

GEÇİRGEN YÜZEYLERİNDEN ÜFLEME YAPILAN KARE KESİTLİ SİLİNDİR ETRAFINDAKİ AKIŞTA ISI GEÇİŞİNİN SAYISAL OLARAK İNCELENMESİ

Burhan ÇUHADAROĞLU

ÖZET

Bu çalışmada; geçirgen yüzeyli ve kare kesitli bir silindir etrafındaki akışa cismin yüzeylerinden yapılan üfleme veya emmenin etkileri sayısal olarak incelenmiştir. Reynolds ortalama Navier-Stokes denklemlerine (RANS) dayalı olan ve Kato-Launder iyileştirmesini içeren standart $k-\epsilon$ türbülans modeli (türbülans kinetik enerjisi ve bu enerjinin yutulma miktarı) kullanılarak hesap yapılmıştır. Silindir yüzeylerindeki sınır koşulları için, iki boyutlu türbülanslı sınır tabaka denklemlerinden ve enerji denklemlerinden hareketle elde edilmiş olan ve üfleme hızına bağlı olan duvar fonksiyonları kullanılmıştır. Sayısal hesaplamada sonlu hacim yöntemine göre ayrıklaştırılmış olan denklemler kullanılmıştır. Uygun sayıda hücre (ağ gözü) kullanılarak ayrıklaştırılmış olan hesap bölgesinde, çapraz ağ düzenlemesi esas alınmış ve katı yüzey yakınında sık olmak üzere, modelden uzaklaşıldıkça genişleyen bir ağ yapısı kullanılmıştır. Basınç, sıcaklık, türbülans kinetik enerjisi, türbülans kinetik enerji yutulma miktarı gibi bağımlı değişkenlerin ara değerleri için HYBRID yöntemi ve hız bileşenlerinin ara değerleri için QUICK yöntemi kullanılarak Gauss-Seidel ardışık yöntemi ile sayısal çözümleme yapılmıştır. Hız ve basınç düzeltme işlemi için MAC (Marker and Cell) yöntemi kullanılmıştır. Ardışık olarak yapılan hesaplarda, istenilen zaman adımında hesaplama durdurularak sonuçlar alınmıştır. Elde edilen sonuçlar; kare kesitli silindirin yüzeylerinden yapılan üfleme veya emmenin, üfleme-emme hızına bağlı olarak ısı geçişini ve aerodinamik parametreleri önemli ölçüde etkilemekte olduğunu göstermiştir.

1. GİRİŞ

Cisimler etrafındaki türbülanslı akışta girdap denetimi, direnç, kaldırma ve ısı etkileşim, birçok mühendislik probleminde ele alınan inceleme konularıdır. Bilindiği üzere; cisimlerin akışa karşı göstermiş oldukları direncin denetimi amacıyla birçok yöntem uygulanmaktadır. Yüzeyin hareket ettirilmesi, sınır tabakanın üfleme ile hızlandırılması, emme, gaz enjeksiyonu, sınır tabaka içerisinde uygun şekilli cisimler kullanarak geçişin önlenmesi, yüzeyin soğutulması vb. gibi yöntemler hidrodinamik ve ısı sınır tabaka denetimi amacıyla çeşitli mühendislik uygulamalarında kullanılmaktadır [1]. Sınır tabakaya yüzeyden yapılan üfleme ile akışa momentum ve ısı geçişi sağlanmakta 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 çözmeye kullanılmaktadır. Emme uygulaması ise; cisim üzerinden sınır tabaka ayrılmasını geciktirerek basınç farkından kaynaklanan direncin düşürülmesi konusunda yardımcı olmaktadır. Ayrıca yüzeylerinden emme yapılan cismin civarında yer alan ısı sınır tabaka kalınlığındaki azalmaya bağlı olarak ısı transferinde önemli düzeyde artış sağlanmaktadır. Akışkan 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.

Geçirgen yüzeyli bir cisim etrafındaki türbülanslı akışın en genel şekilde incelenmesinde göz önüne alınabilecek temalar şu şekilde sıralanabilir:

1. Geçirgen yüzeyden akışa yapılan üfleminin, sınır tabaka özellikleri ve akışın diğer hidrodinamik-aerodinamik parametreleri üzerindeki etkileri,
2. Geçirgen yüzeyden yapılan üfleminin akış ve cisim arasındaki ısı geçişine olan etkileri,
3. Konu ile ilgili deneysel ve sayısal incelemelerde göz önüne alınması gereken yeni etkenler.

Konu ile ilgili olarak yapılmakta olan çalışmalar çoğunlukla deneysel olup, sınırlı ölçüde de teorik yaklaşımlar kullanılmaktadır. Deneysel çalışmalar; ölçme sistemlerinin yüksek duyarlılık gerektirmesi ve parametre sayısındaki fazlalık nedeniyle oldukça yüksek bütçeli ve zaman alıcıdır. Teorik çözümler konusunda ise türbülanslı akışın yapısından kaynaklanmak olan belirli bazı matematiksel zorluklar mevcuttur. 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.

Üfleme veya emme uygulaması üzerine yayınlanmış olan çalışmalar büyük ölçüde düzlem levha yüzeyinden yapılan üfleme veya emmenin, düzlem levha üzerindeki akışa etkileri üzerinedir. Simpson [2]; üzerinden normal doğrultuda üfleme yapılan düzlem yüzey üzerindeki türbülanslı sınır tabaka akışları ile ilgili çalışmaları gözden geçirerek, yüzey yasası bağıntısını üfleme etkilerini de içerecek şekilde genişletmiştir. Schetz ve Nerney [3]; üzerinden normal doğrultuda üfleme yapılan pürüzlü yüzey üzerindeki türbülanslı sınır tabaka üzerine deneysel bir çalışma yapmışlardır. Bu çalışmaya göre; türbülanslı sınır tabaka içerisindeki hız ve türbülans şiddeti, artan üfleme debisi ile artmaktadır. Ayrıca üfleme uygulamasının, yüksek sıcaklıklar etkisinde kalan hava taşıtlarının lülelerinde ve türbin kanatçıklarında etkili bir film soğutma aracı olduğu dile getirilmiştir. Yang ve diğ. [4] tarafından yapılmış olan çalışmada; yüzeyden ayrılan ve tekrar birleşen basamak akışında yüzeyden yapılan düzgün üfleminin akışa olan etkileri sayısal olarak incelenmiştir. Bellettre ve diğ.[5]; geçirgen bir levha üzerinden yapılan üfleminin levha üzerindeki türbülanslı sınır tabakaya olan etkilerini sayısal olarak incelemiş ve deneysel veriler ile bir kıyaslama yapmışlardır. Hwang ve Lin [6]; iyileştirilmiş düşük Re sayılı $k-\epsilon$ modelini kullanarak üflemlerle akışlarda dinamik ve ısı akış alanlarını sayısal olarak hesaplamışlar ve elde edilen bulguları DNS (Doğrudan Sayısal Benzeşim) verileri ile karşılaştırarak iyi bir uyum elde etmişlerdir.

Küt cisimler etrafındaki akışta cismin yüzeyinden yapılan üfleme veya emmenin etkilerini inceleyen çalışmalar ise oldukça sınırlı sayıdadır. Düzlem yüzeylerden sınır tabakaya yapılan üfleme ile ilgili çalışmalardan elde edilen bulgular, küt cisimlerin yüzeyinden akışa yapılan üfleme ile ilgili araştırmalara yol gösterici olmuştur. Hannemann ve Oertel [7] tarafından yapılmış olan sayısal çalışmada; bilinen deneysel bulgulardan yola çıkılarak, düzlem levha arkasından yapılan üfleminin geçici rejimli laminar akıştaki vorteks şiddetini azalttığı gösterilmiştir. Benzer şekilde Schumm ve diğ. [8] tarafından; laminar akışta izin ısıtılması, cismin enine titreştirilmesi ve cismin arkasından yapılan üfleme gibi girdap kontrol yöntemleri üzerine çalışma yapılmıştır. Mathelin ve diğ. [9] geçirgen yüzeylerden üfleme yapılan dairesel kesitli silindir etrafındaki akışı sayısal olarak incelemişlerdir. Bu çalışmaya ait bulguya göre; silindir arkasındaki düşük basınç yüzeyden yapılan üfleme etkisi ile artmakta ve iz bölgesinde ters statik basınç gradyanları ortaya çıkmaktadır. Fransson ve diğ. [10] geçirgen yüzeyli silindir etrafındaki akışı $8,5-25 \times 10^3$ aralığındaki Reynolds sayılarında deneysel olarak incelemişlerdir. Bu çalışmada silindire gelen direnç kuvvetinin artan üfleme debisi ile doğrusal olarak artmakta olduğu ve buna karşın belirli bir emme debisinde ani bir direnç düşümü olduğu gözlenmiştir.

