

Sınır Tabaka Deneyi

GRUP 2

030140314 Betül Keçici

110140011 Halis Ateş

110160301 Berkay Soyluoğlu

110160708 Mustafa Ersin Bacaksız

Copyright © 2013 John Smith

This document is built upon on a \LaTeX theme made by John Smith.

Licensed under the Creative Commons Attribution-NonCommercial 3.0 Unported License (the “License”). You may not use this file except in compliance with the License. You may obtain a copy of the License at <http://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0>. Unless required by applicable law or agreed to in writing, software distributed under the License is distributed on an “as is” basis, without warranties or conditions of any kind, either express or implied. See the License for the specific language governing permissions and limitations under the License. *First printing, September, 2020*

CONTENTS

I	Sınır Tabaka Deneyi	
1	Teorik Bilgilendirme	6
1.1	Sınır Tabaka	6
1.2	Başlangıç Koşulları	6
1.3	Teorik Analiz	6
1.3.1	Düz Levha Sınır Tabakası için Momentum Denklemi	7
1.3.2	Blasius' Sınır Tabaka Çözümü	8
1.3.3	Türbülanslı Sınır Tabaka Analizi	9
2	DeneySEL Çalışmalar	11
2.1	Deneyin Amacı	11
2.2	Deney Kurulumu	11
2.3	Malzemeler	11
2.4	Deneyde Elde Edilen Verilerin Değerlendirilmesi	12
2.5	Bulgular ve Tartışma	12
2.6	Sonuçlar	13

Sınır Tabaka Deneyi

1	Teorik Bilgilendirme	6
1.1	Sınır Tabaka	
1.2	Başlangıç Koşulları	
1.3	Teorik Analiz	
2	DeneySEL Çalışmalar	11
2.1	Deneyin Amacı	
2.2	Deney Kurulumu	
2.3	Malzemeler	
2.4	Deneyde Elde Edilen Verilerin Değerlendirilmesi	
2.5	Bulgular ve Tartışma	
2.6	Sonuçlar	

TEORİK BİLGİLENDİRME

Bu Bölümün İçeriği

Bu kısımda incelenecek sınır tabakanın sınıfı Blasius sınır tabakasıdır. Blasius sınır tabakası, yaklaşmakta olan tek yönlü bir akışta tutulan bağlı bir düz levhanın yakınındaki iyi bilinen benzerlik çözümünü ifade eder.

1.1 Sınır Tabaka

Etrafından akışkan geçen sabit bir geometri veya akışkan içerisinde hareket eden bir katı cismin yüzeyinin etrafında viskoz kuvvetlerin oluştuğu bir sınır tabaka gelişir. Yüzeyden geçen akışkan sınır tabaka oluşturduktan sonra, sınır tabaka içerisindeki akışın hızı levha boyunca ilerledikçe artar. Bu duruma paralel olarak hız bileşeni ile doğru orantılı olan Reynolds sayısı yükselir; bunun neticesinde akış bir süre sonra laminar akıştan türbülanslı akışa geçer. Levha yüzeyden uzaklaştıkça artan hız, akış hızı serbest akış hızının 99%'una ulaşıncaya kadar parabolik olarak artış gösterir. Levha üzerinden serbest akış hızının 99%'una ulaştığı noktaya kadar olan mesafeye sınır tabaka kalınlığı; oraya kadarki bölgeye ise sınır tabaka bölgesi denmektedir.

1.2 Başlangıç Koşulları

Öncelikle, akış sabittir, yani, $\partial/\partial t = 0$. Ayrıca, diğer bir kabul havanın termal olarak sakin durumu nedeniyle sıcaklığın sabit kabul edilmesidir. Bu özellik, havanın kinematik viskozitesini etkilediği düşünüldüğünde daha sonraki bölümde önemli bir kavram olacaktır. Hava basıncı 760 mmHg (101325 Pa) olarak kabul edilir. Kinematik viskozite $\nu = \frac{\mu}{\rho} = \frac{RT\mu}{P} = 2.1849 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{sat}$ 292.15 K olarak tanımlanır. Akış ile ilgili bir diğer önemli husus, akışın düz bir levhaya paralel olmasıdır. Herhangi bir tahmini yaklaşımdan kaçınmak için birkaç varsayım yapılmalıdır. Bunlardan biri, momentum hesaplamaları yapılırken basıncın sabit olduğu varsayılmaktadır. Ayrıca, akış 19°C 'de ses hızının çok altında olduğu için 10 m/s olması nedeniyle sıkıştırılamaz.

