

**İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**KANAT PROFİLLERİ İZLER KENARINA ÇENTİK UYGULAMASININ AKIŞ  
GÜRÜLTÜSÜNE OLAN ETKİSİNİN HESAPLAMALI OLARAK  
İNCELENMESİ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**Çağrı AYDIN**

**Gemi İnşaatı ve Gemi Makinaları Mühendisliği Anabilim Dalı**

**Gemi İnşaatı ve Gemi Makinaları Mühendisliği Programı**

**AĞUSTOS 2016**



**İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**KANAT PROFİLLERİ İZLER KENARINA ÇENTİK UYGULAMASININ AKIŞ  
GÜRÜLTÜSÜNE OLAN ETKİSİNİN HESAPLAMALI OLARAK  
İNCELENMESİ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**Çağrı AYDIN  
(508131005)**

**Gemi İnşaatı ve Gemi Makinaları Mühendisliği Anabilim Dalı**

**Gemi İnşaatı ve Gemi Makinaları Mühendisliği Programı**

**Tez Danışmanı: Yrd. Doç. Dr. Uğur Oral ÜNAL**

**AĞUSTOS 2016**



İTÜ, Fen Bilimleri Enstitüsü'nün 508131005 numaralı Yüksek Lisans Öğrencisi Çağrı AYDIN, ilgili yönetmeliklerin belirlediği gerekli tüm şartları yerine getirdikten sonra hazırladığı “KANAT PROFİLLERİ İZLER KENARINA ÇENTİK UYGULAMASININ AKIŞ GÜRÜLTÜSÜNE OLAN ETKİSİNİN HESAPLAMALI OLARAK İNCELENMESİ” başlıklı tezini aşağıda imzaları olan jüri önünde başarı ile sunmuştur.

**Tez Danışmanı :**      **Yrd. Doç. Dr. Uğur Oral ÜNAL**      .....

İstanbul Teknik Üniversitesi

**Jüri Üyeleri :**      **Prof. Dr. Şakir BAL**      .....

İstanbul Teknik Üniversitesi

**Yrd. Doç. Dr. Ahmet Ziya SAYDAM**      .....

Piri Reis Üniversitesi

**Teslim Tarihi**      :    **04 Ağustos 2016**

**Savunma Tarihi**    :    **17 Ağustos 2016**



**Aileme,**





## ÖNSÖZ

Tez çalışmam sürecinde bana her zaman, her konuda yardımcı olan, bilgisiyle, disipliniyle ve çalışma azmiyle ufkumu genişleten, motivasyonumu düşürmeme asla izin vermeyen ve desteğini hiçbir zaman esirgemeyen tez danışmanım Sayın Yrd. Doç. Dr. Uğur Oral ÜNAL'a sonsuz teşekkürlerimi arz ederim.

Bu tezi tamamlayabilmemde bana en büyük motivasyonu sağlayan, hayatımın her anında maddi ve manevi desteklerini esirgemeyen çok sevdiğim annem ve babama yanımda olduklarından ötürü sonsuz teşekkür ederim.

İyi bir insan, iyi bir mühendis ve iyi arkadaş olmanın anlamını öğrenmemi ve kavrayabilmemi sağlayan, düşünce ve yardımlarını hiçbir zaman esirgemeyen çok değerli çalışma arkadaşlarım Çağatay Sabri KÖKSAL ve Ahmet Yusuf GÜRKAN'a teşekkür ediyorum.

Yüksek lisans eğitimim boyunca vakit geçirmekten, sohbet etmekten ve birlikte çalışmaktan keyif aldığım, her zaman yanımda olan arkadaşlarım Talat Gökçer CANYURT, Aras ÇETİNKAYA, Ozan KAPLAN ve Gürbüz BİLİCİ'ye teşekkür ediyorum.

Son olarak benim için dostluğun ve kardeşliğin anlamı olan, çalışmam sürecinde moralimin bozulmasına asla izin vermeyen çok değerli arkadaşlarım Barışcan AKIN, İlker Can MADEN, Fatih ÜSTÜBEÇ, Uğur Deniz MERİÇ, Güray ÖZCAN, Mehmet Erman YANIK, Uğur Can DURAK, Cihan ÜNYILMAZ ve Çağkan KOCABAŞ'a en içten teşekkürlerimi sunuyorum.

Ağustos 2016

Çağrı AYDIN  
(Gemi İnşaatı ve Gemi Makinaları Mühendisi)



## İÇİNDEKİLER

### Sayfa

<b>ÖNSÖZ</b> .....	<b>vii</b>
<b>İÇİNDEKİLER</b> .....	<b>ix</b>
<b>KISALTMALAR</b> .....	<b>xi</b>
<b>SEMBOLLER</b> .....	<b>xiii</b>
<b>ÇİZELGE LİSTESİ</b> .....	<b>xv</b>
<b>ŞEKİL LİSTESİ</b> .....	<b>xvii</b>
<b>ÖZET</b> .....	<b>xix</b>
<b>SUMMARY</b> .....	<b>xxi</b>
<b>1. GİRİŞ</b> .....	<b>1</b>
1.1 Tezin Amacı .....	3
1.2 Literatür Araştırması .....	3
<b>2. HESAPLAMALI AKIŞKANLAR DİNAMİĞİ (HAD)</b> .....	<b>9</b>
2.1 RANS Denklemleri (Reynolds-Averaged Navier-Stokes Equations).....	9
2.2 Sonlu Hacim Ayrıklaştırması .....	9
2.3 SIMPLE Algoritması.....	12
2.4 Lineer Denklem Çözümü .....	16
2.5 Türbülans Modellemesi.....	16
2.5.1 Türbülans ve gürültü ilişkisi .....	17
2.5.2 Duvar fonksiyonu.....	18
2.5.2.1 Standart k- $\omega$ modeli .....	22
2.5.2.2 SST k- $\omega$ modeli.....	23
<b>3. AKIŞ GÜRÜLTÜSÜ</b> .....	<b>25</b>
3.1 Temel Kavramlar.....	25
3.2 Dalga Denkleminin İntegrasyonu.....	27
3.3 Yüzey İntegrasyonu.....	28
3.4 Hacim İntegrasyonu ve Gürültü Kaynakları .....	28
3.4.1 Monopol, dipol ve kuadropol kaynaklar .....	28
<b>4. HESAPLAMALI AEROAKUSTİK (HAA)</b> .....	<b>33</b>
4.1 Akustik Analogiler .....	35
4.1.1 Lighthill analogisi .....	35
4.1.2 Curle analogisi .....	37
4.1.3 Proudman analogisi.....	38
4.1.4 Ffowcs Williams ve Hawkings denklemleri .....	39
4.2 Hızlı Fourier Dönüşümü (Fast Fourier Transform).....	41
<b>5. SAYISAL ÇALIŞMA</b> .....	<b>43</b>
5.1 HAD Geçerleme Çalışması .....	44
5.1.1 Geometri ve ağ yapısı .....	44
5.1.2 Ağdan bağımsızlık çalışması .....	46
5.1.3 HAD geçerleme çalışması sonuçları .....	48
5.2 HAA Geçerleme Çalışması .....	51

5.2.1 Geometri ve ağ yapısı.....	51
5.2.2 HAA geçerleme çalışması sonuçları .....	54
5.3 İzler Kenar entik Uygulamaları .....	58
5.3.1 Geometrik parametreler ve ağ yapısı .....	59
5.3.2 Analiz sonuçları.....	61
<b>6. SONUÇ VE ÖNERİLER.....</b>	<b>79</b>
6.1 Sonuçlar.....	79
6.2 neriler.....	81
<b>KAYNAKLAR.....</b>	<b>83</b>
<b>ZGEMİŐ.....</b>	<b>87</b>

## KISALTMALAR

<b>AMG</b>	: Algebraic Multigrid
<b>DES</b>	: Detached Eddy Simulation
<b>DNS</b>	: Direct Numerical Simulation
<b>FFT</b>	: Fast Fourier Transformation
<b>FW-H</b>	: Ffowcs Williams ve Hawkings
<b>G-S</b>	: Gauss-Seidel
<b>HAA</b>	: Hesaplamalı Akışkan Akustiği
<b>HAD</b>	: Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği
<b>LES</b>	: Large Eddy Simulation
<b>MUSCLE</b>	: Monoton Ustream-Centered Schemes for Conservation Laws
<b>NACA</b>	: National Advisory Committee for Aeronautics
<b>NASA</b>	: National Aeronautics and Space Administration
<b>OASPL</b>	: Overall Sound Pressure Level
<b>QUICK</b>	: Quadratic Upwind Interpolation for Convective Kinematics
<b>RMS</b>	: Root Mean Square
<b>SIMPLE</b>	: Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations
<b>SST</b>	: Shear Stress Transport
<b>URANS</b>	: Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes



## SEMBOLLER

$\rho$	: Yoğunluk
$C_L$	: Kaldırma kuvveti katsayısı
$C_P$	: Basınç katsayısı
$P_{ref}$	: Referans basınç
$U^+$	: Boyutsuz hız
$U_{Ref}$	: Referans hız
$f_{MC}$	: Duvara olan boyutsuz uzaklık
$u_\tau$	: Sürtünme hızı
$y^+$	: Duvara olan boyutsuz uzaklık
$\tau_w$	: Duvar kayma gerilmesi
$\tau_x$	: X eksen yönündeki kayma gerilmesi
$c$	: Profil boyu
$f$	: Frekans
$g$	: Yerçekimi ivmesi
$h$	: Çentik yüksekliği
$k$	: Türbülans kinetik enerjisi
$P$	: Basınç
$Re$	: Reynolds Sayısı
$t$	: Zaman
$U, V, W$	: X, Y, Z eksenleri yönündeki hız bileşenleri
$w$	: Açısal hız
$y$	: Duvara olan uzaklık
$\lambda$	: Çentikler arası mesafe
$\mu$	: Dinamik viskozite
$\nu$	: Kinematik viskozite
$\omega$	: Türbülans kinetik enerjisi spesifik disipasyon





## ÇİZELGE LİSTESİ

### Sayfa

Çizelge 3.1 : Pratik hesap cetveli.....	27
Çizelge 5.1 : Ağdan bağımsızlık çalışmasına ait parametre ve sonuçlar.....	46
Çizelge 5.2 : Geçerleme çalışması sonuçları. ....	48
Çizelge 5.3 : Kullanılan çözüm ağının detayları. ....	53
Çizelge 5.4 : Akustik geçerleme çözücü parametreleri. ....	54
Çizelge 5.5 : Deney ve analiz sonuçları.....	55
Çizelge 5.6 : Deney ve analiz sonuçları (LES).....	58
Çizelge 5.7 : İncelenen vakaların parametreleri. ....	60
Çizelge 5.8 : İncelenen vakaların sonuçları.....	62



## ŞEKİL LİSTESİ

### Sayfa

Şekil 1.1 : Kanat profili gürültü mekanizmaları. ....	4
Şekil 1.2 : Kanat ucu girdaplarının gürültü seviyesine etkisi. ....	5
Şekil 1.3 : Gürültü tahmini için kavramsal yöntemler. ....	5
Şekil 2.1 : Hesaplamalı kontrol hacmi. ....	10
Şekil 2.2 : Kaydırılmış kontrol hacmi. ....	13
Şekil 2.3 : Türbülanslı bölge tanımı ....	20
Şekil 2.4 : $y^+$ grafiği (Fluent Inc, 2014) ....	21
Şekil 3.1 : Notasyonu gösteren bir çizim (Fuchs ve Michalke, 1973). ....	28
Şekil 3.2 : Teorik ses yayılım paternleri (Russel ve diğ, 1998). ....	30
Şekil 4.1 : Bir pals dalga formu sinyalinin FFT ile dönüşümü (Brigham, 1974) .....	42
Şekil 5.1 : NACA 0012 profil geometrisi. ....	45
Şekil 5.2 : Akış hacminin genel görünümü. ....	45
Şekil 5.3 : Çalışmada kullanılan ağ örgülerinin yoğunlukları. ....	46
Şekil 5.4 : Hücre sayılarına göre $C_L$ değişimi. ....	47
Şekil 5.5 : Önder kenar ve izler kenar etrafındaki ağ örgüsü. ....	47
Şekil 5.6 : $y^+$ dağılımları; a) $0^\circ$ , b) $10^\circ$ , c) $15^\circ$ ....	49
Şekil 5.7 : Basınç katsayıları karşılaştırmaları; a) $0^\circ$ , b) $10^\circ$ , c) $15^\circ$ .....	50
Şekil 5.8 : Deneylerde kullanılan kanat profilleri (Brooks ve diğ, 1989). ....	51
Şekil 5.9 : Profil etrafındaki bölgesel ağ iyileştirmeleri. ....	52
Şekil 5.10 : İzler kenar çevresindeki $f_{MC}$ dağılımı (Hz). ....	53
Şekil 5.11 : Deney veirleri (SPL-1/3 Oktav Bandı).....	54
Şekil 5.12 : Deney ve analiz sonuçları.....	55
Şekil 5.13 : Hesaplanan basınç dalgalanmaları; a) URANS, b) LES. ....	56
Şekil 5.14 : Q-kriteri eş yüzeyleri; a) URANS , b) LES ....	57
Şekil 5.15 : LES ve deney verileri karşılaştırması. ....	57
Şekil 5.16 : Çentik geometrisi detayları. ....	59
Şekil 5.17 : Çentik geometrileri. ....	60
Şekil 5.18 : Çentik geometrileri ağ yapıları. ....	61
Şekil 5.19 : Sanal mikrofonların profile göre konumları.....	62
Şekil 5.20 : $\lambda/h$ parametresine göre gürültünün azalma trendi. ....	64
Şekil 5.21 : M1 Mikrofonu SPL – f grafiği.....	65
Şekil 5.22 : M2 Mikrofonu SPL – f grafiği. ....	66
Şekil 5.23 : M3 Mikrofonu SPL – f grafiği. ....	67
Şekil 5.24 : M4 Mikrofonu SPL – f grafiği. ....	68
Şekil 5.25 : M5 Mikrofonu SPL – f grafiği. ....	69
Şekil 5.26 : Vakaların TLS dağılımları; a) S2, b) S4 ....	71
Şekil 5.27 : Vakaların girdaplılık dağılımları ( $\times 10^4$ ); a) S2, b) S4.....	72
Şekil 5.28 : Vakaların girdaplılık dağılımları ( $\times 10^4$ ); a) S7, b) S8.....	73
Şekil 5.29 : Vakaların TLS dağılımları; a) S7, b) S8. ....	74
Şekil 5.30 : Vakaların TLS dağılımları; a) S6, b) S7. ....	75

<b>Şekil 5.31</b> : Vakaların girdaplılık dağılımları ( $\times 10^4$ ); a) S6, b) S7.....	<b>76</b>
<b>Şekil 5.32</b> : Vakaların TLS dağılımları; a) S4, b) S7.....	<b>77</b>
<b>Şekil 5.33</b> : Vakaların girdaplılık dağılımları ( $\times 10^4$ ); a) S4, b) S7.....	<b>78</b>

# KANAT PROFİLLERİ İZLER KENARINA ÇENTİK UYGULAMASININ AKIŞ GÜRÜLTÜSÜNE OLAN ETKİSİNİN HESAPLAMALI OLARAK İNCELENMESİ

## ÖZET

Gürültü, günümüzde yapılan mühendislik uygulamalarında önemli bir yere sahiptir. Özellikle savunma sanayiinde kullanılan araçların tanınabilirlik açısından düşük gürültü seviyelerine sahip olması bir gereklilik haline gelmiştir. Son yıllarda akış kaynaklı gürültü ve titreşim konularında yapılan çalışmalar bir hayli artmıştır. Fakat özellikle akış kaynaklı gürültü tahmini çalışmalarında kullanılan denklemlerin lineer olmayan davranışları yapılan hesaplamaları zorlaştırmakta, hesaplama gücü kaynaklarına olan gereksinimi artırmaktadır.

Aeroakustik, akış tarafından ortaya çıkan gürültüyü inceleyen bilim dalıdır. Akış kaynaklı gürültü ile ilgili yapılan ilk çalışmalar Strouhal tarafından silindir etrafında akışkanın etkisi ile oluşan tonların incelenmesi ile başlamıştır. Hesaplamalı aeroakustik alanındaki ilk çalışmalar ise Lightill tarafından gerçekleştirilmiştir.

Bu çalışmada izler kenara uygulanan çentiklerin akış kaynaklı gürültüyü ne şekilde etkilediğini inceleme amaçlı çalışmalara yer verilmiştir. NACA 0012 kanat profili etrafında oluşan akış kaynaklı gürültü sayısal yöntemler ile hesaplanmış, profilin izler kenarına eklenen çentik geometrilerinin bu gürültüyü ne şekilde etkilediği incelenmiştir. Profil üzerindeki basınç değişimleri Navier-Stokes denklemlerinin hesaplamalı olarak çözülmesi ile elde edilmiş, denklemleri ayrıklaştırma yöntemi olarak Sonlu Hacimler Yöntemi (Finite Volume Method) kullanılmıştır. Aynı zamanda, analizlerin gerçekleştirildiği sonlu hacim metodundan, hız basınç ayrıklaştırılmasının yapıldığı SIMPLE yöntemi ve türbülans modeli olarak seçilen SST k- $\omega$  modelinden detaylı olarak bahsedilmiştir. Akustik hesaplamalar ise Ffowcs Williams ve Hawkins (FW-H) denklemleri kullanılarak gerçekleştirilmiştir.

Çalışmada ilk olarak kullanılan HAD (Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği) yönteminin geçerliliği incelenmiştir. Bu sebeple NASA tarafından NACA 0012 profili üzerine gerçekleştirilen deneylere başvurulmuştur.  $6 \times 10^6$  Reynolds sayısı ve 0.15 Mach sayısında gerçekleştirilen deneylerin verileri, HAD yöntemi ile gerçekleştirilen analizlerin sonuçları ile karşılaştırılmıştır. 0, 10 ve 15 derece hücum açılarında gerçekleştirilen analizlerin sonuçları incelendiğinde kaldırma kuvveti katsayılarında maksimum %5.4 hata ile deney sonuçlarına uyum sağlandığı gözlemlenmiştir. Ayrıca belirtilen hücum açılarında basınç katsayılarının da karşılaştırması gerçekleştirilmiş ve bu katsayıların da deney sonuçları ile neredeyse tamamen uyduğu görülmüştür. Daha sonra alınan sonuçların ağ yapısından bağımsızlığının sağlanabilmesi için farklı hücre sayılarında üç adet model hazırlanmış ve kaldırma kuvveti katsayısındaki değişimin azalma derecesi ihmal edilebilir seviyelere geldiği ağ yapısı analizlerde kullanılmak üzere seçilmiştir. Çalışmalarda profil üzerinde oluşan sınır tabakanın daha iyi çözümlenebilmesi için boyutsuz  $y^+$  değeri 1 olarak alınmıştır.

HAD yönteminin geçerliliği sağlandıktan sonra HAA (Hesaplamalı Aeroakustik) yönteminin geçerliliğinin incelenmesine geçilmiştir. Bu bölümde de NASA tarafından NACA 0012 profili üzerine gerçekleştirdiği akustik deneylere başvurulmuştur. 7.3 derece hücum açısı, 0.208 Mach sayısı ve  $1.13 \times 10^6$  Reynolds sayısında yapılan deney için aynı şartlarda hazırlanan hesaplamalı analiz gerçekleştirilmiş, gürültünün frekans spektrumunda tepe noktasına geldiği frekans 13 Hz fark ile, SPL (Sound Pressure Level) değeri ise 7 dB fark ile hesaplanmış ve yöntemin geçerliliği sağlanmıştır. Ayrıca hesaplamalarda kullanılan URANS (Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes) yönteminin LES (Large Eddy Simulation) yönteminden farkını ortaya koymak adına LES ile bir analiz gerçekleştirilmiş ve sonucunda bu yöntemin yüksek frekanslardaki salınımları daha başarılı hesaplayabildiği fakat gürültünün tepe noktasının frekansını yakalamakta başarısız olduğu gözlemlenmiştir.

Akustik yöntemin geçerliliği sağlandıktan sonra çentik uygulamalarına geçilmiştir. Çalışmada kullanılan çentik geometrileri çentikler arası mesafe ( $\lambda$ ), çentik yüksekliği ( $h$ ) ve  $\lambda/h$  oranı olarak üç parametreye bağlanmış ve 7 farklı çentik geometrisi oluşturulmuştur. Analizler sonrasında alınan sonuçlar incelendiğinde  $\lambda$  ve  $h$  parametrelerinin tepe SPL (Sound Pressure Level) ve OASPL (Overall Sound Pressure Level) değerlerine etkisinde düzenli bir trend olmadığı fakat  $\lambda/h$  oranının bu değerleri belirli bir trendde etkilediği gözlemlenmiştir. Fakat bu duruma uymayan istisna vakaların da görüldüğü belirtilmelidir.  $\lambda/h$  oranı 2.56 olan S7 vakasının gürültü seviyesi profil etrafına yerleştirilen M1, M2 ve M3 mikrofonlarında çentik içermeyen referans profile göre daha düşük hesaplanmış ve OASPL ve tepe SPL değerlerinin ortalama 4 dB düştüğü gözlemlenmiştir. Bu durum M4 ve M5 mikrofonlarında geçerli olmamış, bu durumun sebebi de söz konusu mikrofonların profilin iz bölgesinde bulunmasından dolayı ortaya çıkan salınımların kararlı olamamasından kaynaklandığı kanısına varılmıştır. Mikrofonların frekans spektrumları incelendiğinde tepe SPL ve OASPL değerleri arasında uyum olduğu, bu durumun sebebinin de tepe SPL değerinin frekans spektrumunu domine etmesi olduğu sonucuna varılmıştır. Frekans spektrumları detaylı olarak incelendiğinde 1300 Hz civarında ortaya çıkan tepe SPL değerinin yanı sıra 2700 Hz civarında ikincil ve daha sönük bir tepeye rastlanmıştır. Yaklaşık 40 dB gürültü seviyesine sahip bu ikincil tepe  $\lambda/h = 2.56$  olan S7 vakasında sönümlenerek yok olduğu gözlemlenmiştir.

Gürültü seviyelerindeki değişimlerin etkisinin daha iyi anlaşılabilmesi amacı ile vakaların TLS (Turbulence Length Scale) ve girdaplılık dağılımları da incelenmiştir. Ortaya çıkan  $\lambda/h$  trendinde istisna olarak görülen,  $\lambda/h$  değerleri aynı ve 1.28 olan S2 ve S4 vakaları arasındaki 6 dB'lik farkın sebebinin, gürültü seviyesi yüksek olan S2 vakasındaki TLS değerlerinin S4 vakasına göre daha yüksek olmasından kaynaklandığı anlaşılmıştır. Aynı zamanda  $\lambda/h = 0.32$  ve  $2.56$  olan S6 ve S7 vakalarının girdaplılık dağılımları incelendiğinde, gürültü seviyesi en düşük olan S7 vakasının çentik yakınlarında girdaplılık değerlerinin 170,000 olduğu görülürken diğer vakada çentiklerin daha geniş bir alanına yayılarak 200,000 seviyelerine ulaştığı görülmüştür. Alınan bu sonuçlar TLS ve girdaplılık dağılımlarının gürültü seviyelerine etkisinin uyumlu olduğunu göstermiştir.

# INVESTIGATION OF AIRFOIL SELF NOISE WITH TRAILING EDGE SERRATIONS USING COMPUTATIONAL METHODS

## SUMMARY

In most of the engineering applications, noise is considered as an important factor. Especially in defense industry, it is necessary for the vehicle (ship, submarine, plane etc.) to have decreased sound characteristics in order to decrease the chance of getting identified-located. Therefore, the recent number of researches about flow generated noise and vibration has increased drastically. However, the non linear characteristics of the equations used especially in flow generated noise prediction complicates the computations and requires tremendous amounts of computational resources.

Aeroacoustics field investigates the flow generated noise. The very first work considering flow generated noise is done by Strouhal about investigating the tones created by flow around cylinder. The first work about Computational Aeroacoustics is made by Lighthill. Following CAA studies are based on Lighthill's work. In this thesis, the Ffowcs Williams and Hawkings method which is also based on Lighthill's work is used for CAA calculations.

Idea of the serrations were first suggested by Arndt and Nagel. They investigated the leading edge serrations on airfoils to reduce the flow generated noise. It was observed that while these serrations reduced the noise levels, the aerodynamic characteristics of the airfoil was affected and lift coefficients were reduced. Howe was the first to suggest trailing edge serrations which did not reduce these aerodynamic characteristics. The serration parameters used in this work are based on Howe's calculations.

In this thesis, the effects of trailing edge serrations on the flow generated noise of an airfoil is investigated. Flow generated noise around NACA 0012 airfoil is calculated with numerical and analytical methods and effects of the serrations that has been added to the trailing edge are observed. The pressure fluctuations on the airfoil surface are obtained via solving the Navier-Stokes equations using computational methods. Discretisation of the equations are made with Finite Volume Methods. Also the details of the Finite Volume Method, SIMPLE algorithm used in discretisation of pressure and velocity and the turbulence model SST  $k-\omega$  are mentioned in section two. The acoustic calculations are made via Ffowcs Williams and Hawkings (FW-H) equations.

In this work, the validity of the CFD (Computational Fluid Dynamics) method is inspected at first. For this reason, the aerodynamic experiments of NACA 0012 by NASA are referred. The results of the experiments that has been done with Reynolds number of  $6 \times 10^6$  and Mach number of 0.15 are compared with the CFD results of this work at the same conditions. The results that has been obtained on 0, 10 and 15 degrees of angles of attack and checked the lift coefficients of each case. Maximum difference with the experimental lift coefficients was about %5.4 so the validity of the

CFD method was ensured. Moreover, the pressure coefficients obtained from experiments are also compared with CFD results and it was almost an exact match. A mesh independency study was also carried out with creating three different meshes with varying cell counts systematically. The mesh with negligible difference in lift coefficient from its predecessor is chosen to conduct the rest of the analyses. The dimensionless  $y^+$  value of 1 was chosen for all of the cases.

After ensuring the validity of the CFD method, the validity of the CAA (Computational Aeroacoustics) method was investigated. The NASA acoustic experiments on NACA 0012 profile were also used in this section. Time step is chosen as  $1 \times 10^{-5}$  to be able to resolve the frequencies of 50 kHz. Solution time is chosen as 0.02 seconds so that the frequencies as low as 1 kHz can be resolved. At 7.3 degrees of angle of attack, 0.208 Mach number and  $1.13 \times 10^6$  Reynolds numbers, it was observed that the peak of the SPL-frequency graph was only 13 Hz different from the experiments. Also, the peak of the SPL magnitude was only 7 dB off from the experimental data. Thus the validity of the CAA method was ensured. Furthermore, a case with LES (Large Eddy Simulation) method was carried out to see the difference from URANS (Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes) method and it was observed that the LES method was more successful on calculating the high frequencies but less successful on predicting the peak frequency of the SPL values. The reason LES is able to calculate more accurately on higher frequencies is that it can resolve eddies as small as the mesh size thus the effect of those eddies are calculated and added to the pressure fluctuations. However, the mesh size requirements were not met in our case and accuracy of the LES results was unreliable.

After ensuring the validity of the CFD and CAA methods, the serrations were applied. The serration geometries that has been used in this work was linked to three parameters which are wave length ( $\lambda$ ), serration height (h) and the ratio of  $\lambda/h$ . Seven different serration geometries were created for the analyses. The boundary and initial conditions were same as the CAA validation case. Five different virtual microphones were placed around the airfoil with varying locations. After the analyses, the results were obtained. It was determined that  $\lambda$  and h parameters did not create a trend in reducing the peak SPL and OASPL (Overall Sound Pressure Level) but the  $\lambda/h$  ratio did create a trend in this matter with some exceptions. The case named S7 with  $\lambda/h=2.56$  (which is highest) has reduced the peak SPL and OASPL values about 4 dB from the reference case with no serrations on microphones M1, M2 and M3. However, the microphones M4 and M5 did not show the same results since they were placed on the wake field of the profile in computational domain meaning to accurately calculate the fluctuations on those locations were impossible for the calculation times used in this analyses. When the frequency spectra of the microphones are examined, it was observed that the peak SPL and OASPL values of the cases were compatible meaning the peak SPL of the spectra dominates the spectrum with high energies in low frequencies. When the spectra is examined with more detail, an additional peak at 2700 Hz to the peak at 1300 Hz was observed with SPL value of about 40 to 50 dB. It was observed that on the S7 case with  $\lambda/h=2.56$ , this secondary peak was diminished and absorbed.

To examine the differences on noise levels in a more detailed manner, the TLS (Turbulence Length Scale) and vorticity distributions of the cases were investigated. The exceptions of the  $\lambda/h$  trend are examined at first. When the TLS distribution of the cases with same  $\lambda/h=1.28$  values (S2 and S4) were checked, it was determined



that the 6 dB difference in noise levels was occurred due to TLS levels being higher on the case with higher SPL value. Also the vorticity distributions of the cases S6 ( $\lambda/h=0.32$ ) and S7 ( $\lambda/h=2.56$ ) were investigated and it was observed that the case with lower noise level (S7) had about vorticity of 170,000 around the serrations and the case with higher noise levels had 200,000. It was concluded that the vorticity and TLS are in sync regarding the noise levels. Another comparison was between two cases with same  $\lambda=1.6$  mm and different h. The case with h=2.5 mm (S4) had higher noise levels compared to the case with h=1.25 mm (S7). When vorticity and TLS distributions of these cases examined, it was obvious that the case with higher noise levels (S4) had higher TLS and vorticity.



## 1. GİRİŞ

Gürültü, günlük yaşantımızda karşılaştığımız ve rahatsız edici olarak algıladığımız ses dalgalarıdır. Ses dalgaları ise, herhangi bir nedenle ortamın basıncında meydana gelen, ilerleyebilen, enerji taşıyan salınımlar olarak tanımlanabilir. Duruma göre bu salınımlar tamamen belirli sıklıklarda, yani frekanslarda olabildiği gibi, tamamen rast gele de olabilir. Müzik, içerisinde harmoni olan, organize şekilde yaratılmış periyodik ses dalgaları içerir. Şelale, deniz dalgası gibi doğa olayları, içeriğinin büyük bölümünde harmoni olmayan çok farklı sıklıklarda ses dalgaları yaratmaktadır, ancak bir çoğumuz tarafından bu sesler, doğayla özdeşleştiği için rahatsızlık vermemektedirler. Bunun tam tersi şekilde organize olarak sunulmuş (müzik) ses dalgaları da şiddetine veya içinde bulunduğumuz duruma göre rahatsızlık yaratabilir. Dolayısıyla gürültünün tanımında psikolojik bir boyutun bulunduğunu söylemek doğru olacaktır. Olumsuz psikolojik etkilerin yanı sıra sürekli gürültüye maruz insanlarda işitme kaybı, tansiyon gibi olumsuz fizyolojik etkilerin olduğu rapor edilmektedir. Ayrıca ortamın basıncında salınımlar yarattığı için ses dalgaları, genliğine ve frekansına göre yapılar üzerinde yorulma olarak adlandırılan olumsuz etkiler de yaratabilmektedir. Buna gemi veya uçak gövdesinin motora yakın kısımları örnek olarak verilebilir.

Gürültü, dünyada ciddi bir çevresel sorun haline gelmiştir. Şehirlerdeki yoğun kara trafiği önemli derecede gürültü kirliliği yaratırken, hava ulaşımının insanlar açısından vazgeçilmez duruma gelmesi ile hava trafiği de yoğunlaşmış ve bazı kentler için en önemli gürültü kirliliği kaynağı konumuna gelmiştir. Fakat gürültünün etkileri sadece ekolojik değildir. Özellikle savunma sanayiinde tanınabilirlik-tanımlanabilirlik konularında akustik alanının önemli bir yeri vardır. Denizaltı, savaş uçak ve gemileri ve benzeri araçların düşük gürültü yayılımına sahip olması günümüzde en çok arzu edilen gereksinimler haline gelmiştir.

Gün geçtikçe artan gürültü kirliliği gürültünün tahmin edilmesi konusunda çalışma ihtiyacı doğurmuş, yapısal titreşime bağlı gürültü ve aeroakustik gibi araştırma alanlarının gelişmesine aracı olmuştur. Böylece gürültünün tahmini de yakın

geçmişte gürültü alanının en önemli araştırma konularından bir tanesi haline gelmiştir.

Akış gürültüsünün tahmini aeroakustik konusunun araştırma alanına girmektedir. Akışkanlar dinamiği ile doğrudan bağlantılı olmakla birlikte, denklemlerin lineer olmayışı gürültü tahminini oldukça zorlaştırmaktadır. Akış gürültüsü özellikle hareket denklemlerinin lineer olmayan terimlerinin viskoz terimlere oranının çok yüksek olduğu yani yüksek hızlı ve yüksek Reynolds sayılarındaki akışlarla meydana gelmektedir. Sesin meydana gelişi akıştaki enerjinin çok kısa bir zaman aralığında değişimini ifade ettiği için, gürültünün direkt olarak tahmin edilmesi oldukça zordur. Bunun etkisi en çok boş alanlarda ve düşük hızda akışlarda gözlemlenmektedir. Fakat ses bir bakıma akış alanındaki küçük dalgalanmalarla oluştuğu için yaklaşık tahminler yapılabilir.

Lineer olmayan etkilerin ihmal edildiği birinci dereceden yaklaşım akustik kavramının temelini oluşturmaktadır. Böylece akustik kavramı bir sınır değer problemi olarak incelenebilmektedir. Yapılan bu çalışmada akış içerisindeki türbülansın kanat profili ile etkileşiminin meydana getirdiği gürültü incelenmiştir. Türbülans, lineer olmayan taşınım kuvvetlerinin baskın olduğu düzensiz bir harekettir. Türbülanslı akışların karakteristiğini kesin olarak ön görmek mümkün değildir. Fakat Lighthill, (1952) teoreminde türbülans kaynaklı gürültünün tahmin edilebilirliği diferansiyel denklemleri çözmek yerine integral yöntemlerin kullanılması ile sağlanabilmektedir. Uzak alan gürültüsünün tahmini için uygulanan FW-H yöntemi de Lighthill analojisini temel almaktadır (Ffowcs William ve Hawkins, 1969). Bu yöntemin prensibi ses kaynağının yüzeyinde oluşan lineer olmayan basınç dalgalanmalarını akış denklemlerinin çözülmesiyle elde ettikten sonra, çözümü integre ederek uzak alandaki basınç değişimlerini hesaplamaktır. Yapılan bu çalışmada gürültü konusu akışkanlar dinamiğinin bir parçası olarak ele alınmış, hesaplamalı aeroakustik konusunda yapılan araştırmalara, kanat profilleri etrafındaki akım gürültüsünün tahmini ve azaltılması ile ilgili çalışmalara yer verilmiştir.