Bu çalışmada; literatürde verilen çalışmalardan farklı olarak yüzeylerinden düzgün üfleme veya emme yapılan kare kesitli bir silindir etrafındaki akışın sayısal benzeşimi yapılarak, aerodinamik ve ısı parametrelerinin davranışı incelenmiştir. Bu amaçla üfleme veya emme etkisini içeren değiştirilmiş duvar fonksiyonları kullanılmıştır. Değiştirilmiş duvar fonksiyonlarının ayrılaştırılmış momentum ve enerji denklemlerine dâhil olması, geçirgen yüzeylere bitişik ilk sayısal hücrelerde olmuştur. Kullanılan sayısal yöntemin ve türbülans modelinin geçerliliğinin test edilmesi amacıyla üflemez duruma ilişkin bulgular literatürde yer alan çeşitli veriler ile karşılaştırılmış ve iyi bir uyum elde edilmiştir. Üflemez duruma ilişkin olarak elde edilmiş olan sonuçlar üfleme veya emmeli durumun sayısal hesabında teşvik edici olmuştur.

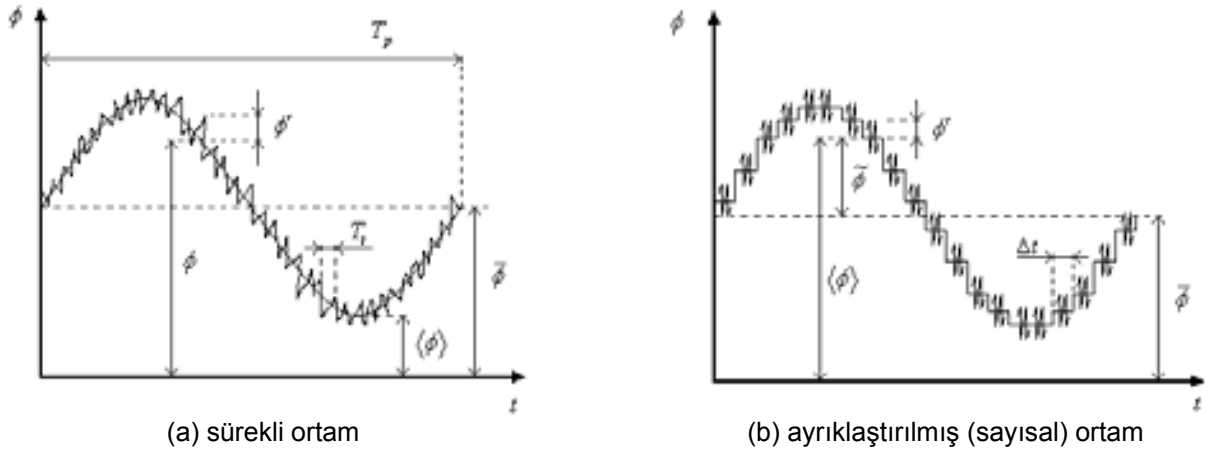
2. MATEMATİKSEL MODEL

2.1. İlgili Denklemler

Bu çalışmada; kare kesitli silindir etrafındaki geçici rejimli (daimi olmayan) bir akışta akış alanındaki büyüklüklerin grup (faz) ortalamalı değerlerini esas alan yaklaşım kullanılmıştır. Akış alanındaki bir noktada zamana bağlı herhangi bir $\phi(t)$ büyüklüğü Şekil 1'de de görüldüğü gibi; $\bar{\phi}$ ana akış alanındaki girdap periyodu boyunca alınmış olan zaman ortalama değeri, $\tilde{\phi}(t)$ periyot içerisinde ortalama değerden olan sapmayı gösteren periyodik bileşen ve ϕ' türbülanslı çalkantı bileşeni olmak üzere;

$$\phi(t) = \bar{\phi} + \tilde{\phi}(t) + \phi' = \langle \phi \rangle(t) + \phi' \quad (1)$$

Şeklinde tanımlanır. Burada zaman ortalamalı büyüklük ve periyodik bileşen toplamı, $\langle \phi \rangle(t)$ olarak tanımlanan grup ortalamayı göstermektedir. Geçici rejimli bir akışın sayısal benzeşiminde, sınırlayıcı ölçütler nedeniyle ayrıklaştırılmış yapıdaki (cebirsal) denklemlerdeki zaman adımı (Δt), akış alanında ortaya çıkan periyodik girdap hareketinin periyodundan (T_p) çok daha küçük olmak zorundadır. Diğer bir deyişle; sayısal incelemede ilgili büyüklüklerin grup ortalama işlemi, Şekil 1'de görüldüğü gibi Δt zaman dilimi içerisinde kalan ϕ büyüklükleri arasında yapılmaktadır.



Şekil 1. Zaman bağımlı türbülanslı bir büyüklüğün girdap periyodu içerisindeki bileşenleri.

Bu çalışmada göz önüne alınan grup ortalamalı süreklilik, Navier-Stokes ve enerji denklemleri şu şekildedir:

$$\frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_j} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) - \langle u_i' u_j' \rangle \right] \quad (3)$$

$$\frac{\partial \langle T \rangle}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\nu}{Pr} \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x_j} - \langle u_j' T' \rangle \right] \quad (4)$$

Bu denklemlerde ortaya çıkan $\langle u_i' u_j' \rangle$ Reynolds gerilmeleri ve $\langle u_j' T' \rangle$ türbülanslı ısı akıları için girdapçık viskozitesine dayalı olan Boussinesq yaklaşımı ile;

$$-\langle u'_j u'_j \rangle = \langle v_t \rangle \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \langle k \rangle \quad (5)$$

$$-\langle u'_j T' \rangle = \frac{\langle v_t \rangle}{Pr_t} \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x_j} \quad (6)$$

Bağıntıları kullanılmıştır. Bu yaklaşım; Reynolds gerilmelerinin yerel grup ortalamalı hız gradyanları ve v_t girdapçık viskozitesi ile orantılı olduğu varsayımına dayalıdır. Bu çalışmada Kato ve Launder iyileştirmesini [11] içeren k- ϵ türbülans modeli kullanılmıştır. Bu iyileştirme; standart k- ϵ türbülans modelinde akış alanında küt cisim önünde yer alan durma bölgelerinde ortaya çıkan türbülans kinetik enerjisinin aşırı üretiminin önüne geçmekte ve iz bölgesindeki girdap hareketinin simetri eksenini düşey yönde de geçmesini sağlayarak, deneysel verilere daha yakın sonuç almayı sağlamaktadır. Kullanılan türbülans modeline ilişkin denklemler;

$$\frac{\partial \langle k \rangle}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \langle k \rangle}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(v + \frac{\langle v_t \rangle}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \langle k \rangle}{\partial x_j} \right] + P_k - \langle \epsilon \rangle \quad (7)$$

$$\frac{\partial \langle \epsilon \rangle}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \langle \epsilon \rangle}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(v + \frac{\langle v_t \rangle}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \langle \epsilon \rangle}{\partial x_j} \right] + C_1 P_k \frac{\langle \epsilon \rangle}{\langle k \rangle} - C_2 \frac{\langle \epsilon \rangle^2}{\langle k \rangle} \quad (8)$$

$$\langle v_t \rangle = C_\mu \langle k \rangle^2 / \langle \epsilon \rangle \quad (9)$$

Şeklinde. Türbülans kinetik enerjisi $\langle k \rangle$ 'nin üretimini gösteren P_k için Kato ve Launder iyileştirmesi

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

Olarak tanımlanmaktadır [11]. Burada S; akışkanın simetrik şekil değişimi ve Ω yerel vortisite ile orantılı olan bir dönme parametresidir. k- ϵ türbülans modeli sabitleri ise; $\sigma_k = 1,0$, $\sigma_\epsilon = 1,3$, $C_1 = 1,44$, $C_2 = 1,92$ ve $C_\mu = 0,09$ olarak göz önüne alınmıştır.