1.3 Teorik Analiz

Öncelikle, akışın karakteristiği belirlenmelidir. Sonuçlar, akışın laminar veya türbülanslı olup olmadığına bağlı olarak değişecektir. Örneğin, türbülanslı bir akış için sınır tabakasının hız profili $\frac{u}{U} = \frac{y}{\delta(x)}^{1/7} = Y^{1/7}$ için $Y \leq 1$ ve $u = U$ için $Y > 1$ olarak ayarlanmalıdır. Bu formül levhalar için yapılan deneylerde yaygındır; ancak, çok dar kapsamlı deneyler için

$\frac{\partial u}{\partial y}$, $y = 0$ noktasına yaklaştıkça sonsuzluğa gittiği için bu yaklaşımın fiziksel bir anlamı yoktur. Akışın özelliği Reynolds sayısına göre belirlenebilir: $Re = \frac{Vx}{\nu}$. Reynolds sayısı şu şekilde hesaplanır: 0.8095×10^5 , 0.9524×10^5 , 3.2381×10^5 , 3.8095×10^5 . Bu değerler akışların tamamen laminar olmadığını gösterir, çünkü akım 2×10^5 Reynolds sayısından sonra turbulansli olmaya başlar.

1.3.1 Düz Levha Sınır Tabakası için Momentum Denklemi

Bir laminar akış için momentum denklemini oluşturulursa:

$$-D = \int \rho U(-U) dA - \int \rho u^2 dA$$

Bu denklem düzenlenirse,

$$D = \rho U^2 b h - \rho b \int_0^\delta u^2 dy$$

b levhanın genişliğidir. Daha basit bir sonuç elde etmek için denklemi yeniden düzenlersek;

$$D = \rho b \int_0^\delta u(U - u) dy$$

$Uh = \int_0^\delta u dy$ 'den beri, momentum kalınlığını uygulayabiliriz, yani $\Theta = \int_0^\infty \frac{u}{U}(1 - \frac{u}{U}) dy$, yeniden düzenlenen momentum denklemi şu şekilde ifade edilebilir;

$$\tau_w = \rho U^2 \frac{d\Theta}{dx} \quad (1.1)$$

τ kayma gerilmesi şu şekilde ifade edilebilir $\frac{dD}{dx} = b\tau_w$. Denklem 1.1 duvarın kayma gerilimini yaklaşık olarak arttırmak için kolaylık sağlar, fakat Denklem 1.1 kabul edilebilir sonuçlar elde edebilmek için yaklaşık hız profilleri gerektirir, yine de yaklaşık bir hız profili yeterli olacaktır. Momentum kalınlığı, kayma gerilimi ve hız profili gibi farklı kavramlar arasındaki bağıntı, ilgili denklemler birleştirilerek elde edilebilir. τ_w elde etmenin başka bir yolu yeni bir fonksiyon tanımlamaktır, örneğin, $g(x) = \frac{u}{U}$ for $0 \leq Y \leq 1$ and $\frac{u}{U} = 1$ için $Y > 1$ boyunca, boyutsuz $Y = \frac{y}{\delta(x)}$ parametresi. Bu sebeple momentum denklemi şu şekilde yazılır;

$$D = \rho b \int_0^\delta u(U - u) dy = \rho b U^2 \delta(x) \int_0^1 g(Y)[1 - g(Y)] dY = \rho b U^2 C_1 \quad (1.2)$$

C_1 boyutsuz parametresi sabit sayıdır. Ayrıca laminar akış için;

$$\tau_w = \mu \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{y=0} = \frac{\mu U}{\delta(x)} \frac{dg}{dY} \Big|_{Y=0} = \frac{\mu U}{\delta(x)} C_2 \quad (1.3)$$

C_1 , sabit olan boyutsuz bir parametredir ve $C_2 = \frac{dg}{dY} \Big|_{Y=0}$. Denklem 1.2 ve 1.3 kullanılarak;

$$\delta(x) d\delta(x) = \frac{\mu C_2}{\rho U C_1} dx$$

Denklem integre edildikten sonra;

$$\frac{\delta(x)}{x} = \frac{\sqrt{2C_2/C_1}}{\sqrt{Re_x}} \quad (1.4)$$

Kayma gerilmesi denklemi Denklem 1.4'ün Denklem 1.3'te yerine konması ile elde edilir:

