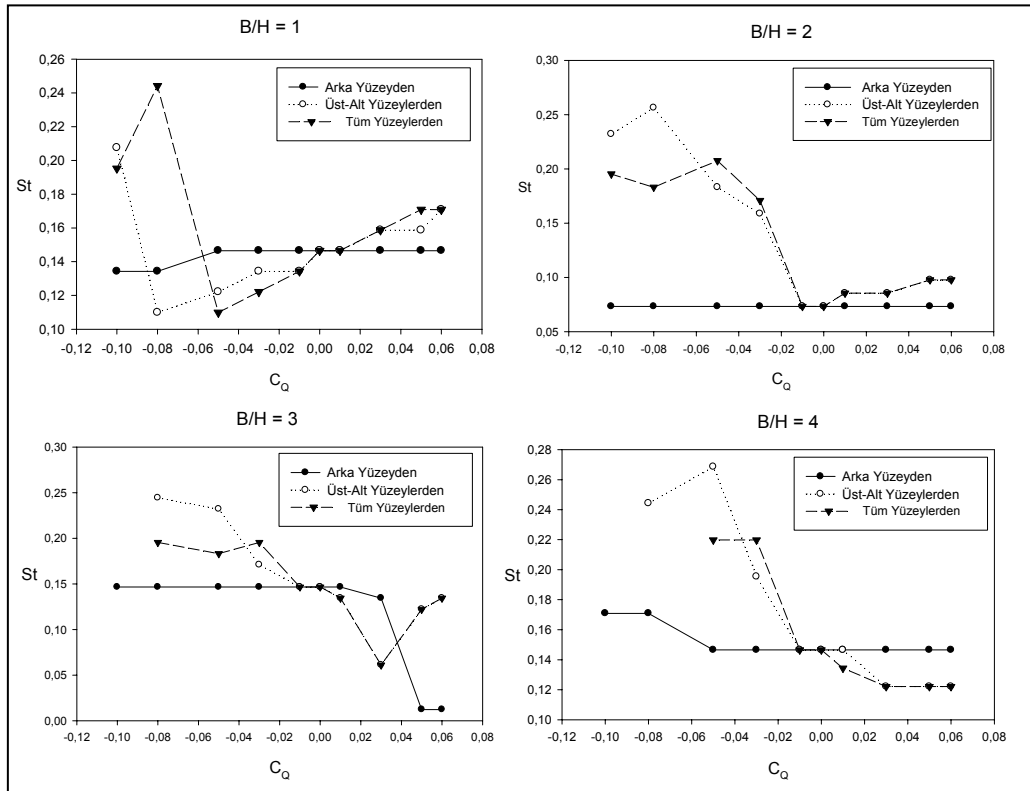
Şekil 3.35. Tüm yüzeylerden üfleme-emme uygulamasında $\overline{C_D} - C_Q$ değişimi

Tablo 3.3. Tüm yüzeylerden üfleme-emmede direnç katsayısı bileşenleri ve r.m.s. değerleri

	C_Q	0.06	0.05	0.03	0.01	0.00	-0.01	-0.03	-0.05	-0.08	-0.01
B/H=1	$\overline{C_{D,P}}$	2.6333	2.6038	2.4328	2.3295	2.2403	2.1470	1.9846	1.8482	1.5835	3.1326
	$\overline{C_{D,v}}$	-	-	-	-	-0.0029	-0.0050	-0.0106	-0.0154	-0.0139	-0.0364
	$\overline{C_D}$	2.6333	2.6038	2.4328	2.3295	2.2373	2.1420	1.9740	1.8328	1.5697	3.0962
	C'_D	0.0645	0.0549	0.0403	0.0337	0.0264	0.0167	0.0191	0.0224	0.0270	0.7377
	C'_L	0.9381	1.0141	0.9764	1.0367	0.9852	0.9777	1.0765	1.1756	0.1402	1.0960
	$\overline{C_{D,P}}$	2.2337	2.1692	1.9836	1.8561	1.7597	1.6446	1.3758	2.8618	3.4805	3.2503
B/H=2	$\overline{C_{D,v}}$	-	-	-	-	-0.0058	-0.0124	-0.0107	-0.0252	-0.0409	-0.0585
	$\overline{C_D}$	2.2337	2.1692	1.9836	1.8561	1.7538	1.6322	1.3651	2.8366	3.4396	3.1918
	C'_D	0.0484	0.0500	0.0466	0.0394	0.0325	0.0147	0.0005	0.1107	0.2220	0.2846
	C'_L	0.7283	0.7645	0.7895	0.7404	0.6447	0.3548	0.0004	0.7238	0.7691	0.6305
	$\overline{C_{D,P}}$	2.0642	2.0010	1.8294	1.6418	1.4599	1.3571	1.4161	2.6766	3.1243	
	$\overline{C_{D,v}}$	-	-	-	-	-0.0007	-0.0051	-0.0115	0.0102	0.0184	
B/H=3	$\overline{C_D}$	2.0642	2.0010	1.8294	1.6418	1.7538	1.3520	1.4046	2.6869	3.1427	
	C'_D	0.0058	0.0062	0.0015	0.0011	0.0222	0.0003	0.0132	0.1347	0.2168	
	C'_L	0.0719	0.1023	0.0179	0.0013	0.0075	0.0001	0.1843	0.4418	0.3625	
	$\overline{C_{D,P}}$	2.0885	2.0132	1.7790	1.5329	1.3829	1.2919	1.6976	2.7504		
	$\overline{C_{D,v}}$	-	-	-	-	-0.0007	-0.0065	0.0137	0.0407		
	C_D	2.0885	2.0132	1.7790	1.5329	1.3822	1.2854	1.7113	2.7911		
B/H=4	C'_D	0.0068	0.0032	0.0015	0.0018	0.0157	0.0002	0.0302	0.1249		
	C'_L	0.0079	0.0092	0.0006	0.0028	0.0116	0.0007	0.1854	0.2881		