Aeroakustik konusu teknolojik imkanların ve dolayısı ile işlem gücünün artması ile son yıllarda akış kaynaklı gürültünün tahminine ihtiyaç duyan havacılık ve denizcilik sektöründe büyük ilgi uyandırmaya başlamıştır. Özellikle uçak kanatları, hidrofoiller, pervaneler ve akışkan içerisinde kuvvet sağlayan herhangi bir sistemin oluşturacağı

gürültünün tahmini hem çevresel hem de askeri boyutta ihtiyaç duyulan bir araştırma konusudur.

### **1.1 Tezin Amacı**

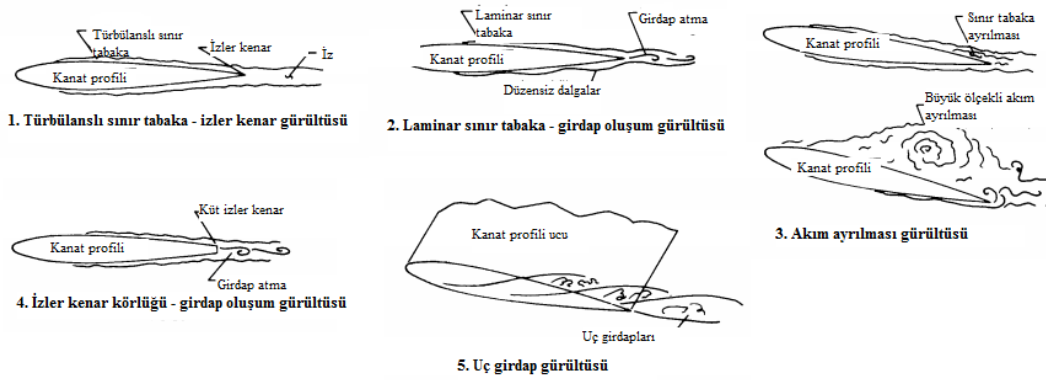
Bu çalışmada kanat profili etrafında oluşan türbülans kaynaklı gürültünün tahmin edilmesi ve kanat profilinin izler kenarına eklenecek testere dişi şeklindeki çentik yapılarının, oluşan akış kaynaklı gürültüye olan etkilerinin incelenmesi ve bu yolla gürültünün azaltılması hedeflenmiştir. Yapılan çalışmaların kanat profili temelli pervane, hidrofoil, aerofoil ve benzeri geometrilerin gürültü hesaplamaları için başlangıç noktası olması istenmekle birlikte gelecekte yapılacak hesaplamalı aeroakustik alanında temel ve bilgi birikimi oluşturması da amaçlanmaktadır.

### **1.2 Literatür Araştırması**

Akış kaynaklı gürültünün hesaplanması ve tahmini uzun yıllardır akustik alanında araştırma yapanların hedefi olmuştur. Akışkanlar dinamiğinin matematiksel modellenmesi ve çözüm yöntemlerinin geliştirilmesi dört yüz yıl kadar öncesine dayanmakla birlikte, akış kaynaklı gürültü ile ilgili ilk çalışmalar Strouhal (1878) tarafından silindir etrafındaki rüzgarın oluşturduğu gürültünün incelenmesi ile başlamıştır. Hesaplamalı aeroakustik ile ilgili ilk kapsamlı çalışma ise Lighthill (1952) tarafından yayınlanmıştır. Proudman (1952) da aynı sene içerisinde türbülans kaynaklı gürültü oluşumu ile ilgili bir çalışma yayınlamıştır. Lighthill'in geliştirdiği analogiyi kullanan Curle (1955) akışkan cisim etkileşiminden oluşan gürültü modellemesi konusunda çalışmış ve ilk gürültü modelini geliştirmiştir. Yapılan bu çalışmalar uzak alan gürültüsü tahmini konusunda yetersiz kalmakla birlikte, Ffowcs William ve Hawkins (1969) tarafından geliştirilen ve yine Lighthill Analogisi'ni temel alan gürültü modeli uzak alan gürültüsünün tahminine imkan sağlamıştır. Brooks ve diğ (1989) tarafından NASA bünyesinde gerçekleştirilen kanat profilleri etrafındaki akış kaynaklı gürültü ölçümleri içerikli döküman, bu tez dahil bir çok hesaplamalı akustik çalışmasına temel oluşturmuştur. Döküman içerisinde farklı kort boylarındaki kanat profillerinin farklı hızlarda, kanat ucu açık ve kapalı hallerinin akustik deney sonuçları ve geliştirilen gürültü tahmin yöntemleri bulunmaktadır.

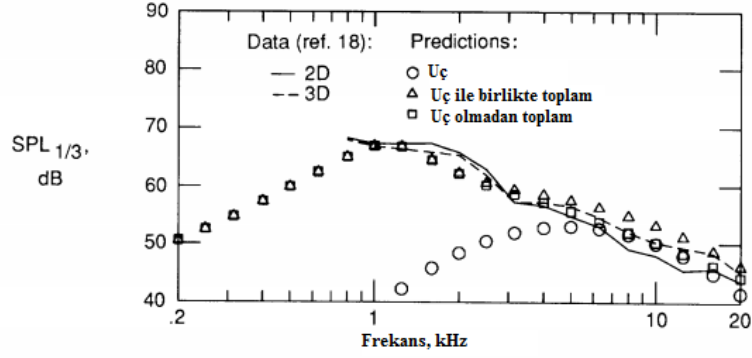
Kanat profillerinde akış kaynaklı gürültü profilin yüzeyi ile oluşan sınır tabakadaki türbülans ve izler kenar iz bölgesi arasındaki etkileşim ile oluşmaktadır. Akış kaynaklı gürültü karakteristik olarak tonal veya genişbant şeklinde oluşabilmektedir. Bu gürültünün oluşumuna farklı mekanizmalar sebep olabilmektedir. Bu mekanizmalar Şekil 1.1’de görüldüğü üzere beş farklı şekilde tanımlanabilir (Brooks ve diğ, 1989):

1. Türbülanslı sınır tabaka – izler kenar gürültüsü
2. Laminar sınır tabaka – girdap oluşum gürültüsü
3. Akım ayrılması gürültüsü
4. İzler kenar kütlüğü – girdap oluşum gürültüsü
5. Uç girdap gürültüsü



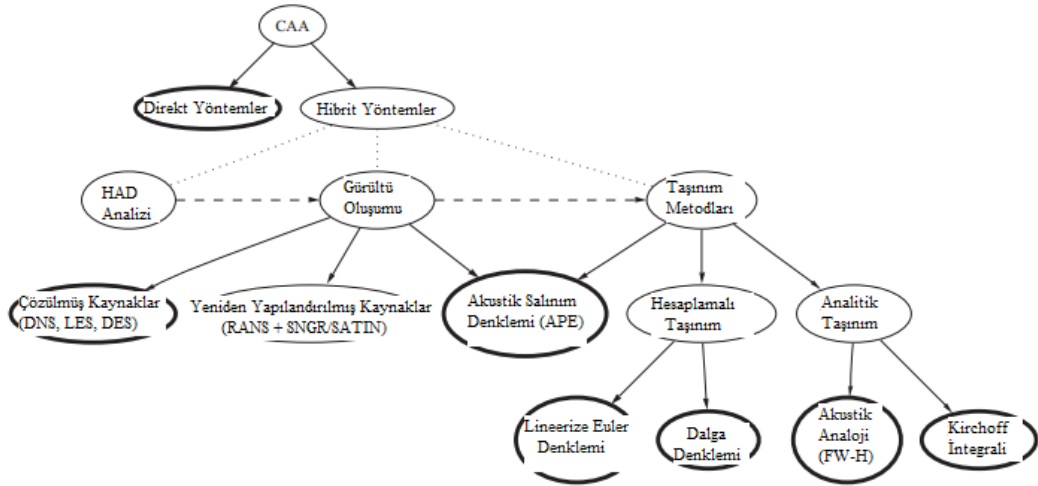
**Şekil 1.1 :** Kanat profili gürültü mekanizmaları.

Bu çalışmada oluşturulan vakalar düşük hücum açılarında ve yüksek Reynolds sayılarında oldukları için akım ayrılması gürültüsü ve laminar sınır tabaka girdap oluşum gürültülerinin incelenmesi mümkün olmamıştır. İşlem gücü ve zamandan kazanmak amacı ile kanat uçlarının akışa etkisi de incelenmediğinden incelenen vakalarda gürültünün kaynak mekanizması türbülanslı sınır tabaka-izler kenar gürültüsü olarak tanımlanabilir. Şekil 1.2’de görüldüğü üzere uç girdaplarının gürültüye etkisi sınırlı derecededir (Brooks ve diğ, 1989).



**Şekil 1.2 :** Kanat ucu girdaplarının gürültü seviyesine etkisi.

Bahsedilen gürültü mekanizmalarının yarattığı gürültünün tahmini için bir çok kavramsal yöntem ortaya çıkmıştır. Bu yöntemler Şekil 1.3’de genel olarak görülebilmektedir (Wagner, 2007).



**Şekil 1.3 :** Gürültü tahmini için kavramsal yöntemler.

Bu yöntemlerden iki tanesi öne çıkmaktadır. İlk yöntem, akustik problemleri herhangi bir modellemeye ihtiyaç duymadan çözümlen DNS (Direct Numerical Simulation) ve LES (Large Eddy Simulation) çözümleridir. Bunların arasından DNS, en kesin çözüm yolu olarak değerlendirilebilir. DNS yönteminde Navier–Stokes denklemleri herhangi bir modellemeye ihtiyaç duyulmadan çözülür. Fakat bu çözüm yolunun da dezavantajları vardır. DNS yönteminin işlem gücü gereksinimi Reynolds sayısının üçüncü kuvveti ile yükseldiği için günlük kullanıma uygun değildir. Bir diğer dezavantaj ise hesaplamalı aeroakustik alanının en büyük problem olan çoklu ölçekleme gereksinimidir. Akustik dalgalanmaların aerodinamik niceliklere göre çok küçük genliklerde olması ve düşük Mach sayılarında ses hızı yayılımının akışkan

hızının yayılımına göre çok yüksek olması bu ölçekleme probleminin sebeplerindedir. İkinci öne çıkan yöntem ise bahsi geçen hibrit yöntemlerdir. Bu yöntemde sesin oluşumu ve yayılımı ayrı ayrı incelenmektedir. Ses kaynakları, yani sesin oluşumu klasik HAD yöntemleriyle hesaplanır. Türbülansı belli oranlarda çözümleyebilen LES ve DES metotları dışında türbülansı modelleyen URANS metot da ses oluşumu çözümünde kullanılabilir. Sesin yayılımı için kullanılan metotlar HAD analizinden aldıkları akustik basınç dağılımlarını uzak alana integre ederek belirli noktadaki gürültü seviyesini hesaplayabilmektedirler. Bu metotlardan ilki Lighthill Analjisi'dir. Akustik hesaplamalarda kullanılan en genel formüldür ve Navier-Stokes denklemlerinden direkt olarak türetilmiştir. Bu metot göre ses kaynağı akış hacminin sınırlarında bulunmamalıdır (Lighthill, 1952). Amaç izler kenar gürültüsünü hesaplamak olduğu için, bu metot halihazırdaki çalışmaya uygun görülmemiştir. İkinci metot yine Lighthill Analjisi'nin geliştirilmesi ile oluşturulan Curle Formülasyonu'dur (Curle, 1955). Akış hacminin içerisindeki kaynakların yanı sıra, cismin yüzeyindeki kaynakları da hesaba katmaktadır. Akustik çözümlemedeki diğer bir metot da Ffowcs Williams ve Hawkins (1969) formülasyonudur. Bu metot kaynağın hareketini de hesaba kattığı için döner cisimlerde de kullanılmaya uygundur. Bahsi geçen yöntemler arasında en genel ve güvenilir olan FW-H metodu olduğu için tez kapsamında akustik çözümlemede bu metot kullanılmıştır.

Akış kaynaklı gürültüyü düşürmeye yönelik yapılan ilk çalışmalardan biri Hersh (1971) ve Arndt ve Nagel (1972) tarafından, kanat profilinin önder kenarına eklenen çentik geometrileri ile gerçekleştirilmiştir. Bu çentikler profil boyunca küçük girdaplar oluşturarak düşük hücum açılarında oluşan girdap sisteminin periyodikliğini bozmakta ve böylece oluşan gürültüyü düşürmektedirler (Hersh ve Hayden, 1971). Fakat önder kenara eklenen bu geometri, kanat profilinin oluşturduğu kaldırma kuvvetini olumsuz etkileyerek alınan verimi düşürmektedir (Arndt ve Nagel, 1972). Daha sonra Howe (1991) yaptığı çalışmada düz plaka profile izler kenarına eklenen testere dişi şeklindeki geometrilerin izler kenar gürültüsüne etkilerini incelemiştir. Yapılan çalışmaya göre testere dişi geometrileri yüksek frekanslarda oluşan gürültü seviyesini 7-8 desibele kadar düşürebilmektedir (Howe, 1991). Çentiklerin nümerik olarak incelenmesiyle ilgili yapılan ve DNS yöntemi kullanılan bir çalışmada NACA 0012 profiline eklenen düz plaka şeklindeki testere



dişi geometrisi içeren çentiklerin düşük frekanslarda girdapların oluşturduğu tonal gürültüyü düşürdüğu ve profilin aerodinamik özelliklerine olumsuz bir etki yaratmadığı gözlemlenmiştir (Jones ve Sandberg, 2009). 2010 yılında yapılan deneysel bir çalışmaya göre NACA 0012 kanat profile hem keskin bitiş izler kenar geometrisi hem de testere dişi çentikleri ile incelenmiş ve karşılaştırılmıştır. Çalışmada testere dişi çentiklerin, izler kenardaki seperasyon baloncuğunun uzunluğunu değiştirerek tonal gürültünün genliğini değiştirdiği gözlemlenmiştir (Chong ve diğ, 2010). Yapılan başka bir çalışma da düz plaka halinde olmayan testere dişi çentiklerin gürültü üzerindeki etkisini incelemiş, bu sayede hem genişbant gürültü seviyesinin düştüğu hem de düşük frekanslardaki tonal gürültünün bertaraf edildiği gözlemlenmiştir (Chong ve diğ, 2013).



## 2. HESAPLAMALI AKIŞKANLAR DİNAMİĞİ (HAD)

Kanat profillerine uygulanan ve cisim yüzeyinde oluşan basınç dalgalanmalarının bulunmasını amaçlayan HAD analizleri, RANS (Reynolds-Averaged-Navier-Stokes) denklemlerinin sonlu hacim ayıklaması, basınç düzeltmesi ve SST k- $\omega$  türbülans modelinin kullanılması yoluyla çözülmesi esasına dayanmaktadır. Ayrıca bir analizde LES yöntemi de kullanılmıştır. Bu bölüm içerisinde, belirtilen kavram, yöntem ve modeller hakkında kısaca bilgi verilmiştir.

### 2.1 RANS Denklemleri (Reynolds-Averaged Navier-Stokes Equations)

Uzaysal ve zamansal ölçeklerin sınırlandırılarak türbülansın ortalama özelliklerini ortaya koyabilmek amacıyla Navier-Stokes denklemlerinin yaklaşık ve basitleştirilmiş çözümleri aranır. Bahse konu çözümleme işleminin gerçekleştirilmesini sağlayan modellemeden birisi de RANS temelli modelleme tipidir. Aşağıda ifade edilen Denklem 2.1'de organize yapılar dışındaki tüm ölçekler modellenmektedir. Zaman türevinin de eklendiği bu denklem URANS (Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes) olarak da adlandırılabilir.

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial (U_j U_i)}{x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\theta S_{ij} - \overline{U_i' U_j'}) \quad (2.1)$$

### 2.2 Sonlu Hacim Ayırıklaştırması

Navier-Stokes denklemlerinin veya çözüm için kullanılan diğer denklemlerin, sayısal olarak çözülebilecek denklemlere dönüştürülebilmesi için ayırıklaştırılması gerekmektedir. Ayırıklaştırma işlemi, sonlu elemanlar, sonlu farklar ya da sonlu hacim yöntemi ile hesaplamaların yapılabileceği elemanlar veya hacimler cinsinden ifade edilebilmektedir (Ferziger ve Peric, 2002; Hoffmann ve Chiang, 2000).

Akışkanı modelleyen taşınım denklemlerinin, uzayda sabit bir sonsuz küçük eleman ele alınarak, bu elemanın tüm yüzeylerinde yapılan momentum transferinin hesap edilmesi ile konservatif diferansiyel denklemler formunda elde edilmesi mümkündür

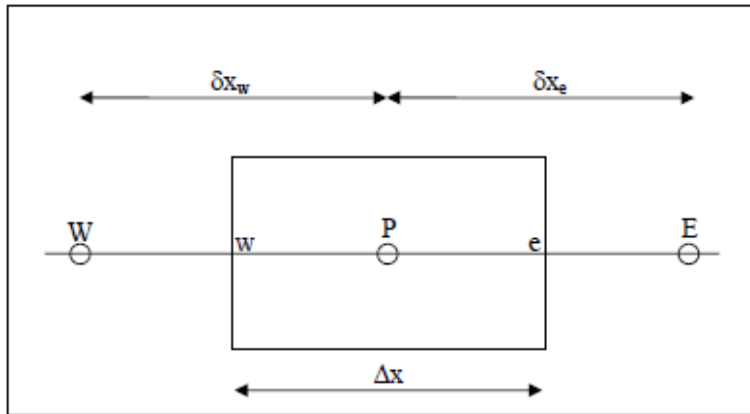
(Anderson, 1996). Sonlu hacim ayrıklaştırması, bu denklemlerin sonlu bir hacim boyunca entegre edilmesi esasına dayanmaktadır. Akışın  $\phi$  gibi bir taşınım özelliğinin (örneğin sıcaklık) konveksiyon ve difüzyon taşınım denklemi kartezyen tansör notasyonunda,

$$\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} + \rho \frac{\partial (U_j \phi)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) + S \quad (2.2)$$

ayrıklaştırma işlemi şeklinde ifade edilebilmektedir (Johnson, 1998). Burada;  $U$  üç ayrı yöndeki hızları,  $\phi$  akışın herhangi bir taşınım özelliğini,  $\Gamma$  difüzyon katsayısını ve  $S$  kaynak terimini tanımlamaktadır. Sade ve mümkün olduğu kadar basit bir denklem formu elde etmek amacıyla, denklem daimi ve bir boyutlu formda yazılacak olursa,

$$\rho \frac{d(U\phi)}{dx} = \frac{d}{dx} \left( \Gamma \frac{d\phi}{dx} \right) + S \quad (2.3)$$

denklemini elde edilir.



**Şekil 2.1** : Hesaplama kontrol hacmi.

Bu denklem, Şekil 2.1'de görülen kontrol hacmi boyunca entegre edilirse, giriş ve çıkış yüzeylerinin birim değerinde olduğu kabul edilerek ( $A_e=A_w=1$ )

$$\int_w^e \rho \frac{d}{dx} (U\phi) dx = \int_w^e \left[ \frac{d}{dx} \left( \Gamma \frac{d\phi}{dx} \right) + S \right] dx \quad (2.4)$$

yazılabilmektedir. Bahse konu denklemin sol tarafının integralden çıkarılmasıyla,

$$SOT = (\rho U \phi)_e - (\rho U \phi)_w \quad (2.5)$$

ve sağ tarafının integralden çıkarılıp kaynak terimin bağımlı değişkenin bir fonksiyonu olarak lineer hale getirilmesiyle,

$$\text{SAT} = \left( \Gamma \frac{d\phi}{dx} \right)_e - \left( \Gamma \frac{d\phi}{dx} \right)_w + S_U + S_p \phi_p \quad (2.6)$$

denklemini elde edilir. Burada  $S_U$  daha sonra cebirsel denklemin sağında kalacak olan kaynak terimden gelen sabit sayıyı ve bağımlı değişkenin  $S_p$  sabit sayıdan gelen katsayıyı göstermektedir.  $SOT$  ve  $SAT$ , sırasıyla denklemin sol ve sağ taraflarını ifade etmektedir. Difüzyon terimleri genel olarak merkezi farklar ile interpolate edilmektedir (Versteeg ve Malalasekera, 1995). Merkezi farklar kullanılacak olursa  $SAT$ 'taki ilk bileşen,

$$\left( \Gamma \frac{d\phi}{dx} \right)_e = \Gamma \left( \frac{\phi_E - \phi_P}{\delta x_e} \right)_w \quad (2.7)$$

şeklini alır. Konvektif terimler için, birinci derece ileriye doğru (upwind), merkezi farklar, QUICK (Quadratic Upwind Interpolation for Convective Kinematics) (Versteeg ve Malalasekera, 1995), MUSCLE (Monoton Ustream-Centered Schemes for Conservation Laws) (Blazek, 2001) ve değişik şemaları karıştırarak kullanan melez yapıda olanlar gibi pek çok farklı özelliklerde ayrıklaştırma şeması mevcuttur (Ferziger ve Peric, 2002) (Hoffmann ve Chiang, 2000). rnek olarak, hesaplamalı analizlerde sıkça kullanılan ‘‘ikinci derece ileriye doğru’’ interpolasyon şeması ele alınacak olursa (Davidson, 2005),  $\delta x_e = \delta x_w = \delta x$  kabulüne dayanılarak,

$$\phi_e = \frac{3}{2} \phi_P - \frac{1}{2} \phi_W + O((\Delta x)^2) \quad (2.8)$$

$$\phi_w = \frac{3}{2} \phi_W - \frac{1}{2} \phi_{WW} + O((\Delta x)^2) \quad (2.9)$$

şeklinde yüzeylerdeki  $\phi$  değerleri belirlenebilmektedir. Bu noktada,  $\phi$  değerlerinin katsayılarının ağ örgüsü aralıkları  $\delta x$  'in eşit olmadığı durumda farklı değerler alacağını belirtmekte fayda vardır. Yüzeylerdeki  $\phi$  değerleri denklem 2.8 ve 2.9'da yerlerine yazılacak olursa,

$$\begin{aligned}
& (\rho U)_e \left( \frac{3}{2} \phi_P - \frac{1}{2} \phi_W \right) - (\rho U)_W \left( \frac{3}{2} \phi_W - \frac{1}{2} \phi_{WW} \right) \\
& = \frac{\Gamma}{\delta x} (\phi_E - 2\phi_P + \phi_W) + S_U + S_P \phi_P
\end{aligned} \tag{2.10}$$

denklemini bulunur. Böylece,

$$a_P \phi_P = a_W \phi_W + a_E \phi_E - a_{WW} \phi_{WW} + S_U = \sum_{km} a_{km} \phi_{km} + S_U \tag{2.11}$$

şeklinde lineer bir denklem sistemi elde edilmiş olur. Buradaki km indisi P hacmine komşu hacimleri göstermektedir. Bu denklem sistemi Gauss-Seidel (Hoffmann ve Chiang, 2000) gibi iteratif bir denklem çözücü ile çözülebilmektedir.

### 2.3 SIMPLE Algoritması

Momentum için çözümü yapılan lineer olmayan Navier-Stokes denklemleri de sonlu hacim ayrıklaştırma yöntemi ile taşınım denklemlerine benzer şekilde ayrıklaştırılabilmektedir.

$$\frac{dU_i}{dx_i} = 0 \tag{2.12}$$

$$\rho \frac{dU_i}{dt} + \rho \frac{d(U_j U_j)}{x_j} = - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \mu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \tag{2.13}$$

Daimi, bir boyutlu Navier-Stokes denklemi, süreklilik denklemi ve X yönündeki momentum denklemi olarak taşınım denklemleri ile benzerliği sağlamak amacıyla,  $\phi = U$  eşitliği geçerli olmak üzere,

$$\frac{dU}{dx} = 0 \tag{2.14}$$

$$\rho \frac{d}{dx} (U\phi) = - \frac{dP}{dx} + \frac{d}{dx} \left( \mu \frac{d\phi}{dx} \right) \tag{2.15}$$

şeklinde yazılabilmektedir. Taşınım denklemleri çözüldükten sonra, kontrol hacmi yüzeylerindeki hız değerlerinin bilindiği varsayılmaktadır. Navier-Stokes denklemlerinde ise amaç, hız ve basınç değerlerini çözmektir. Ancak, hız ve basınç alanları, denklemleri çözmeden önce bilinmemektedir. Üstelik basıncı belirlemeyi sağlayan bir denklem de mevcut değildir. Bu güçlüğü aşmak için geliştirilmiş olan

SIMPLE (Semi-Implicit Metot for Pressure-Linked Equations) (Patankar ve Spalding, 1972) ve türevleri SIMPLER (Patankar, 1980) SIMPLEC (Van Doormall ve Raithby, 1984) ve PISO (Issa, 1986) süreklilik denklemini basınç alanı için indirekt bir denklem olarak kullanmaktadırlar.

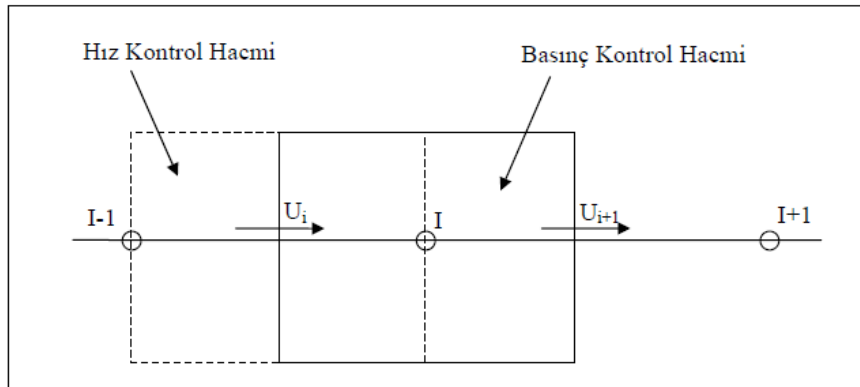
Basınç ve hız değerlerinin kontrol hacminin merkezinde tutulması, basınç alanında salınımın neden olmaktadır. Buna göre momentum denklemlerinin X bileşeninde var olan  $-\frac{dP}{dx}$  terimi Şekil 2.1'deki kontrol hacmi boyunca entegre edilerek merkezi farklar kullanılacak olursa,  $\delta x_e = \delta x_w = \delta x$  kabulü yapılarak,

$$\int_w^e -\frac{dP}{dx} dx = \left(-\frac{dP}{dx}\right)_e - \left(-\frac{dP}{dx}\right)_w = -\left(\frac{P_E - P_P}{2}\right) + \left(\frac{P_P + P_W}{2}\right) = \left(\frac{P_W - P_E}{2}\right) \quad (2.16)$$

denklemini elde edilmektedir. Bu durumda  $P_W$ ,  $P_P$  ve  $P_E$  noktaları, örnek olarak 100, 50, ve 100 gibi salınan değerler içeriyor ise  $P$  noktasındaki gradyan “var olduğu” halde yukarıdaki ayrıklaştırmaya göre sifira eşit olacaktır. Bunu engellemenin bir yolu olarak basınç düzeltme tekniklerinde (Patankar, 1980) kaydırılmış ağ örgüsü kullanılmaktadır. Buna göre,  $U$ ,  $V$ , ve  $W$  momentum denklemleri sırasıyla  $x$ ,  $y$  ve  $z$  önlerinde kaydırılmış noktalarda ayrıklaştırılmaktadır. Şekil 2.2’de bir boyutlu kaydırılmış kontrol hacimleri görülmektedir. Bu şekildeki indisler kullanılacak olursa,  $-\frac{dP}{dx}$  türevi,  $i$  merkezli kontrol hacmi boyunca entegre edilerek,

$$-\int_{\Delta V_i} \left(-\frac{dP}{dx}\right)_i dx = P_{i-1} - P_i \quad (2.17)$$

denklemini elde edilir.



**Şekil 2.2 :** Kaydırılmış kontrol hacmi.

Böylece hızlara ait kontrol hacimlerinde, yüzeylerdeki basınç değerleri interpolasyon işlemi gerçekleştirilmeden bilindiği için türevin sıfır çıkmasının önüne geçilmiş olur. Şekil 2.2’de indisler kullanılarak 1 boyutlu daimi momentum denklemi, basitleştirme amacıyla kontrol hacimlerinin giriş ve çıkış yüzeylerinin alanı 1’e eşit alınarak ayrıklaştırılacak olursa konvektif terim,

$$\int_{\Delta V_i} \frac{d}{dx} (\rho U \phi) dx = [(\rho U \phi)_I - (\rho U \phi)_{I-1}] \quad (2.18)$$

difüzyon terimi,

$$\int_{\Delta V_i} \frac{d}{dx} \left( \mu \frac{d\phi}{dx} \right) dx = \mu \left( \frac{\phi_{i+1} - \phi_i}{\delta x_i} - \frac{\phi_i - \phi_{i-1}}{\delta x_{i-1}} \right) \quad (2.19)$$

ve basınç terimi,

$$- \int_{\Delta V_i} \frac{dP}{dx} dx = (P_{I-1} - P_I) \quad (2.20)$$

şeklinde ifade edilebilmektedir. Konvektif terimde hızlara ait kontrol hacminin yüzeyindeki  $\phi$  değerleri için bir önceki alt başlıkta sözü edilen uygun bir ayrıklaştırma şeması (ikinci derece ileriye doğru gibi) uygulanmalıdır. Aynı nokta üzerindeki terimler çarpanlara ayrılıp,  $\phi = U$  yazılarak,

$$a_i U_i = a_{i-1} U_{i-1} + a_{i+1} U_{i+1} + (P_{I-1} - P_I) = \sum_{km} a_{km} U_{km} + (P_{I-1} - P_I) \quad (2.21)$$

denklemi elde edilir. Denklem çözülmesi için basınç değerlerinin bilinmesi gerekmektedir. Bunun için geliştirilmiş olan basınç düzeltme teknikleri hız ve basınçlar için bir düzeltme denklemi geliştirilmesine dayanmaktadır. Eğer düzeltme değerlerini “ ’ ” ve düzeltilecek olan değerleri “ \* ” ile gösterecek olursak,

$$U = U^* + U' \quad (2.22)$$

$$P = P^* + P' \quad (2.23)$$

şeklinde düzeltilmiş değerleri elde etmek mümkündür. Böylece x yönündeki momentum denklemi düzeltilecek olan değerler kullanılarak,



$$a_i U_i^* = \sum_{km} a_{km} U_{km}^* + (P_{i-1}^* - P_i^*) \quad (2.24)$$

biçiminde yazılabilir. Momentum denkleminin ayrıklaştırılmış hali,  $U'$  için de geçerli olacaktır. Buna göre,

$$a_i U_i' = \sum_{km} a_{km} U_{km}' + (P_{i-1}' - P_i') \quad (2.25)$$

olmaktadır. SIMPLE metodunda denklemdeki  $\sum_{km} a_{km} U_{km}'$  terimi işlemlerin basitleştirilmesi amacıyla ihmal edilmektedir. Böylece hız düzeltmesi,

$$U_i' = \frac{(P_{i-1}' - P_i')}{a_i} \quad (2.26)$$

halini almaktadır. Basınçların düzeltme değerlerini bulabilmek için ise, basınç düzeltme denklemi kullanılmaktadır. Bu denklemin elde edilmesi için süreklilik denkleminin basınçların merkezde oldukları kontrol hacimlerinde ayrıklaştırılmasından yararlanılmaktadır. Süreklilik denklemi bu kontrol hacminde giriş ve çıkış yüzeyleri 1'e eşit alınarak,

$$(\rho U')_{i+1} - (\rho U')_i = (\rho U^*)_{i+1} - (\rho U^*)_i = b_i' \quad (2.27)$$

denklemi elde edilir. Burada  $b_i'$  süreklilik hatasını ifade etmektedir. Yakınsamanın sağlanması durumunda sıfır olması gerekmektedir. Bu denklemde  $U'$  değerleri momentum denkleminde elde edildikleri şekilde yerlerine yazılacak olursa,

$$a_i P_i' = \sum_{km} a_{km} P_{km}' + b_i' \quad (2.28)$$

halinde elde edilmiş olur. Bu denkleme basınç düzeltme denklemi adı verilmektedir. Özetlenecek olursa süreç,  $P^*$  basınç değerlerinin düzeltilecek olan bileşenlerinin ve ilk hız değerlerinin tahmin edilmesiyle başlamaktadır. Momentum denklemlerinin çözülmesi ile  $U^*$ ,  $V^*$ ,  $W^*$  hızların düzeltilecek olan değerleri elde edilmiş olur. Basıncın düzeltme bileşeni olan  $P'$ , basınç düzeltme denklemi kullanılarak hesaplandıktan sonra hız ve basınç değerleri,

$$U_i = U_i^* + \frac{(P_{i-1}' - P_i')}{a_i} \quad (2.29)$$

$$P_1 = P_1^* + P_1' \quad (2.30)$$

düzeltilmeler ile hesaplanabilmektedir. Bu iteratif süreç süreklilik hatası  $b_1'$ , sıfıra eşit oluncaya kadar veya belirlenmiş herhangi bir yakınsama zorunluluğu sağlanıncaya kadar devam etmektedir. Sürecin türetilmesi sırasında ihmal edilen  $\sum_{km} a_{km} U'_{km}$  nihai sonuca etki etmemektedir. Zira yakınsamış bir çözüm sonrası  $P=P^*$  ve  $U=U^*$  olmaktadır.