$$\tau_w = \frac{\sqrt{C_1 C_2}}{2} \mu^{3/2} \frac{\rho \mu}{x} \quad (1.5)$$

Denklem 1.4 ve 1.5 başka bir yaklaşık sonuçtur, yine de yaklaşık hız profili gerekli değildir. Buna rağmen, C_1 ve C_2 sabitlerinin bulunması zorunludur. Denklem 1.4, sınır tabaka kalınlığı için doğru bir yaklaşım verse de, belirli bir sabitin ele alınması gerekir ve bu özel bölüm bu yazının kapsamı dışındadır. Bu nedenle, denklemler bir kenara bırakılmalı ve istenirse Prandtl / Blasius Çözümü olarak adlandırılan bir teknik kullanılarak ayrıntılı bir hız profili oluşturulmalıdır.

1.3.2 Blasius' Sınır Tabaka Çözümü

1908'de, Ludwig Prandtl'in ilk öğrencilerinden biri olan Paul Richard Heinrich Blasius, aynı akışa paralel düz bir levhadan geçen bir laminar akış için doğru bir yaklaşım buldu. Öncelikle özbenzeş bir değişken tanımladı, şöyle ki, $\eta = \frac{y}{g(x)} = y\sqrt{\frac{U}{\nu x}}$ yani gerçekte bu sorun için, $g(x) \sim (\frac{2\nu x}{U})^{1/2}$. Bir akışın akış fonksiyonu $\partial\psi = u\partial y$ or $\partial\psi = -v\partial x$ olarak yorumlanabilir. Özbenzeş değişkenler bir akış fonksiyonunda uygulanacaksa, aşağıdaki denklem bulunur:

$$\psi = \int_0^y u dy = \int_0^\eta U g(x) f'(\eta) d\eta = U g(x) f(\eta)$$

Burada $u = U f'(\eta)$ ve $f(0) = 0$. Diğer bir konu olarak, $\partial u / \partial y$, $\partial u / \partial x$ ve $\partial^2 u / \partial y^2$ hız parametreleriyle birlikte kolaylıkla belirlenebilir.

$$u = U f'(\eta) \quad (1.6)$$

$$v = -\frac{\partial\psi}{\partial x} = U(\eta f'(\eta) - f(\eta))g(x) \quad (1.7)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} = U f''(\eta) \frac{\partial\eta}{\partial x} = U f''(\eta) \frac{y g(x)'}{g(x)^2} = U f''(\eta) \frac{\eta g(x)'}{g(x)} \quad (1.8)$$

$$\frac{\partial u}{\partial y} = U f''(\eta) \frac{\partial\eta}{\partial y} = \frac{U f''(\eta)}{g(x)} \quad (1.9)$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = U \frac{f'''(\eta)}{g(x)^2} \quad (1.10)$$

Ayrıca, Navier-Stokes ve süreklilik denklemleri sadeleştirilirse;

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$$

Denklem 1.6 ve 1.10, Navier-Stokes'te denklemde uygulanabilir.

$$U f'(\eta) \frac{U f''(\eta)}{g(x)} + U(\eta f'(\eta) - f(\eta))g(x) U f''(\eta) \frac{\eta g(x)'}{g(x)} = U \frac{f'''(\eta)}{g(x)^2}$$

Bu denklem şu mertebeye göre daha basitleştirilebilir:

$$f'''(\eta) + f(\eta)f''(\eta) = 0 \quad (1.11)$$

Denklem 1.11 için sınır tabaka koşulu şu ifadelerle sonuçlanır: $f(0) = f'(0) = 0$ ve $f'(1) = \infty$ iken $f''(0) = 0.4696$ Ek A'daki "ODE Approximation" başlıklı kod vasıtasıyla yapılan sayısal hesaplamalar sonucudur. Sadeleştirme işleminin $g(x)g'(x)$ 'ı sabit yapan belirli bir özelliği vardır. Sıradan bir diferansiyel denklem elde etmek için $g(x)g'(x)$ 'nın $\frac{\nu}{U}$ olduğu varsayılmaktadır. $g(x)g'(x)$ integrasyonu $\frac{g^2(x)}{2} = \frac{x\nu}{U} + d$ ile sonuçlanır. Ortaya çıkabilecek herhangi bir analitik karışıklığı önlemek için d sıfır kabul edilmiştir. İyi bir sonuç olarak $Uf''x(\eta)$ tanımsız hale gelmiştir. Bu durum hücum kenarından sonra hızın, U_∞ 'dan sıfıra değişmesine yol açar, bu durumda $x = 0$ noktası hücum kenarıdır. Bu yüzden, bu noktadan sonra $g(x)$ seçilebilir. İkinci hesaplamalardan aldığımız yeni parametreler aşağıdaki gibidir:

$$g(x) = \sqrt{\frac{2x\nu}{U}}$$

$$\eta = \frac{y}{\sqrt{2x\nu/U}}$$

Denklem 1.11 sıradan bir başlangıç koşulu belli adi diferansiyel denklem özelliği gösterdiğini kanıtladığı için ve günümüzde analitik bir çözümü bulunmadığından bu denklemin yaklaşık çözümünü bulmak için Runge-Kutta sayısal yöntemi uygulanabilir. Hesaplamalı sayısal analize ilişkin kod, Ek A'da bulunabilir. Kod çıktısı ??'de grafik olarak çizdirilmiştir. $\frac{u}{U} = 0.99$ 'ın $\eta \approx 3.5$ 'da olduğu açıktır. Bu nokta, sınır tabakası kalınlığının 99%, olduğunu gösterir, bu nedenle bazı denklemlerin yeniden düzenlenmesi gerekir:

$$\delta(x) \approx 3.5 \left(\frac{2x\nu}{U} \right)^{1/2} \approx \frac{5x}{\sqrt{Re_x}}$$

Hız profilleri, önceden oluşturulmuş formüllerle elde edilebilir. Denklem 1.6 ve Denklem 1.12 ??'nin çizdirilmesine kaynak olacaktır. ?? hız profillerinin düz levha üzerinde görün-tülenmesidir. Yatay düzlemdeki açık mavi dikgörtgen ?? düz bir levhayı temsil eder.

$$y = \eta\delta(x) = \eta\sqrt{\frac{x\nu}{U_\infty}} \quad (1.12)$$

denklemini mesafeye göre hızın büyüklüğünü verir.

1.3.3 Türbülanslı Sınır Tabaka Analizi

Türbülanslı bir akış olduğu varsayılırsa, sağlıklı bir aerodinamik sistem sağlamak için bazı parametrelerin değiştirilmesi gerekir. Farklı formüller arasındaki bağıntı, istenen değişkenleri beraberinde getirecektir. Momentum kalınlığı şu şekilde tanımlanır:

$$\Theta = \int_0^\infty \frac{u}{U} \left(1 - \frac{u}{U}\right) dy$$

Denklem 1.2'de momentum kalınlığı üzerinde kullandığımız $Y = \frac{y}{\delta(x)}$ parametresini kullanırsak;

$$\Theta = \delta(x) \int_0^1 Y^{1/7} (1 - Y^{1/7}) dY = \frac{7}{72} \delta(x) \quad (1.13)$$

Denklem 1.13, $\delta(x)$ deęiřkenini elde etmek için Denklem 1.1 ile deęiřtirilebilir;

$$\delta(x) = 0.37 \left(\frac{\nu}{U} \right)^{1/5} x^{4/5} \quad (1.14)$$

Denklem 1.14, hız profillerine erişmek için Denklem 1.12 ile değiştirilebilir. Bu profilin grafik olarak çizdirilmiş hali ??'dir. ?? gösterimi içindeki açık mavi dikdörtgeni ??'deki gibi yatay düzelemdeki düz bir levhayı temsil eder. ?? ve ?? dikkatle incelenmelidir. Oluřan garip bozuntuya zayıf kodlama neden olur, ancak elde edilen çıktı doğru sonuçlar verir. Hız profilleri ??'de içindeki levhadan belirli bir mesafeden sonra hızın sabit olduğunu belirtir. ?? içindeki hız profilleri ise sınır tabakaya ulaşmadan önce sabit hale gelir. Bu deney raporunun sonraki bölümlerinde ayrıntılı olarak tartışılacaktır.

DENEYSEL ÇALIŞMALAR

Bu Bölümün İçeriği

Deney, teorik analiz için bir öngörü yaratmayı amaçlamaktadır. Deney düzeneği, süreci, materyalleri okuyucuya tam bir anlayış kazandırmak için dahil edilmiştir, böylece aynı deneyi yapmak isteyen bir kişi bu bilgilerden yararlanarak deneyi yapabilir.