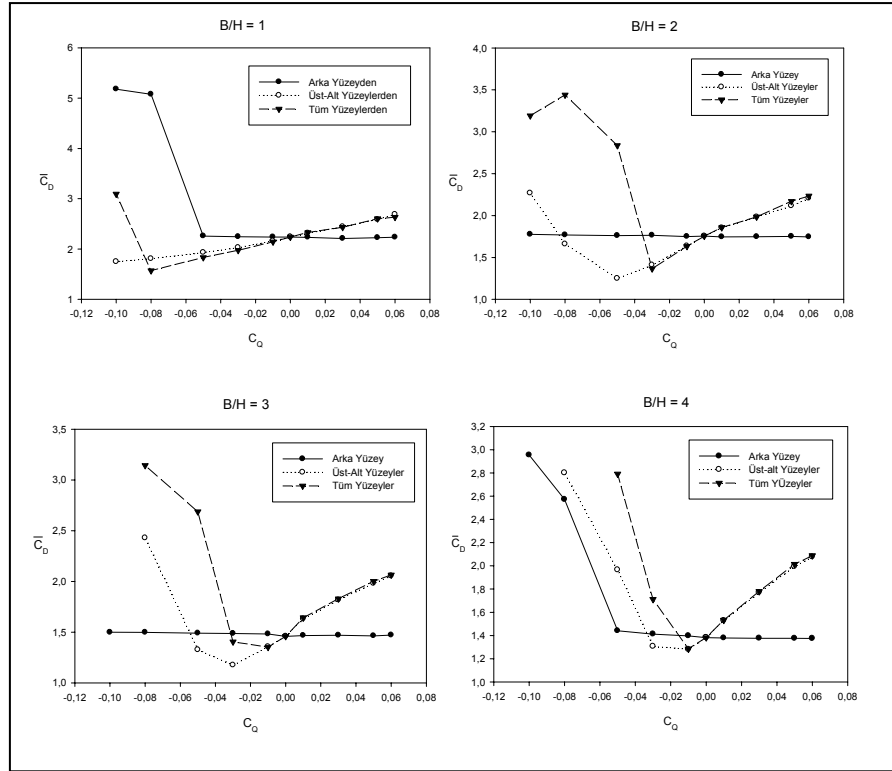
3.2.4. Üfleme-Emme Yapılan Yüzeylerin Aerodinamik Parametreler Üzerindeki Etkileri

B/H=1 kesit oranına sahip model için üfleme veya emme yapılan yüzeyler açısından üflemez-emmesiz duruma göre en düşük St sayısı, tüm yüzeylerden $C_Q=-0.05$ değerinde yapılan emme uygulamasında elde edilmiştir (Şekil 3.36). Kesit oranı B/H=2 için arka yüzeyden üfleme-emme uygulaması ile St sayısında bir değişiklik meydana gelmezken, üst-alt ve tüm yüzeylerden yapılan emme uygulamalarında St sayısında belirgin bir artışın meydana geldiği şekil 3.36'dan görülmektedir. B/H=3 için üflemez-emmesiz duruma göre en düşük St sayısı, arka yüzeyden $C_Q=0.05$ ve 0.06 değerleri ile uygulanan üflemede elde edilmektedir (Şekil 3.36). Dikdörtgen kesitli modelin B/H=4 oranı için St sayısında üflemez-emmesiz duruma göre en yüksek oranlı azalma, üst-alt ve tüm yüzeylerden $C_Q=0.03$ ve daha yüksek değerlerdeki üfleme uygulamasında meydana gelmektedir.