2.2. Sınır Koşulları

Hesaplama bölgesinin giriş sınırı Şekil 2'de de görüldüğü gibi silindirin ön yüzeyinin ortası referans alınmak üzere silindirden $x/H=-4,5$ uzaklığındadır. Bu sınırda hız, sıcaklık ve türbülans büyüklükleri için sabit değerler tanımlanmıştır:

$$\langle \bar{u} \rangle = (u_\infty, 0), \quad \langle T \rangle = T_\infty, \quad \langle k \rangle = 1,5(Tu_\infty)^2, \quad \langle \epsilon \rangle = C_\mu \langle k \rangle^2 / v_{t-in} \quad (10)$$

Giriş sınırında türbülans kinetik enerjisinin yutulma miktarı $\langle \epsilon \rangle$; $r_\mu = v_{t-in} / v$ şeklinde tanımlanmış olan viskoziteler oranından hesaplanan v_{t-in} değerine bağlı olarak (9) eşitliğinden hesaplanmıştır. Literatürde $x/H=-4,5$ uzaklığındaki giriş sınırı için yaygın olarak önerilen $r_\mu = 100$ değeri esas alınmıştır [12].

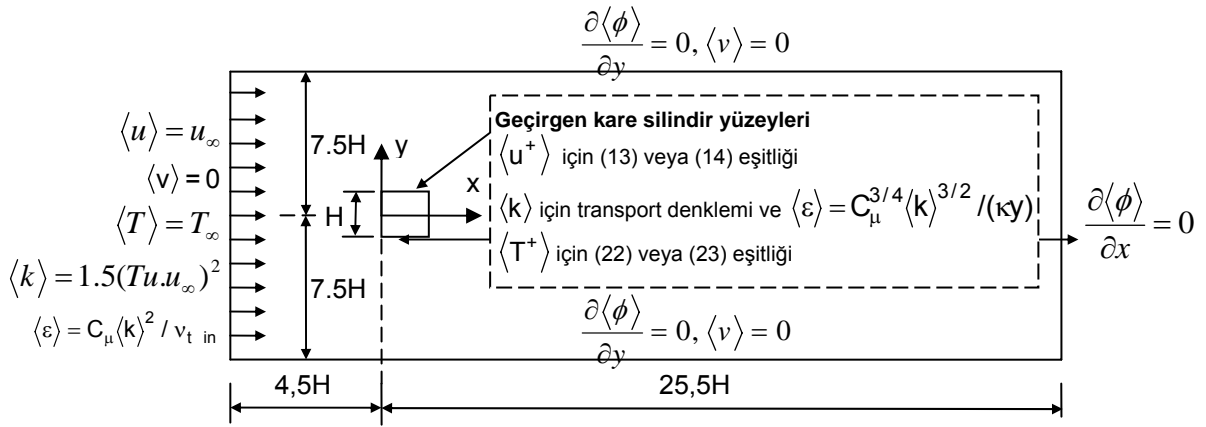
Serbest sınırlarda (alt ve üst sınırlar) akış alanının tam gelişmiş olduğu göz önüne alınarak, değişkenlerin sınırların normal yönündeki gradyanlarının ve normal (düşey) yöndeki hızın sıfır değer aldığı;

$$\frac{\partial \langle \phi \rangle}{\partial y} = 0, \langle v \rangle = 0 \quad (11)$$

Koşulları kullanılmıştır.

Referans noktasına göre $x/H=25,5$ uzaklığında yer alan çıkış sınırında ise bütün değişkenler için akış yönünde sıfır gradyan koşulu göz önüne alınmıştır:

$$\frac{\partial \langle \phi \rangle}{\partial x} = 0 \quad (12)$$



Şekil 2. Hesaplama bölgesi ve sınır koşulları

Sayısal algoritmada geçirgen yüzey yakınlığında laminar ve türbülanslı alt tabakaları esas alan iki ayrı bağıntı kullanılmıştır. y yönü duvara normal yön olarak göz önüne alındığında laminar alt tabaka için boyutsuz hız bağıntısı;

$$\langle u^+ \rangle = \frac{\exp(\langle y^+ \rangle \langle v_w^+ \rangle) - 1}{\langle v_w^+ \rangle} \quad (13)$$

ve türbülanslı alt tabaka için

$$\langle u^+ \rangle = \left\{ \frac{\langle v_w^+ \rangle}{4\kappa} \ln \left| \frac{\langle y^+ \rangle}{y_p^+} \right| + \left(1 + u_p^+ \langle v_w^+ \rangle \right)^{1/2} \right\} \frac{1}{\kappa} \ln \left| \frac{\langle y^+ \rangle}{y_p^+} \right| + u_p^+ \quad (14)$$

bağıntısı esas alınmıştır. Burada yer alan sabitler için $u_p^+ = y_p^+ = 11.5$ ve $\kappa=0.4$ değerleri kullanılmıştır [13]. Sonuç olarak bu çalışmada kullanılan duvar fonksiyonları

$$\langle u^+ \rangle = \begin{cases} \langle y^+ \rangle < y_p^+ \text{ için (13) eşitliği} \\ \langle y^+ \rangle \geq y_p^+ \text{ için (14) eşitliği} \end{cases} \quad (15)$$

Şeklinde özetlenebilir. Katı sınır yakınlığında türbülanslı alt tabaka içerisinde türbülans kinetik enerjisi üretiminin bu enerjinin yutulmasına eşit olması nedeniyle bu bölgelerde yerel bir denge olduğu bilinmektedir. Katı sınır yakınlığında $\langle k \rangle$ türbülans kinetik enerjisi mevcut transport denkleminin çözümü ile hesaplanırken, $\langle \varepsilon \rangle$ yutulma miktarı ise türbülans kinetik enerji denkleminde üretim=yutulma koşulundan elde edilen;

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{C_\mu^{3/4} \langle k \rangle^{3/2}}{\kappa y} \quad (16)$$

bağıntısı ile hesaplanmıştır. Bilindiği gibi üfleme veya emmenin türbülanslı ısı sınır tabaka üzerindeki etkisi hidrodinamik sınır tabaka üzerindeki etkiye çok benzerdir. Geçirgen yüzey boyunca sabit sıcaklık dağılımı için iki boyutlu sıkıştırılmaz türbülanslı sınır tabakada enerji denklemi

$$\langle v \rangle \frac{d\langle T \rangle}{dy} = \frac{d}{dy} \left(\frac{k}{\rho C_p} \frac{d\langle T \rangle}{dy} - \langle v'T' \rangle \right) \quad (17)$$

olarak yazılır. (17) eşitliğinin $y=0$ 'dan herhangi bir y uzaklığına kadar olan aralıkta $\langle T \rangle|_{y=0} = T_w$, $k(d\langle T \rangle/dy)|_{y=0} = q_w$ ve $\langle v'T' \rangle|_{y=0} = 0$ sınır koşulları için integre edilmesi ile;

$$(\langle T \rangle - T_w)v_w + \frac{q_w}{\rho C_p} = \left(\frac{v}{Pr} + \frac{\langle v_t \rangle}{Pr_t} \right) \frac{d\langle T \rangle}{dy} \quad (18)$$

Elde edilir. Burada $\frac{\langle v_t \rangle}{Pr_t} \frac{d\langle T \rangle}{dy} = -\langle v'T' \rangle|_{y=y}$ olarak kullanılmıştır. Bu eşitliğin yeniden düzenlenmesi ile;

$$\frac{d\langle T \rangle}{dy} = \frac{(\langle T \rangle - T_w)v_w + q_w / (\rho C_p)}{\frac{v}{Pr} + \frac{\langle v_t \rangle}{Pr_t}} \quad (19)$$

Bağıntısı yazılır. Boyutsuz büyüklükler cinsinden sıcaklık gradyan eşitliği;

$$\frac{d\langle T^+ \rangle}{dy^+} = \frac{1 + \langle T^+ \rangle \langle v_w^+ \rangle}{\frac{1}{Pr} + \frac{\langle v_t \rangle}{v Pr_t}} \quad (20)$$

Olarak elde edilir. Burada boyutsuz sıcaklık;

$$\langle T^+ \rangle = \frac{\langle T \rangle - T_w}{q_w / (\rho C_p \langle u_\tau \rangle)} \quad (21)$$