## 2.4 Lineer Denklem Çözümü

Hesaplamaların yapılacağı akış hacminin zamansal ve uzaysal olarak ayrıklaştırılmasının sonucunda daha önceki başlıklarda da bahsedildiği gibi lineer bir denklem sistemi elde edilmektedir. CFD uygulamalarında genellikle büyük boyutlara ulaşan lineer denklem sistemi Gauss-Jordan gibi eleme yöntemleri yerine sonuca çok daha hızlı ulaşılmasını sağlayan iteratif algoritmalar kullanılmaktadır. Gauss-Seidel (G-S) var olan pek çok yöntem arasında en çok tanınan ve kullanılanlardan biridir. Bu çalışmada da lineer denklem sistemi G-S ile çözülmüştür. İteratif bir metod olmasına karşın G-S çok büyük boyutlara ulaşabilen denklem sistemlerinde küresel hatayı gidermekte güçlük çekme eğilimindedir. Dolayısıyla bu denli büyük denklem sistemlerinin yakınsamasını hızlandırmak için Algebraic Multigrid adı altında geliştirilmiş bir algoritmalar bulunmaktadır. AMG, denklem sistemindeki küresel hatayı daha az eleman içeren alt sistemlere aktararak, çözümün alt seviyedeki sistemlerde gerçekleştirilmesi ve düzeltmelerin tekrar en üst seviyedeki sisteme gönderilmesi mantığına dayanmaktadır. Alt sistemlerde bulunan eleman sayısı ana sisteme göre çok daha az olduğundan küresel hatanın minimuma indirilmesi için gereken süre önemli ölçüde kısalmaktadır. AMG ile ilgili detaylı bilgi Wesseling (1992)'de ve bu çalışmada kullanılan teknik hakkında detaylı bilgiye Fluent Inc. (2014)'dan ulaşılabilir.

## 2.5 Türbülans Modellemesi

Türbülans; akışkan hareketlerinin çeşitli büyüklüklerde uzay ve zamana göre farklılıklar gösterdiği dolayısıyla istatistiksel olarak da belirgin bir ortalamanın ayırt edilmesinin güç olduğu herhangi bir kuralı olmayan akış hareketi olarak tanımlanabilir (Hinze, 1975). Bradshaw (1971) ise türbülansı, girdap uzamasının hız

salınımlarını viskoz kuvvetlerin ve sınır koşullarının minimum ve maksimum aralığı belirlediği tüm dalga boylarına yayılmasına neden olan üç boyutlu zamana bağlı bir hareket olarak nitelendirmektedir. Akış alanındaki hareketi tanımlayan Navier-Stokes (N-S) denklemleri sıkıştırılmaz akışlar için kartezyen tansör notasyonunda,

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.31)$$

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial (u_j u_i)}{\partial x_j} = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.32)$$

şeklinde ifade edilmektedir. Buradaki değişkenler hem zamana hem de uzaysal koordinatlara bağıllık gösteren anlık niceliklerdir.

Türbülanslı akış, hız alanındaki çalkalanmalar şeklinde tanımlanabilir. Bundan dolayı, sayısal çözüm ağındaki elemanların en küçük türbülans boy oranından daha küçük boyutlarda modellenmesi ve çözüme ait zaman adımının akımdaki en hızlı çalkalanmadan daha yavaş şekilde çözülmesine DNS (Direct Numerical Simulation) adı verilir. Korunum denklemleri, zamana göre ortalama, grup ortalaması veya küçük ölçekteki oluşumları yok edecek şekilde kontrol edilmiş biçimde olabilir. Sonuç olarak hesaplamalı olarak çözülecek denklemler çözüm için daha uygun hale gelebilmektedir. Fakat bu şekilde modifiye edilmiş denklemler bilinmeyen değişkenler içerebilir, bundan dolayı türbülans modellemesi bu değişkenlerin bilinenler cinsinden belirlenebilmesi için gereklidir. Genellikle, yaygın olarak kullanılan her iki RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes) ve LES (Large Eddy Simulation) yöntemlerinde küçük ölçekteki çalkalanmaların direkt olarak modellenmesi gerekmediğinden N-S denklemlerini çözmek için kullanılabilir (Samy ve Mofreh, 2011).

Tez kapsamında işlem gücü ve zaman kısıtlamaları sebebi ile LES yöntemine sadece geçişim kısmında, basınç dalgalanmalarındaki farkı RANS yönteminden ne kadar farklı yakaladığı görülebilmesi açısından başvurulmuştur.

### 2.5.1 Türbülans ve gürültü ilişkisi

Akışkan içerisinde katı bir cisim veya yüzey tarafından aeroakustik gürültü oluşumu ilk olarak Lighthill tarafından tanımlanmıştır (Lighthill, 1952) (Lighthill, 1954). Lighthill çalışmasında viskozitenin etkilerini de hesaba katan Reynolds'un lineer

olmayan momentum denklemini, ısı iletimini ve Reynolds stres ifadelerini alarak homojen olmayan dalga denklemi türetmiştir. Türetilen bu homojen olmayan dalga denklemi ifadesi ile herhangi bir  $x$  noktasında ve  $t$  anındaki akustik basınç ( $p$ ) terimini bulmak mümkündür.

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} p - \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} p = - \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} T_{ij} \quad (2.33)$$

Akışkan için viskoz ve basma gerilmesinin ihmal edersek,  $T_{ij}$  stres tensörü yaklaşık olarak Reynolds stres terimine ( $\rho v_i v_j$ ) eşit duruma gelir. Bu durumda bir hacime yayılmış türbülans tarafından indüklenen gürültü aşağıdaki ifade ile elde edilebilir:

$$p(\vec{x}, t) = - \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V T_{ij}(\vec{y}, t - \frac{r}{c_0}) \frac{dV(\vec{y})}{4\pi|\vec{x} - \vec{y}|} \quad (2.34)$$

Frekans düzleminde türbülans bölgesinden yayılan gürültü aşağıda verilen modifiye edilmiş Helmholtz integral denklemi ile elde edilebilir:

$$p(\vec{x}, \omega) = \int_S \left\{ G(\vec{x}, \vec{y}, \omega) \frac{\partial}{\partial n} p(\vec{y}, \omega) - p(\vec{x}, \vec{y}, \omega) \frac{\partial}{\partial n} G(\vec{x}, \vec{y}, \omega) \right\} dS(\vec{y}) + p_i(\vec{x}, \omega) \quad (2.35)$$

Burada  $G(\vec{x}, \vec{y}, \omega)$  fonksiyonu açık alan Green fonksiyonudur ve aşağıdaki şekilde tanımlanmıştır:

$$G(\vec{x}, \vec{y}, \omega) = \frac{e^{jkr}}{4\pi r}, \quad r = |\vec{x} - \vec{y}| \quad (2.36)$$

Denklemin 2.35'de tanımlanmış integral ifade, Helmholtz denklemine ek olarak tanımlanmış bir kaynak terimin ilave edilmesiyle elde edilmiştir.

### 2.5.2 Duvar fonksiyonu

Akışın türbülanslı olduğu durumda, akış duvar etkisinden dolayı önemli ölçüde etkilenirler. Duvara yakın bölgede viskoz kaynaklı sönümlenme türbülans dalgalanmalarında azalma beklenir. Yüzeyden dik yönde uzaklaşıldıkça yüksek hız gradyanı nedeniyle türbülans kinetik enerjisi oluşumu hızla artış gösterir. Bundan

dolayı duvara yakın bölgelerin sayısal olarak yeterli hassasiyette çözümlenmesi büyük önemlidir. Duvar yüzeyindeki kayma gerilmeleri akış alanında oluşan girdaplılığın ve türbülansın temel kaynaklarıdır. Dolgun ve akım hattı formlu cisimler gibi pek çok mühendislik uygulamasında duvar kenarlarının hesabı genel akış alanında alınacak sonucu doğrudan etkilemektedir (Ünal, 2007).

Duvara yaklaşıldıkça, viskoz kuvvetler atalet kuvvetlerine göre baskın karakterde olmaktadır. Bu bölgedeki akış viskoz kuvvetlerden büyük oranda etkilenirken serbest akım parametrelerinden bağımsızdır. Ortalama hızlar sadece duvardan uzaklık, kinematik viskozite ve duvar kayma gerilmesine,  $\tau_w$  bağlıdır. Zira duvar cidarında laminar ve türbülanslı hareketten oluşan toplam gerilmeler duvar kayma gerilmesine eşittir. Bu bağıntıyı,

$$U^+ = f(y^+) \quad (2.37)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada  $U^+$ , duvar cidarındaki boyutsuz hız değerini,  $y^+$  ise duvardan boyutsuz uzaklığı temsil etmektedir. Burada  $U^+$  ve  $y^+$  sırasıyla,

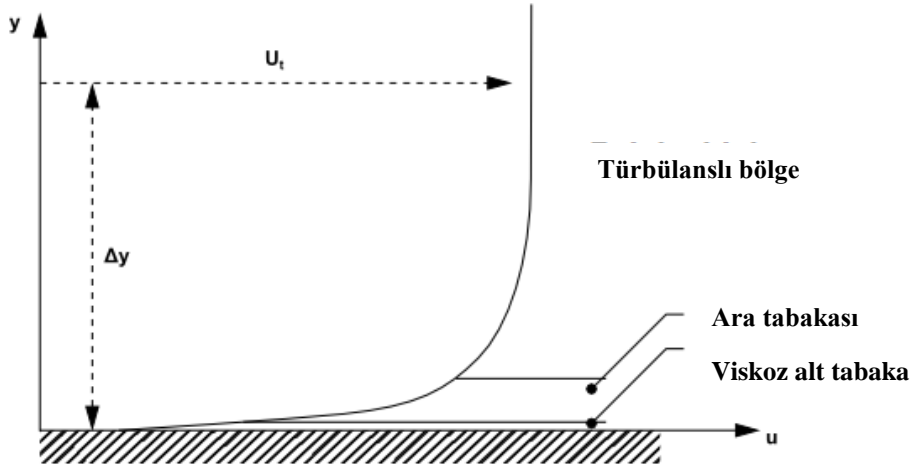
$$U^+ = \frac{U}{u_\tau} \quad (2.38)$$

$$y^+ = \frac{\rho u_\tau y}{\mu} \quad (2.39)$$

şeklinde verilmektedir.  $u_\tau$ , bu bölgede kullanılan ve boyut analizi ile elde edilmiş olan sürtünme hızıdır.

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (2.40)$$

Denklem 2.38’de verilen bağıntı “Duvar kuralı” olarak tanımlanmaktadır. Şekil 2.3’de gösterildiği üzere türbülanslı bölge iç ve dış olmak üzere iki kısımda incelenir, iç kısım ise yine logaritmik ve viskoz alt tabaka olmak üzere ikiye ayrılır.



**Şekil 2.3 : Türbülanslı bölge tanımı.**

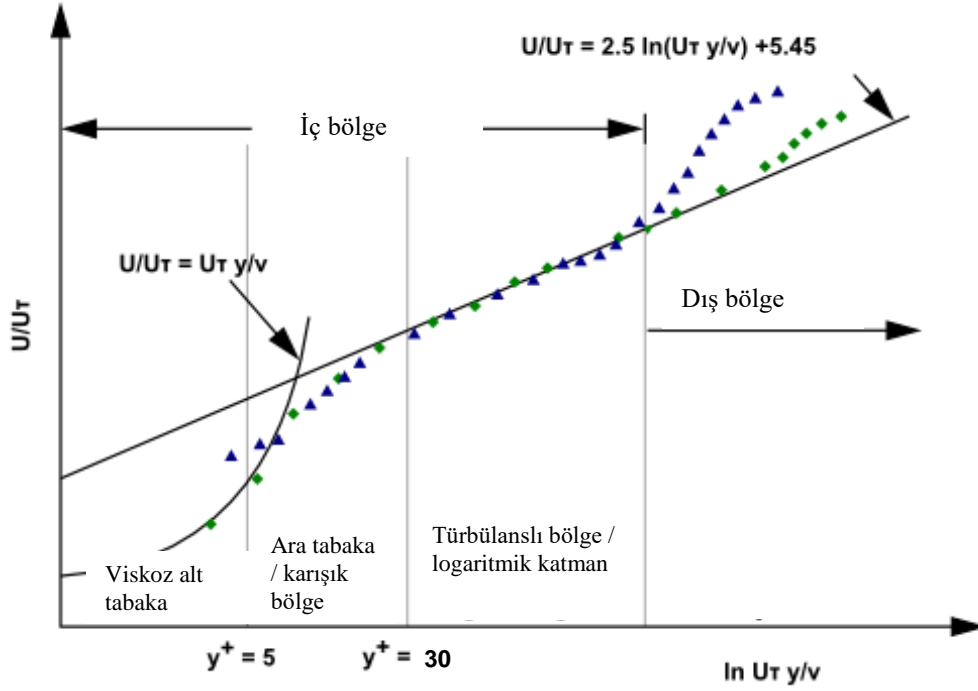
$y^+ \leq 5$  aralığında viskoz alt tabaka çok ince olduğundan dolayı denklem 2.39  $y^+ = f(y^+)$  olarak ifade edilebilir yani  $U^+ = y^+$  eşitliği geçerli olabilmektedir.  $U^+$ 'a bağlı  $y^+$  grafiği Şekil 2.4'te verilmiştir.

Logaritmik tabaka ise tamamen türbülansın ve neden olduğu gerilmelerin etkili olduğu bölgedir. Bu bölgede,

$$U^+ = \frac{1}{k} \ln y^+ + C \quad (2.41)$$

olarak ifade edilebilir. Bu eşitlik logaritmik duvar fonksiyonu olarak bilinmektedir. Eşitlikteki C sabiti pürüzsüz yüzeyler için yaklaşık 5'tir.

Logaritmik tabaka yaklaşık olarak  $30 \leq y^+ \leq 500$  aralığında yer almaktadır.  $5 \leq y^+ \leq 30$  arasındaki tampon bölge ise hem türbülansın hem de viskoz kuvvetlerin etkisi altında olup buna bağlı olarak türbülanslı akışın zaman zaman laminara dönüşmesiyle (veya tam tersi) meydana gelen "aralıklılığın" yüksek olduğu geçiş bölgesidir.



Şekil 2.4 :  $y^+$  grafiği (Fluent Inc, 2014).

Türbülans modelleri türbülanslı akışlar için geliştirildikleri için, duvar sınır koşulu ile tanımlanan bölgelerin çözüm ağı modelleri titizlikle hazırlanması gerekmektedir. Zira, örnek olarak duvar kenarındaki ilk ağ örgüsünün logaritmik bölgede olması ile viskoz alt tabakada olması durumunda türbülans değişkenleri benzer değildir.

$k-\omega$  türbülans modelindeki en büyük avantajı herhangi bir sönümlenme fonksiyonu gerektirmeksizin duvar yüzeyine kadar çözülebilir olmasıdır. Wilcox (1988a) ve Wilcox (1988b) pertürbasyon analizi ile  $\omega$ 'nın duvardaki limit değerini,

$$\omega = \frac{6\nu}{\beta_1 y^2} \quad (2.42)$$

olarak verilmektedir.  $k$  ise duvar üzerinde sıfırdır. Buna göre  $y^+ < 1$  olması ve  $y^+ 2.5$  içinde birkaç ağ örgüsünün bulunması koşuluyla model hiçbir değişikliğe uğramadan kullanılabilir. Menter (1994) türbülanslı düz levha için  $y^+ \approx 3$  'e kadar sonucun değişmediğini yazmıştır. SST modelinde standart  $k-\omega$  modeline göre tek fark  $\omega$ 'nın sınırdaki,

$$\omega = 10 \frac{6\nu}{\beta_1 (\Delta y)^2} \quad (2.43)$$

olarak hesaplanmasıdır. Burada  $\Delta y$  duvar kenarındaki ilk ağ örgüsü ile ikincisi arasındaki mesafedir. Duvara kadar çözüm yapılması elbette türbülans modellerini en

doğru sonucu verecektik. Ancak  $y^+ < 1$  şartının sağlanması özellikle yüksek olduğu Reynolds sayıları için çok yüksek düzeyde hesaplama kapasitesi gerektirdiğinden dolayı neredeyse imkansızdır. Zira duvara normal yönde gereken şart sağlansa da yan oranlarının büyük miktara artması, nümerik yakınsama güçlükleri ve hassasiyetin azalması sorunlarını beraberinde getirmektedir.

Bu tezin kapsamında duvar kayma gerilmemesinin doğru hesaplanması kritik olduğu için boyutsuz  $y^+$  değeri 1'e yakın olacak şekilde hesaplamalar gerçekleştirilmiştir.

### 2.5.2.1 Standart k- $\omega$ modeli

k -  $\omega$  modellerinin, modelleri geliştiren ve iyileştiren en önemli araştırmacılardan biri olan Wilcox (1988) tarafından k -  $\varepsilon$  modeline göre çok daha sade temellere dayandığı ifade edilmektedir. Wilcox'a göre, türbülans araştırmacısı Kolmogorov tamamen boyut analizi ve sezgisel yaklaşımlar ile çok karmaşık türbülans disipasyonu taşınım denkleminde modellenen  $\varepsilon$  yerine birim kinetik enerjide disipasyon miktarını gösteren  $\omega$  değişkeni için bir diferansiyel denklem geliştirmiştir.  $\omega$ 'nın kinetik enerjinin yok olduğu bir frekans karakteristiği gibi düşünülmesi de mümkündür.  $\omega$  genel olarak disipasyonun kinetik enerjiye oranı olarak düşünülmektedir. Yıllar içerisinde  $\omega$  denklemi pek çok değişik formda modellenmiş, fakat (1988a), "Standart k -  $\omega$  modeli" olarak literatürdeki yerini almıştır. Zaman içerisinde bu modelin zaafı görülmüş, araştırmacılar özellikle serbest akım türbülans değerlerinden modelin fazlasıyla etkilendiğini vurgulamışlardır (Menter, 1992a). Standart k -  $\omega$  modeli k -  $\varepsilon$  temelli modellere göre özellikle sınır tabaka akışlarında üstün performans göstermektedir. Günümüze kadar, yapılan modifikasyonlar  $\omega$  taşınım denkleminde yoğunlaşarak, k -  $\omega$  modelinin pek çok farklı formu geliştirilmiştir.

k -  $\omega$  modellerinde kinetik enerji taşınım denklemi k -  $\varepsilon$  modelleri ile aynıdır. Yalnızca bu modellerin farklı olmasını sağlayan  $\beta_k$  sabiti,  $C_\mu$  sabitinin yerini almaktadır. Buna göre türbülans kinetik enerjisi taşınım denklemi  $\omega = \varepsilon / \beta_k k$  eşitliği kullanılarak,

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (kU_j) = \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \beta_k \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (2.44)$$

şeklini almaktadır. Türbülans viskozitesi ise,



$$v_t = \frac{k}{\omega} \quad (2.45)$$

şeklinde hesaplanmaktadır.

$k - \omega$  modellerinin,  $k - \epsilon$  modellerine göre önemli bir avantajı, denklemlerin viskoz alt tabakaya kadar çözülebilir olmasıdır. Pertürbasyon analizi ile Wilcox (1988b) viskoz alt tabakada  $\omega$  için duvardaki sınır şartının,

$$\omega_\omega = \frac{6\nu}{\beta_\omega y^2} \quad (2.46)$$

olduğunu göstermiştir. Burada  $\omega_\omega$ , duvardaki  $\omega$  değerini  $\beta_\omega$ ,  $\omega$  denkleminde geçen bir katsayıyı ve  $y$  duvara olan mesafeyi göstermektedir.

### 2.5.2.2 SST $k-\omega$ modeli

Standart  $k - \omega$  modeli sınır tabaka akışlarında çok iyi sonuçlar veriyor olsa da, Menter (1992)'in ters basınç gradyanı içeren sınır tabaka akışları için yaptığı türbülans modelleri karşılaştırmasında, standart  $k - \omega$  modeliyle gerçekçi hız profillerinin yanı sıra, gereğinden fazla kayma gerilmesi hesaplandığı belirtilmektedir. Söz konusu çalışmada, Menter bunun nedeninin modelin kayma gerilmesinin taşınımının hesabını içermediğini belirtmiş ve türbülans viskozitesinin hesabında yaptığı küçük bir değişiklik ile sonuçların iyileştirilmesini sağlamıştır.

Çalışmada türbülans viskozitesinin standart tanımının ters basınç gradyanını içeren akışlarda hatalı sonuçların kaynağı olduğu belirtilmektedir. Buna bağlı olarak Menter (1993) türbülans viskozitesinin hesabında pratik bir değişiklik yaparak kayma gerilmesinin 0.3 (Bradshaw sabiti)  $k$ 'den daha büyük çıkmamasını sağlamıştır. Ayrıca türbülans viskozitesinin hesabına akıllı bir fonksiyon ekleyerek bu değişikliğin yalnızca sınır tabaka bölgesinde kalmasını sağlamıştır. Buna göre türbülans viskozitesinin hesabı,

$$v_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega; \Omega F_2)} \quad (2.47)$$

şeklinde değiştirilmiştir. Burada  $a_1$ , 0.3'e eşit sabit sayıyı göstermektedir.  $\Omega$  sınır tabaka içerisinde iki boyutlu bir akış için düşünülecek olursa  $\partial U / \partial y$  türevini

göstermekte, ancak genel kompleks akışlar için girdaplılık büyüklüğü olarak alınabilmektedir.  $F_2$  ise sınır tabaka içerisinde 1 ve dışında 0 olan, iki değer arasındaki geçişinde yumuşak biçime olmasını sağlayan akıllı bir fonksiyondur. Buna göre  $F_2$  fonksiyonu,

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2) \quad (2.48)$$

$$\arg_2 = \max\left(\frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}; \frac{500\nu}{y^2\omega}\right) \quad (2.49)$$

şeklinde tanımlanmaktadır. Burada  $y$  ile duvardan normal yöndeki uzaklık ifade edilmektedir.

Standart  $k - \omega$  modelinin özellikle serbest kayma akışlarında  $\omega$ 'nın giriş sınırındaki değerlerinin aşırı derecede bağlı olduğunu ve türbülans viskozitesinin değerlerini iki kattan fazla değiştirebildiğini göstermiştir ve  $\omega$  taşınım denkleminde bazı eklentilerin yapılması gerektiğini belirtmiştir. Böylece Menter (1993), sınır tabaka içerisinde, bu bölgede çok başarılı olan orijinal  $k - \omega$  modelini kullanıp serbest kayma akışlarında ise modelin serbest akım değerlerine bağlılığından kurtulmayı amaçlayarak  $\omega$  taşınım denkleminde önemli değişiklik yapmıştır. Denklem standart  $k - \varepsilon$  modelinde kullanılan  $\varepsilon$  taşınım denkleminde değişken dönüşümü yapılarak kullanılmakta ve böylece standart  $k - \omega$  modelinde kullanılan  $\omega$  taşınım denkleminde “çapraz difüzyon” adı verilen terim eklenmektedir. Ancak bu terimin sınır tabakada çok başarılı olan orijinal formu etkilememesi için (-ki etkilemektedir (Wilcox, 1998) akıllı bir fonksiyon ile bu terimin yalnızca serbest akışlarda ve sınır tabakanın üst bölgelerinde kullanılması sağlanmıştır. Buna göre SST  $k - \omega$  modeli, türbülans viskozitesinin hesabında daha önce sözü edilen değişiklik dışında, sınır tabaka içerisinde orijinal  $k - \omega$  modelini, serbest kayma akışlarında ise standart  $k - \varepsilon$  modelini kullanmaktadır. SST modelinde kullanılan türbülans kinetik enerjisi  $k$  ve spesifik disipasyon  $\omega$ , denklemleri,

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (kU_j) = \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \beta_k \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (2.50)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\omega U_j) = \frac{\gamma}{\nu_t} \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \beta_\omega \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2(1 - F_1) \sigma_{cd} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (2.51)$$

şeklinde ifade edilmektedir.

### 3. AKIŞ GÜRÜLTÜSÜ

#### 3.1 Temel Kavramlar

Akustiğin ana odak noktası insan kulağı tarafından algılanabilen dalgalar halinde yayılan düzensiz basınç değişimlerini inceleme üzerinedir. İnsan kulağı 20 Hz ile 20 kHz aralığında değişen basınç dalgalarını yakalayabilmektedir (Hirschberg ve Rienstra, 2013).

Ses dalgasının frekansı, boyu, periyodu ve hızı bulunmaktadır. Bir saniyede oluşan titreşim sayısına (bir saniyede geçen dalga tepesi sayısı da denebilir) sesin frekansı denmektedir. Frekansın birimi Hertz (Hz)'dir. Dalga boyu, ses dalgasını oluşturan dalganın boyudur. İki dalga tepesi veya iki dalga çukuru arasındaki mesafe olarak değerlendirilebilir.

Ses basıncı bir noktadaki basınç dalgalanmasıdır. Anlık ses basıncının toplam basınç içerisindeki zamana bağlı ifadesi aşağıdaki şekilde verilmektedir:

$$p_{top}(t) = p(t) + p_{statik}(t) \quad (3.1)$$

Burada eşitliğin sağ tarafındaki her iki terim de zamana bağlı birer fonksiyondur. Ancak statik basınç üzerindeki değişimler çok daha yavaştır. Bu yüzden genellikle sabit olarak kabul edilmektedir. Efektif ses basıncı için zamana bağlı basınç dadasının karekök ortalaması (RMS) alınarak elde edilir. Hava içerisinde ses hızı,  $c$ , ortam yoğunluğuna bağlı olarak aşağıdaki bağıntı ile hesaplanabilir:

$$c = \sqrt{\frac{\gamma p_{statik}}{\rho_{statik}}} \quad (3.2)$$

Burada  $p_{statik}$  statik basınç değerini,  $\rho_{statik}$  ortalama yoğunluk değerini ve  $\gamma$  ısı sığası oranını ifade etmektedir. Hava için basit olarak sıcaklığa ( $t$  °C) bağlı olarak ses hızı fonksiyonu aşağıdaki bağıntı ile ifade edilebilir:

$$c = 331.4 + 0.607 * t \quad (3.3)$$

Ses hızı genellikle deniz seviyesinde 15°C için 340 m/s'dir. Sesin su altında yayılımı sıcaklık, tuzluluk ve derinliğe göre değişkenlik göstermektedir. Su altında ses hızı havadakinin 4.3 ila 4.4 katı kadar değere sahiptir. Ses hızı su altı için yaklaşık 1500 m/s olarak kabul edilir. Anlık hızın referans ses hızına oranı boyutsuz bir katsayı olan Mach sayısı ile ifade edilmektedir:

$$Ma = \frac{v}{c} \quad (3.4)$$

Mach sayısının 1'den büyük olduğu durumlar ses üstü akış olarak tanımlanmaktadır. Ses üstü akışlar akustik araştırma alanı için akım gürültüsüne benzer şekilde lineer olmayan durum olarak sınıflandırılabilir.

Ses basınç düzeyi (SPL) insanların duyduğu düzeyi tanımlar ve dB birimi kullanılarak ölçülendirilir. Aşağıdaki şekilde tanımlanmaktadır:

$$SPL = 20 \log_{10} \frac{p_{rms}}{p_{ref}} = 10 \log_{10} \left[ \left( \frac{p_{rms}}{p_{ref}} \right)^2 \right] \quad (3.5)$$

Denklem 3.4'te kullanılan referans basınç değeri hava için  $2 \times 10^{-5}$  Pa olarak, diğer ortamlar için  $10^{-6}$  Pa olarak kabul edilmektedir.  $2 \times 10^{-5}$  Pa insan kulağının alt duyma eşliğidir ve 0 dB'e karşılık gelmektedir.

Ses düzeyini ifade etmek için kullanılan bir diğer metodoloji ise ses gücü düzeyidir. Benzer şekilde ses gücü düzeyi de dB birimi kullanılarak ölçülendirilir ve aşağıdaki şekilde tanımlanmaktadır:

$$dB = 10 \log_{10} \left( \frac{P_1}{P_2} \right) \quad (3.6)$$

Burada  $P_1$  ölçülen güç değerini,  $P_2$  ise referans güç değerini ifade etmektedir. Referans güç değeri bir çok ülkede  $10^{-12}$  W olarak kabul edilmektedir.

dB ölçüsünü aslında uzunluk veya kütle birimlerine benzer bir birim olarak değerlendirmemek gerekir. dB bize sadece referans bir değere göre nerede olduğumuzu gösteren bir seviye ölçütüdür ve logaritmik olarak ölçeklendirildiği unutulmamalıdır. Logaritmik olarak ölçeklendirme aslında 10'un kuvvetleri

mertebesindeki farklılıkların, sayısal değer olarak küçük görünmelerini sağlar. dB cinsinden değerler toplanmak istersek Çizelge 3.1 içerisinde verilen pratik hesaplama cetveli ve örnek tablo kullanılabilir (İlter, 2014):

**Çizelge 3.1 : Pratik hesap cetveli.**

Aradaki Fark (dB)	Eklenecek değer (dB)	Örnek (dB+dB=dB)
0-1	3	51+52=55
2-3	2	42+45=47
4-9	1	65+71=72
10+	0	45+55=65

Çizelge 3.1’de verilen pratik hesaplama aslında logaritmik ölçekte yapılan toplama işlemidir. Denklem 3.7’de verilen logaritmik ifade içerisindeki toplama ifadesi ile n adet farklı ses düzeyini toplamak da mümkündür:

$$dB = 10 \log_{10} \left( 10^{\frac{SPL1}{10}} + 10^{\frac{SPL2}{10}} \dots + 10^{\frac{SPLn}{10}} \right) \quad (3.7)$$

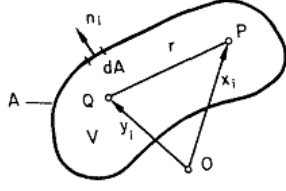
### 3.2 Dalga Denkleminin İntegrasyonu

Dalga denklemini basınç için integral denklem haline getirmek mümkündür. Gürültü kaynağını çevreleyen bir V hacmi içerisinde yer alan kapalı A yüzeyi için basınç pertürbasyonu aşağıdaki ifade kullanılarak hesaplanmaktadır:

$$p(x_i, t) = \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{1}{r} [q] dV(y_i) + \frac{1}{4\pi} \int_A \left\{ \frac{1}{r} \left[ \frac{\partial p}{\partial n} \right] + \frac{1}{r^2} \frac{\partial r}{\partial n} [p] + \frac{1}{c_0 r} \frac{\partial r}{\partial n} \left[ \frac{\partial p}{\partial t} \right] \right\} dA(y_i) \quad (3.8)$$

Burada r ilgilenen nokta olan P(x<sub>i</sub>) ve yayılım noktası olan Q(y<sub>i</sub>) arasındaki mesafeyi temsil etmektedir.

$$r = |x_i - y_i| = \sqrt{(x_1 - y_1)^2 + (x_2 - y_2)^2 + (x_3 - y_3)^2} \quad (3.9)$$



**Şekil 3.1** : Notasyonu gösteren bir çizim (Fuchs ve Michalke, 1973).

### 3.3 Yüzey İntegrasyonu

Yüzey elemanın vektörü ( $dA_j=n_jdA$ ) yüzey integralinin içerisine alınırsa yüzey integrasyonu (Y.İ.) ifadesi nihai olarak aşağıdaki halini alır:

$$Y.İ. = \frac{1}{4\pi} \int_A \frac{1}{r} \left[ \frac{\partial p}{\partial y_j} \delta_{ij} \right] dA_i + \frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_A \frac{1}{r} [p \delta_{ij}] dA_j \quad (3.10)$$

### 3.4 Hacim İntegrasyonu ve Gürültü Kaynakları

Bu bölümde hacim integrasyonunun üç farklı bileşeni olan  $q$  fonksiyonunun oluşturduğu  $p-p_0$  basınç alanına olan etkilerine yer verilmiştir.

$$q = q_1 + q_2 + q_3 \quad (3.11)$$

Denklem 3.11’de verilen üç bileşen aerodinamik olarak gürültü oluşumuna sebep olan gürültü noktasal kaynaklarının ifade edilmesi için bizlere yardımcı olmaktadır. Bu kaynaklar monopol, dipol ve kuadrupol kaynak olarak adlandırılmaktadırlar. Bu üç tip noktasal kaynak kinetik enerjiyi akustik enerjiye üç farklı yol ile aktarmaktadırlar.

#### 3.4.1 Monopol, dipol ve kuadrupol kaynaklar

$[q_1]/4\pi r$  üzerinde hacim integrallerinin oluşturduğu basınç varyasyonları aşağıdaki denklem ile ifade edilmektedir:

$$p - p_0 = \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{1}{r} \left[ \frac{\partial M}{\partial t} \right] dV \quad (3.12)$$

Denklem 3.12’de verilen formülden yola çıkılarak monopol kaynak için yayılım denklemini aşağıdaki biçimde elde edilebilir:

$$p_M - p_0 = \frac{\omega \rho_0 Q}{4\pi} \frac{f\left(t - \frac{r}{c_0}\right)}{r} \quad (3.13)$$

$[q_2]/4\pi r$  üzerinde hacim integrallerinin oluşturduğu basınç varyasyonları denklem 3.14 ile ifade edilmektedir:

$$p - p_0 = \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{1}{r} \left[ \frac{\partial F_i}{\partial y_i} \right] dV \quad (3.14)$$

Denklem 3.14'te verilen formülden yola çıkılarak dipol kaynak için yayılım denklemini aşağıdaki biçimde elde edilebilir:

$$\begin{aligned} p_D - p_0 &= -\frac{\omega \rho_0 Q h \cos \vartheta}{4\pi} \lim_{\Delta r \rightarrow 0} \left( \frac{g(t, r + \Delta r) - g(t, r)}{\Delta r} \right) = \\ &= -\frac{\omega \rho_0 h Q}{4\pi} \cos \vartheta \frac{\partial}{\partial r} g(t, r) \end{aligned} \quad (3.15)$$

Burada  $p_D$  için D alt indisi dipol kaynak terimini temsil etmektedir.  $[q_3]/4\pi r$  üzerinde hacim integrallerinin oluşturduğu basınç varyasyonları aşağıdaki denklem ile ifade edilmektedir:

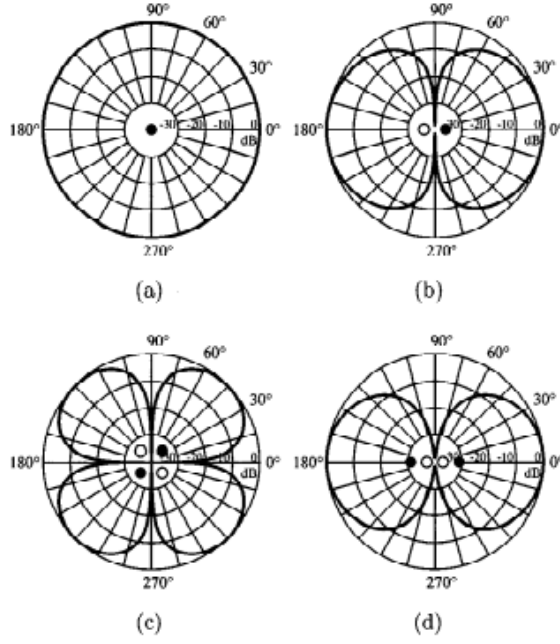
$$p - p_0 = \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{1}{r} \left[ \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} \right] dV \quad (3.16)$$

Denklem 3.16'da verilen formülden yola çıkılarak monopol kaynak için yayılım denklemini aşağıdaki biçimde elde edilebilir:

$r_1 \rightarrow r$

$r_2 \rightarrow r + \Delta r; \quad \Delta r = -l \cos \vartheta \quad (l \rightarrow 0 \text{ için})$

$$\begin{aligned} p_K - p_0 &= \frac{\omega \rho_0 M l \cos \vartheta}{4\pi} \lim_{\Delta r \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta r} \left( \frac{x_1 - l - y_1}{r + \Delta r} \frac{\partial}{\partial (r + \Delta r)} g(t, r + \Delta r) \right) \\ &= -\frac{x_1 - y_1}{r} \frac{\partial}{\partial r} g(t, r) = \frac{\omega \rho_0 (lM)}{4\pi} \cos \vartheta \frac{\partial}{\partial r} \left( \cos \vartheta \frac{\partial g}{\partial r} \right) \end{aligned} \quad (3.17)$$



**Şekil 3.2** : Teorik ses yayılım paternleri; a) monopol b) dipol c) enine kuadrupol d) boyuna kuadrupol (Russel ve diğ., 1998).