2.1 Deneyin Amacı

Deney, aynı konum farklı serbest akım hızı ve farklı konum aynı serbest akım hızı şeklindeki 4 farklı deney düzeneğinden alınan yüzey hızı verileri kullanılarak düz levha üzerindeki sınır tabaka kalınlığının deneysel olarak ölçülmesini amaçlamaktadır. Yapılan serbest akım hızı ve konum ölçümleri sonucu elde edilen veriler ile türbülanslı ve laminar akış için boyutsuz hız-konum grafikleri oluşturularak, teorik sonuçlar ve bilgiler ile paralellikleri incelenecektir.

2.2 Deney Kurulumu

Bu deneyi gerçekleştirmek için akış masasına düz bir levha yerleştirildi. Akış masası, bir motor sayesinde havayı çekip belli bir hızda sürekli olarak hava akımı yaratılmasını sağlamıştır. Üzerinde sınır tabaka oluşturmak için kullanılan düz levha ve rüzgar tüneli sonunda hızın, levhaya olan uzaklığıyla değişimini ölçmeye yarayan pitot tüpünü içermektedir. Yüzeye yakın bu prob, levha yüzeyine yakın noktalardaki hızları bulmak için konumlandırılmıştır. Basınç farkını ölçmek için basınç sensörünün her iki ucuna bir tüp bağlanmıştır. 22-30 V giriş voltajı ve ± 2.5 V çıkış voltajı olan güç kaynağı tarafından desteklenen basınç transdüseri yardımıyla ölçülen voltaj değerleri, akış masasında verileri konektör kartına aktarır. Bilgisayara aktarılan veriler LabVIEW yazılımı yardımıyla okunur. Hız ölçümleri, probun yüzeye sabit akış hızı altında mesafesinin artırılmasıyla kaydedildi. Deney, 2 farklı plaka konumunda ve 2 farklı akış hızında tekrarlandı.

2.3 Malzemeler

Bir adet dikey akış tezgahının hava akimini sağlaması gerekmektedir. Inside the flow bench, a compressor squeezes the air and sends it upwards so that it would rotate at the top and change its way to the experiment. A pitot tube should measure the total pressure via a micrometer. A hose is connected to the inlet section in order to measure the static pressure and another hose is connected to the pitot tube. During the experiment the

hose that measures static pressure should be disconnected to measure the atmospheric pressure. A pressure transducer which is the device the hoses are connected to measures the pressure values associated with their respective flows. Also, a power supply should give enough power to run the whole experiment setup efficiently. Connector board is responsible for sending the information obtained from the experiment to a computer by means of a connector cable. LABVIEW is used to analyze the digital data obtained from the connector board. One might choose an alternate program.

Deney Süreci

Deneye başlamadan önce, ortam sıcaklığı ve basıncı ölçülmelidir. Başlangıç durumunda, sırasıyla 19° C ve 760 mmHg'dir. Bu değerler havanın viskozite değerini hesaplamak için kullanılır. Ayrıca, doğru hesaplamaları elde etmek için tercihen bu değerler LabVIEW'a bir girdi olarak girilmelidir. Dar ortamda akış hızı artacağından, dinamik basınç ölçümlerinden biri, serbest akış hızı değerlerini elde etmek için, deney bölgesinden ziyade akış masasının üst, geniş bölümünde yapılmıştır. Basınç sensöründeki membran basınç farkı ile birlikte uzandığında, voltaj değeri değişir. Strain-gaugein, sıcaklık ve basınçtaki küçük değişiklikler gibi temel, günlük kavramlardan kolayca etkilendiği bilinmektedir; bu nedenle kalibrasyon denklemi doğru bir şekilde ortaya çıkar, çıktı NaN'dir, sonuçlar ofset değeri 0.4 olarak ayarlanarak geri yüklenebilir. Ofset değerini 0,4 olarak ayarlayarak, bazı gerçek dışı denklem karakteristiğini ortadan kaldırıyoruz. Örneğin, Bernoulli denklemi, bir kök altındaki hız değerleri için 0.45 ofset değeri için negatif değerlere sahiptir. Bu teknik olarak gerçek değildir ve denklemi fiziksel bir yanıtla ilişkilendirmek için düzeltilmelidir. Örneklem süresi 5 ila 10 saniye arasında değişir. Bu, ortalama bir değer oluşturmak için zaman aralığında yüzlerce, binlerce verinin toplandığı ve çıktı olarak kaydedildiği anlamına gelir.