Şeklinde tanımlanmıştır. (20) bağıntısı; türbülanslı sınır tabaka içerisinde sıcaklık gradyanını tanımlamaktadır. Laminer ve türbülanslı alt tabakalarda geçerli olan bağıntılar ise hidrodinamik sınır tabakadakine benzer şekilde her bir tabakada geçerli olan varsayımlar ile ayrı ayrı elde edilebilir. Örneğin laminer alt tabakadaki sıcaklık bağıntısı için, (20) eşitliğinde $\langle v_t \rangle / (v Pr_t)$ teriminin göz ardı edilmesi ve eşitliğin duvardan keyfi bir boyutsuz uzaklığa kadar olan aralıkta integre edilmesi ile;

$$\langle T^+ \rangle = \frac{\exp(\text{Pr} \langle y^+ \rangle \langle v_w^+ \rangle) - 1}{\langle v_w^+ \rangle} \quad (22)$$

bağıntısı elde edilir. Türbülanslı alt tabakada ise (20) eşitliğindeki $1/\text{Pr}$ göz ardı edilebilir. Türbülanslı kinematik viskozite için karışım uzunluğu formülünün kullanılması ve eşitliğin laminar ve türbülanslı alt tabakaların kesiştiği bir “pT” noktasından herhangi bir $\langle y^+ \rangle$ noktasına kadar integre edilmesiyle;

$$\langle T^+ \rangle = \frac{1}{\langle v_w^+ \rangle} \left\{ \left(1 + \langle v_w^+ \rangle T_{pT}^+ \right) \left[\frac{1 + \langle u^+ \rangle \langle v_w^+ \rangle}{1 + u_{pT}^+ \langle v_w^+ \rangle} \right]^{\text{Pr}_T} - 1 \right\} \quad (23)$$

Şeklinde türbülanslı alt tabaka için boyutsuz sıcaklık bağıntısı elde edilir. Bu bağıntı $\langle T^+ \rangle$ ve $\langle u^+ \rangle$ arasında açık (ekspilisit) bir ilişki tanımlamaktadır. Bu nedenle (23) bağıntısı karmaşık geometrilere sahip akışlarda, $\langle T^+ \rangle = f(\langle y^+ \rangle)$ gibi sıcaklığın konuma bağlı olduğu bağıntılara göre daha avantajlıdır. Buradaki T_{pT}^+ ve u_{pT}^+ değerleri üflemez duruma ait laminar alt tabaka duvar fonksiyonu için geçerli olan $y_{pT}^+ = 13,2$ değerine bağlı olarak $T_{pT}^+ = \text{Pr} y_{pT}^+$ ve $u_{pT}^+ = y_{pT}^+$ şeklinde belirlenir [14]. Bu çalışmada sıcaklık için kullanılan duvar fonksiyonları özetle;

$$\langle T^+ \rangle = \begin{cases} \langle T^+ \rangle < T_{pT}^+ & \text{için (22) eşitliği} \\ \langle T^+ \rangle \geq T_{pT}^+ & \text{için (23) eşitliği} \end{cases} \quad (24)$$

şeklinde dir.

3. SAYISAL ÇÖZÜMLEME

3.1. Denklem Ayrıklaştırması

Sayısal hesaplamada sonlu hacim yöntemine göre ayrıklaştırılmış olan cebirsel denklemler kullanılmıştır. Bilindiği üzere sonlu hacim yönteminde; hesaplama bölgesindeki sonlu boyutlara sahip bir hacim (alan) parçası üzerinde ilgili diferansiyel denklem sınır değerler göz önüne alınarak bütün doğrultularda sırası ile integre edilmekte ve kaynak terimler gibi integre edilemeyen terimler için ortalama değer teoreminden yararlanılarak cebirsel denklemler elde edilmektedir [kaynak].

Yatay ve düşey hız bileşenlerinin hesaplanmasına yarayan momentum denklemlerinin integre edildiği sonlu hacimler (momentum hücreleri); sıcaklık, türbülans kinetik enerjisi, basınç ve diğer skaler büyüklüklerin integre edildiği sonlu hacimlere (temel hücreler) göre yatay (u hızı için) ve düşey (v hızı için) yönde yarım hacim kadar kaydırılmış şekilde göz önüne alınmıştır. Bu şekilde düzenlenmiş olan çapraz hacimlerin merkezlerinde elde edilmiş olan hız değerleri, basınç hesabının yapıldığı hacmin yatay ve düşey sınırlarında yer aldığından basınç için sürücü bir kuvvet oluşturmaktadır [patankar].

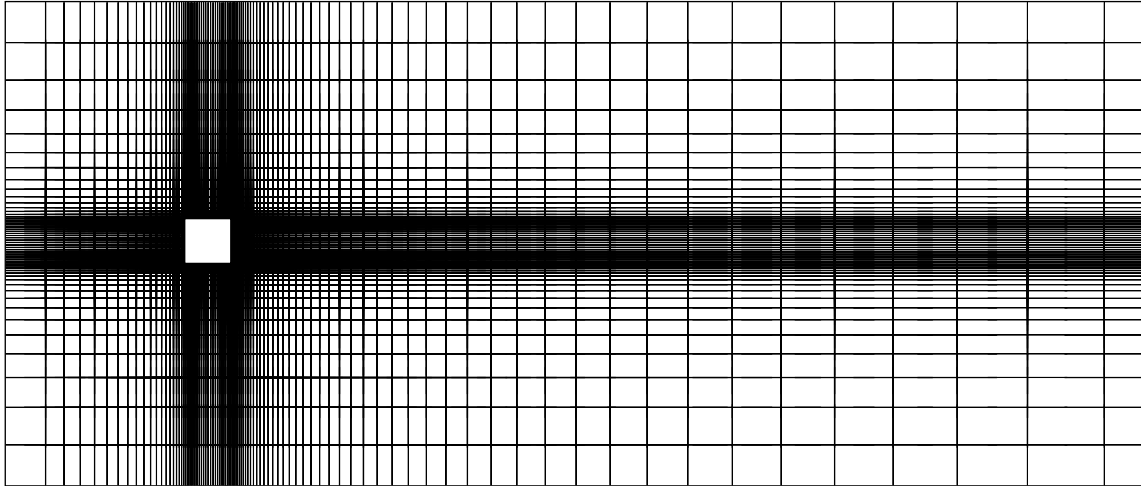
Sıcaklık, basınç, türbülans kinetik enerjisi, türbülans kinetik enerji yutulma miktarı gibi bağımlı değişkenlerin hücre sınırlarında yer alan ara değerleri için “hybrid” yöntemi [patankar] ve hız bileşenlerinin ara değerleri için “quick” yöntemi [kaynak] kullanılarak açık (ekspilisit) çözüm yapılmıştır. Silindirik yüzeylerinde momentum ve enerji denklemlerinin integrasyon sınırları, hız ve sıcaklık gradyanlarına bağlı olan momentum ve ısı akıları olarak yazılır.

Bu nedenle; ayrıklaştırılmış denklemlerde katı sınırlardaki momentum akıları yerine, bu akıların duvar fonksiyonları ile olan $Q_{wall} = \delta x \cdot \rho \cdot v \cdot (\partial \langle u \rangle / \partial y) = \delta x \cdot \langle \tau_{wall} \rangle = \delta x \cdot \rho \cdot \langle u_{\tau}^2 \rangle = \delta x \cdot \rho \cdot \langle u_p \rangle / \{du \text{ var fonksiyonu}\}^{1/2}$ ilişkileri göz önüne alınmıştır.

Bu çalışmada kullanılan sayısal çözüm yöntemi, ayrıklaştırılmış denklem sisteminin boyutsuz zaman adımı ($\Delta t^* = \Delta t \cdot u_{\infty} / H = 0,001$) Gauss-Seidel yöntemi ile ardışık olarak çözülmesine dayalıdır. Ardışık çözümün yapıldığı her yeni zaman adımında MAC ((Marker and Cell) yöntemi kullanılarak basınç hesaplanmış ve süreklilik denklemini sağlayacak şekilde hız bileşenleri düzeltilmiştir. Bu işlem; her bir temel hücrede basınçtaki değişim 10^{-4} gibi küçük bir değer altında kalıncaya kadar ardışık olarak sürdürülür ve tekrar yeni zaman adımında diğer değişkenlerin hesabına geçilir. Ayrıklaştırılmış denklemlerin ardışık çözümü, tam gelişmiş akışa ait sonuçların elde edildiği bir zaman değerine kadar ($t^* = 200$) sürdürülür ve sonuçlar yazdırılır. Bu çalışmada incelenen problem için yapılan sayısal hesaplamalar 1,6 GHz işlemciye sahip bir dizüstü bilgisayarda yapılmıştır.