Şekil 3.36. Üfleme-emme yapılan yüzeylerin St sayısı üzerindeki etkileri

Kare model ($B/H=1$) için; ortalama direnç katsayısında ($\overline{C_D}$) üflemez-emmesiz duruma göre en yüksek düşme tüm yüzeylerden $C_Q=-0.08$ emme katsayısı ile yapılan emme uygulamasında meydana gelmektedir (Şekil 3.37). Bu uygulamada $\overline{C_D}$ değerinde üflemez-emmesiz duruma göre yaklaşık %30 oranında bir azalma meydana gelmiştir. $B/H=2$ kesit oranına sahip dikdörtgen model için; en düşük $\overline{C_D}$ üst-alt yüzeylerden $C_Q=-0.05$ emme uygulamasında meydana geldiği Şekil 3.37'den görülebilmektedir. $C_Q=-0.05$ ile üst-alt yüzeylerden uygulanan emme sonucunda $\overline{C_D}$ değerinde yaklaşık olarak %29'luk azalma meydana gelmiştir. Kesit oranı $B/H=3$ olan dikdörtgen modelde; $\overline{C_D}$ değerindeki en yüksek oranlı düşme üst-alt yüzeylerden $C_Q=-0.03$ emme uygulaması sonucunda ortaya çıkmaktadır (Şekil 3.37). Bu uygulama sonucunda, üflemez-emmesiz duruma göre $\overline{C_D}$ değerinde yaklaşık olarak %20 oranında bir azalma meydana gelmiştir. Dikdörtgen modelin $B/H=4$ kesit oranı için; üst-alt yüzeylerden ve tüm yüzeylerden $C_Q=-0.01$ değeri ile uygulanan emme sonucunda $\overline{C_D}$ 'nin en düşük değerine ulaştığı Şekil 3.37'den görülmektedir. Bu durumda üflemez-emmesiz duruma göre $\overline{C_D}$ 'de yaklaşık %7 oranında bir azalma meydana gelmiştir.



Şekil 3.37. Üfleme-emme yapılan yüzeylerin $\overline{C_D}$ üzerindeki etkileri

4. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Elde edilen sonuçlar; dikdörtgen kesitli silindir etrafındaki akış alanının ve St , $\overline{C_D}$ gibi aerodinamik parametrelerin, B/H kesit oranına ve cismin çeşitli yüzeylerinden yapılan üfleme veya emmeye bağlı olarak değişmekte olduğunu göstermiştir. Bu ilişkiler üzerine varılan sonuçlar somut olarak şu şekilde ifade edilebilir:

1- Çalışmada kullanılan Kato-Launder iyileştirmeli k- ϵ türbülans modeli ve sonlu hacim yöntemi, üflemesiz veya emmesiz durum için dikdörtgen kesitli modeller etrafındaki akışın sayısal olarak hesaplanmasında deneysel veriler ile uyumlu sonuçlar vermektedir.

2- Üflemesiz veya emmesiz durumda; kare kesitli (B/H=1) modelden B/H=3 oranına sahip dikdörtgene kadar olan geometrilerde, model arkasındaki akışın periyodik girdap yapısının periyodu artarak (frekansı azalarak) daimi olma (simetrik) eğilimi gösterdiği, B/H=3 ve daha büyük oran değerlerinde akışın tekrar periyodik bir yapıya dönüşmekte olduğu görülmüştür.

3- Üflemesiz veya emmesiz durumda; iz bölgesinde türbülans kinetik enerjisi kare kesitli modelden itibaren artan B/H oranı ile birlikte önce girdap yapısına benzeyen düzensiz bir davranış göstermekte, daha sonra daimi akış yapısını andıran düzgün bir yapıya dönüşmektedir.

4- Arka yüzeyden yapılan üflemede sadece B/H=3 oranına sahip dikdörtgen etrafındaki akışta Strouhal sayısı artan üfleme katsayısı ile belirgin bir düşme göstermekte, bunun dışındaki kesit oranlarında Strouhal sayısı üfleme-emme katsayısından etkilenmemektedir.