Dipol ve kuadrupol kaynak terimlerinin güç ifadeleri aşağıdaki gibidir:

$$\begin{aligned} \prod_D \infty \frac{\overline{F}_I^2 \omega^2}{\rho_0 c^3} \\ \prod_K \infty \frac{\overline{T}_{ij}^2 \omega^4}{\rho_0 c^5} \end{aligned} \quad (3.18)$$

Lighthill kaynakların frekanslarının ( $\omega$ )  $U_\infty/l$  ile orantılı olduğunu,  $T_{ij}$  teriminin  $\rho_0 U_\infty^2$  ile orantılı olduğunu çalışmalarında kabul olarak almıştır (Lighthill, 1952). Burada  $U_\infty$  ortalama çevre hızı,  $l$  ise türbülans düzeltme mesafesidir.

Curle  $F_i$  teriminin  $\rho_0 U_\infty/l$  ile orantılı olduğunu çalışmalarında kabul etmiştir (Curle, 1955). Bu ifadeleri Denklem 3.18'de  $l$ 'yi ihmal ederek yerine koyduğumuz zaman, dipol ve kuadrupol kaynak tiplerinin toplam akustik güç ifadesi için aşağıdaki denklemleri elde etmiş oluruz:

$$\begin{aligned} \prod_D \infty \rho_0 \frac{U_\infty^6}{c^3} \\ \prod_K \infty \rho_0 \frac{U_\infty^8}{c^5} \end{aligned} \quad (3.19)$$



Kuadrupol terim için açık akıştaki türbülanstan kaynaklanan gürültünün hız ifadesinin sekizinci kuvveti, ses hızı ifadesinin de beşinci kuvveti olduğu görülmektedir. Lighthill'e ait çalışmalardan çıkan en ünlü sonuç bu ifadedir ve deneysel olarak bir çok kez kanıtlanmıştır.

Burada dikkat edilmesi gereken nokta dipol kaynak terimine ait akustik güç ifadesi hızın altıncı kuvveti, ses hızı ifadesinin de üçüncü kuvveti olduğudur. Bunun anlamı yükleme gürültüsünün (loading noise) düşük sratlerdeki türbülans gürültüsünden çok daha efektif olduğudur. Buradan araç üzeri bağlama aparatlarından kaynaklanan yükleme gürültüsünün 200 km/s hızından daha düşük süratlerde dominant aeroakustik kaynak oluşturacağı anlamı çıkartılabilir.

zet olarak türbülanslı yapılar tarafından yaratılan gürültü kuadrupol kaynakların hacimsel dağıtımına eşittir ve kuadrupol kaynakların akustik etkinliği, monopol ve dipol kaynaklarla karşılaştırıldığında oldukça zayıftır. Curle gerçekleştirdiği bir çalışmada türbülans bölgesi yakınına yerleştirilen rijit bir yüzeyden yayılan gürültü alanı, yüzey üzerine dağıtılan dipol kaynaklara eşit olduğunu göstermiş ve dipol kaynaklardan yayılan gürültünün akustik olarak türbülanslı yapılara göre çok daha efektif olduğunu göstermiştir (Curle, 1955).



#### 4. HESAPLAMALI AEROAKUSTİK (HAA)

Aeroakustik alanının bir dalı olan hesaplamalı aeroakustik, türbülanslı akışlardan kaynaklanan gürültünün incelenmesini amaçlar. Bu tür akışlarda türbülanslı bölgeye yakın olan alandaki niceliklerin değişimleri lineer değildir ve doğrudan çözüm gerektirir. Lineer olmayan bölgeden sonra gelen akış bölgesi, değişken katsayıların kullanıldığı lineer bölge olarak tanımlanır. Daha uzaktaki akış bölgesinde ise sabit katsayılar kullanılmaktadır.

Hesaplamalı aeroakustik temelde iki yöntemde dayanmaktadır. İlk yöntem DNS (Direkt Nümerik Analiz) adı verilen ve sıkıştırılabilir Navier-Stokes denklemlerinin türbülans modeline ihtiyaç duyulmadan direkt olarak çözülmesine dayanan bir metottür. En küçük türbülanslı yapıların dahi çözülebildiği bu yöntem, günümüz işlem gücü olanaklarına uygun olmadığı için tercih edilmemektedir.

Diğer bir yöntem ise LES (Large Eddy Simulation) modelidir. Bu modelde kullanılan çözüm ağı yapısı bir nevi filtre görevi yaparak büyük ölçekli girdapları tamamen çözümlenmekte, çözüm ağının yetmediği küçük türbülanslı yapıları ise ölçek modelleri kullanarak çözümlenmektedir. Çözüm ağı kriterleri sağlandığı zaman DNS yöntemine yakın sonuçlar vermekle birlikte, zaman kazanma açısından çok daha verimlidir.

HAA alanında kullanılan diğer yöntem ise hibrit yaklaşımlara dayanmaktadır. Bu yaklaşımlarda akış ve gürültü alanı ayrı ayrı çözümlenmektedir. Akış alanının çözümlenmesinde HAD kullanılır ve buradan alınan data HAA yöntemlerinde kullanılarak akustik çözüm elde edilir. Zaman geçtikçe HAA alanı için bir çok yöntem geliştirilmiştir. Bunların en yaygın olanları integral yöntemleri kullanan Lighthill Analjisi, Kirchoff integral yöntemi ve Ffowes Williams-Hawkings yöntemidir. Ayrıca LEE (Lineerleştirilmiş Euler Denklemleri) adı verilen ve integral olmayan bir yöntem de yaygın olarak kullanılmaktadır.

HAA çözümlenmesinde kullanılacak ağ yapısı çok önemlidir. İlgilenilen frekans bandı aralığı direkt olarak hücre boyutları ve çözücü parametrelerine dayanmaktadır. Genel

olarak türbülanslı bölge içerisinde kalan yani gürültünün kaynağını oluşturan alanda her bir dalga boyuna 20 adet hücre yerleştirilmesi hedeflenir. Yani yüksek frekanslarda dalga boyu küçüleceğinden hücre boyutları da küçülecektir.

İncelenmek istenen frekans aralığı aynı zamanda çözüm süresini ve zaman adımını da etkilemektedir. Yüksek frekanslarda çözüm isteniyor ise zaman adımını düşürmek, düşük frekanslarda çözüm isteniyor ise toplam analiz süresini artırmak gerekmektedir. Bu sebeple geniş frekans aralıklarında analiz süreleri çok uzamaktadır. Genel bir kural olarak incelenmek istenen frekans aralığına bağlı zaman adımı (ZA) ve toplam analiz süresi (TAS) aşağıdaki gibi ifade edilebilir (İlter, 2014):

$$ZA(s) = \frac{1}{10 * \text{Maksimum Frekans(Hz)}} \quad (4.1)$$
$$TAS(s) = \frac{20}{\text{Minimum Frekans(Hz)}}$$

Bu tez kapsamında yapılan analizlerin 1000 Hz ve 10000 Hz aralığını incelediği düşünülürse, analizlerde kullanılması gereken zaman adımının  $10^{-5}$ s ve toplam analiz süresinin 0.02 s olduğu sonucuna varılabilmektedir.

HAA ile gürültü tahmini için zamana bağlı akış çözümlerine ihtiyaç vardır. Aeroakustik gürültüyü oluşturan kaynakların türbülans davranışları olduğu düşünüldüğünde sonlu hacim yöntemi (SHY) ile gerçekleştirilecek HAD analizlerinde türbülans çözümü için RANS çözüm modeli ile birlikte kullanılan k- $\epsilon$ , k- $\omega$  gibi türbülans modelleme yöntemleri yerine LES gibi doğrudan çözüm yöntemleri kullanılması özellikle geniş bant çözümleri için daha uygun sonuçlar verecektir. Eğer geniş bant üzerine değil de dar bant için bir çalışma yapılıyorsa (tonal gürültünün tespiti gibi) zamana bağlı URANS çözüm modellerinin kullanılması düşünülebilir.

Bu tez kapsamında hesaplama kaynakları ve zaman sınırlaması göz önünde bulundurulduğunda LES yöntemi yerine URANS kullanılması uygun görülmüştür. Türbülans modeli olarak SST k- $\omega$  ve gürültü tahmini için FW-H yöntemi kullanılmıştır.

## 4.1 Akustik Analojiler

### 4.1.1 Lighthill analojisi

Lighthill, türbülanslı akıştan akustiğe geçerken yüzey ve hacim üzerine kaynak (monopol, dipol ve kuadrupol) dağıtılması fikrini geliştirmiştir (Lighthill, 1952). Sıkıştırılabilir akışlar için süreklilik denklemi ve momentum korunum denklemi şu şekilde ifade edilmektedir:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial \rho v_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho v_i v_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (4.3)$$

Burada  $\tau_{ij}$  viskoz stres tensörünü ifade etmektedir ve açılımı aşağıdaki gibidir:

$$\tau_{ij} = \mu \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \quad (4.4)$$

Denklem 4.2'nin zamana göre türevi alınırsa, denklem 4.3'ün diverjansı ile birlikte tek bir ifade elde edilir:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \rho v_i v_j}{\partial x_i \partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left( -\frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \right) \quad (4.5)$$

Denklem 4.5 zincir kuralı ve kronecker delta fonksiyonu ( $\delta_{ij}$ ) ile düzenlenirse Denklem 4.6 elde edilmiş olur.

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (\rho v_i v_j + p \delta_{ij} - \tau_{ij}) \quad (4.6)$$

$c_\infty^2 = \frac{\partial p}{\partial \rho}$  olduğunu biliyoruz. Bu ifade denklem 4.7'de ifade edilen formda da yazılabilir.

$$c_\infty^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i^2} - \frac{\partial^2 p \delta_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} = 0 \quad (4.7)$$

Lighthill denklemini elde etmek için Denklem 4.8'in denklem 4.6'dan

çıkartılması gerekmektedir. Bu aynı zamanda homojen olmayan dalga denklemini ifadesini verir:

(4.8)

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_\infty^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i x_j}$$

Lighthill denkleminin eşitliğin sol tarafında dalga operatörünü ve gürültü kaynağı terimini barındırır. Eşitliğin sağ tarafında ise Lighthill stres tensörünü ( $T_{ij}$ ) barındırır. Lighthill stres tensörü aşağıdaki biçimde tanımlanmaktadır:

$$T_{ij} = \rho v_i v_j - \tau_{ij} + (p - c_\infty^2 \rho) \delta_{ij} \quad (4.9)$$

Burada  $\tau_{ij}$  viskoz kuvvetler tarafından oluşan gürültüyü,  $\rho v_i v_j$  Reynolds gerilmesi terimini,  $(p - c_\infty^2 \rho) \delta_{ij}$  ise gürültü oluşumu içerisindeki lineer olmayan davranışları tanımlar.

Türbülans bölgesinin dışarısında kalan bölgeye baktığımızda statik durum  $\rho_\infty$ ,  $p_\infty$  ve  $c_\infty^2$  terimleri tarafından açıklanmaktadır. Değişken türbülanslı bölgenin dışarısındaki bir bölgede gürültü kavramı lokal olarak gerçekleşen dalgalanmalarla (') ifade edilmektedir.

$$\rho = \rho_\infty + \rho' \quad (4.10)$$

$$p = p_\infty + p'$$

Homojen dalga denkleminin ifadesi bize denklem 4.9'u yoğunluk dalgalanmaları terimleri kullanarak homojen olmayan dalga denklemini şeklinde yazma imkanı verir:

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c_\infty^2 \frac{\partial^2 \rho'}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i x_j} \quad (4.11)$$

yukarıdaki ifade için Lighthill stres tensörü terimi aşağıdaki forma dönüşmüş olur (Hirschberg ve Rienstra, 2013):

$$T_{ij} = \rho v_i v_j + (p' - c_\infty^2 \rho') \delta_{ij} - \tau_{ij} \quad (4.12)$$

Bu durumda eşitliğin sol tarafında kalan ve dalgayı tanımlayan terimlerin dengelenmemiş olması,  $T_{ij}$  teriminin ritmik olarak değişim göstermesi anlamına gelir, bu durum genel olarak türbülans bölgesi içerisinde meydana gelir.

Lighthill denklemlerinden teorik olarak kesin çözüm elde etmek mümkündür ancak bunun için her bir zaman adımındaki, her noktadaki akış alanının bilinmesine ihtiyaç vardır. Denklem 4.8'i sonsuz bir çözüm alanı için çözmeye çalışırken yoğunluk dalgalanması terimi için serbest uzay Green integrasyonundan gecikmeli zaman adımı terimi ile birlikte faydalanmak gerekir.

$$\rho'(x, t) = \frac{1}{4\pi c_\infty^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \left[ \frac{T_{ij}}{r} \right] dy \quad (4.13)$$

Burada y kaynak lokasyonunu, x ise gözlemci lokasyonunu temsil etmektedir. Bu ifadeden dört ayrı kaynak alanının birbirine son derece yakın olduğu görülebilir. Lighthill analojisi kuadrupol alanı tanımlar. Bu durumu görmenin bir diğer yolu ise dağıtılmış kuadrupollerin kullanılmasıdır. Bunu yapabilmek için matematiksel düzeltme fonksiyonlarından (convolution products), uzamsal kavramları zaman türevlerine çevirirken faydalanmak gerekir. Sonuç olarak Lighthill'in integral formülasyonu elde edilmiş olur.

$$\rho'(x, t) = \frac{1}{4\pi c_\infty^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{1}{r} \left[ \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} \right] dy \quad (4.14)$$

#### 4.1.2 Curle analojisi

Curle analojisi, Curle (1955) tarafından Lighthill analojisini temel alarak oluşturulmuş, Lighthill analojisinin genişletilmiş bir versiyonudur. Curle, Lighthill analojisine akış-cisim etkileşimini de dahil ederek dipol kaynaklı gürültü oluşumu tanımlamasını elde etmiştir (Curle, 1955). Bu yöntem sisteme matematiksel kontrol yüzeylerinin dahil edilmesiyle gerçekleşmektedir. Benzer şekilde burada da serbest uzay Green fonksiyonlarından faydalanılmaktadır. Basınç (p') terimi yerine aeroakustik değişken olarak yoğunluk ( $\rho'$ ) kullanılmaktadır. Denklem 4.11'de verilen ifadenin kuvvet alanı yoğunluğunu içeren hali aşağıdaki gibidir:

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c_\infty^2 \frac{\partial^2 \rho'}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial f_i}{\partial x_i} \quad (4.15)$$

Lighthill'in homojen olmayan dalga denklemi bir çok genel teori ele alınarak değerlendirilebilir. Bunlardan bir tanesi Kirchoff formülasyonudur ve aşağıdaki ifade bu yolla elde edilmiştir:

$$\begin{aligned} \rho' = \rho - \rho_0 = & \frac{1}{4\pi c_\infty^2} \int_V \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} \frac{dy}{|x-y|} \\ & + \frac{1}{4\pi} \int_S \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial \rho}{\partial n} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial r}{\partial n} \rho + \frac{1}{c_\infty r} \frac{\partial r}{\partial n} \frac{\partial \rho}{\partial t} \right\} dS(y) \end{aligned} \quad (4.16)$$

Burada denklemin gecikmeli zaman adımı anında sonuç verdiği ve  $r$  mesafesinin  $|x-y|$  terimi ile hesaplandığı unutulmamalıdır. Yüzey integral teriminin ihmal edilmesi durumunda yukarıdaki ifadenin Lighthill integrasyonu haline geldiği görülebilir. Hacim integrali terimine iki kere diverjans işlemi uygulanırsa ve  $T_{ij}$  tensörü yerine konulursa, sabit yüzeyler (kendi normal yönlerinde hareket etmeyen) için aşağıdaki ifade elde edilmiş olur:

$$\rho - \rho_0 = \frac{1}{4\pi c_\infty^2} \frac{\partial}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{T_{ij}}{r} dy - \frac{1}{4\pi c_\infty^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \frac{P_i(y, t - \frac{r}{c_\infty})}{r} dS(y) \quad (4.17)$$

Burada

$$P_i = -n_j p_{ij} = -n_j (p\delta_{ij} - \tau_{ij}) \quad (4.18)$$

eşitliği söz konusudur. Sonuç olarak Curle formülasyonu aşağıdaki şekilde elde edilmiş olur:

$$\rho'(x, t) = \frac{1}{4\pi c_\infty^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{1}{r} [T_{ij}] dV - \frac{1}{4\pi c_\infty^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \frac{n_j}{r} [p\delta_{ij} - \tau_{ij}] dS(y) \quad (4.19)$$

Curle analojisi sabit yüzeylerden kaynaklanan dipol kaynaklı gürültülerin tahmininde kullanılabilir. Zamandan bağımsız analizlerde de kullanılabilen bu analoji, yüzeylerin yarattığı gürültü seviyelerini zamana bağlı analize geçmeden görmemizi ve gereken ağ yapısı iyileştirmelerinin yapabilmemize olanak vermektedir. Curle analojisi RANS yöntemi ve RANS için geliştirilen türbülans modelleri ile kullanılabilir.

### 4.1.3 Proudman analojisi

Proudman analojisi de Curle ile benzer şekilde Lighthill analojisini temel alan, akış içerisindeki homojen izotropik türbülans kaynaklı yaklaşık ses gücünü



hesaplayabilen bir analogidir (Proudman, 1952). Düşük Mach sayıları ve yüksek Reynolds sayıları söz konusu olan durumlar için kullanılmaktadır. Lighthill analogisinde türbülanslı akıştan kaynaklanan uzak noktadaki gürültünün hacimsel olarak dağılmış gürültü kaynaklarından (kuadrupol kaynaklar) kaynaklandığı görülebilmektedir. Proudman birim kütle için lokal akustik güç hesabı yapabilecek bir ilişki bulmuştur (Proudman, 1952).

$$P_{pr} = \alpha \frac{u_{rms}^3}{l} \frac{u_{rms}^5}{c_0^5} \quad (4.20)$$

Burada  $c_0$  ses hızını,  $u_{rms}$  hızın karekök ortalamasını,  $\alpha$  boyuna hız düzeltmesi için gereken şekil sabitini ve  $l$  hızın boyuna integral boy ölçeğini tanımlamaktadır.

Proudman analogisi de Curle analogisine benzer olarak zamandan bağımsız HAD analizlerinde kullanılabilir. Proudman analogisi özellikle birden fazla karmaşık geometrinin bulunduğu analizlerde, baskın kuadrupol kaynak bölgelerinin tespitine ve zamana bağlı analize geçmeden önce bu bölgelerde ağ yapısı iyileştirmelerine gitmede kolaylık sağlayabilmektedir. Proudman analogisi de RANS türbülans modelleri ile kullanılabilir.

#### 4.1.4 Ffowcs Williams ve Hawkins denklemleri

1969 yılında J.E. Ffowcs Williams ve D.L. Hawkins tarafından yayınlanan FW-H yöntemi aeroakustik alanında bir dönüm noktası olarak kabul edilmektedir (Williams ve Hawkins, 1969). Bu yöntem sayesinde hareket eden cisimlerin gürültüleri tahmin edilebilmektedir. Lighthill analogisini temel alan bu yöntem ile uzak alan gürültüsü hesap edilebilmektedir. Curle analogisinde kullanılan yüzey terimi (S) zamana bağlanarak  $[S(t)]$  hareket eden bir kontrol yüzeyi oluşturulmuştur. Ana fikir denklem 4.15'te verilen yüzey etkisinin diferansiyel deklemler olarak hesaba katılmasıdır. Sonlu bir  $V=V(t)$  hacmi ile birlikte uzayda hareket eden bir  $S=S(t)$  yüzeyi ele alırsak bir  $f(x,t)$  fonksiyonu ortaya koymak gerekir:

$$f(x, t) = \begin{cases} x \in V(t), & x < 0 \\ x \in S(t), & x = 0 \\ x \notin V(t), & x > 0 \end{cases} \quad (4.21)$$

Diğer durumlarda düzensizdir.  $\rho'$  fiziksel bileşenini ele alalım.  $\rho'$ ,  $V(t)$  dışarısında tanımlı olsun ve  $V(t)$  içerisinde her yerde değeri sifıra eşit olsun. Bu bize fiziksel

bileşeni her yerde tanımlamamızı sağlar. Daha sonra bir bileşenli Heaviside fonksiyonu (sıfırdan küçük değerler için 0'a, büyük değerler için 1'e eşit olan adım fonksiyonu) (Wikipedia, 2012) ile çarpılarak yeni bir değişken tanımlayalım ( $\rho'H(f)$ ).  $V(t)$  içerisinde sıfır olsun ( $H(f)=0$  olduğu için) ve  $V(t)$  dışarısında  $\rho'$  değerine eşit olsun ( $H(f)=1$  olduğu için). Bir sonraki adımda denklemlere uygun yüzey kaynaklarını ekleyerek bütün uzaya yaymak gerekir. Bunu yapabilmek için yüzeye dik  $n$  normaline ihtiyacımız vardır:

$$\vec{n}(x, t) = \left[ \frac{\nabla f}{\|\nabla f\|} \right]_{f=0} \quad (4.22)$$

$S(t)$  yüzeyinin zamanda ve uzayda ( $t:\lambda, \mu$ ) koordinatlarıyla parametrik hale getirildiğini düşünelim. Bir  $x_s(t) \in S(t)$ ,  $\lambda$  ve  $\mu$  sabit,  $U=x_s$  hızı ile hareket etmekte olsun. Geriye her  $t$  zamanı için  $f(x_s(t), t)=0$  kalır. Bu durumda:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\vec{x}_s \cdot \nabla f = -(\vec{U} \cdot \vec{n})|\nabla f| \quad (4.23)$$

Burada önemli olan nokta normal hızın ( $U \cdot n$ ) yüzey özelliği olmasıdır ve  $f$  seçiminden veya parametrik hale getirilmesinden bağımsızdır.

Yukarıda verilen ifadelerden ve daha önceki bölümlerde yer verilen korunum denklemleri, Lighthill denklemleri ile birlikte kullanılarak Ffowcs Williams ve Hawkings denklemlerini düzenlenmiş olarak aşağıdaki şekilde elde ederiz:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2}{\partial t^2} \rho'H(f) - c_0^2 \nabla^2 \rho'H(f) \\ &= \nabla \cdot \{ \nabla \cdot [(\rho \vec{v} \vec{v} - \vec{\tau} + (p' - c_0^2 \rho') \delta_{ij}) H(f)] \} \\ &+ \frac{\partial}{\partial t} [(\rho(\vec{v} - \vec{U}) + \rho_0 \vec{U}) \cdot \nabla H(f)] - \nabla \cdot [\rho \vec{v}(\vec{v} - \vec{U}) + p' \delta_{ij} - \vec{\tau}] \\ &\cdot \nabla H(f) \end{aligned} \quad (4.24)$$

Eşitliğin sağ tarafı, genel kuadrupol tip Lighthill gerilme tensörünün ikinci derece diverjansından elde edilen kaynak terimden meydana gelmektedir. Kaynak terimlerinin zamana göre türevi ve diverjansı sadece yüzey üzerinde  $f=0$  eşitliğini sağladığı durumda mevcuttur. Eşitliğin sağ tarafı aynı zamanda bütün bilinmeyenleri

içermektedir. Bu denklem takımını çözmek Navier-Stokes denklemleri ile karşılaştırıldığında bir o kadar zordur.

Lighthill gerilme tensörü ve yüzey üzerindeki kayma gerilmesi terimleri ihmal edilebilir ve bu kabul sıkça yapılan bir uygulamadır. Eğer S yüzeyi için  $\mathbf{v} \cdot \mathbf{n} = U \cdot \mathbf{n}$  alınır, yoğunluk ifadesini hesap alanımız için basınç değişkeni olarak tanımlarsak ve  $\bar{p}' = p'H(f)$  tanımlamasını yaparsak FW-H denkleminin basitleştirilmiş formunu elde etmiş oluruz. Bu ifade sesaltı pervaneler ve şok içermeyen fan gürültüsü uygulamalarında yaygın olarak kullanılmaktadır.

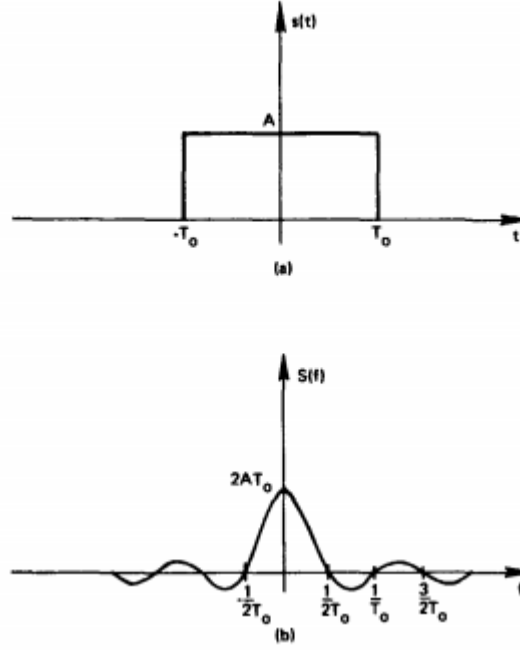
$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \bar{p}' - \nabla^2 \bar{p} = \frac{\partial}{\partial t} [\rho_0 \vec{U} \cdot \vec{n} |\nabla f| \delta(f)] - \nabla [p' \vec{n} |\nabla f| \delta(f)] \quad (4.25)$$

İlk kaynak terimi geometrik ifade terimidir ve harekete eden cisim tarafından yer değiştiren akışkanın meydana getirdiği gürültüyü tanımlar. Buna kalınlık gürültüsü (thickness noise) adı verilir. İkinci kısım basınç dağılımından kaynaklanan normal yüzey gerilmesini ve hareket eden kuvvetlerden kaynaklanan gürültüyü tanımlar. Buna da yükleme veya kaldırma gürültüsü (loading or lift noise) adı verilir.

FW-H metodu günümüzde kullanılan bir çok HAD ticari kodunda aeroakustik hesap aracı olarak yer almaktadır. Yöntem içerisinde kullanılan matematiksel ifadelere özet olarak yer verilmeye çalışılmıştır. Bu çalışmada yer alan foil etrafında akım gürültüsü hesaplamalarında FW-H yöntemi uzak alandaki gürültü tahmini için kullanılmıştır. Hızlı Fourier Dönüşümü (Fast Fourier Transform)

## 4.2 Hızlı Fourier Dönüşümü (Fast Fourier Transform)

Zamana bağlı verinin çok hızlı biçimde frekansa dönüştürülmesine yarayan algoritmaya FFT (Fast Fourier Transform) denmektedir (Şekil 4.1). Genel olarak titreşim analizinde, zamana göre alınan karışık sinyallerin hangi frekansta, ne şiddette ve sinyallerin genliklerinin frekansa göre karşılaştırılmasında kullanılmaktadır. Gürültü de bir çeşit titreşim verisi olduğu için FFT kullanımına uygundur.



**Şekil 4.1** : Bir pals dalga formu sinyalinin FFT ile dönüşümü (Brigham, 1974).

Fourier dönüşümü  $\omega$  frekansında şu fonksiyon ile gösterilir:

$$X(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} x(t)e^{-i\omega t} dt \quad (4.26)$$

Burada  $t$  zamanı (saniye) ,  $\omega$  açısal frekansı (radyan saniye) ifade etmektedir. Açısal frekans ifadesi yerine  $\omega=2\pi f$  konulursa aşağıdaki ifade elde edilir:

$$X(f) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} x(t)e^{-i2\pi ft} dt \quad (4.27)$$

Bu ifadeye ters dönüşüm uygulandığında aşağıdaki denklem elde edilir:

$$x(t) = \int_{-\infty}^{\infty} X(f)e^{-i2\pi ft} df \quad (4.28)$$

FFT'ye göre tüm karmaşık sinyaller aslında basit harmoniklerin birleşimiyle meydana gelmiştir. Fourier dönüşümünde tekrarlanmayan sinyaller dikkate alınmaz. Karmaşık sinyallerin içinden periyodik olanlar ayıklanıp harmoniklerine ayrılır (Arı, 2011).

## 5. SAYISAL ÇALIŞMA

Bu çalışmada NACA 0012 profili için HAD ve HAA simülasyonları gerçekleştirilmiştir. Hesaplamalar İ.T.Ü. Gemi İnşaatı ve Deniz Bilimleri Fakültesine bağlı Hesaplamalı Gemi Hidrodinamiği Laboratuvarı bünyesindeki yüksek başarılı hesaplama sistemi kullanılarak yürütülmüştür. Söz konusu sistemde 144 işlemci çekirdeği ve Infiniband haberleşme sistemi bulunmaktadır. Hesaplamalar, yaygınca kullanılan ve güvenilirliği kanıtlanmış olan ticari bir HAD programı ile gerçekleştirilmiştir. Program paralel işleme kullanılarak koşulmuş ve tüm işlemler 48 işlemciye dağıtılarak yürütülmüştür. Hesaplamaların HAD geçirme çalışması kısmında deneyde kullanılan parametreler ile aynı olacak şekilde  $Re = 6 \times 10^6$ ,  $Ma = 0.15$  alınmış, HAA kısmında ise  $Re = 1.13 \times 10^6$ ,  $Ma = 0.208$  olarak alınmıştır.

Hesaplamalar sırasında, Reynolds ortalaması alınmış Navier-Stokes denklemleri (RANS) ve türbülanslı taşınım denklemleri sonlu hacim metodu ve ayrık algoritma kullanılarak çözülmüştür (Blazek, 2001). Ayrıca hesaplamaların daimi olmayan akış kısmında zaman hesaplamaları için ikinci derecen kapalı hesaplama şeması kullanılmıştır. Türbülans modellemesi SST  $k-\omega$  yöntemi ile gerçekleştirilmiştir (Menter, 1994). Basınç ve hız alanları arasındaki bağlantı basınç-düzeltilme tekniğini baz alan SIMPLE metodu ile sağlanmıştır (Patankar, 1980). RANS ve türbülanslı taşınım denklemlerinin konvektif terimlerinin uzaysal ayrıklaştırılması ikinci dereceden ileriye doğru farklar metodu ile yapılırken, viskoz terimler için ikinci dereceden merkezi farklar şeması kullanılmıştır (Davidson, 2005). Öte yandan basınç hesaplamaları için ise basınç-basamaklaştırma yaklaşımı kullanılmıştır (Patankar, 1980). Basınç-düzeltilme metodundan gelen sonuç ile birlikte her ardışık yaklaşım adımında 7 bilinmeyenli bir denklem sistemi oluşmaktadır. Bu lineer denklem sisteminin çözümü için Gauss-Seidel ardışık yaklaşımlar yöntemi, yakınsamayı hızlandırmak amacıyla Cebirsel-Çoklu-Örgü (Algebraic Multigrid-AMG) algoritması ile birlikte kullanılmıştır (Wesseling, 1992). AMG parametreleri simülasyonların belirli aşamalarında yenilenecek şekilde etkin bir yakınsama sağlanmıştır.

Tüm simülasyonlar için, hesaplama alanında akış girişi olan yerlerde sabit değer alıp akış çıkışı olan yerlerde sıfır gradyan değeri kullanan serbest akış (freestream) koşulu kullanılmıştır. Başlangıç koşulu olarak Mach sayısı, tahmini türbülans şiddeti ve türbülans-viskozite oranı girilmiştir. Profil yüzeyi için kaymazlık (no-slip) şartı kullanılmış, yanal sınırlar için ise simetri tipi sınır koşulu seçilmiştir.