3.2. Bölge Ayrıklaştırması

Hesaplama bölgesinin ayrıklaştırılmasında ortogonal bir ağ sistemi göz önüne alınmış ve katı yüzeylerin (kare silindir) yakınında sıklaşan, silindirden uzaklaştıkça genişleyen düzgün olmayan bir ağ düzeni kullanılmıştır (Şekil 3). Kullanılan ağ düzenine ait yatay boyutların oluşturulması amacıyla hesaplama bölgesi kare silindirin ön kısmı, üst (alt) ön kısmı, üst (alt) arka kısmı ve arka kısmı olmak üzere dört alt bölge göz önüne alınmıştır. Ağ düzenindeki düşey boyutlar ise; kare silindir alt kısmı, ön (arka) alt kısmı, ön (arka) üst kısmı ve üst kısmı olmak üzere yine dört alt bölge oluşturularak belirlenmiştir. Her bir alt bölgedeki yatay ve düşey ağ boyutlarına ait ağ genişleme oranı r ; ilgili alt bölgenin tam boyutuna, alt bölgede yer alan toplam ağ düğüm sayısına ve en küçük ağ boyutuna bağlı olacak şekilde $r = [(x_L / (\Delta x_i)_{\min}) (r - 1) + 1]^{1/\text{cell-num}}$ bağıntısının ardışık çözümü ile hesaplanmıştır. Burada x_L alt bölge uzunluğu, cell-num alt bölgede ağ genişleme yönündeki düğüm sayısı, $(\Delta x_i)_{\min}$ silindire bitişik ilk hücre genişliğidir.



Şekil 3. Ayrıklaştırılmış hesaplama bölgesi ve ağ düzenlemesi

Ağ düğüm sayısının olabildiği kadar fazla olması doğal olarak hesaplama sonuçlarının duyarlılığını olumlu yönde etkilemektedir. Ancak fazla sayıda ağ düğümünün kullanılması artan hesaplama zamanı anlamına gelmektedir. Bu ilişki göz önüne alınarak hesaplama sonuçlarının uygun bir duyarlılığı sağlamakta olan ağ sistemi 96x60 olarak belirlenmiştir. Uygun sayıda ağın belirlenmesi; yüzeylerinden üfleme veya emme yapılmayan kare kesitli silindir etrafındaki akışa ait sonuçların literatürde verilen sonuçlar ile kıyaslanması ile yapılmıştır.

Literatürde kare silindir için deneysel olarak ölçülmüş olan direnç katsayısı $\overline{C_D} = 2.16 - 2.28$ aralığında ve Strouhal sayısı $St=0.130-0.139$ aralığında verilmektedir [15]. Ortalama Nusselt sayısı ise Reynolds ve Prandtl sayılarına bağlı olarak, $\overline{Nu} = 0.102Re^{0.675} Pr^{1/3}$ bağıntısı ile tanımlanmaktadır [16]. Tablo 1'de literatürde yer alan bazı çalışmalara ait parametrik sonuçlar görülmektedir. Burada WF; duvar fonksiyonlu ve TL; iki tabakalı yaklaşımı ifade etmektedir.

Tablo 1. Üflemez durumda kare silindir etrafındaki akışa ilişkin bazı hesaplama ve deney sonuçları.

Türbülans modeli	Re	Ağ	X_{inlet}/H	$(\Delta x_i)_{min}/H$	r_μ	$\overline{C_D}$	St
Standart k-ε modeli(WF) [12]	21400	70x63	-4.5	0.022	100	1.618	0.126
Kato ve Launder modeli(WF) [12]	21400	70x63	-4.5	0.022	100	2.108	0.146
Standart k-ε modeli(TL) [12]	21400	169x169	-4.5	0.001	100	1.750	0.122
İyileştirilmiş k-ε modeli(WF) [15]	20000	106x88	-11.5	0.04	88	1.972	0.141
İyileştirilmiş k-ε modeli(WF) [15]	20000	114x92	-5	0.04	88	2.239	0.144
İyileştirilmiş k-ε modeli(WF) [15]	20000	139x122	-11.5	0.028	88	2.199	0.141
İyileştirilmiş k-ε modeli(WF) [15]	20000	139x122	-11.5	0.04	88	2.093	0.141
2D-Büyük Girdapçık Benzeşimi [17]	22000	300x350	-4.5	0.0004	-	2.180	0.134
Deneysel çalışmalar [15]						2.16-	0.13-
						2.28	0.139

Bu çalışmada üflemez-emmez durumda farklı ağ düzenlemeleri için elde edilmiş olan sonuçlar topluca Tablo 2'de verilmiştir. Uygun ağ seçimi $\overline{C_D}$, $\overline{C_L}$, St ve \overline{Nu} değerlerinin deneysel verilere olan yakınlığına ve ekonomik çözüm zamanına bağlı olacak şekilde yapılmıştır. Tabloda da görüldüğü gibi; yapılmış olan sayısal testlerde silindire bitişik ilk hücre genişliği $((\Delta x_i)_{min}/H)$ 0.03 değerine kadar düşürülmüş ve ağ düğüm sayıları x doğrultusunda 112, y doğrultusunda da 80 değerine kadar artırılmıştır. Sonuçların incelenmesi ile azalan $(\Delta x_i)_{min}/H$ değerinin $\overline{C_D}$ ve St'yi artırmakta olduğu ve \overline{Nu} 'yu $Re=21400$ ve $Pr=0.7$ için literatürde verilen 75.86 standart değerine yaklaştırmakta olduğunu göstermektedir. Ayrıca $\overline{C_D}$ ve St'nin x doğrultusunda artan düğüm sayısı ile azalmakta olduğu görülmektedir. Elde edilen sonuçlar $\overline{C_D}$, $\overline{C_L}$, St ve \overline{Nu} için en optimum ağ düzenlemesinin 96x60 olduğunu göstermiştir. Bu çalışmada kare silindir yüzeylerinden yapılan üfleme veya emme hızı bir değişken olarak göz önüne alınırken, yapılan hesaplamaların tamamı 96x60 ağ düzenlemesi ve $(\Delta x_i)_{min}/H=0.03$ değeri için yapılmıştır. Bu ağ düzenlemesi için hesaplama bölgesinin çeşitli alt bölgelerindeki ağ genişleme oranları Tablo 3'te görülen değerler olarak göz önüne alınmıştır.

Tablo 2. Üflemez durumda kare silindir etrafındaki akış için farklı ağ düzenlemelerine ait sonuçlar.

Ağ	$(\Delta x_i)_{min}/H$	$\overline{C_D}$	C_D	$\overline{C_L}$	C'_L	St	\overline{Nu}
64x50	0.05	2.154	0.0102	-0.0408	1.0699	0.134	42.52
	0.03	2.358	0.0135	-0.0105	1.0235	0.147	67.88
72x60	0.04	2.227	0.0098	-0.0041	1.0101	0.147	51.87
	0.03	2.343	0.0210	-0.0098	1.1090	0.147	67.79
80x60	0.04	2.195	0.0116	-0.0145	0.9936	0.147	51.83
	0.03	2.298	0.0244	0.0159	1.0735	0.147	67.74
80x70	0.03	2.314	0.0270	-0.0049	1.1321	0.147	67.73
88x80	0.03	2.289	0.0312	0.0003	1.1045	0.147	67.70
96x60	0.04	2.149	0.0110	-0.0204	0.9069	0.147	51.72
	0.03	2.237	0.0265	0.0373	0.9958	0.147	67.67
104x70	0.03	2.229	0.0242	0.0120	1.0227	0.147	67.64
112x80	0.03	2.226	0.0273	-0.0051	1.0184	0.147	67.62

Tablo 3. Ayırıklaştırılmış hesaplama bölgesindeki (96x60 için) yatay ve düşey ağ genişleme oranları

Yatayda (x)	Ön	Üst Ön	Üst Arka	Arka
r_x	1.1362	1.0579	1.0579	1.0952
Düşeyde (y)	Alt	Ön Alt	Ön Üst	Üst
r_y	1.2564	1.0579	1.0579	1.2564