5- Arka yüzeyden yapılan üflemede bütün kesit oranları için direnç katsayısı üfleme katsayısına bağlı olmayıp sabit kalmaktadır. Emme durumunda ise B/H=1 ve 4 kesit oranlarına sahip dikdörtgenler etrafındaki akışta direnç katsayısı artan emme katsayısı ile önemli ölçüde değişmektedir, B/H=2 ve 3 oranlı dikdörtgenler için direnç katsayısı emme katsayısından etkilenmemektedir.

6- Üst-alt yüzeylerden yapılan üfleme veya emme uygulamasında; üflemesiz-emmesiz duruma göre Strouhal sayısında sadece B/H=3 oranına sahip dikdörtgen etrafındaki akışta ve $C_Q=0.03$ değerinde önemli bir düşme görülmektedir. Bu uygulamada en yüksek Strouhal sayısı ise B/H=4 ve $C_Q=-0.05$ için elde edilmektedir.

7- Üst-alt yüzeylerden kare kesitli model hariç diğer bütün B/H oranlı dikdörtgenler için yapılan emmede, belirli bir kritik emme katsayısında en düşük direnç katsayısının elde edilebileceği görülmüştür.

8- Kritik emme hızının ($C_{Q,kr}$) model boyut oranı (B/H) artıkça, azalmakta olduğu görülmüştür.

9- Üst-alt yüzeylerden emme uygulaması ile üflemez-emmesiz duruma göre direnç katsayısındaki en fazla düşme B/H=2 oranına sahip dikdörtgen etrafındaki akışta görülmüştür.

10- Tüm yüzeylerden yapılan üfleme-emme uygulamasında Strouhal sayısındaki en belirgin düşme, üst ve alt yüzeylerden yapılan üfleme uygulamasında olduğu gibi B/H=3 ve $C_Q=0.03$ için elde edilmiştir.

11- Tüm yüzeylerden yapılan üfleme veya emme uygulamasında, üflemez duruma göre direnç katsayısındaki en yüksek oranlı düşme B/H=1 (kare) oranlı model için elde edilmiştir.

12- Üfleme uygulamasının yapıldığı yüzey (ler) açısından bakıldığında; Strouhal sayısındaki en belirgin ve etkili düşüş, B/H=3 oranına sahip dikdörtgenin arka yüzeyinden yapılan üfleme ile elde edilmektedir.

13- Direnç katsayısı esas alındığında ise; üflemez-emmesiz duruma göre direnç katsayısındaki en fazla düşme üst-alt yüzeylerden yapılan emme ile elde edilmektedir.

14- Dikdörtgen kesitli modeller etrafındaki akışta farklı kesit oranları için; yüzey durumu ve üfleme-emme hızının gerektiği gibi ayarlanması koşulu ile üfleme veya emme uygulaması direnç kontrolü ve girdap dinamiği kontrolü için etkili bir yöntem olarak uygulanabilir.

15- Dikdörtgen kesitli modeller etrafındaki akışta; üfleme veya emme uygulamasının aerodinamik parametreler üzerinde önemli etkisinin olduğu görülmekle birlikte, üfleme veya emme uygulamasının mühendislik uygulamalarında önemli bir yer tutan cisim ve akış arasındaki ısı geçişine olan etkilerinin de araştırılması gerekmektedir.

5. KAYNAKLAR

1. White, F.M. , Akışkanlar Mekaniği, 4. Basımın Türkçesi, Literatür, İstanbul, 2004
2. Okajima, A., Strouhal Numbers of Rectangular Cylinder, Journal of Fluid Mechanics, 123 (1982) 379-398
3. Okajima, A., Numerical Simulation of Flow Around Rectangular Cylinder, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 33 (1990) 171-180.
4. Norberg, C., Flow Around Rectangular Cylinders : Pressure Forces and Wake Frequencies, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 49 (1993) 187-196.
5. Zonglin, J. ve Erjie, C., Numerical Simulations of Vortex-Shedding in Flows Around Rectangular Cylinders, Acta Mechanica Sinica, 10, 6 (1994).
6. Sakamoto, H., Vortex Shedding From a Rectangular Prism and a Circular Cylinder Placed Vertically in a Turbulent Boundary Layer, J. Fluid Mech., 126 (1983) 147-165.
7. Knisely C.W., Strouhal Numbers of Rectangular Cylinders at Incidence: A Review and New Data, Journal of Fluids and Structures, 4 (1990) 371-393.
8. Ahlborn, B., Seto, M.L. ve Noack, B.R., On Drag, Strouhal Number and Vortex-Street Structure, Fluid Dynamics Research, 30 (2002), 379-399.
9. Igarashi T., Fluid Flow and Heat Transfer Around Rectangular Cylinders (The Case of a Width/Height Ratio of a Section of 0.33-1.5), Int. J. Heat Mass Transfer, 30, 5 (1987) 893-901.
10. Vit, T., Ren, M., Travnicek, Z., Marsik, F. ve Rindt, C.C.M., The Influence of Temperature Gradient on the Strouhal-Reynolds Number Relationship for Water and Air, Experimental Thermal and Fluid Science, 31, 7 (2007) 751-760
11. Baker, R.J. ve Launder, B.E., The Turbulent Boundary Layer with Foreign Gas Injection-I. Measurements in Zero Pressure Gradient, Int. J. Heat Mass Transfer, 17 (1974) 275-291.
12. Bellettre, J., Bataille, F. ve Lallemand, A., A New Approach for The Study Turbulent Boundary Layers with Blowing, International Journal of Heat and Mass Transfer, 42 (1999) 2905-2920.
13. Hwang, C.B. ve Lin, C.A., Low-Reynolds Number $k-\epsilon$ Modelling of Flows with Transpiration, International Journal for Numerical Methods in Fluids, 32 (2000) 495-514.
14. Çuhadaroğlu, B., Numerical analysis of The Tangential Transpiration on The Boundary Layer Characteristics, International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow, 11, 8 (2001) 793-806.
15. Mathelin, L., Bataille, F. ve Lallemand, A., Flow Around Circular Cylinder with Non-Isothermal Blowing, Experimental Thermal and Fluids Science, 26 (2002), 173-179.