## 5.1 HAD Geçerleme Çalışması

### 5.1.1 Geometri ve ağ yapısı

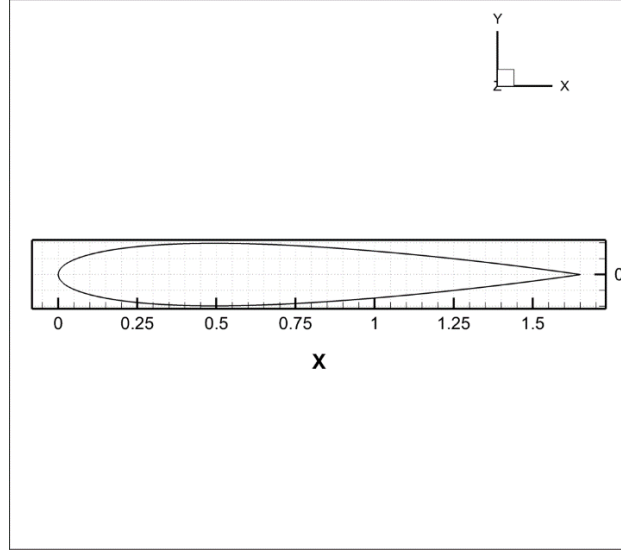
Çalışmada kullanılan NACA 0012 profilinin tercih sebebi hem aerodinamik hem de hidrodinamik alanında yaygın olarak kullanılıyor olması ve profil üzerine çok sayıda deneysel ve nümerik çalışma yapılmış olmasıdır. Hesaplamalarda kullanılan sınır koşulları ve profil boyu belirlenirken NASA bünyesinde Ladson (1988) tarafından hazırlanan teknik rapordaki değerler ele alınmıştır.

Geçerleme çalışmasında kullanılan akış hacmi dört ve altı yüzlü hücrelerden oluşan düzensiz bir ağ yapısına sahiptir. Düzensiz ağ yapısı kullanılmasının sebebi, akustik çalışmada modele eklenecek çentik geometrilerinin düzenli ağ yapısı ile örülebilmesinin zorluğudur. Sınır tabaka akışının kontrolü için o bölgede prizma katmanları kullanılmıştır.

Hesaplamalarda kullanılan NACA 0012 geometrisi oluşturulurken kullanılan formül Denklem 5.1 ile ifade edilmektedir. Profilin geometrisi genel olarak Şekil 5.1’de görülebilmektedir. Profil boyu NASA deneylerindeki Reynolds ve Mach sayılarına uyumlu olabilmesi için 1.65 m olarak alınmıştır.

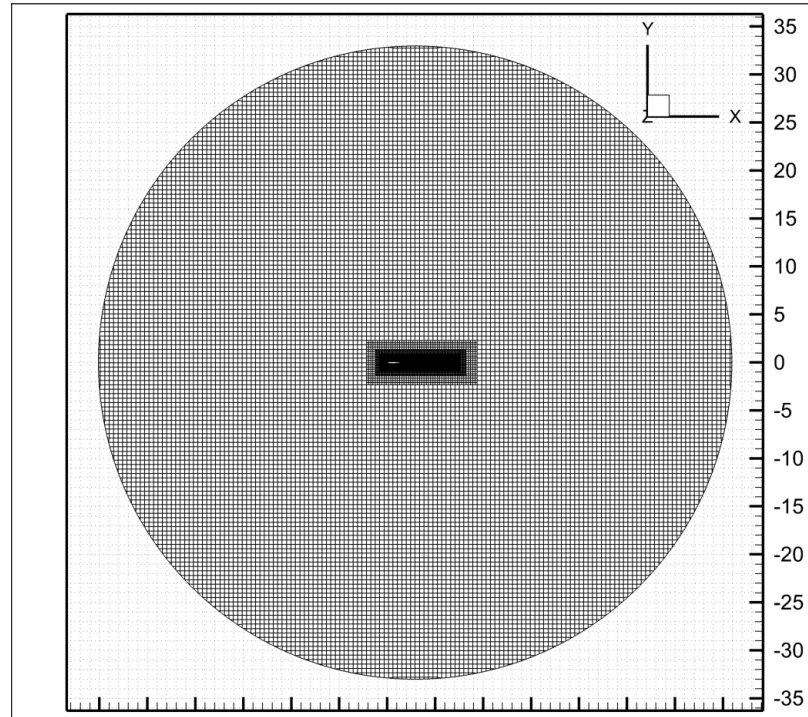
$$y_t = 5t/c \left[ 0.2969 \sqrt{\frac{x}{c}} - 0.1260 \left(\frac{x}{c}\right) - 0.3516 \left(\frac{x}{c}\right)^2 + 0.2843 \left(\frac{x}{c}\right)^3 - 0.1015 \left(\frac{x}{c}\right)^4 \right] \quad (5.1)$$

Denklemden c profil boyunu, x profil üzerinde 0 ile c arasında bir konumu,  $y_t$  herhangi bir x değerindeki yarı kalınlığı ve t ise profil üzerindeki maksimum kalınlığı vermektedir.



**Şekil 5.1 : NACA 0012 profil geometrisi.**

Profil “O” tipi akış hacminin tam ortasında olup çözümün nümerik hatalarını azaltmak amacı ile akış hacminin sınırları profilin bulunduğu noktadan her yöne 20c uzaklıkta alınmıştır. Akış hacminin genel görünümü Şekil 5.2’de verilmiştir.



**Şekil 5.2 : Akış hacminin genel görünümü.**

Çözüm ağı modelleri, sınır tabakanın en iyi biçimde çözümlenebilmesi maksadıyla duvardan boyutsuz uzaklığı temsil eden değer yaklaşık olarak  $y^+=1$  olacak şekilde oluşturulmuştur.

### 5.1.2 Ağdan bağımsızlık çalışması

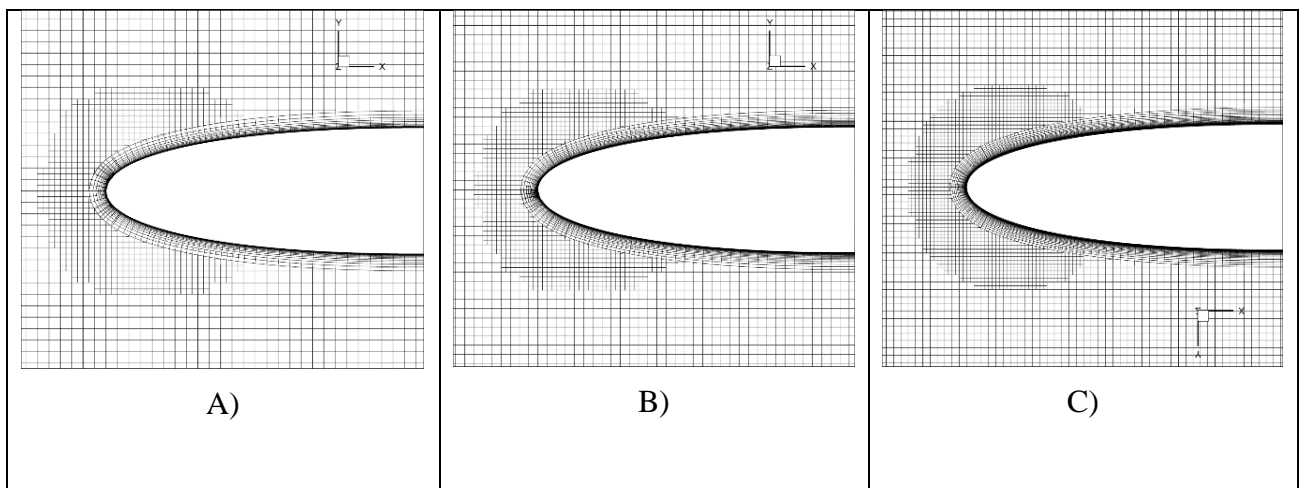
Yapılan HAD çalışmasının ağ örgüsü yoğunluğundan bağımsız olduğunun görülebilmesi amacı ile üç adet farklı yoğunlukta ağ modeli oluşturulmuştur. En seyrek yapı olan A kodlu ağ örgüsü oluşturulmasını takriben, her üç ekseninde bir öncekinin 1.15 katı olacak şekilde hücreler küçültülmüş ve hücre sayıları C örgüsüne kadar sistematik olarak artırılmıştır. Ağdan bağımsızlık çalışmasında çıktı olarak profilin 15 derece hücum açısındaki kaldırma kuvveti katsayısı ( $C_L$ ) baz alınmıştır.  $C_L$  hesabında kullanılan formül Denklem 5.2’de verilmiştir.

$$C_L = \frac{L}{0.5\rho V^2 S} \quad (5.2)$$

Denklemden L hesaplanan kaldırma kuvvetini,  $\rho$  akışkanın özkütlesini, V akış hızını ve S yüzey alanını belirtmektedir. Kullanılan ağ modellerinin yoğunlukları Şekil 5.3’te, ağ modellerinin ayrıntıları ve hesaplamaların sonuçları Çizelge 5.1’de verilmiştir.

**Çizelge 5.1 :** Ağdan bağımsızlık çalışmasına ait parametre ve sonuçlar.

Çözüm ağı	Hücre sayısı	Profil yüzeyi hücre sayısı	Prizma katman sayısı	Maksimum yan oran	Kaldırma kuvveti katsayısı ( $C_L$ )
A	2,689,607	57,057	25	64	1.402
B	4,376,907	67,026	32	50	1.426
C	7,683,022	98,013	40	40	1.428

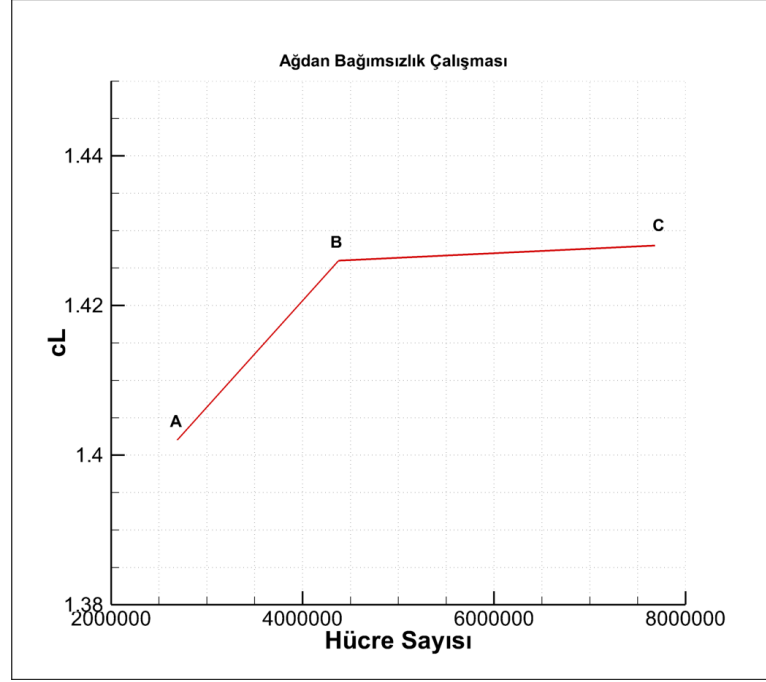


**Şekil 5.3 :** Çalışmada kullanılan ağ örgülerinin yoğunlukları.

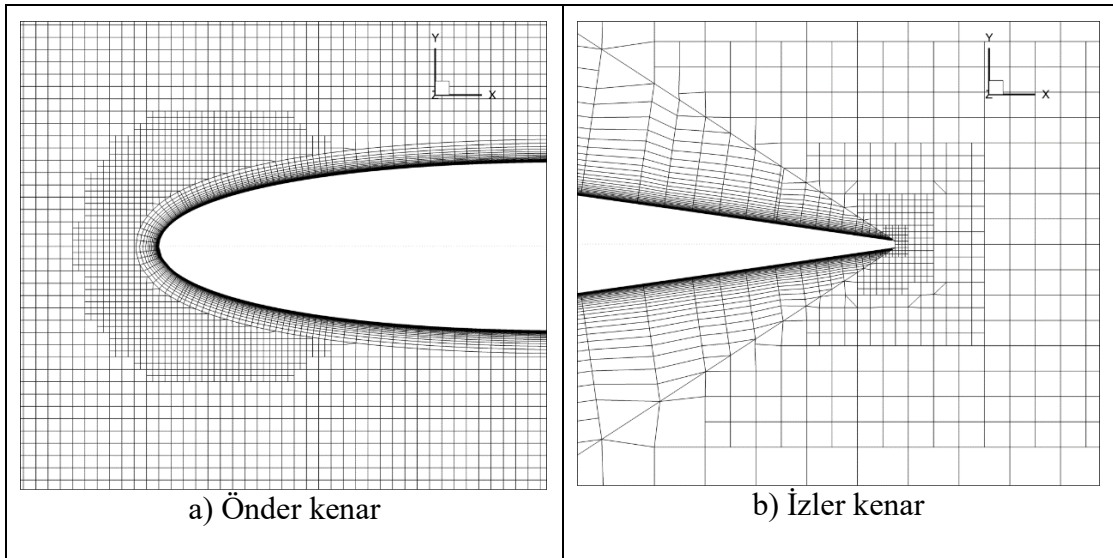
Çizelge 5.1’de görüldüğü üzere, çözüm ağı A’dan C’ye doğru ilerledikçe hesaplanan  $C_L$  değerlerinin B ağından sonra çok fazla değişim göstermediği ve bu



ağın yeterli seviyede doğru sonuçlar ortaya koyabildiği anlaşılmıştır. Bu sebeple işlem süresinden kazanmak açısından B kodlu ağ yapısının geçerleme çalışmasında kullanılmasına karar verilmiştir. Şekil 5.4'te ağdan bağımsızlık çalışmasının sonuçları grafik üzerinde gösterilmiştir. B kodlu ağ yapısının detaylı görseli de Şekil 5.5'te verilmiştir.



Şekil 5.4 : Hücre sayılarına göre  $C_L$  değişimi.



Şekil 5.5 : Önder kenar ve izler kenar etrafındaki ağ örgüsü.

### 5.1.3 HAD geçerleme çalışması sonuçları

HAD hesaplamalarında kullanılan yöntemin güvenilirliğinin sağlanabilmesi için yapılan geçerleme çalışmasında NACA 0012 profilinin c farklı hücum açısında analizleri gerçekleştirilmiş ve çıktı olarak kaldırma kuvveti katsayıları ( $C_L$ ) ile basınç katsayıları ( $C_P$ ) deney verileri ile karşılaştırılmıştır. Basınç katsayısının formülü Denklem 5.3'te şu şekilde ifade edilmektedir:

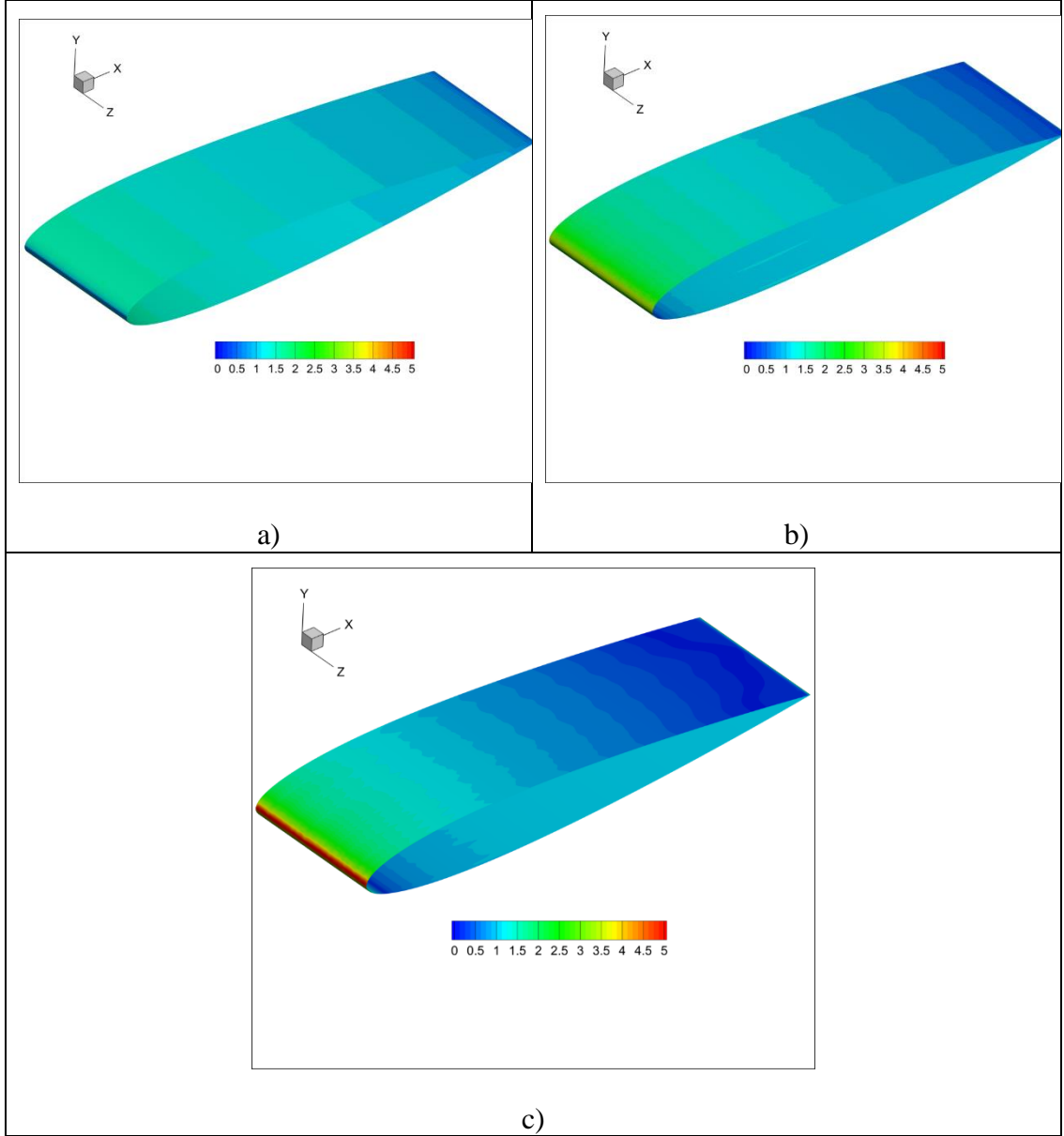
$$C_P = \frac{P - P_{Ref}}{0.5\rho V^2} \quad (5.3)$$

Denklemde  $P$  basıncı,  $P_{Ref}$  referans basıncı,  $\rho$  akışkan yoğunluğunu ve  $V$  ise akış hızını ifade etmektedir. Hesaplamalarda, ağdan bağımsızlık çalışmasında seçilen B kodlu zm ağı kullanılmıştır. Analizler iki iterasyon arası değişim ihmal edilebilecek seviyede klne kadar devam ettirilmiştir ve referans olarak profilin yarattığı kaldırma kuvveti katsayısı izlenmiştir. Her c hücum açısında da 1500 iterasyona ulaşılığında zmn yakınsadığı saptanmıştır. Analiz sonucu hesaplanan  $C_L$  değerlerinin NASA deneyleri ile karşılaştırması izelge 5.2'de verilmiştir (Ladson, 1988).

**Çizelge 5.2 :** Geçerleme alışması sonuçları.

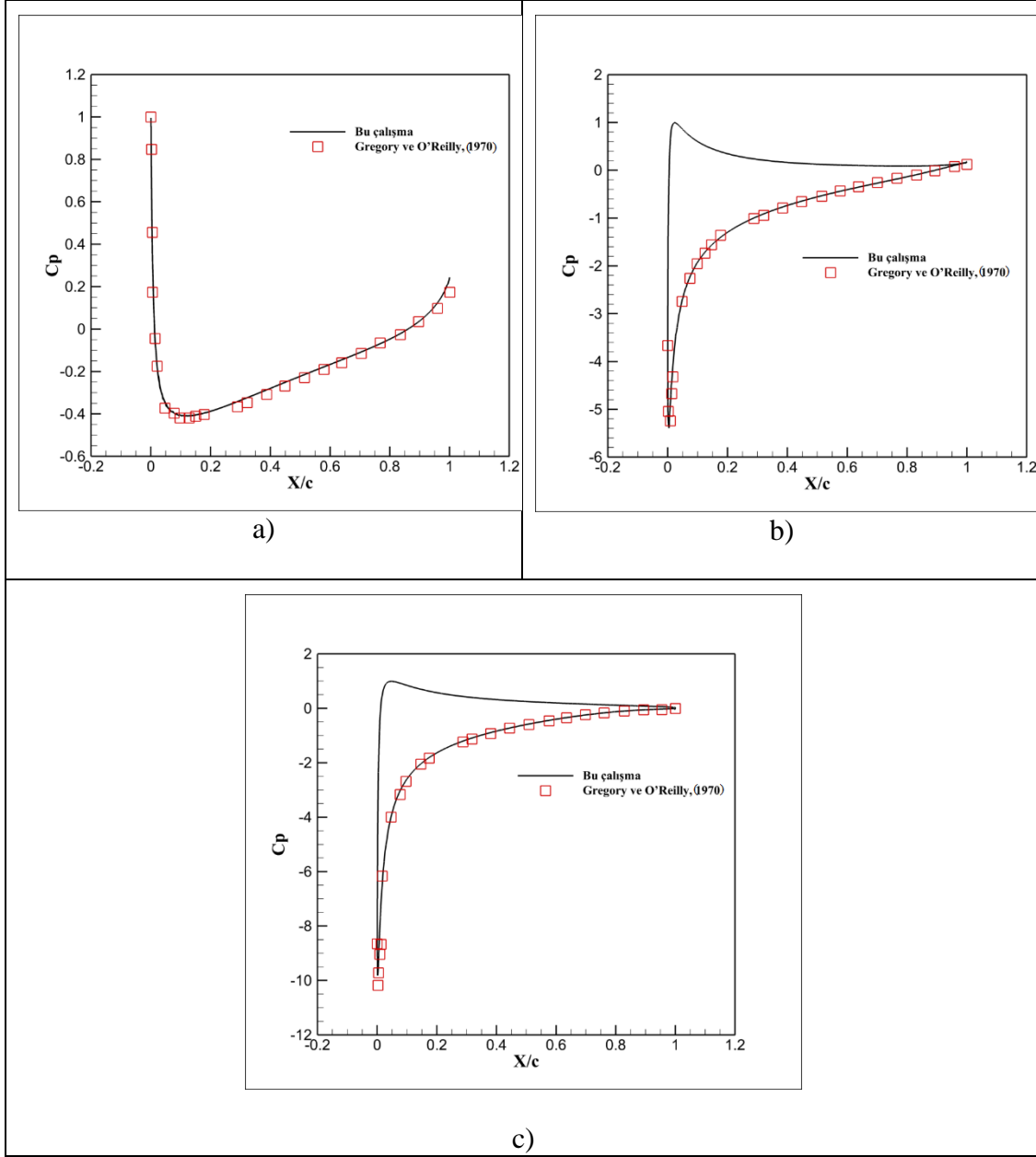
Hücum Açısı ( $^\circ$ )	Ortalama $y^+$	Analiz $C_L$	Deney $C_L$	Fark (%)
0	1.20	0	0	0
10	1.12	1.062	1.071	0.80
15	0.98	1.426	1.513	5.74

Profil yüzeyindeki boyutsuz  $y^+$  değerlerinin değişimi de şekil 5.6'da görülebilmektedir.



Şekil 5.6 :  $y^+$  dağılımları; a)  $0^\circ$ , b)  $10^\circ$ , c)  $15^\circ$ .

Şekil 5.6'da açıkça görülebilmektedir ki profil yüzeyinde hesaplanan boyutsuz  $y^+$  değerleri istenen 5 eşliğinin altında kalmıştır. Bu da sınır tabakanın yeterli seviyede çözümlenebildiğini göstermektedir. Çizelge 5.2'de görüldüğü üzere profil üzerindeki ortalama boyutsuz  $y^+$  değeri her üç vaka için de 1'e çok yakın olduğu hesaplanmıştır. Bir diğer karşılaştırma da deneyler ve analizlerden alınan basınç katsayıları ( $C_p$ ) ile yapılmıştır. Hesaplanan  $C_p$  değerleri, NASA'nın deney raporlarından alınan  $C_p$  değerleri ile karşılaştırılmıştır. (Gregory ve O'Reilly, 1970). Karşılaştırma sonuçları Şekil 5.7'de verilmiştir. Grafiklerde x eksenini profil boyuna göre boyutsuzlaştırılmıştır.



**Şekil 5.7 :** Basınç katsayıları karşılaştırmaları; a)  $0^\circ$ , b)  $10^\circ$ , c)  $15^\circ$ .

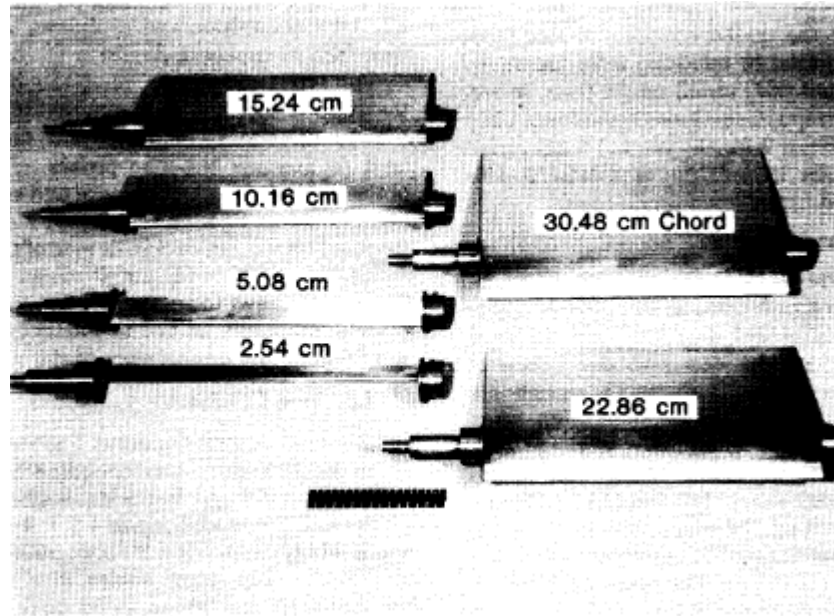
Şekil 5.7’de görüldüğü üzere, 0 ve 10 derece hücum açılarında deney ve analiz değerler neredeyse tamamen örtüşürken, 15 derece hücum açısında önder kenar bölgesinde deneylerden alınan basınç katsayısı değerleri analize göre daha düşük değerler göstermektedir. Bunun sebebi analizlerde kullanılan türbülans modelinin sınır tabaka içerisindeki laminar akıştan türbülanslı akışa geçişini hesaba katmaması yani akışı profilin en başından türbülanslı kabul etmesidir. Çizelge 5.2’de 15 derece hücum açısı için hesaplanan %5.74’lük farkın HAD çalışmalarında ihmal edilebilir seviyede olduğu kabul edilmiştir.

Geçerleme çalışmasından alınan sonuçlar kullanılan çözüm ağı ve yönteminin ileriki bölümlerde yapılacak akustik çalışmalara uygun olduğunu doğrulamıştır. Özellikle profil yüzeyindeki basınç dağılımının doğru hesaplanması akustik açıdan büyük öneme sahiptir. Nümerik çalışma sonucunda bulunan kaldırma kuvveti katsayıları ve basınç katsayıları deneylerden alınan verilerle uyumaktadır.

## 5.2 HAA Geçerleme Çalışması

### 5.2.1 Geometri ve ağ yapısı

Akustik analiz çalışmalarında kullanılacak FW-H yönteminin geçerliliğinin incelenmesi amacı ile ayrı bir çalışma yapılması uygun görülmüştür. Bu çalışmada Brooks ve Diğerleri (1989)'nin NACA 0012 profili üzerine uyguladığı akustik deney sonuçlarından faydalanılmıştır. Bu deneylerde farklı kort boylarında 6 adet NACA 0012 kanat profili kullanılmıştır. Profillerin izler kenarları keskin bittiği belirtilmesine rağmen, üretim toleranslarından dolayı izler kenarda 0.05 mm'den az bir kalınlık ortaya çıkmıştır. Deneylere uygunluk açısından bu ortaya çıkan kalınlık analizlerde kullanılacak modellere de uygulanmıştır. Deneylerde kullanılan kanat profilleri Şekil 5.8'de verilmiştir.

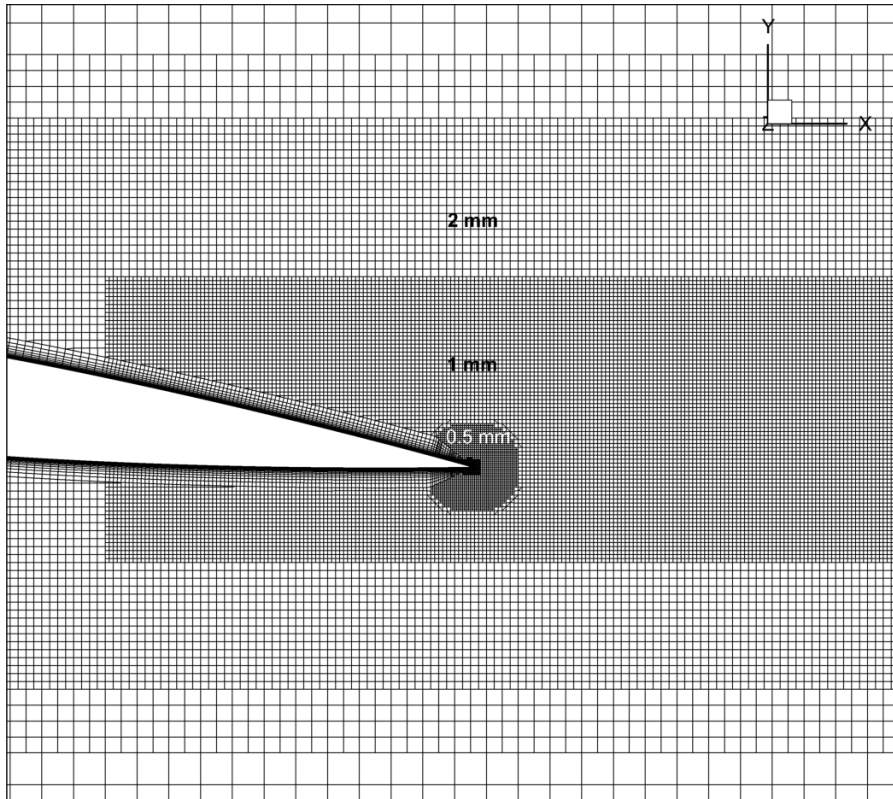


Şekil 5.8 : Deneylerde kullanılan kanat profilleri (Brooks ve diğ., 1989).

Analizlerde kullanılacak kort boyu 22.86 cm olarak seçilmiştir. Diğer çözüm koşulları da deney koşullarına uygun hazırlanmıştır. Deney düzeneği kanat uçları

kapalı olacak şekilde hazırlandığı için, kanat açıklığı uzunluğunun akışa belirgin bir etkisi yoktur. Zira akış hacminin yan sınırlarında simetri sınır koşulu kullanılmıştır. Bu sebep ile analizlerde kullanılan kanat açıklığı uzunluğu, işlem gücü ve zamandan kazanmak amacı ile deneylerden daha kısa alınmıştır (0.0643 m). Kanat açıklığı uzunluğunun akustik analiz sonuçlarına etkisi de nümerik olarak incelenmiş ve kayda değer bir fark olmadığı gözlemlenmiştir.

Akustik analizde kullanılan ağ yapısının istenilen frekanslarda doğru sonuçlar vermesi için, ağ yapısı üzerinde bölgesel iyileştirmeler yapılması gereklidir. Özellikle gürültünün kaynak bölgesinde yani izler kenar yakınlarında hücre boyutlarının, oradaki basınç dalgalanmalarını çözümleyecek kadar küçültülmesi gerekmektedir. hazırlanan ağ yapısının kritik bölgelerdeki basınç dalgalanmalarını yakalayıp yakalayamadığını anlayabilmek için zamandan bağımsız bir analiz yapılması gereklidir. Bu analiz sonucunda istenilen frekanslarda ağ yapısının çözünürlüğünün yeterliliği incelenmiştir. Analizde kullanılan ağ yapısının bölgesel iyileştirmeleri genel olarak Şekil 5.9'de görülmektedir.



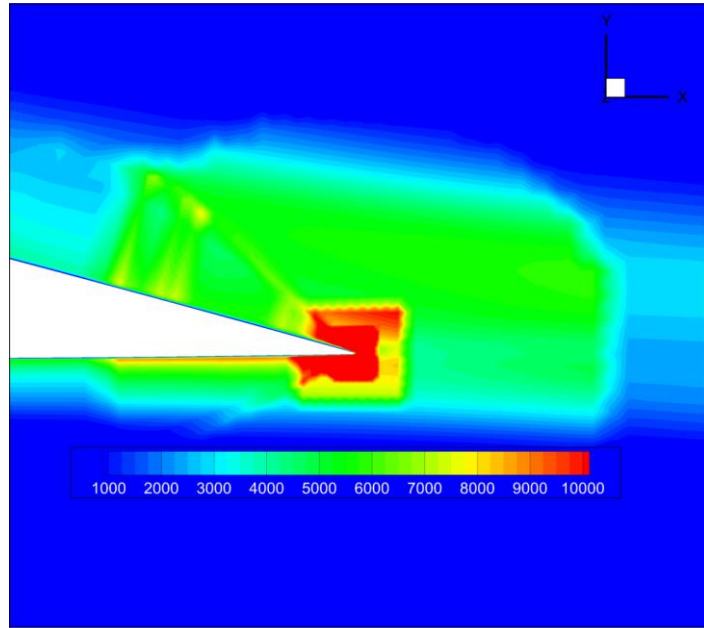
**Şekil 5.9 :** Profil etrafındaki bölgesel ağ iyileştirmeleri.

Ağ yapısının bölgesel iyileştirmeleri yapıldıktan sonra bu iyileştirmelerin istenilen frekansları çözümlemede yeterli olup olmadığına zamandan bağımsız HAD analizi

ile bakılmıştır. Mendoça (2005)'nin önerdiğine göre, lokal ağ yapısının çözümleyebileceği maksimum frekans ( $f_{MC}$ ) Denklem 5.4'te verilmiştir.

$$f_{MC} = \frac{\sqrt{\frac{2k}{3}}}{2D} \quad (5.4)$$

Bu denklemde D bir hücrenin boyutunu, k ise türbülanslı kinetik enerjiyi belirtmektedir. Oluşturulan ağ yapısının akustik analizlere uygun olup olmadığı bu denklem ile incelenmiştir. Zamandan bağımsız analiz sonucu ortaya  $f_{MC}$  dağılımı Şekil 5.10'da gösterilmiştir.