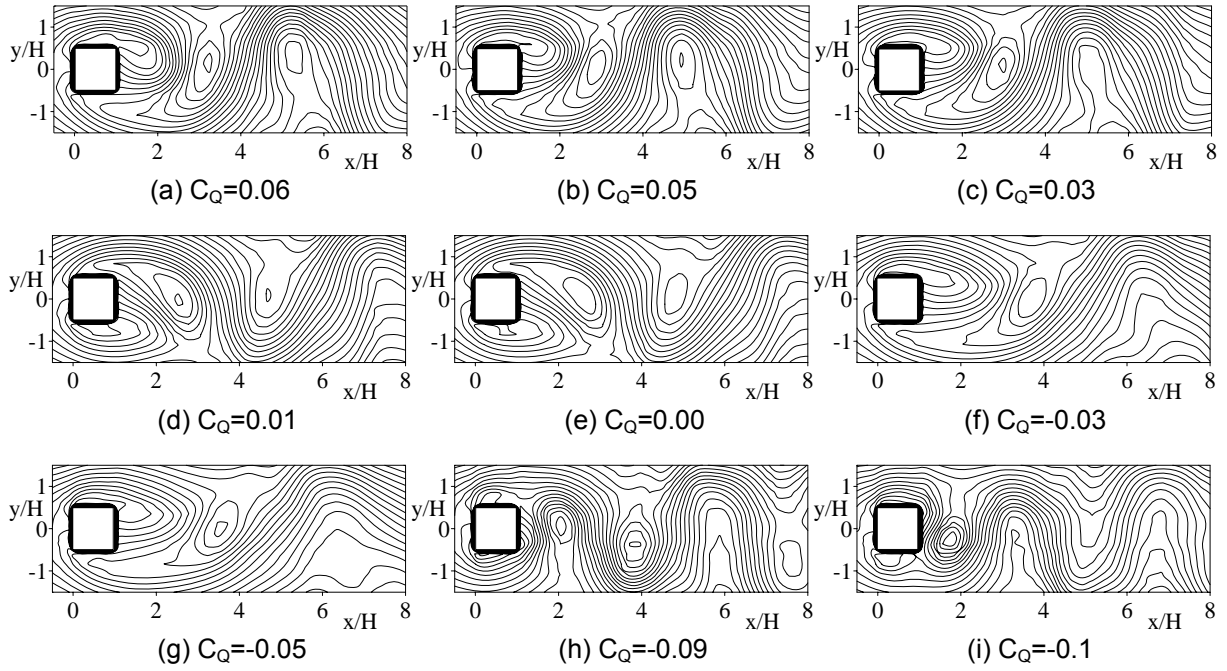
4. BULGULAR

Bu çalışmada kare kesitli silindirin tüm yüzeylerinden çeşitli hızlarda yapılan üfleme veya emmenin aerodinamik parametreler ve ısı geçişi üzerindeki etkileri incelenmiştir. Üfleme veya emme; yüzeylere bitişik hücrelerin yüzey orta noktalarından ve yüzeyler boyunca düzgün bir şekilde yapılmıştır. Üfleme etkisi;

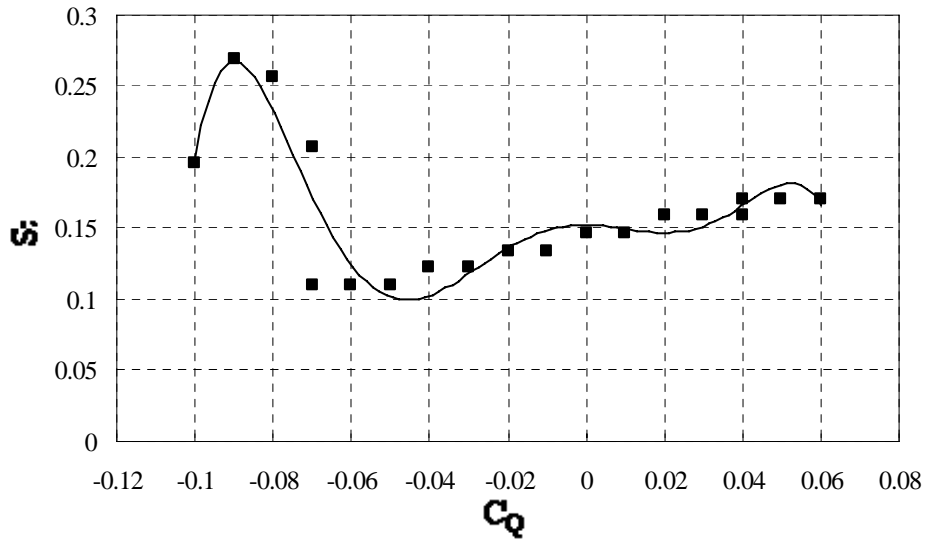
$$C_Q = \frac{v_w}{u_\infty} \quad (25)$$

Şeklinde tanımlanmış olan bir üfleme-emme katsayısı ile göz önüne alınmıştır. Burada v_w ; geçiren yüzeylerden yapılan ve pozitif değerleri üfleme, negatif değerleri emmeyi gösteren üfleme veya emme hızı, u_∞ ; serbest akış hızıdır. Bu çalışmada üfleme-emme katsayısı $-0.1 < C_Q < 0.06$ aralığında alınmıştır. C_Q 'nin üst sınırı sayısal ölçütlerin elverdiği düzey olarak belirlenmiştir.

Şekil 3'teki anlık akım çizgileri, $t^*=200$ boyutsuz zaman adımı farklı üfleme-emme katsayılarında kare silindir arkasındaki girdap oluşumunu göstermektedir. Görüldüğü gibi; artan üfleme katsayısı ile birlikte, silindirden ayrılan girdaplar silindir yüzeylerinden yapılan üfleme etkisi ile daha da güçlenmektedir. $C_Q=-0.03$ değerine kadar artan emme katsayısı ile iz bölgesindeki girdap hareketi önce zayıflamakta, daha yüksek emme katsayısı değerlerinde girdaplar birbirine yaklaşmakta ve daha güçlü bir yapıya dönüşmektedir. Girdap hareketini karakterize eden parametre olan Strouhal sayısı ($St=fH/u_\infty$), girdap hareketinin frekansına bağlıdır. Periyodik hareketin frekansı $x/H=2$ ve $y/H=-0.5$ noktasındaki yatay hız bileşeninin zamansal geçmiş değerlerinin kaydı üzerinde hızlı Fourier dönüşümünün (FFT) uygulanması ile hesaplanmıştır. İz bölgesindeki farklı noktalarda yapılmış olan hız kayıtları, hesaplanan girdap frekanslarının değişmediğini göstermiştir. Şekil 5'te St sayısının üfleme-emme katsayısı ile olan değişimi görülmektedir. Burada da görüldüğü gibi; üflemesiz durumda Strouhal sayısı 0.147 olarak deneysel değerlerin (0.130-0.139) biraz üzerinde hesaplanmıştır. Bu fark; Mathelin ve diğ. [9]'ne göre akışın iki boyutlu olmasının bir özelliği olarak ortaya çıkmaktadır.



Şekil 4. $t^* = 200$ zamanında farklı üfleme-emme katsayılarındaki anlık akım çizgileri



Şekil 5. Strouhal sayısının üfleme-emme katsayısı ile olan değişimi

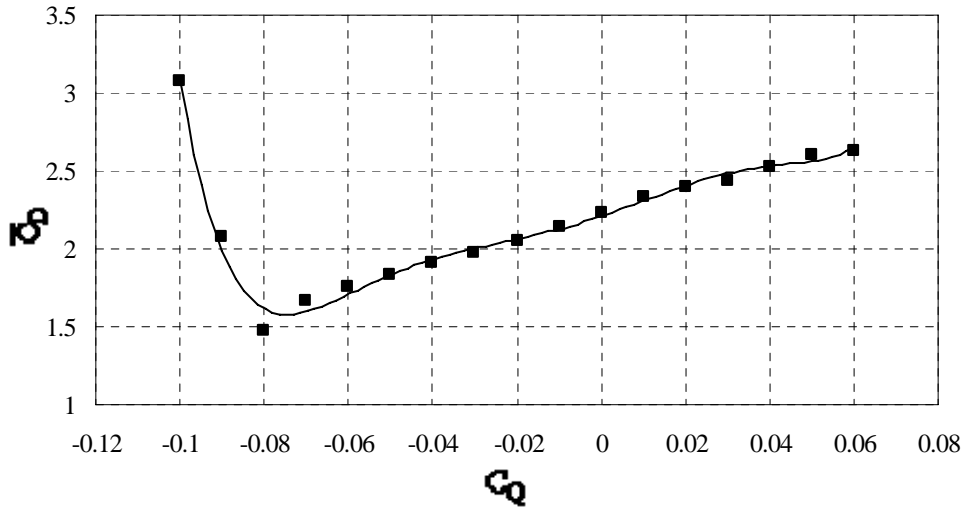
Şekil 5'te de görüldüğü gibi; St sayısı $-0.06 < C_Q < 0.06$ aralığında artan üfleme katsayısı ile yaklaşık olarak doğrusal bir şekilde artmakta ve $St=0.1099$ değerinden $St=0.1709$ değerine çıkmaktadır. Yüksek emme hızlarında ise; silindirin bütün yüzeylerinden yapılan emme yüksek sınır tabaka gradyanlarına neden olmakta ve bu sayede yüksek frekanslı (St sayılı) girdap hareketi ortaya çıkmaktadır. Bu etki Şekil 4'teki anlık akım çizgilerinden de görülmektedir.