16. Fransson, J.H.M., Konieczny, P. ve Alfredsson, P.H., Around a Porous Cylinder Subject to Continuous Suction or Blowing, Flow Journal of Fluids and Structures, 19 (2004) 1031-1048.
17. Çuhadaroğlu, B., Akansu, Y.E. ve Turhal A.Ö., An Experimental Study on The Effects of Uniform Injection Through One Perforated Surface of a Square Cylinder on Some Aerodynamic Parameters, Experimental Thermal and Fluid Science, 31(2006) 909-915.
18. Tennekes, H. ve Lumley, J.L., A First Course in Turbulence, The MIT Pres, London, 1973.
19. Ferziger, J.H. ve Peric M., Computational Methods for Fluid Dynamics, Third Edition, Springer-Verlag, Berlin-Germany, 2002.
20. Wilcox, D.C., Turbulence Modeling for CFD, Second Edition, DCW Industries, California-USA, 1993.
21. Tannehill, J.C., Anderson, D.A. ve Pletcher, R.H., Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer, Second Edition, Taylor&Francis, USA, 1997.
22. Buntic Ogor I., Helmrich T., Juric M. ve Ruprecht A., Turbulence Modelling of Flow with Application in Simulations of Hydraulic Machinery, Institute of Fluid Mechanics and Hydraulic Machinery, University of Stuttgart, 2005
23. Çuhadaroğlu, B., Yüzeye Bağlı Küt Cisimler Etrafındaki İki Boyutlu Türbülanslı Akışın Sayısal İncelenmesi, Doktora Tezi, KTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon, 1991.
24. Bosch, G. ve Rodi, W., Simulation of Vortex Shedding Past a Square Cylinder with Different Turbulence Models, International Journal for Numerical Methods in Fluids , 28 (1998) 601-616.
25. Launder, B. E.ve Spalding, D.B., Mathematical Models of Turbulence, Third Edition, Academic Pres, London, 1979.
26. Hirsch, C., Numerical Computation of Internal and External Flows, Vol.1, First Edition, John Wiley and Sons, 1989.
27. Patankar, S.V., Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, First Edition, McGraw-Hill Book Co., New York, 1980.
28. Shimada, K. ve Ishihara, T., Application of a Modified k-ε Model to The Prediction of Aerodynamic Characteristics of Rectangular Cross-Section Cylinders, Journal of Fluids and Structures, 16, 4 (2002) 465-485.

ÖZGEÇMİŞ

Osman TURAN, 1980 yılında Artvin iline bağlı Murgul ilçesinde doğdu. İlk ve orta öğrenimini Murgul ilçesinde tamamladı. 1998 yılında Artvin Lisesi'nden mezun oldu. 2000-2004 yılları arasında Karadeniz Teknik Üniversitesi, Mühendislik Fakültesi Makine Mühendisliği Bölümünde Lisans öğrenimini tamamladı. Eylül 2004'de K.T.Ü Fen Bilimleri Enstitüsü Makine Mühendisliği Ana Bilim Dalı'nda Yüksek Lisans'a başladı. Halen Yüksek Lisans eğitimine devam etmekte olup, alanıyla ilgili kaynakları kullanabilecek derecede İngilizce bilmektedir.