**Şekil 5.10 :** İzler kenar çevresindeki  $f_{MC}$  dağılımı (Hz).

$f_{MC}$  dağılımında görüldüğü üzere, gürültünün yayıldığı izler kenar bölgesi civarındaki hücre boyutları 10 kHz ve üzeri frekansları çözümleyebilecek yeterliliktedir. Akustik deneylerde incelenen frekans üst limiti de 10 kHz olduğu için hazırlanan ağ yapısı yoğunluğunun akustik analizlerde kullanıma uygun olduğu söylenebilmektedir. Çözüm ağının detayları Çizelge 5.3'de verilmiştir.

**Çizelge 5.3 :** Kullanılan çözüm ağının detayları.

Hücre sayısı	Profil yüzeyi hücre sayısı	İlk hücre yüksekliği (m)	Maksimum yan oran	Maksimum çalıklık açısı (°)	Ortalama $y^+$	Prizma tabaka sayısı
3974650	66677	$10^{-5}$	50	79	1	20

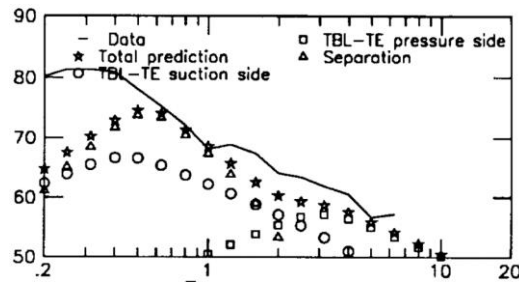
FW-H yönteminde kullanılan sanal mikrofonun konumu, deney düzeneği ile aynı yere yani izler kenarın 1.22 metre yukarisına yerleştirilmiştir. Analiz ilk olarak nümerik yakınsaklık sağlanana kadar zamandan bağımsız sürdürülmüştür. Bunun sebebi, zamana bağıli analizin yakınsama süresini kısaltmak ve akışın stabil bir noktaya gelmesini sağlamaktır. Zamandan bağımsız çözüm elde edildikten sonra, zamana bağıli çözüme geçilmiştir. İlk safhada akustik model çalıştırılmamış, zamana bağıli çözümün bir süre stabilize olması beklenmiştir. Daha sonra FW-H denklemleri aktifleştirilmiş ve akustik analiz tamamlanmıştır. Analizde kullanılan çözücü parametreleri Çizelge 5.4'te verilmiştir.

**Çizelge 5.4 :** Akustik geçirme çözücü parametreleri.

Türbülans Modeli	Akustik Model	Zaman Adımı (s)	Toplam Çözüm Süresi (s)	Akustik Çözüm Süresi (s)	İç İterasyon Sayısı
k- $\omega$ SST	FW-H	1E-5	0.03	0.02	10

### 5.2.2 HAA geçirme çalışması sonuçları

Analiz 48 çekirdekli AMD Opteron 6170 işlemcili bir bilgisayarda yaklaşık 48 saat sürmüştür. Zamandan bağımsız çözüm 1500 iterasyonda yakınsamıştır. Zamana bağıli çözüm ise 30000 iterasyon sürmüştür. Analizde akustik denklemler zamana bağıli çözüm stabilize olduktan sonra yani 0.01 'inci saniyede aktifleştirilmiştir. Ses dalgalarının kaynaktan mikrofonu kadar ulaşması zaman aldığı için akustik dalgalanımlara 0.0135'inci saniyede başlamıştır. Ham akustik basınç verileri, daha sonra FFT ile zaman uzayından frekans uzayına dönüştürülmüştür. Deney verileri ile karşılaştırma kolaylığı açısından frekanslar 1/3 Oktav bandı üzerinden alınmıştır. Şekil 5.11'de NASA raporlarındaki deney verileri gösterilmiştir.

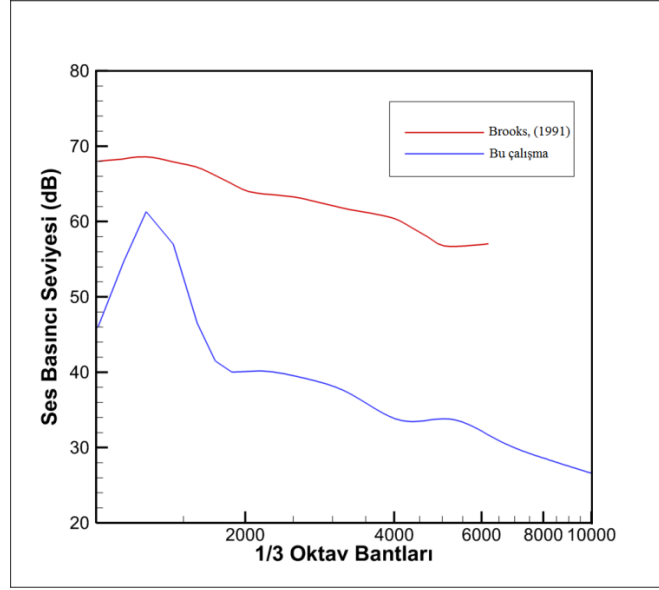


**Şekil 5.11 :** Deney verileri (SPL-1/3 Oktav Bandı).

Deney verileri daha sonra bilgisayar ortamına geçirilmiştir. FFT gerçekleştirildikten sonra deney verileri ile sayısal veriler karşılaştırılmıştır (Şekil 5.12). İlgilenilen



frekans aralığı 1 kHz'den başladığı için karşılaştırmada 1 kHz ve sonrası incelenmiştir. Bulunan sonuçlar ve hata oranları Çizelge 5.5'te verilmiştir.



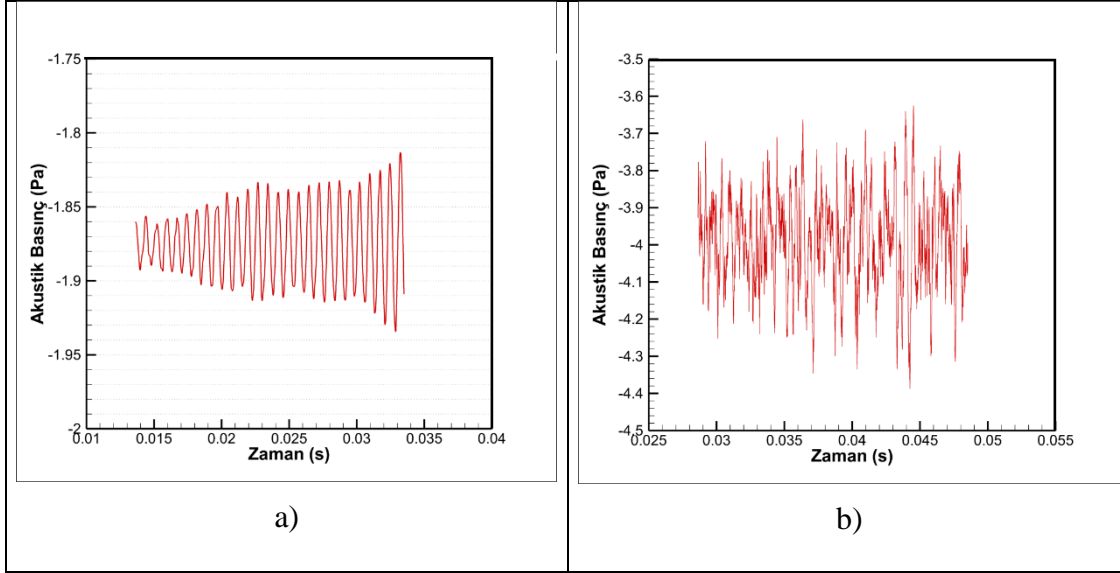
Şekil 5.12 : Deney ve analiz sonuçları.

Çizelge 5.5 : Deney ve analiz sonuçları.

	Deney	Bu çalışma	Fark
Baskın Gürültünün Frekansı (Hz)	1248	1261	13
Baskın Gürültünün Şiddeti (dB)	68.6	61.6	7

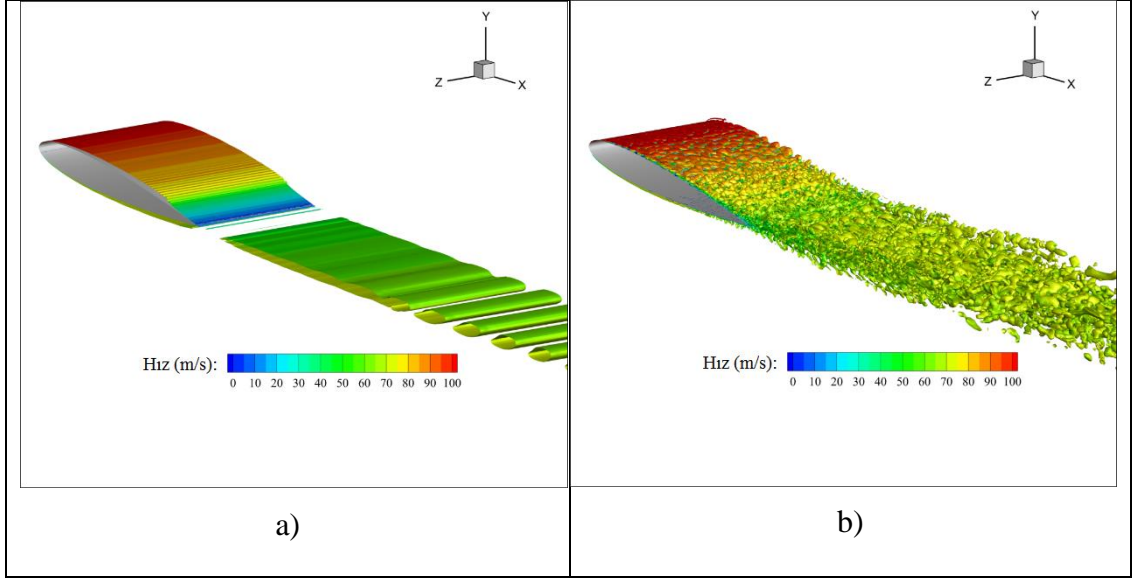
Alınan sonuçlar, URANS ve FW-H yönteminin baskın gürültü frekansı ve şiddetini oldukça yakın hesaplayabildiğini göstermektedir. Fakat frekans spektrumunun diğer bölgelerinde ciddi miktarda fark olduğu da bir gerçektir. Bunun sebebi kullanılan URANS yöntemi ve k-omega SST türbülans modelinin sınır tabaka içerisindeki basınç ve hız dalgalanmalarını ortalama değer olarak almasıdır. Bu da oluşan küçük girdapların basınç dalgalanmalarına etkisini ihmal etmektedir. Basınç dalgalanmalarının genliklerinin küçülmesi de gürültü seviyelerinin olduğundan daha düşük hesaplanmasına yol açmaktadır. Gürültü spektrumunu nümerik olarak daha iyi yakalayabilmek için URANS yerine LES yöntemi kullanılabilir. LES yöntemi için hücre boyutlarının çok dikkatli hesaplanması gerekmektedir. Güvenilir sonuçlar alabilmek için ağ içerisinde yüksek miktarda hücre sayısına ihtiyaç duyulmaktadır. Bu çalışmada da LES yöntemi ile bir analiz gerçekleştirilmiştir. Fakat ağ yapısı URANS yönteminde kullanılan ile aynı alınmıştır. Buradaki amaç, LES yönteminin basınç dalgalanmalarını nasıl yakaladığının genel olarak gösterilmesi ve deney

sonuçlarıyla ne şekilde bir uyum sağlandığının incelenmesidir. Yapılan analizde sınır şartlarında herhangi bir değişiklik yapılmamış, sadece URANS yöntemi ve k-omega SST türbülans modeli yerine LES yöntemi ve WALE Subgrid Scale modeli kullanılmıştır. Ayrıca akustik denklemler URANS yönteminden farklı olarak 0.2 saniyede başlatılmıştır. Analizler sonucu ortaya çıkan akustik basınç dalgalanmalarının karşılaştırması Şekil 5.13'te verilmiştir.



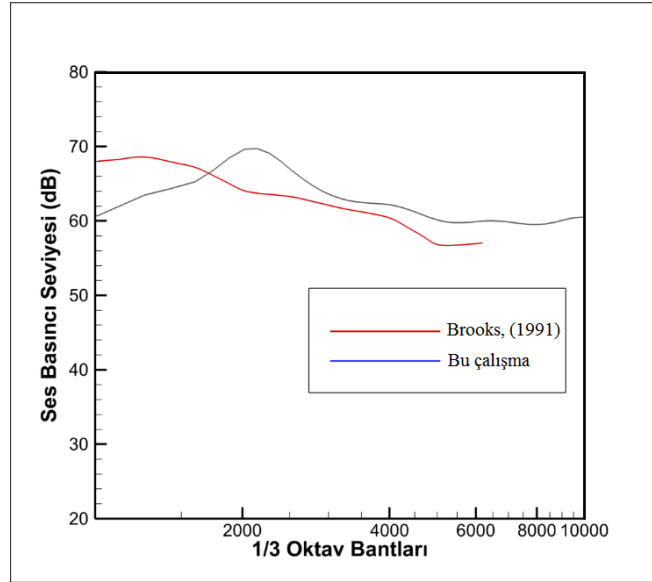
**Şekil 5.13** : Hesaplanan basınç dalgalanmaları; a) URANS, b) LES.

Şekil 5.13'te LES yöntemi sonucu ortaya çıkan basınç dalgalanmalarının küçük ölçekli akış yapılarından kaynaklanan bilgiyi de içerecek biçimde, düzensiz bir görüntüde olduğu görülebilmektedir. Ayrıca dalgalanmaların genliklerinin de URANS yönteminden daha yüksek olduğu ortaya çıkmıştır. Bu durumun en önemli sebebi LES yönteminde URANS'dan farklı olarak türbülansın modellenmeden, ağ yapısı izin verdiği ölçüde direkt olarak çözümlenmesi ve buna bağlı olarak sınır tabaka içerisindeki girdap yapılarının yarattığı basınç dalgalanmalarının daha detaylı bir şekilde gözlemlenebilmesidir. Şekil 5.14'te iki farklı yöntemin türbülanslı girdap yapılarını ne şekilde çözümlendiği Q-kriteri denilen ve organize girdap yapılarının karakteristiğini görselleştiren eş yüzeyler ile gösterilmiştir.



**Şekil 5.14 :** Q-kriteri eş yüzeyleri; a) URANS , b) LES.

Şekil 5.14'te açıkça görüldüğü üzere URANS yönteminde kullanılan ortalama alma metodu küçük girdap yapılarını tamamen ihmal etmekte ve bu yapıların oluşturduğu basınç dalgalanmalarını hesaba katmamaktadır. LES yönteminden alınan akustik basınç verileri FFT ile zaman uzayından frekans uzayına çevrildiğinde şu grafik ortaya çıkmıştır (Şekil 5.15):



**Şekil 5.15 :** LES ve deney verileri karşılaştırması.

Şekil 5.15'ten anlaşılacağı üzere LES yöntemi ile alınan sonuçlar deney sonuçlarına URANS yönteminden daha iyi uymaktadır. Özellikle yüksek frekanslarda gürültü seviyeleri deney sonuçlarına daha yakın hesaplanmıştır. Fakat

LES yöntemi baskın gürültünün frekansını yakalamakta başarısız olmuştur. Elde edilen veriler Çizelge 5.6'da verilmiştir.

**Çizelge 5.6 : Deneysel ve analiz sonuçları (LES).**

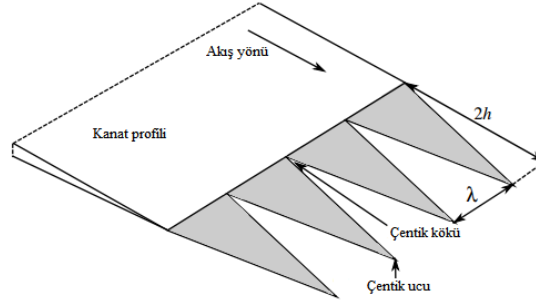
	Deneysel	Bu çalışma	Fark
Baskın Gürültünün Frekansı (Hz)	1248	2138	890
Baskın Gürültünün Şiddeti (dB)	68.60	69.74	1.14

Sonuç olarak hem baskın gürültünün frekansının tahminindeki hata hem de LES yöntemi için uygun ağ yapısı oluşturmadaki zorluk bu yöntemin çalışmada kullanılmasına uygun olmadığı kanaatine varılmıştır. Zira bu çalışmada ilgilenilen gürültü baskın (tonal) gürültü olup URANS yöntemi ile yapılan geçiş çalışmasında hem frekansı hem de gürültü seviyesi yeterli isabet ile hesaplanabilmiştir. Bu nedenle çalışmanın devamında URANS yöntemi kullanılması uygun görülmüştür.

### 5.3 İzler Kenar Çentik Uygulamaları

Literatürde yapılan çalışmalar izler kenarda oluşan gürültünün, izler kenara yapılacak geometrik modifikasyonlar ile, akışta oluşan bozulmaları düşük enerjili seslere dönüştürerek düşürülebileceğini önermektedir. İzler kenarın çentik tipi geometriler ile modifiye edilmesi uzak alan gürültü seviyelerinin azaltılabildiğini teorik (Howe, 1991), nümerik (Jones ve Sandberg, 2010) ve deneysel (Moreau ve diğ., 2013) çalışmalarda göstermektedir.

Howe (1991) düşük Mach sayılı akışlarda düz tabakaların izler kenarlarına uygulanacak çentik geometrilerinin gürültü yayılımına etkisini gösteren analitik bir model oluşturmuştur. Howe'ın teorisine göre izler kenara yapılan bu çentik modifikasyonları, izler kenarın efektif kanat açıklığı boyunu düşürerek gürültüyü azaltmaktadır. Howe'a göre ses seviyesindeki düşüşün boyutu bu çentiklerin genliklerine ( $h$ ), çentikler arası mesafeye ( $\lambda$ ) ve sesin oluştuğu frekansa bağlıdır (Şekil 5.16). Howe, yayınladığı makalede gürültü seviyesinin düşürülebilmesi için  $\lambda/h \leq 4$  şartının sağlanmasının yanı sıra çentik açılarının da 45 dereceden düşük olması gerektiğini belirtmiştir.



**Şekil 5.16 :** Çentik geometrisi detayları.

İzler kenar çentikleri ile ilgili yapılan bir takım deneyler, çentik geometrilerinin rüzgar türbin kanatları üzerindeki etkisini incelemiştir (Oerlemans, 2009). Oerlemans bu çalışmada NACA 64412 kanat profiline eklenen çentik geometrilerinin gürültü seviyesine etkilerini gözlemlemiştir. Çalışmada yüksek Reynolds sayılarında ( $1.6 \times 10^6$ ) kanat profiline eklenen çentiklerin gürültüyü 6 dB kadar düşürdüğü ortaya çıkmıştır. Gruber (2011) yaptığı deneylerde NACA 651-210 kanat profiline eklediği çentik geometrilerinin orta Reynolds sayılarında ve 2 kHz'den düşük frekanslarda gürültü seviyesini 7 dB kadar düşürdüğünü görmüştür. Moerau (2013) ise düz tabakaya eklenen çentik geometrilerinin düşük-orta Reynolds sayılarında ve düşük frekanslarda genişbant gürültüsünü 3 dB kadar, yüksek frekanslarda girdap atma gürültüsünü 13 dB kadar düşürdüğünü gözlemlemiştir.

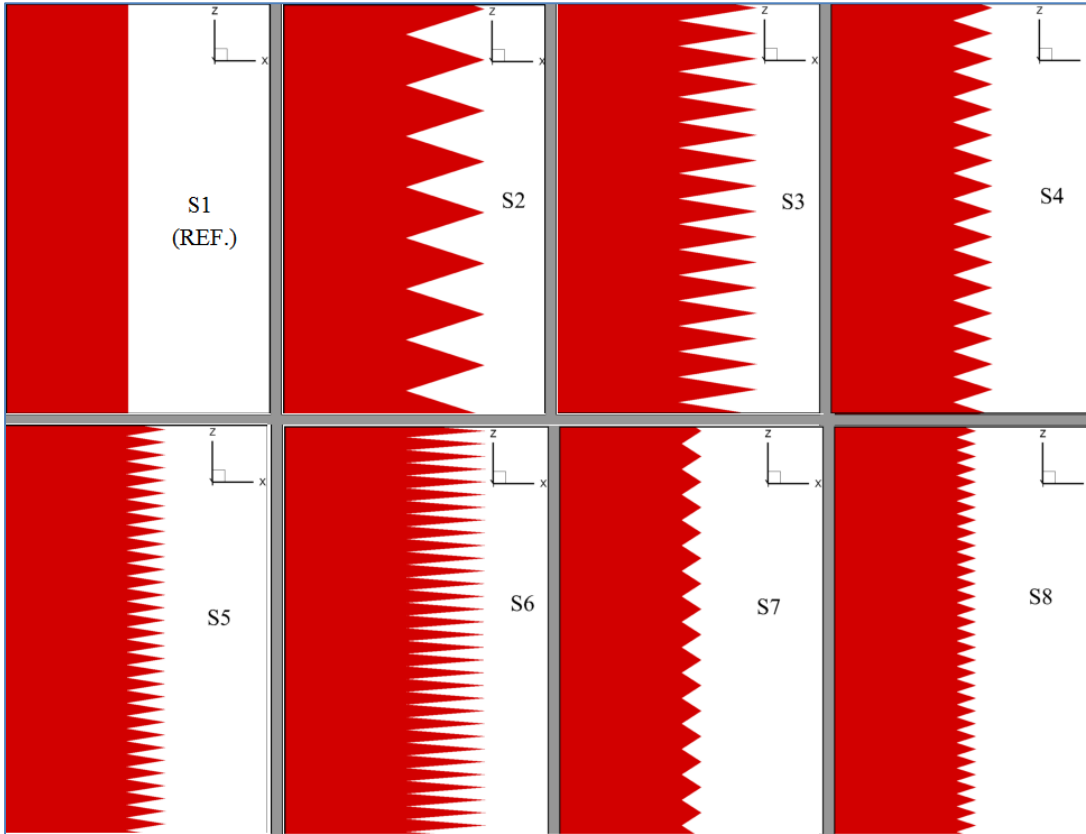
### 5.3.1 Geometrik parametreler ve ağ yapısı

Bu çalışmada Howe'nin teorisine göre hazırlanan 7 farklı çentik geometrisinin izler kenar gürültüsüne olan etkisi incelenmiştir. Hesaplama gücü ve zaman kısıtlamalarından dolayı bu sayının düşük tutulması gerekmiştir. İncelenen parametreler çentik genişliği ( $h$ ) ve iki çentik tepesi arasındaki uzaklık ( $\lambda$ ) olarak belirlenmiştir. Çözümün zamana bağlı olması, çözüm sürelerinin uzunluğu ve işlem gücünün yetersizliği sebebi ile hücum açısı ve Reynolds sayısı her vakada sabit tutulmuş, yalnızca çentik geometrilerinin farkından dolayı ortaya çıkan gürültü seviyeleri değişimi incelenmiştir. Analizi gerçekleştirilen vakaların parametreleri Çizelge 5.7'de verilmiştir.

**Çizelge 5.7 :** İncelenen vakaların parametreleri.

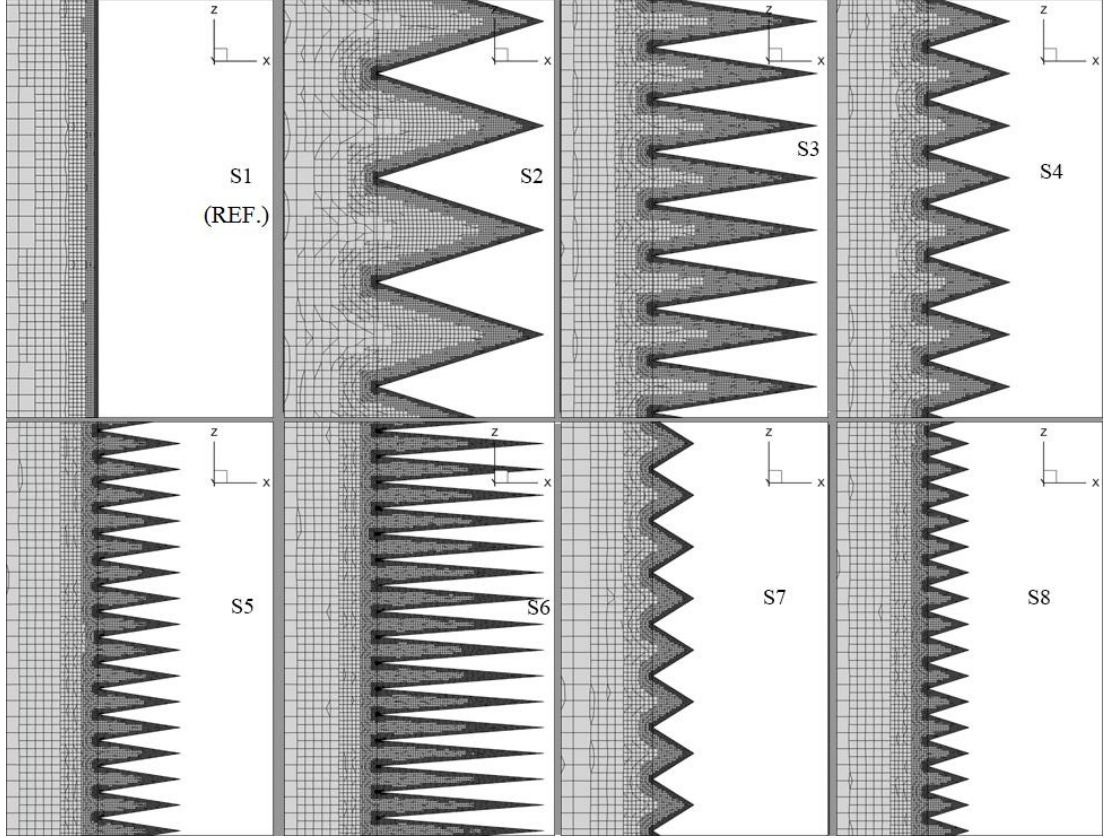
Vaka kodu	h (mm)	h/c	$\lambda$ (mm)	$\lambda/c$	$\lambda/h$
S1	-	-	-	-	-
S2	2.5	0.0109	3.2	0.0140	1.28
S3	2.5	0.0109	1.6	0.0070	0.64
S4	1.25	0.0055	1.6	0.0070	1.28
S5	1.25	0.0055	0.8	0.0035	0.64
S6	2.5	0.0109	0.8	0.0035	0.32
S7	0.625	0.0027	1.6	0.0070	2.56
S8	0.625	0.0027	0.8	0.0035	1.28

$h/c$  ve  $\lambda/c$  değerleri çentik yüksekliği ve çentikler arası mesafenin profil boyuna ( $c$ ) göre boyutsuzlaştırılmış hallerini ifade etmektedir. Çentik geometrileri ise Şekil 5.17’de sunulmuştur.



**Şekil 5.17 :** Çentik geometrileri.

Çizelgede verilen vakalardaki ağ yapısı ve sınır şartları, akustik geçirme çalışmasında kullanılanlar ile aynı alınmıştır. Hazırlanan vakaların çentik geometrileri üzerindeki ağ yapılarının detaylı görselleri Şekil 5.18’de verilmiştir.



Şekil 5.18 : Çentik geometrileri ağ yapıları.

### 5.3.2 Analiz sonuçları

Elde edilen akustik basınç dalgalanmalarının RMS (Root Mean Square) değerleri (Oxford University Press, 2009) hesaplanmış ve buradan OASPL (Overall Sound Pressure Level) hesabına geçilmiştir. OASPL hesabının formülü Denklem 5.5'te verilmiştir (Wijker, 2008).

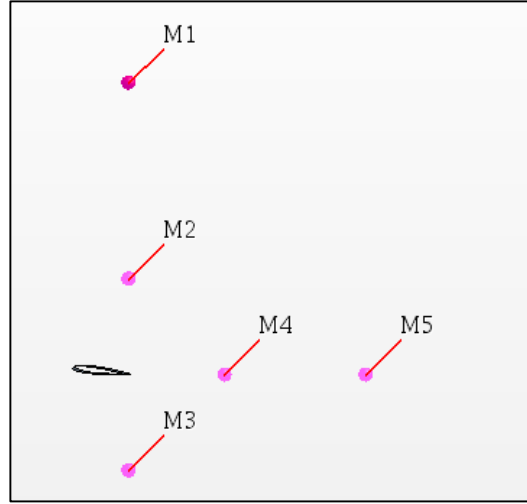
$$\text{OASPL} = 10 \log \left( \frac{p_{\text{rms}}^2}{p_{\text{ref}}^2} \right) \quad (5.5)$$

Burada  $p_{\text{ref}}$  referans ses basıncını tanımlamaktadır. Referans ses basıncı tüm vakalarda sabit ve  $2 \times 10^{-5}$  Pa olduğu için denklem 5.5 aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\text{OASPL} = 10 \log p_{\text{rms}}^2 + 94 \quad (5.6)$$

Analizlerde 5 farklı konumdaki sanal mikrofonlar alıcı olarak kullanılmıştır. Bu mikrofonların konumları izler kenar uç noktası sıfır kabul edildiğinde aşağıdaki şekildedir (Şekil 5.19):

- M1 : +y yönünde 1.22 m
- M2 : +y yönünde 0.4 m
- M3 : -y yönünde 0.4 m
- M4 : +x yönünde 0.4 m
- M5 : +x yönünde 1.22 m



**Şekil 5.19** : Sanal mikrofonların profile göre konumları.

Vakaların RMS değerleri ve hesaplanan OASPL ve tepe SPL değerleri her sanal mikrofon için ayrı ayrı Çizelge 5.8’de verilmiştir. Burada S1 vakası çentik içermeyen referans NACA 0012 profilini tanımlamaktadır.

**Çizelge 5.8** : İncelenen vakaların sonuçları.

Vaka	OASPL (dB)					Tepe SPL (dB)				
	M1	M2	M3	M4	M5	M1	M2	M3	M4	M5
S1	61.7	70.5	68.4	44.6	38.6	59.3	69	67.2	39.8	33.4
S2	67.1	76.5	72.1	54.9	49.1	64.8	74.8	71.1	51.1	46
S3	62.2	71.8	66.9	53.5	47.4	58.3	69.1	65.9	50.2	44.2
S4	62.6	71.3	67.2	47.4	42	58.6	68.3	65.6	44.7	39.6
S5	63.1	72.5	69.4	51.4	45.6	60.9	71.1	68.6	48.5	42.8
S6	66.1	75.8	73	54.5	48.5	64	74.3	71.9	51.7	46
S7	58.4	67.9	64.2	49.7	43.5	55.5	66.1	62.7	46.6	40.2
S8	65.2	74.3	70.8	50.5	44.9	62	72	69.5	47.4	42

Çizelge 5.8 incelendiğinde özellikle M1, M2 ve M3 mikrofonlarının konumları göz önüne alındığında ve bu mikrofonlardan okunan OASPL değerleri göz önünde bulundurulduğunda profile daha yakın olan M2 ve M3 mikrofonlarının gürültü

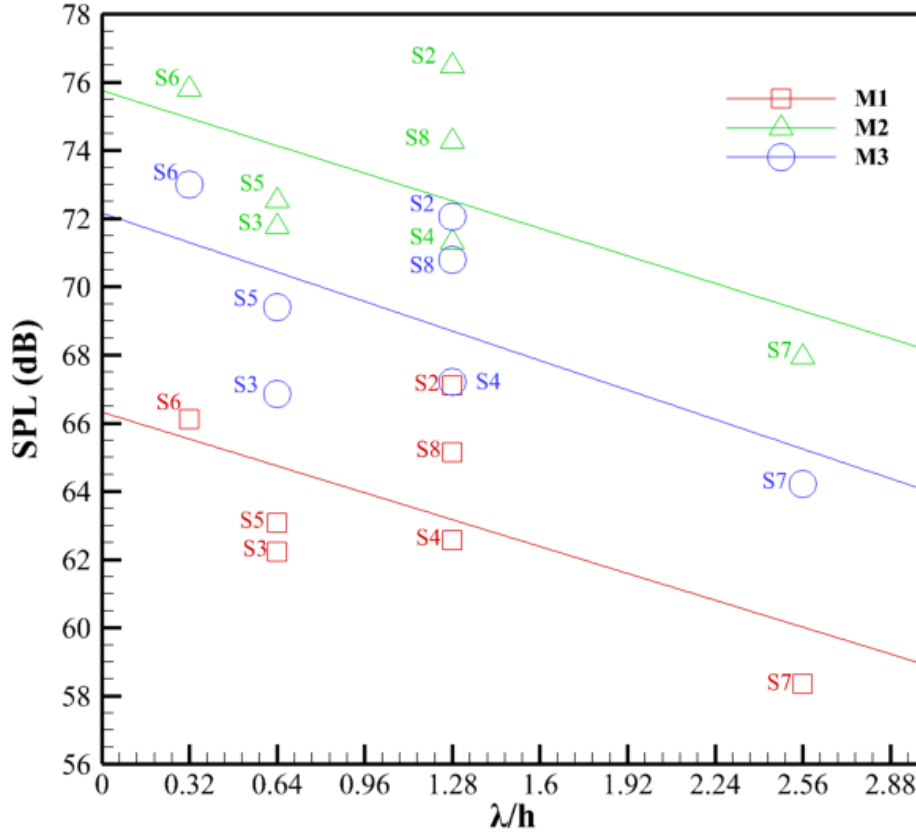


seviyelerinin M1'e göre yaklaşık 10 dB daha fazla olduğuna işaret etmektedir. Fakat bu durum profile M2 ve M3 mikrofonu ile aynı uzaklıkta fakat farklı ekseninde bulunan M4 mikrofonunda gözlemlenmemiştir.

Referans olarak kullanılan ve çentik içermeyen NACA 0012 profiline (S1) göre yalnızca S7 vakasında kayda değer bir gürültü azalması (4 dB) görülebilmektedir. Bu azalma M1, M2 ve M3 mikrofonlarından okunan OASPL ve tepe SPL değerlerinde açıkça görülebilmektedir. M4 ve M5 mikrofonları tam olarak profilin iz bölgesinde kaldığı için çentik geometrilerinin etkisi bu mikrofonlara daha farklı yansımıştır. İz bölgesi içerisindeki basınç ve hız değişimleri zamana bağlı çözümden diğer bölgelerden çok daha fazla salınım yaptığı için analiz süresini uzatmadan bu mikrofonlar hakkında kesin bir yorum yapmak mümkün olmayacaktır.