Keskin kenarlı cisimler etrafındaki akışta Reynolds sayısının $Re > 10^4$ değerlerinde $\overline{C_D}$ ortalama direnç katsayısının Reynolds sayısından bağımsız olduğu bilinmektedir [18]. Bu çalışmada göz önüne alınan ortalama direnç katsayısı; silindirin ön ve arka yüzeylerindeki basınç farkından kaynaklanan direnç ve üst ve alt yüzeylerindeki sürtünmeden kaynaklanan direncin toplamı olmak üzere,

$$\overline{C_D} = \left(\int_{\text{front}} \overline{C_P} ds - \int_{\text{rear}} \overline{C_P} ds \right) / H + \left(\int_{\text{top}} \overline{\tau} ds + \int_{\text{bottom}} \overline{\tau} ds \right) / (\rho u_{\infty}^2 H / 2) \quad (26)$$

Bağıntısı ile hesaplanmıştır. Burada s silindir yüzeyi üzerinde gidilen yolu göstermektedir. Bu bağıntıda yer alan integraller sayısal olarak hesaplanmıştır. Şekil 6'da ortalama direnç katsayısının üfleme-emme katsayısı ile olan değişimi görülmektedir. $\overline{C_D}$ direnç katsayısı en yüksek değerini $C_Q = -0.1$ için, en düşük değerini ise $C_Q = -0.08$ için almakta ve artan C_Q değerleri ile düzgün bir şekilde artmaktadır. $\overline{C_D}$ direnç katsayısının en düşük değer aldığı emme uygulaması, silindirin ön ve arka yüzlerindeki basınç farkının en küçük değere düşmesi anlamını taşımaktadır.

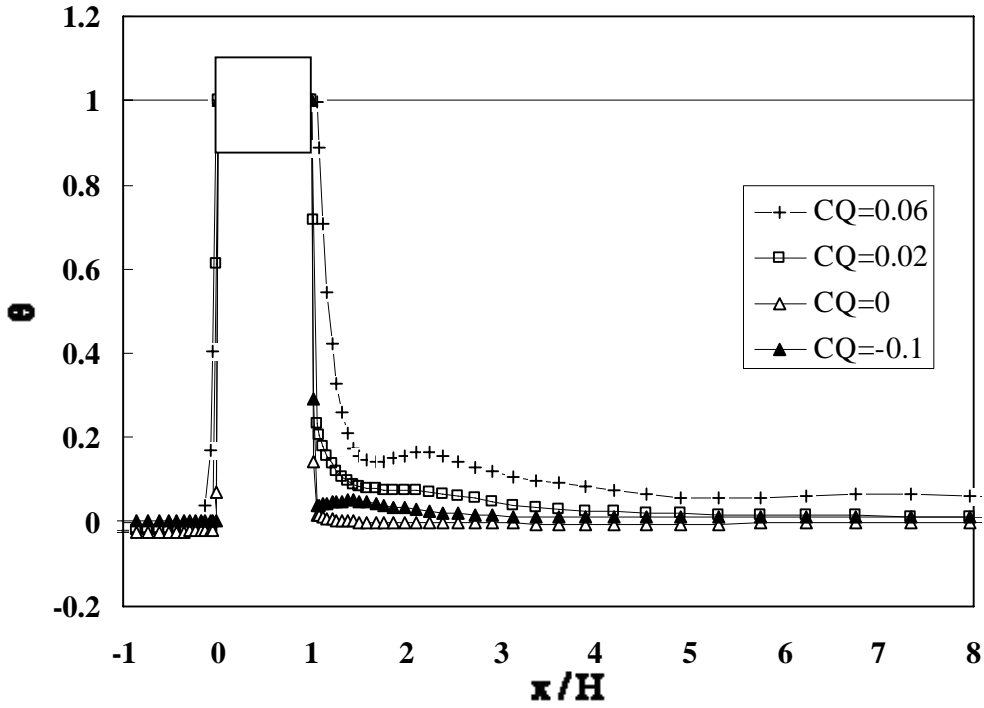
Bu çalışmada esas alınan ana unsur; kare kesitli silindirin tüm yüzeylerinden yapılan üfleme veya emme uygulamasının, silindir arkasındaki sıcaklık alanı üzerindeki etkileri ve silindir ile akışkan arasındaki ısı geçişi üzerindeki etkilerinin incelenmesidir. Nitekim ısı bilimlerinde yüksek hızlı akışkan içerisinde bulunan cisimlerin yüzeylerinden yapılan üfleme bir ısı koruma tekniği olarak uygulanırken, emme uygulaması ile ısı geçişinin iyileştirilmesi amaçlanır. Cisimlerin yüzeylerindeki kayma gerilmeleri üzerinde üflemenin etkisine benzer şekilde, üfleme ısı gerilmelerin azalmasını ve silindir yüzeylerindeki sıcaklık gradyanının düşmesini sağlar. Emme ise üflemenin tersi bir etki oluşturarak yüksek sıcaklık gradyanlarına ve yüksek ısı geçirme katsayılarını ortaya çıkmasına neden olur. Bu çalışmada incelenen ısı geçişi;



Şekil 6. Ortalama direnç katsayısının üfleme-emme katsayısı ile olan değişimi

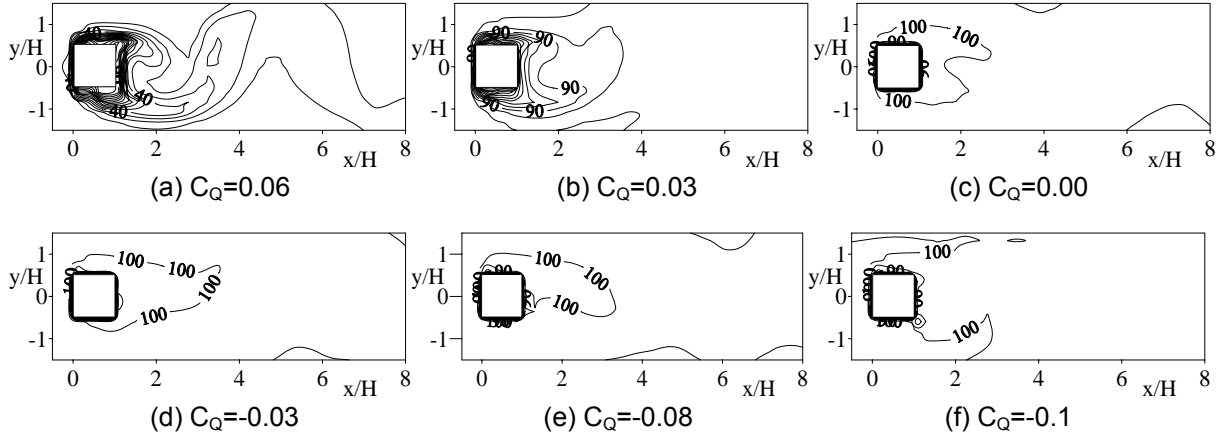
$$\theta = \frac{T_{\infty} - \overline{T}}{T_{\infty} - T_w} \quad (27)$$

Şeklinde tanımlanmış olan θ boyutsuz sıcaklık büyüklüğü ile yapılmıştır. Burada T_{∞} ; serbest akış sıcaklığı, \overline{T} ; zaman ortalamalı sıcaklık ve T_w silindir yüzey (üflenen akışkan) sıcaklığıdır. Boyutsuz sıcaklığın simetri eksenindeki değişimi Şekil 7'de görülmektedir. Burada da görüldüğü gibi iz bölgesinde simetri ekseninde sıcaklık, üflemeden önceki durum ile kıyaslandığında, üflemeden önceki