2.4 Deneyde Elde Edilen Verilerin Değerlendirilmesi

Kalibrasyon denklemi şu şekildedir:

$$y = 25.407x - 1.245$$

Burada x basınç farkını ve y voltaj değişimini (V) göstermektedir. Deneysel verileri değerlendirmek için kullanılan kod, ?? ekinde bulunan teorik analitik ve sayısal analizi değerlendirmek için kullanılan kodla birlikte verilmiştir. Tartışma bölümü deney raporunun ideolojisi ile ilgili bir sonuç oluşturacaktır. Bu bölümde deney raporunun bir özeti ile birlikte az sayıda takip çalışması önerilmektedir. Ayrıca, kurulum bilgileri ayrıntılı olarak açıklanmaktadır. Ayrıca, bu bölüm havacılık endüstrisindeki mevcut sorunlara ve bunun diğer bilim alanlarıyla nasıl ilişkilendirilebileceğine yönelik çözümler sunacaktır.

2.5 Bulgular ve Tartışma

?? and ?? laminar ve turbulans akis arasındaki farklılıkların anlaşılabilmesi için oluşturuldu. Hız arttıkça laminar akis diyagramındaki -??- fonksiyon karakteristiği turbulanslı akislarda -??- geçerli olmuyor çünkü bu figürde kullanılan Blasius metodu turbulans akisler için aynı karakteristiğe sahip değil. Yüksek hızdaki Reynolds sayıları turbulanslı bir akis beklemek için gayet uygun aralıkta— $2 \times 10^5 < Re$. Figürler incelenecek olursa sınır koşullarını sağladığı görülür. Sınır koşulları şu şekilde tanımlanmıştır: $Y = \frac{y}{\delta} < 1$ için $\frac{u}{U} < 1$ ve $Y = \frac{y}{\delta} \geq 1$ için $\frac{u}{U} = 1$. Ayrıca, sonuçlar ??'de nasıl alındığı açıklanıp ??'de karşılaştırmalı olarak sunulmuştur. Düz bir plaka için yatay mesafenin, sınır tabaka kalınlığında büyük bir rol oynadığı görülmektedir. ??, alınan farklı yaklaşımlar için ayrıntılı öznitelikleri

gösterir. ??'da ve ??'de sunulan veriler, artan hız ile sınır tabakası kalınlığının azaldığını ve düz bir plaka boyunca artan yatay mesafeyle sınır tabakası kalınlığının arttığını gösterir. Teorik sonuçlar ile yapılan deney arasında bazı farklılıklar olduğu görölmektedir. Bunun nedenleri deney düzeneğinin kalibrasyon hataları ve Blasius Sınır Tabakası denklemindeki varsayımlardır. Deney daha iyi kalibre edilmiş kurulum gibi daha kusursuz koşullar altında gerçekleştirilseydi, teorik sonuçlar elde ettiğimiz deneysel sonuçlara çok daha yakın olacaktır.

2.6 Sonuçlar

Blasius denkleminin sayısal sonucu daha gerçekçi durumları ifade eder. Reynolds sayısı, belirli deney için akışın laminar koşullar altında yapıldığını düşündürmektedir. Bu, kararlı durum, sıkıştırılmaz bir akış için kritik bir yorumdur, çünkü türbülanslı akış, genellikle standart deniz seviyesi koşullarında bir akış için yüksek sürtünmeyi içeren farklı özelliklere sahiptir, basınç ve sıcaklık sabit olduğu, düz bir levha yüzeyinde olduğu varsayılır. Bu yorum Blasius denkleminin daha uygun bir seçim olacağını düşündürmektedir. Yüksek hız sınır tabaka kalınlığını azaltsa da, akış düz plaka boyunca ilerledikçe kendini kolayca ikiye katlayabilir. Düşük hızlarda laminar, yüksek hızlarda ise türbülanslı akışın hakim olduğunu görülüyor. Bir başka çıkarım ise laminardan türbülanslı akışa geçince sınır tabakada artış gözlemlendiğidir. ??'deki deneysel verilerin hepsinin teorik karşılıklarını yansıtmadığı görülebilir. Bunun nedeni deney sırasında aletlerin doğru kalibre edilememesi gibi donanım, hatalı kod kullanılması gibi yazılım veya mühendis temelli hatalardan da kaynaklanıyor olabilir.

INDEX

B

Blasius Methodu 8

D

Deney

Tabaka deneyinin amacı 11

Tabaka deneyinin kurulumu 11

Tabaka deneyinin malzemeleri 11

Tabaka deneyinin Süreci 12

M

Momentum denklemi 7

Kayma gerilmesi denklemi 8

T

Turbulansli sinir tabaka analizi 9