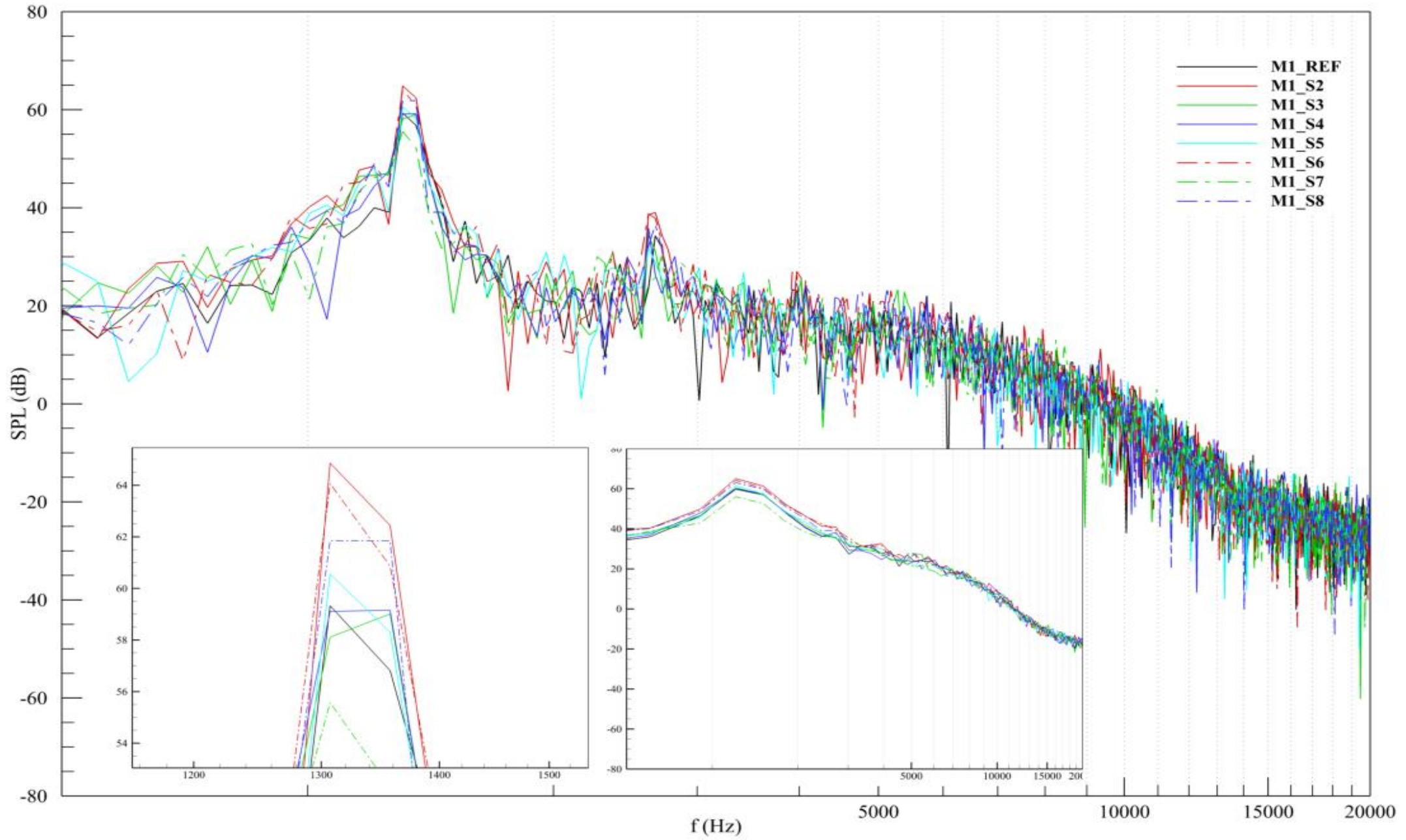
Çizelgedeki tepe SPL değerleri incelendiğinde, OASPL değerleriyle uyumlu oldukları görülmektedir. Tepe SPL değeri, OASPL değerini frekans spektrumunun diğer yerlerinden çok daha fazla etkilemekte, böylece iki değer birbirine çok yakın hesaplanmaktadır. Ancak her vakanın tepe SPL ve OASPL değerleri arasındaki fark aynı değildir. Bu da frekans spektrumunun daha detaylı incelenmesi gerektiğini göstermektedir. OASPL ve tepe SPL değerleri arasındaki fark yüksek olan vakalarda, spektrumun geri kalanındaki enerji seviyesinin değişmiş olduğu tahmin edilmektedir.

Çalışmada kullanılan çentik parametrelerine göre  $\lambda$  ve  $h$  değerlerinin ayrı ayrı incelenmesi sonucu herhangi bir karakteristik trend yakalanamamış, fakat  $\lambda/h$  parametresi incelendiğinde bu değer artmasıyla SPL seviyelerinin azaldığı trendinin gözlemlendiği ancak bu trendi uymayan istisnalar da olduğu anlaşılmıştır (Şekil 5.20).

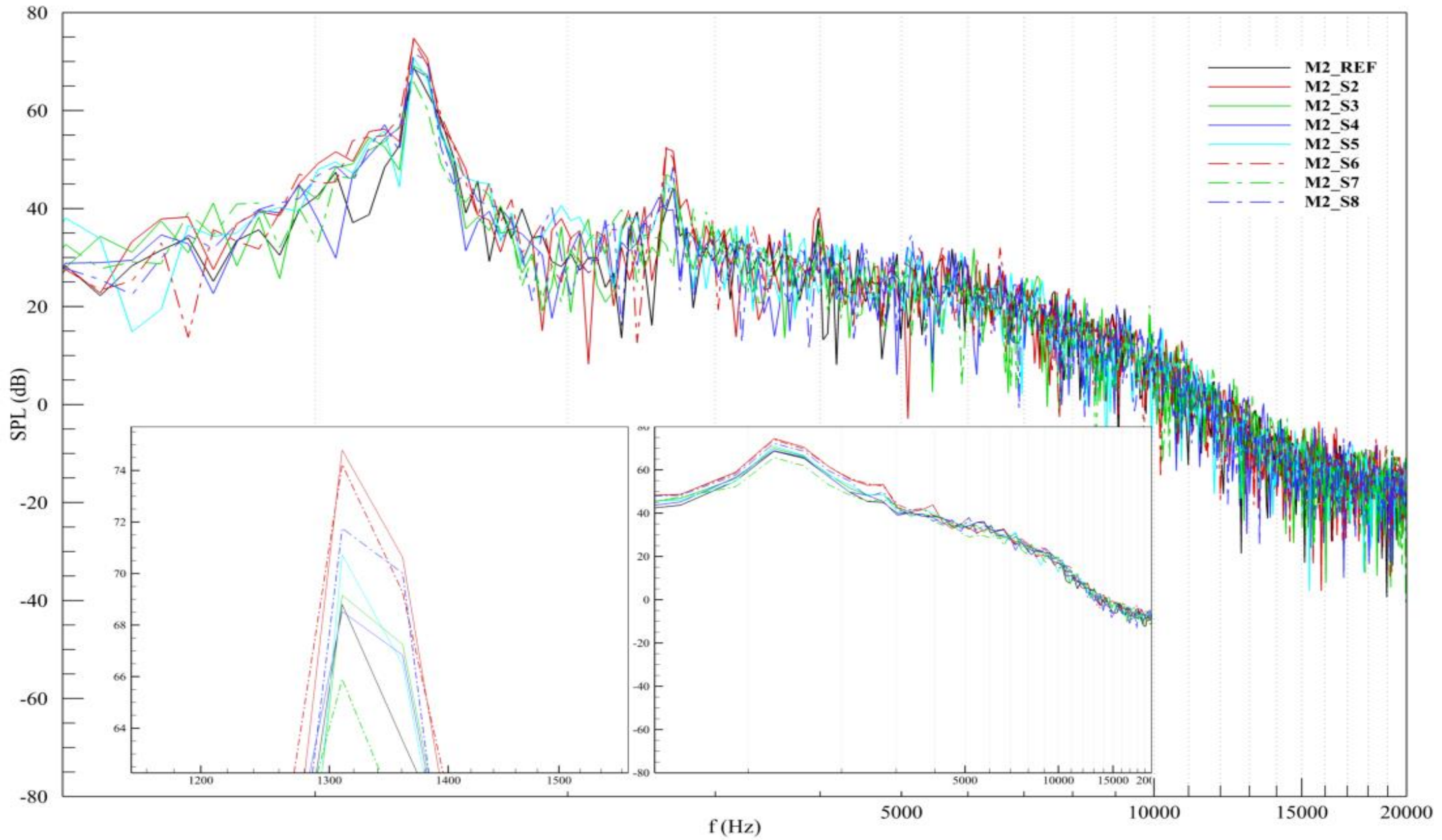


Şekil 5.20 :  $\lambda/h$  parametresine göre gürültünün azalma trendi.

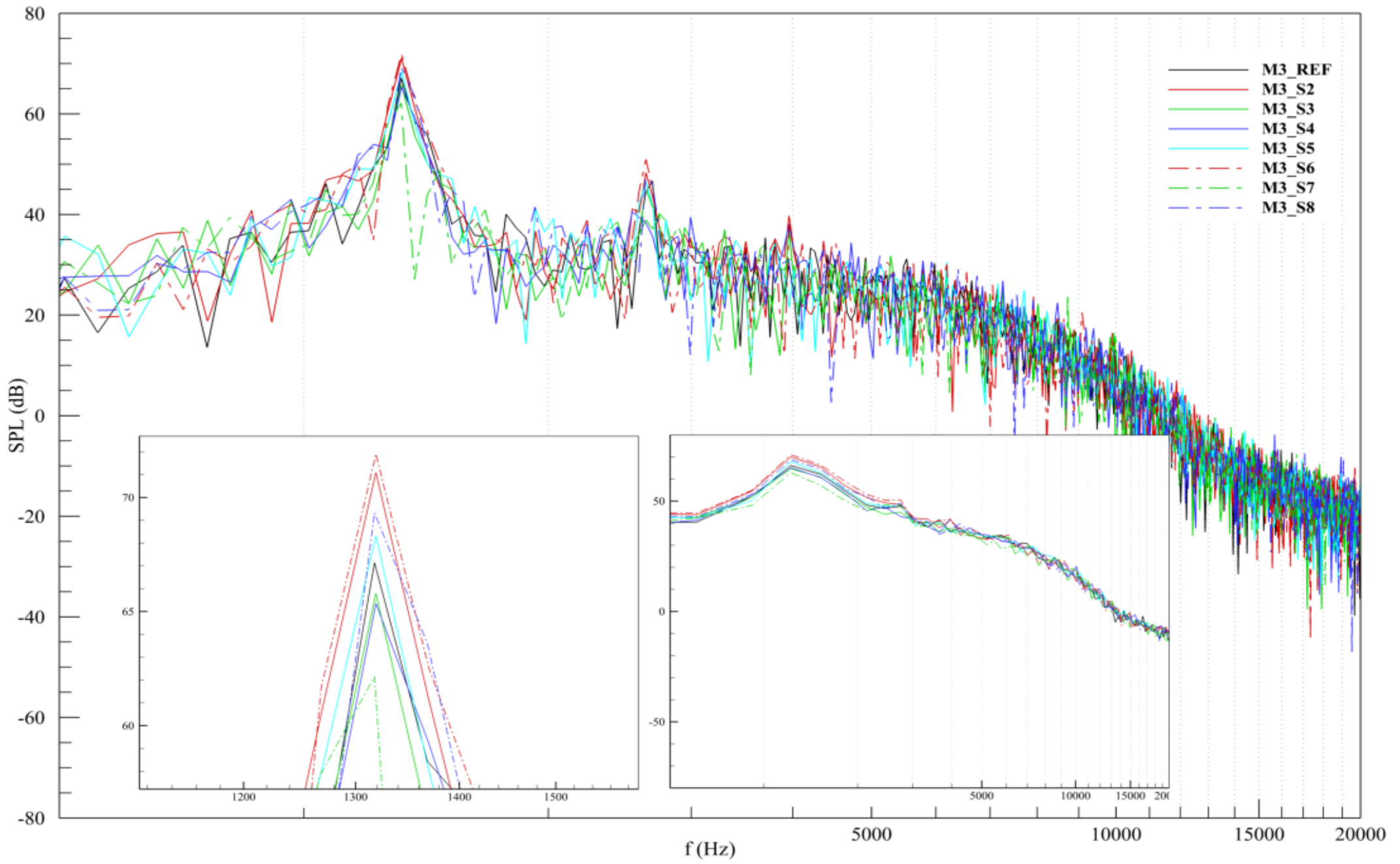
Grafikte görüldüğü üzere M1, M2 ve M3 mikrofonlarının genel karakteristiği  $\lambda/h$  oranının artması ile gürültü seviyesinin azalmasıdır. Trende uyan S6, S4 ve S7 vakalarına bakıldığında özellikle çentik yüksekliğinin azalmasının gürültü seviyesini düşürdüğü gözlemlenmiştir. Grafik daha detaylı incelendiğinde bu karakteristiği bozan vakaların olduğu görülmektedir. Mikrofonlarda S2, S3 ve S8 vakaları bu karakteristiğin dışında kalmaktadır. Bunun dışında çentik yüksekliği S3 vakasında S8'e göre daha fazla olmasına rağmen S3 vakasının gürültü seviyesinin daha düşük olduğu görülmektedir. Bu durumdan anlaşılan gürültü seviyesinin azalmasında, çentik geometrileri hazırlanırken kullanılan parametrelerin daha detaylı incelenmesi gerekmektedir. Zaman ve hesaplama gücü kısıtlamalarından dolayı vaka sayısının sınırlı tutulması gerektiğinden dolayı parametrelerin gürültü seviyesini nasıl etkilediği çok kesin olarak söylenememektedir. Vakaların gürültü seviyelerinin frekans spektrumundaki karakterlerinin görülebilmesi adına her mikrofonun SPL-f grafikleri Şekil 5.21 - 5.25'te sunulmuştur. Şekiller üzerinde sol taraftaki grafikler 1300 Hz civarının yakınlştırılmış halini, sağdakiler ise spektrumun prüssüzleştirilmiş halini göstermektedir.



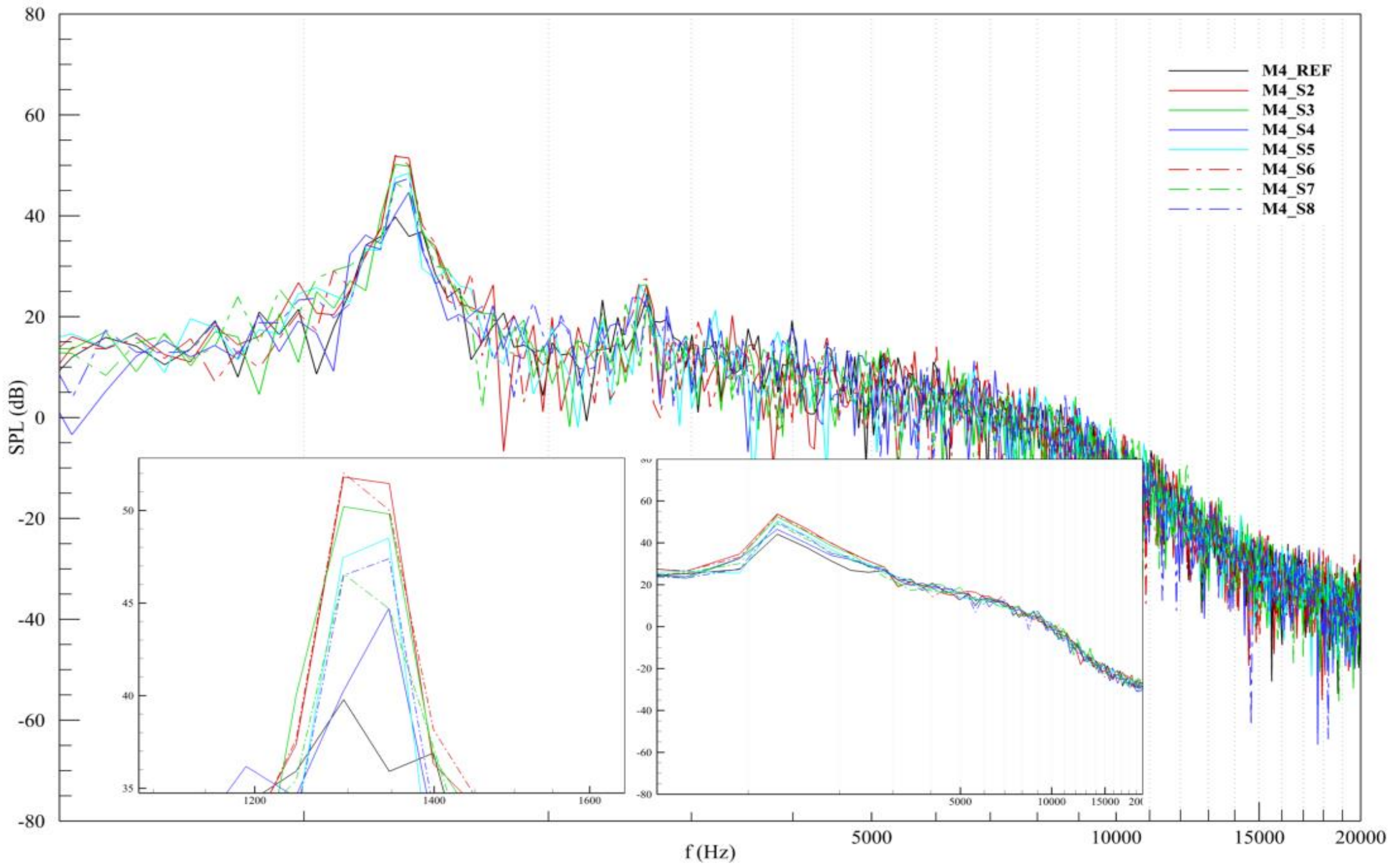
Şekil 5.21 : M1 Mikrofonu SPL –  $f$  grafiği.



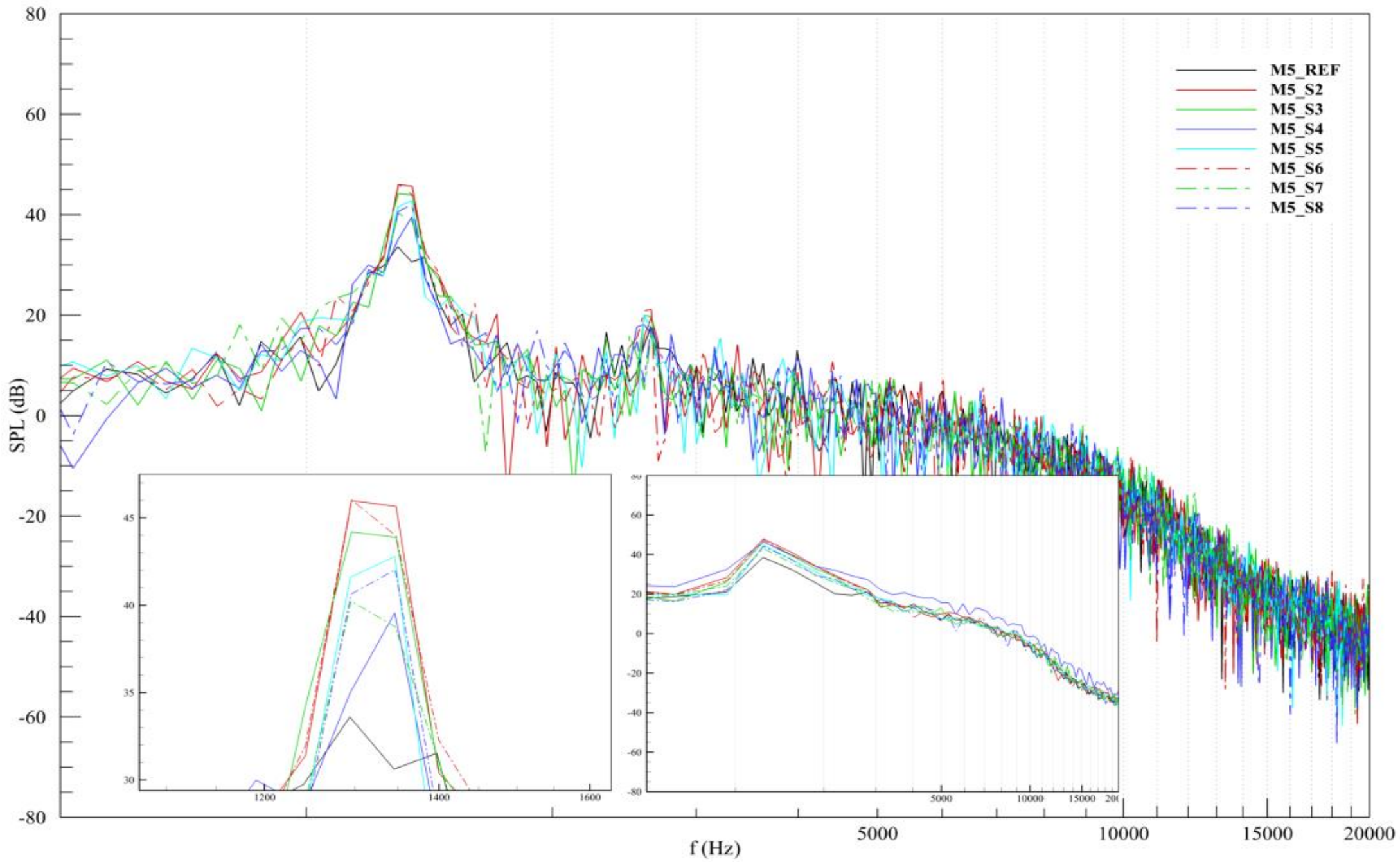
Şekil 5.22 : M2 Mikrofonu SPL – f grafiği.



Şekil 5.23 : M3 Mikrofonu SPL – f grafiği.



Şekil 5.24 : M4 Mikrofonu SPL – f grafiği.



Şekil 5.25 : M5 Mikrofonu SPL – f grafiği.

SPL grafiklerinden görüldüğü üzere, tüm mikrofonlarda gürültünün tepe noktasına ulaştığı frekansın 1300 Hz civarında olduğu anlaşılmaktadır. Bu tepe SPL değerine tonal gürültü denmektedir. M1, M2 ve M3 mikrofonlarındaki vakalar incelendiğinde S7 kodlu çentik geometrisinin gürültü seviyesini düşürmede başarılı olduğu görülmüştür. Ayrıca aynı mikrofonların konumları göz önüne alındığında, profile yakın mikrofonların (M2 ve M3) spektrumlarının yukarıya doğru yaklaşık 10 dB kaydığı açıkça görülebilmektedir. Grafiklerde 2700 Hz civarı incelendiğinde ikincil ve daha sönük bir tepe noktası görülmektedir. Özellikle S2 vakasında öne çıkan bu ikincil tepe noktasının gürültüsü 40 dB seviyelerinde olup tam olarak yüksek bir gürültü seviyesi sayılamamakla birlikte, referans olarak bir kütüphanedeki arkaplan gürültüsüne denk gelmektedir. İlk tepe değerinin 60-70 dB seviyelerinde (1 metre uzaktaki elektrikli süpürge gürültüsü) olduğu göz önüne alındığında, ikincil tepe değerinin ihmal edilebilir olduğu söylenebilir. Bu frekanstaki tepe SPL değerinin S7 vakasında neredeyse tamamen sönümlendiği gözlemlenmiştir. Bu durum da uygulanan çentiklerin özellikle 1300-2700 Hz aralığında etkili olduğunu göstermektedir.

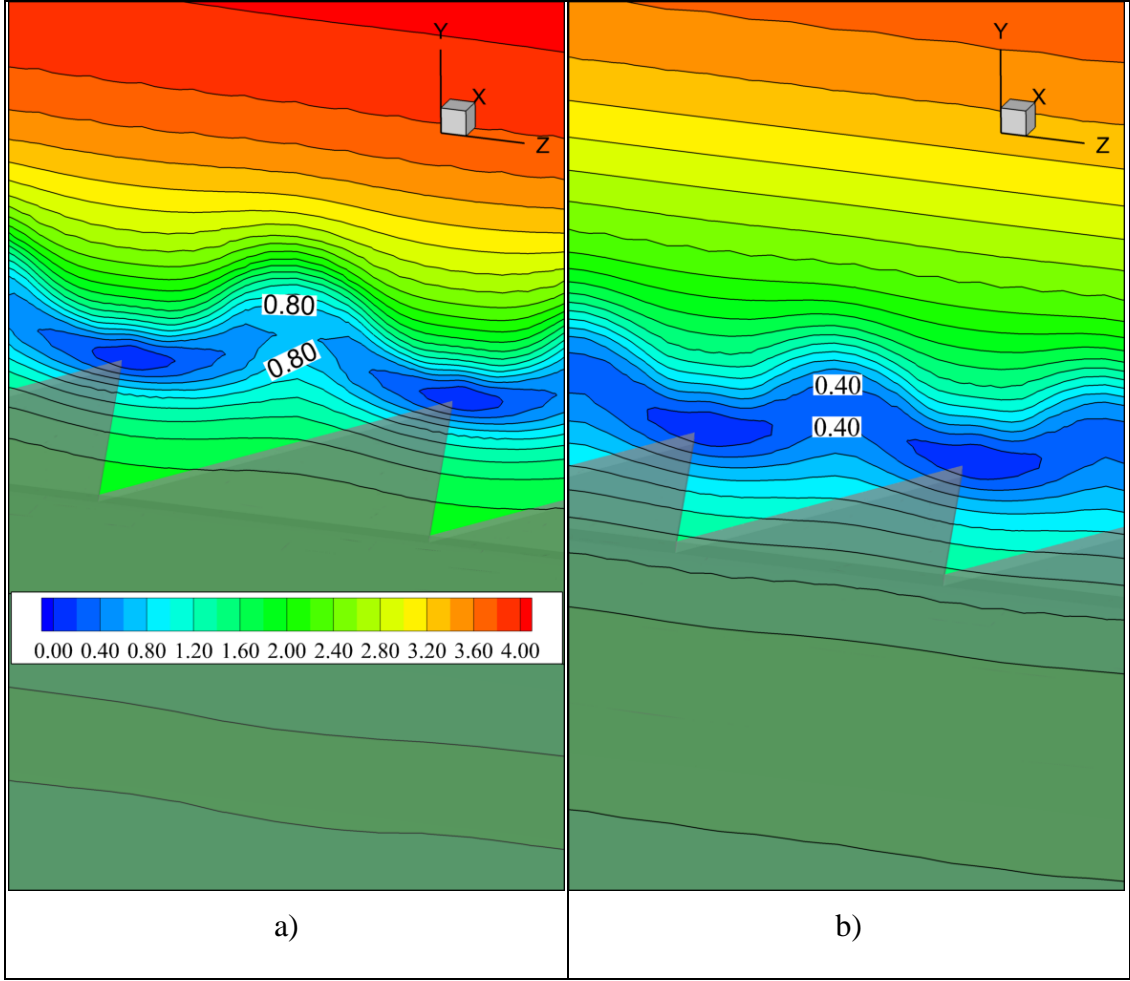
Grafiklerde düşük frekans bölgelerinde 500-1300 Hz arası büyük bir artış gözlemlenmektedir. Fakat bu çalışmada kullanılan çözüm süresi 1000 Hz altı frekanslarda yeterli örnek sayısı okunmasına yetmediğinden bu artış konusunda yorum yapmak doğru olmayacaktır. 1300 Hz civarında ilk tepe noktasına gelindikten sonra bir düşüş başlamış, 2700 Hz civarında ikincil tepeye gelindikten sonra sürekli bir düşüş görülmektedir. SPL değerinin negatif olduğu frekanslar ise hesaplanan akustik basınç değerlerinin referans hava akustik basıncının altında olduğu yerleri göstermektedir.

Şekil 5.19'da S2 ve S4 vakalarının aynı  $\lambda/h$  değerine sahip olmasına rağmen OASPL değerlerinde büyük fark olduğu görülmektedir. Bu durumun sebebinin anlaşılabilmesi için çentiklerin uç kısımlarına yerleştirilen sabit x düzlemi üzerindeki TLS (Türbülans Boy Ölçeği) dağılımları incelenmiştir (Şekil 5.26). TLS formülü Denklem 5.5'te ifade edilmiştir.

$$TLS = \frac{1}{C_{\mu} \omega k^2} \quad (5.5)$$



Burada  $C_\mu$  model sabitini (0.09),  $k$  türbülans kinetik enerjisini ve  $\omega$  ise spesifik disipasyonu belirtmektedir.

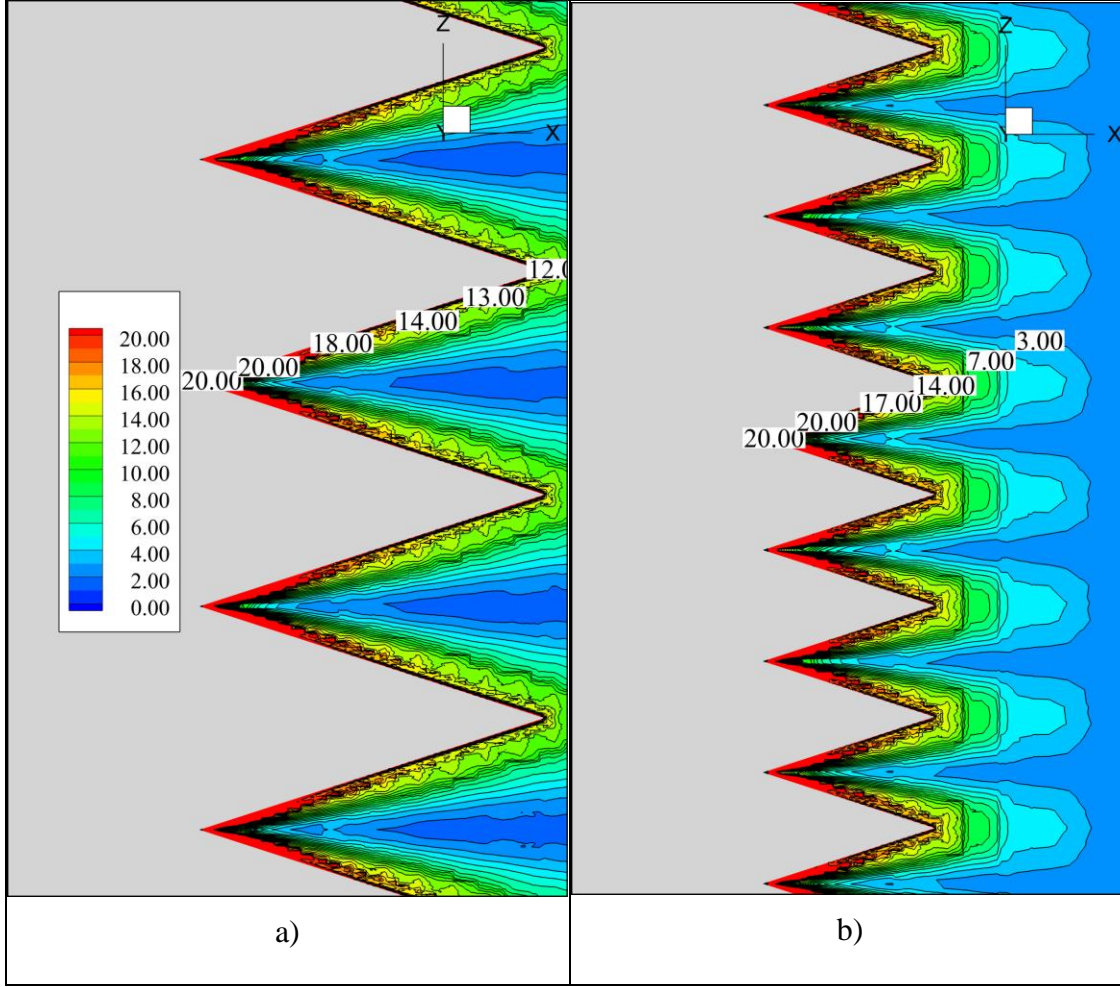


**Şekil 5.26 :** Vakaların TLS dağılımları; a) S2, b) S4.

Şekil 5.26 incelendiğinde S2 vakasında baskın TLS değerinin 0.8 mm olduğu, S3 vakasında ise 0.4 mm olduğu görülmektedir. Burada türbülanslı yapıların boyutunun büyümesi enerji seviyelerini artırmakla birlikte, salınımların düşük frekanslarda gerçekleşebildiğini göstermektedir. Enerjinin artması da ilgili frekanslardaki (1300 Hz) gürültü seviyesini yükseltmiştir. Aynı vakaların girdaplılık dağılımları Şekil 5.27’de verilmiştir. Girdaplılık formülü Denklem 5.6’da ifade edildiği gibi hız vektörünün rotasyoneli alınarak hesaplanabilir.

$$\vec{\xi} = \vec{\nabla} \times \vec{V} \quad (5.6)$$

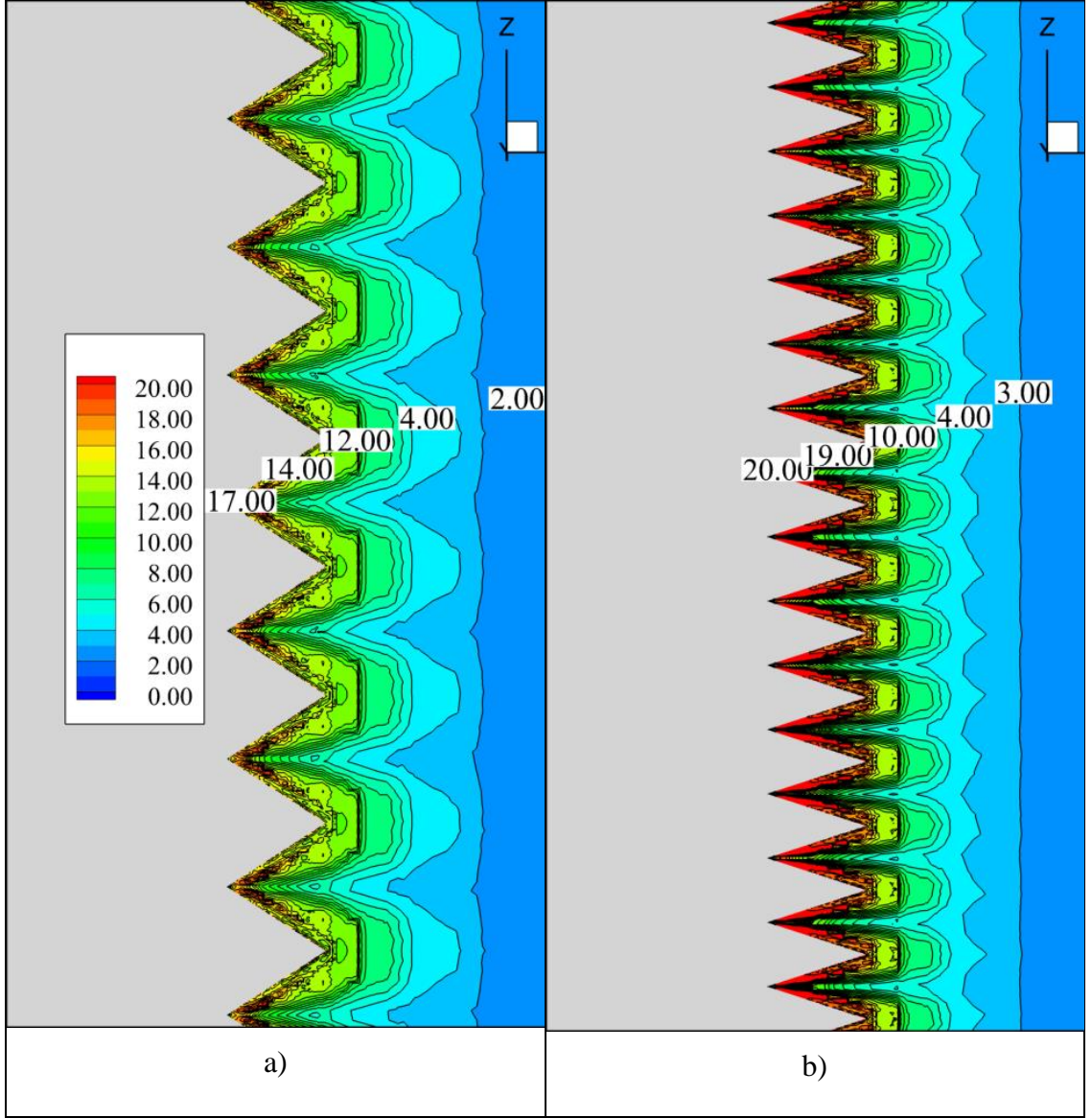
Denklemde  $\xi$  girdaplılığı,  $V$  ise hızı ifade etmektedir. Girdaplılık birimi 1/s’dir.