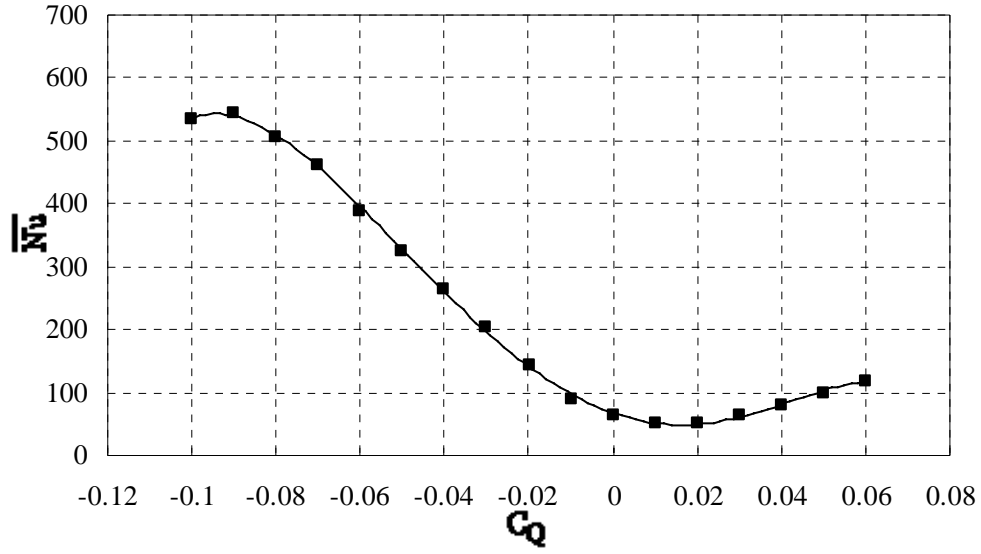
Şekil 7. Simetri ekseninde boyutsuz sıcaklığın değişimi

ölçüde etkilenmektedir. Aynı bulgu Şekil 8'deki anlık sıcaklık eş eğrilerinden de görülmektedir. Burada da görüldüğü gibi sıcaklık alanı emme uygulamasından etkilenmemektedir.



Şekil 8. $t^*=200$ zamanında farklı üfleme-emme katsayılarındaki anlık sıcaklık eş eğrileri

Silindir yüzeylerinden yapılan üfleme veya emmenin ısı geçişi üzerindeki etkisi, Nusselt sayısının ($Nu=hH/\lambda$) değişimi ile incelenmiştir. Şekil 9'da da görüldüğü gibi; emme katsayısının yüksek değerlerinde üflemez duruma göre ortalama Nusselt sayısı ve dolayısıyla ısı geçişi önemli ölçüde artmaktadır. Emme katsayısının azalması ile birlikte üflemez duruma kadar Nu sayısı doğrusal olarak azalmakta ve üfleme katsayısının $C_Q=0.02$ değerinde $\overline{Nu} = 52$ olarak en düşük değerini aldıktan sonra $C_Q=0.06$ değerine kadar hafifçe artarak 119 değerine ulaşmaktadır. Nusselt sayısının bu davranışı göstermektedir ki; üfleme-emme katsayısının $0.01 < C_Q < 0.03$ aralığındaki değerleri üflemez duruma göre kare kesitli silindir etrafındaki akışta az da olsa bir ısı koruma sağlamaktadır. Buna karşın; ısı geçişi emme katsayısının $C_Q=0.09$ değerinde üflemez duruma göre en yüksek düzeye çıkmaktadır.



Şekil 9. Ortalama Nusselt sayısının üfleme-emme katsayısı ile olan değişimi

SONUÇ

Bu çalışmada; geçirgen yüzeylerinden üfleme veya emme yapılan kare kesitli silindir etrafındaki akış sayısal olarak incelenmiştir. Bütün yüzeylerden yapılan üfleme veya emme, üfleme-emme etkisini içeren değiştirilmiş duvar fonksiyonları kullanılarak göz önüne alınmıştır. Üfleme veya emmenin direnç katsayısı ve girdap ilerleme frekansı gibi aerodinamik parametreler ve ısı geçişi üzerindeki etkileri araştırılmıştır. Üfleme veya emme hızının ana akış hızına göre oldukça düşük değerlerde olmasına rağmen, bu uygulamanın direnç ve kaldırma katsayıları, girdap ilerleme frekansı ve ısı geçişini önemli ölçüde etkilemekte olduğu görülmüştür.

Sayısal sonuçlar ortaya koymuştur ki; kare kesitli silindirin bütün yüzeylerinden yapılan üfleme veya emme, öncelikle silindir yüzeylerindeki basınç dağılımını etkilemekte ve buna bağlı olarak hız ve sıcaklık gradyanları da değişmektedir. Bu nedenle kare kesitli silindirin bütün yüzeylerinden belirli hızlarda yapılan emme, bir direnç ve girdap kontrol yöntemi olarak göz önüne alınabilir. Ayrıca emme uygulamasının ısı geçişinin iyileştirilmesinde etkin bir yöntem olduğu ve üfleme uygulamasının da düşük düzeyde de olsa belirli bir ısı koruma sağladığı sonucuna varılmıştır.

KAYNAKLAR

- [1] SCHLICHTING, H., "Boundary-layer theory", Mc Graw-Hill, New York, 1979.
- [2] SIMPSON, R.L., Characteristics of turbulent boundary layers at low Reynolds numbers with and without transpiration, Journal of Fluid Mechanics, 42, 769-802, 1970.
- [3] SCHETZ J.A. and NERNEY, B., Turbulent boundary layer with injection and surface roughness, AIAA Journal, 15, 1288-1293, 1977.
- [4] YANG, J.T., TSAI, B.B. and TASI, G.L., Separated-reattaching flow over a back step with uniform normal mass bleed, ASME Journal of Fluids Engineering, 116, 29-35, 1994.
- [5] BELLETTRE, J., BATAILLE, F. and LALLEMAND A., A new approach for the study of turbulent boundary layers with blowing, International Journal of Heat and Mass Transfer, 42, 2905-2920, 1999.
- [6] HWANG, C.B. and LIN, C.A., Low Reynolds number $k-\epsilon$ modelling of flows with transpiration, International Journal for Numerical Methods in Fluids, 32, 495-514, 2000.
- [7] HANNEMANN, K. and OERTEL JR, H., Numerical simulation of the absolutely and convectively unstable wake, Journal of Fluid Mechanics, 199, 55-88, 1989.
- [8] SCHUMM, M., BERGER, E. and MONKEWITZ, P., Self-excited oscillations in the wake of two-dimensional bluff bodies and their control, Journal of Fluid Mechanics, 271, 17-53, 1994.
- [9] MATHÉLIN, L., BATAILLE, F. and LALLEMAND, A., The effect of uniform blowing on the flow past a circular cylinder, ASME Journal of Fluids Engineering, 124, 452-464, 2002.
- [10] FRANSSON, J.H.M, KONIECZNY, P. and ALFREDSSON, P.H., Flow around a porous cylinder subject to continuous suction or blowing, Journal of Fluids and Structures 19, 1031-1048, 2004.
- [11] KATO, M. and LAUNDER, B.E., The modeling of turbulent flow around stationary and vibrating square cylinders, Proceedings of the Ninth Symposium on Turbulent Shear Flows, Kyoto, 10-14, 1993.
- [12] BOSCH, G. and RODI, W., Simulation of vortex shedding past a square cylinder with different turbulence models, International Journal for Numerical Methods in Fluids, 28, 601-616, 1998.
- [13] ÇUHADAROĞLU, B., Numerical study of turbulent boundary layers with heat transfer and tangential transpiration, Numerical Methods for Heat and Fluid Flow, 14, 760-782, 2004.
- [14] KAYS, W.M. and CRAWFORD, M.E., "Convective Heat and Mass Transfer", McGraw-Hill, New York, 1980.
- [15] YOUNIS, B.A. and PRZULJ, V.P., Computation of turbulent vortex shedding, Computational Mechanics 37, 408-425, 2006.
- [16] INCROPERA, F.P. and DEWITT, D.P., "Fundamentals of Heat and Mass Transfer", John Wiley, New York, 2002.
- [17] BOURIS, D. and BERGELES, G., 2D LES of vortex shedding from a square cylinder, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics 80, 31-46, 1999.
- [18] WHITE, F.M., "Fluid Mechanics", McGraw-Hill, New York, 1999.

ÖZGEÇMİŞ

Burhan ÇUHADAROĞLU

1961 yılı Trabzon doğumludur. 1983 yılında İTÜ Makina Fakültesi Makina Mühendisliği Bölümünden mezun olmuştur. KTÜ 'den 1987 yılında Yüksek Mühendis, 1991 yılında Doktor unvanını almıştır. Halen KTÜ Mühendislik Fakültesi Makina Mühendisliği Bölümü Termodinamik Anabilim Dalı'nda Profesör olarak görev yapmaktadır. Sayısal Akışkanlar Dinamiği, Isı Tekniği ve Hava Kirliliği konuları üzerinde çalışmaktadır.