**Şekil 5.27 :** Vakaların girdaplılık dağılımları ( $\times 10^4$ ); a) S2, b) S4.

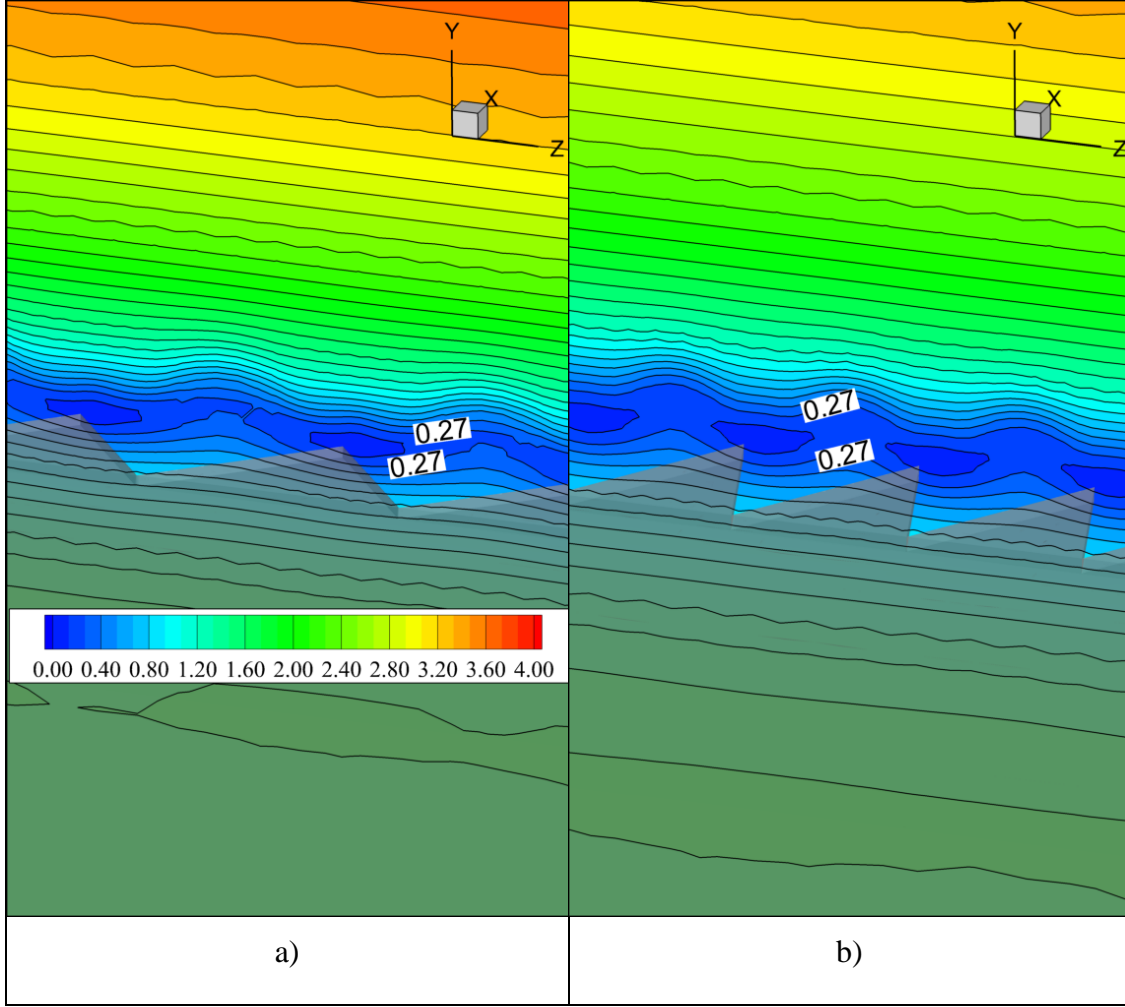
Şekil 5.27 incelendiğinde gürültü seviyesi yüksek olan S2 vakasının girdaplılık dağılımının S4 vakasına göre daha düşük seviyelerde olduğu görülmektedir. Normal şartlarda girdaplılık seviyesi düşük olan vakanın gürültü seviyesinin daha düşük olması beklenirken, TLS bu vakalarda baskın bir karakteristik sergilemiş olup prüssüzleştirilmiş frekans spektrumu grafiklerinden de anlaşılacağı üzere yüksek TLS değerleri olan S2 vakasının 1300-2700 Hz frekanslarındaki enerjisi daha yüksek iken, 5-10 kHz aralığında S4 vakası nispeten daha baskın gelmektedir.

S7 ve S8 vakalarının ise çentik yükseklikleri aynı fakat dalga boyları ( $\lambda$ ) farklıdır. Aralarındaki OASPL seviye farkının sebebinin görülebilmesi için profilin sabit y düzlemindeki bir kesitte girdaplılık dağılımı incelenmiştir (Şekil 5.28)



Şekil 5.28 : Vakaların girdaplılık dağılımları ( $\times 10^4$ ); a) S7, b) S8.

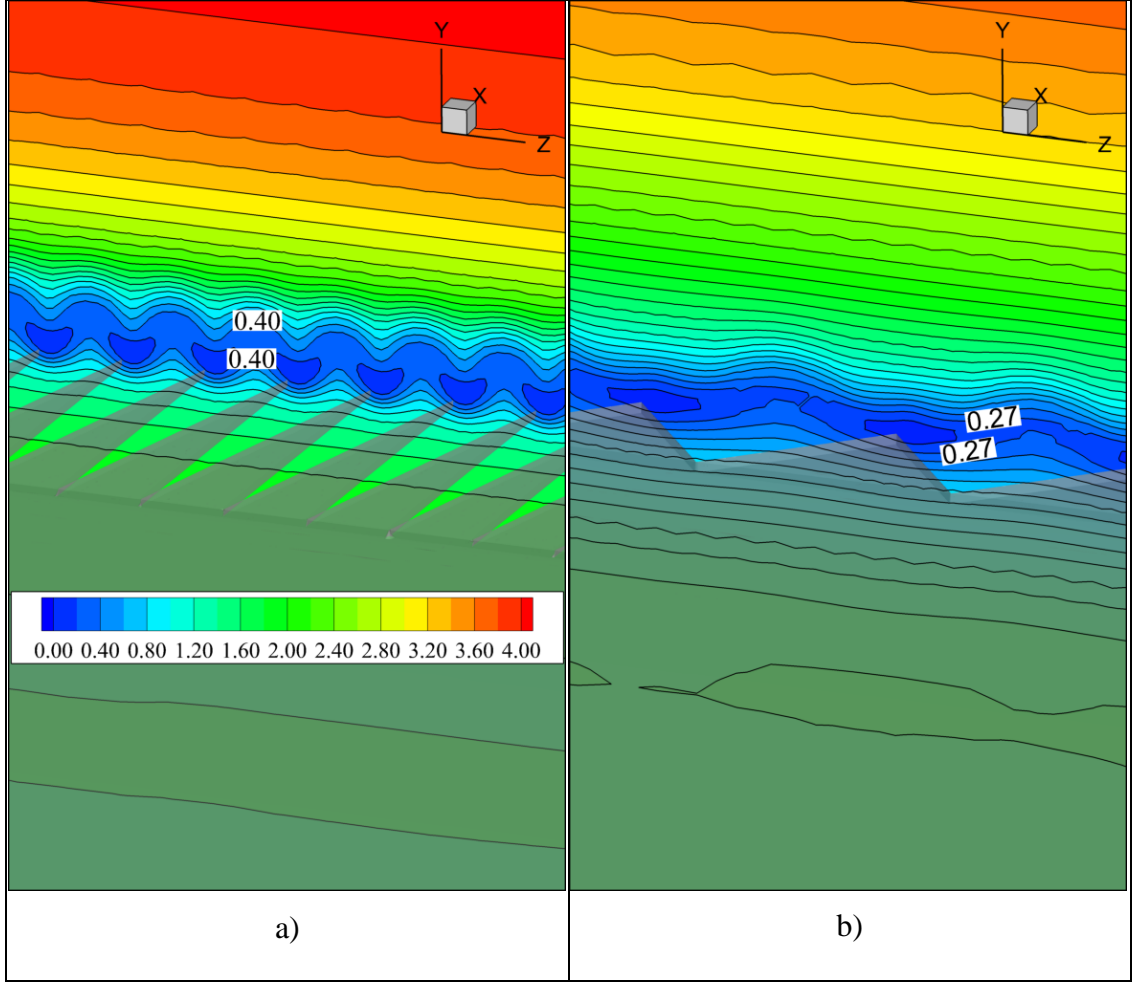
Şekil 5.28’de açıkça görüldüğü üzere  $\lambda=0.8$  mm olan S8 vakasının çentikleri etrafında girdaplılık seviyeleri 190,000-200,000 civarında iken  $\lambda=1.6$  mm olan S7 vakasında bu değer 170,000 civarındadır. Girdaplılık seviyesinin artması ile birlikte gürültü seviyesinin yükselmesi OASPL değerleri arasındaki farkı doğrulamaktadır. Aynı vakaların TLS dağılımları da Şekil 5.29’da incelenmiştir.



Şekil 5.29 : Vakaların TLS dağılımları; a) S7, b) S8.

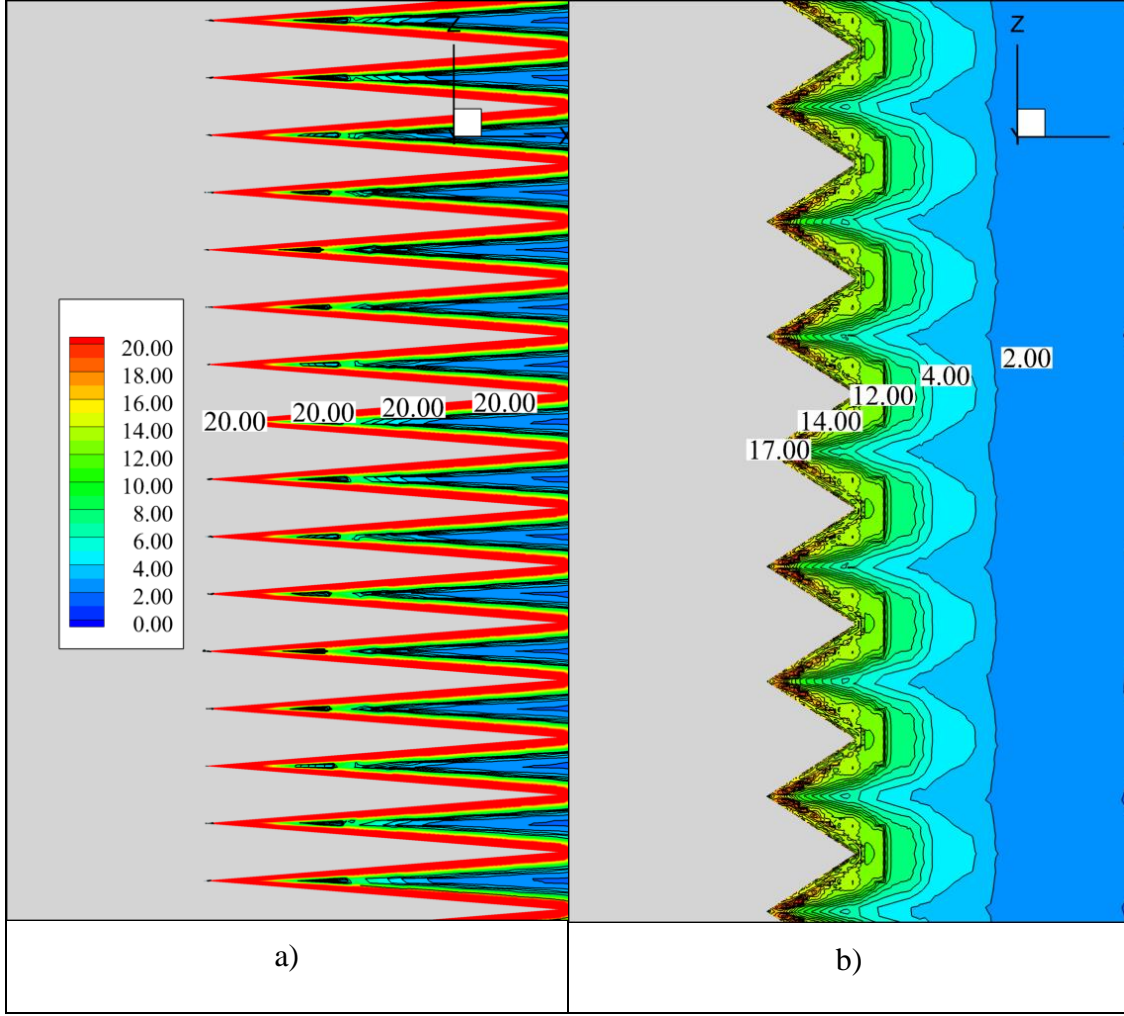
Şekil 5.29'dan anlaşılacağı üzere iki vakanın da baskın TLS bantları 0.27 mm seviyesinde iken S8 vakasının baskın TLS bandının genliği S7 vakasına göre daha yüksektir. Yani  $\lambda$  yüksek olan S8 vakasında aynı boyuttaki türbülanslı yapılar S7 vakasına göre daha büyük bir alana yayılmıştır. Bu sebeple S8 vakasının gürültü seviyesi daha yüksektir.

Çizelge 5.7'deki  $\lambda/h$  oranlarına bakıldığında en küçük oranın S6 vakasında 0.32 ve en büyük oranın S7 vakasında 2.56 olduğu görülmektedir. İki vaka arasındaki gürültü seviyesi farkının sebebinin daha iyi anlaşılabilmesi için TLS ve girdaplılık dağılımları incelenmiştir (Şekil 5.30).



**Şekil 5.30 :** Vakaların TLS dağılımları; a) S6, b) S7.

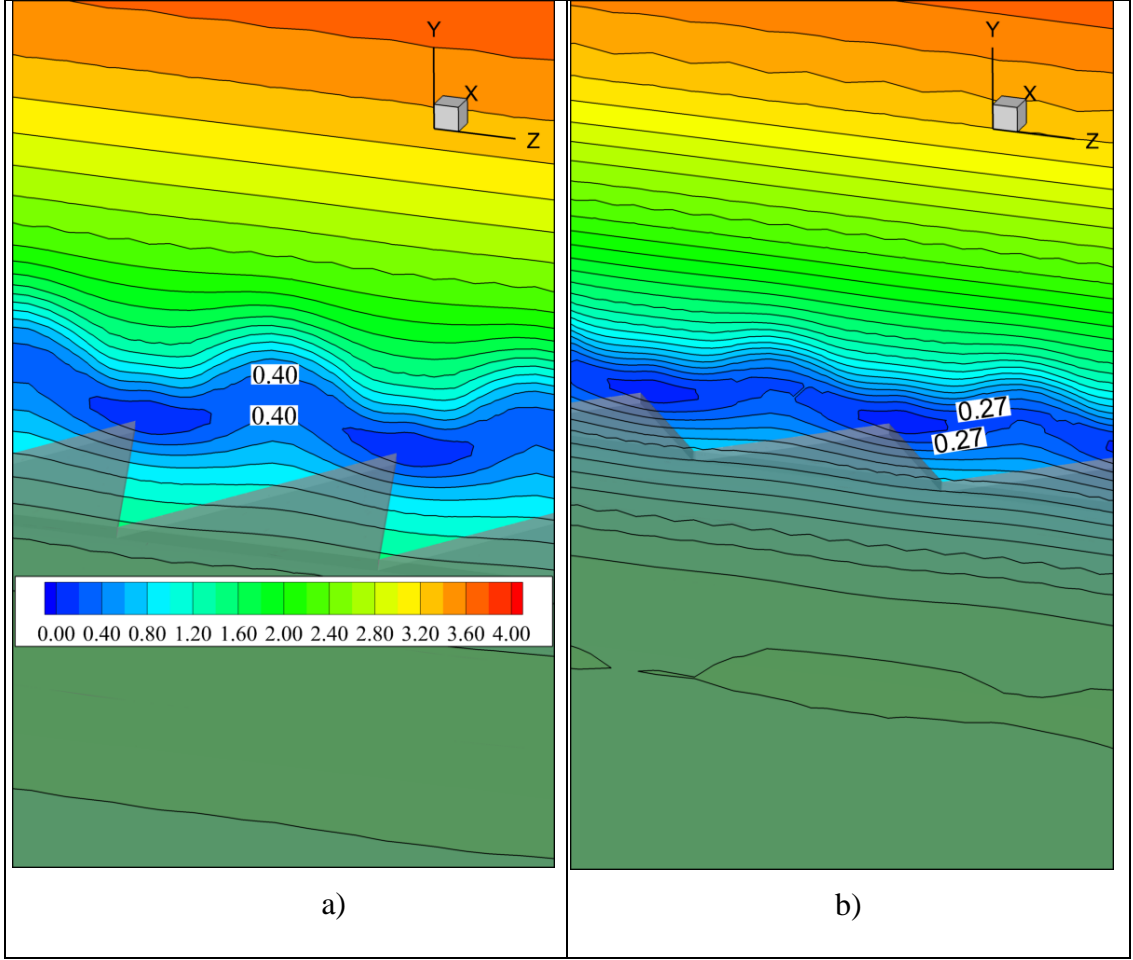
Şekil 5.30’da görüldüğü üzere S6 vakasında baskın TLS bandı değeri 0.40 mm olmasının yanında baskın TLS bandı değeri 0.27 mm olan S7 vakasından daha büyük bir alana yayılmıştır. Şekil 5.31’de ise aynı vakaların girdaplılık dağılımları verilmiştir.



**Şekil 5.31** : Vakaların girdaplılık dağılımları ( $\times 10^4$ ); a) S6, b) S7.

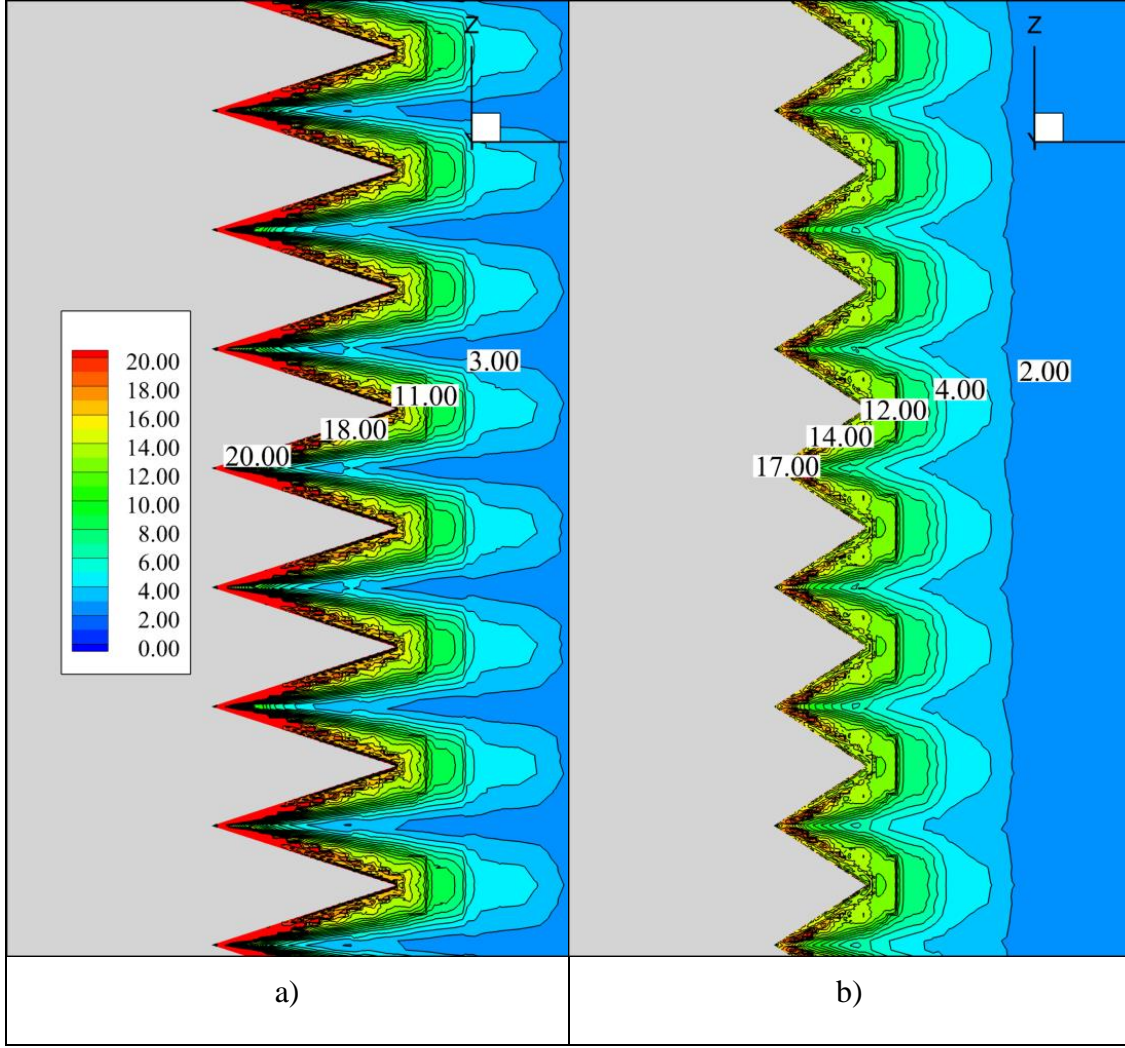
Şekil 5.31'e bakıldığında çentik geometrilerinin çevresindeki girdaplılığın S6 vakasında çok geniş bir alanda 200,000 civarında olduğu, bu değer S7 vakasında 170,000 civarında olduğu gözlemlenmiştir. Girdaplılığın artması ile gürültü seviyesinin artması beklendiğinden bu durum alınan sonuçları doğrulamaktadır.

Aynı şekilde S4 ve S7 vakalarının dalga boyları ( $\lambda$ ) aynı fakat çentik yükseklikleri (h) farklıdır. Bu iki vakanın da gürültü seviyelerindeki farkın sebebinin daha iyi anlaşılabilmesi için TLS dağılımları incelenmiştir (Şekil 5.32).



**Şekil 5.32 :** Vakaların TLS dağılımları; a) S4, b) S7.

Şekil 5.32’de görüldüğü üzere çentik yüksekliği 2.5 mm olan S6 vakasının baskın TLS bandı 0.4 mm seviyelerinde iken, çentik yüksekliği 1.25 mm olan S7 vakasının TLS bandı 0.27 mm seviyelerindedir. Bu sebeple TLS değerleri düşük olan S7 vakasının gürültü seviyesi  $\lambda$  aynı ve 1.6 mm olan S4 vakasından daha düşük hesaplanmıştır. Aynı durumun girdaplılık dağılımlarında da görülmesi beklenmektedir (Şekil 5.33).



Şekil 5.33 : Vakaların girdaplılık dağılımları ( $\times 10^4$ ); a) S4, b) S7.

S4 ve S7 vakalarının girdaplılık dağılımları incelendiğinde çentik boyu daha yüksek olan S4 vakasının çentik sınırlarında girdaplılık değerinin 200,000 seviyelerinde, S7 vakasının ise 170,000 seviyelerinde olduğu görülmektedir.



## 6. SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu çalışmada kanat profili izler kenar bitişine eklenen çentik geometrilerinin uzak alan gürültü seviyelerine etkisi hesaplamalı olarak incelenmiştir. Çalışmada, farklı yükseklik ve dalga boylarına sahip çentiklerin karşılaştırılması sonucu bu geometrilerin akış gürültüsünü ne şekilde etkilediği ve en düşük gürültü seviyesine sahip geometrinin belirlenebilmesi maksadı ile  $\lambda$ ,  $h$  ve bunlara bağlı olarak  $\lambda/h$  parametreleri ele alınmıştır.

Çalışmadaki amaçlardan biri profil yüzeyinden ve izler kenarından yayılan akustik basınç dalgalanmalarının genliğini ve bu sayede gürültü seviyesini düşürebilmektir. Bu sebeple çentikler ile ilgili temel akış parametreleri ele alınarak sistematik bir HAD ve HAA çalışması gerçekleştirilmiş, standart NACA 0012 profilinin eklenen çentikler ile oluşturulan profiller ile detaylı akustik ve aerodinamik karşılaştırmaları yapılmış ve en düşük gürültü seviyesine sahip çentik geometrisinin belirlenmesi amaçlanmıştır.

### 6.1 Sonuçlar

HAD ile yapılan analizlerin geçerliliğinin gösterilebilmesi için Ladson (1988) tarafından NACA 0012 profili ile yapılan deneylerin  $C_L$  değerleri referans alınmış, bunun dışında Gregory ve O'Reily (1970) tarafından gerçekleştirilen deneylerin  $C_p$  değerleri ile de karşılaştırmalar yapılmıştır. Yapılan analizlerin ağ yapısından bağımsızlığının gösterilebilmesi amacı ile bir ağdan bağımsızlık çalışması gerçekleştirilmiş ve çalışmaya en uygun sıklıktaki ağ yapısı belirlenmiştir. Alınan sonuçların üç farklı hücum açısı için de maksimum %5.4 hata payı ile hesaplandığı görülmüş ve uygulanan yöntem ve ağ yapısının geçerliliğinden emin olunmuştur. Aynı şekilde HAA ile yapılan analizlerin geçerliliği için Brooks (1989) tarafından NACA 0012 ile gerçekleştirilen deneyler ele alınmış, 0.2286 m profil boyu, 0.208 Mach sayısı ve 7.3 derece hücum açısı için yapılan analizlerin sonucunda URANS yöntemi ile gürültünün tepe SPL frekansının çok düşük bir fark ile, tepe SPL değerinin de kabul edilebilir bir fark ile doğru hesaplanabildiği geçerkenmiştir.

Karşılaştırma için LES yöntemi ile de bir analiz gerçekleştirilmiş ve yöntemin daha detaylı basınç dalgalanmaları oluşturduğu görülmüş, gürültü seviyelerinin deneyde ölçülen değere çok daha yakın olarak hesaplanmasına karşın, tepe SPL değerinin gerçekleştiği frekansta yerinde kayda değer bir fark olduğu tespit edilmiştir. Bu durumun sebebinin LES kriterlerine uygun yeterli detaya sahip ağ yapısı kullanılmamasından kaynaklandığı belirlenmiş ve hesaplamalara URANS yöntemi ile devam edilmesi kararlaştırılmıştır.

Çentik geometrileri hazırlanırken Howe (1991) tarafından çentik geometrileri üzerine yapılan analitik çalışmalar referans alınmış ve çentik geometrilerinin parametreleri bu çalışmaya göre belirlenmiştir.  $\lambda/h = 0.32, 0.64, 1.28$  ve  $2.56$  arasında değişen 7 farklı çentik geometrisinin analizleri yapılmış ve 5 farklı konumdaki mikrofon için OASPL değerleri hesaplanmasının yanı sıra bu mikrofonların gürültü seviyelerinin frekans spektrumları da 1-20 kHz aralığında incelenmiştir. OASPL değerlerinden alınan sonuçlar  $\lambda/h$  oranı arttıkça gürültü seviyesinin düştüğünü göstermektedir. Fakat incelenen vakalar içinde bu karakteristiğe uymayanların olduğu da gözlemlenmiştir. Bu durumun oluşmasında farklı etkenler olabileceği, özellikle  $\lambda$  ve  $h$  parametrelerinin ayrı ayrı ve daha fazla vaka ile incelenmesi gerektiği anlaşılmış ve konu üzerinde daha kapsamlı araştırma yapılması gerektiği kanısına varılmıştır.  $\lambda/h = 2.56$  olan vaka için gürültü seviyesinin M1, M2 ve M3 mikrofonlarında referans değere göre ortalama 4 dB azaldığı görülmüştür.  $\lambda/h = 0.32$  olan vaka için ise OASPL değerinin ortalama 5 dB yükseldiği gözlemlenmiştir. M4 ve M5 mikrofonlarında ise herhangi bir vaka için gürültü azalması gözlemlenmemiştir. Bu durumun sebebinin mikrofonların iz bölgesinde kalması ve bu bölgedeki dalgalanmaların zamana bağlı hesaplamalar için yeterli analiz süresi sağlanamamasından dolayı yeterli isabet ile hesaplanamaması olduğu öngörülmektedir.

Mikrofonların frekans spektrumları incelendiğinde SPL değerlerinin tepe noktalarındaki genliklerinin OASPL değerleriyle uyumlu olduğu fakat bu uyumun boyutunun her vakada aynı olmadığı saptanmıştır. OASPL değeri tepe SPL değerine her zaman çok yakın olmasına karşın, iki değer arasındaki fark vakalar arasında değişmektedir. Bu duruma mikrofonların frekans spektrumlarındaki enerji seviyelerinin çentik geometrileri değiştikçe farklı frekanslara kaymalarının sebep olduğu kanısına varılmıştır.

Frekans spektrumları incelendiğinde her mikrofonun tepe SPL değerinin 1300 Hz civarında olduğu görülmektedir. Ayrıca  $\lambda/h$  oranı 2.56 olan ve en düşük gürültü seviyesine sahip vaka dışındaki tüm vakalarda 2700 Hz civarında daha düşük gürültü seviyeli ikincil bir tepe noktası olduğu gözlemlenmiştir. Bu tepe noktasının gürültü seviyesi en düşük olan vakada sönümlenerek fark edilemez hale geldiği saptanmıştır. Diğer vakalarda ise bu ikincil tepe noktası net bir şekilde görülebilmektedir. Fakat bu ikincil tepe değerinin 40 dB civarında olduğu göz önüne alındığında genel gürültüye kayda değer bir etkisinin olmadığı söylenebilmektedir.

Vakalar arasındaki gürültü seviyesi farkının sebebinin daha iyi anlaşılabilmesi için TLS ve girdaplılık dağılımları da incelenmiştir. Özellikle  $\lambda/h$  oranları arasındaki farkın en yüksek olduğu S6 ve S7 vakalarının girdaplılık dağılımları incelendiğinde, gürültü seviyesi yüksek olan S6 vakasının girdaplılığının çentik geometrileri yakınında S7 vakasına göre çok daha büyük alanda ve yüksek genlikte olduğu görülmektedir.  $\lambda/h$  oranları aynı fakat gürültü seviyeleri arasında kayda değer fark olan S2 ve S4 vakalarının TLS dağılımları incelendiğinde, gürültü seviyesi yüksek olan S2 vakasının çentik geometrileri uçlarında oluşan baskın TLS bandının S4 vakasından daha yüksek seviyede olduğu gözlemlenmiştir. TLS değerinin artması oluşan türbülanslı yapıların enerji seviyelerini artırarak gürültü seviyesini artırmaktadır. Girdaplılığın fazla olması ise daha yüksek genlikte basınç salınımları oluşturarak gürültü seviyesini yükselmektedir.

## 6.2 Öneriler

Bu çalışmada, zaman ortalamasının kullanıldığı, organize yapılar dışındaki tüm ölçeklerin modellendiği ve zamana bağlı periyodik akışlar için kullanılabilen URANS modellemesi ile hesaplamalı çalışmalar gerçekleştirilmiştir. Dolayısıyla, sınır tabaka içerisinde, izler kenar yakınlarında ve iz bölgesinde yer alan küçük ölçekli ve zamana bağlı değişim gösteren yapıların çözümlenebilmesi mümkün olmamıştır. Çentiklerin etkisinin tam olarak anlaşılabilmesi için bu küçük ölçekli yapıların çözümlenebilmesine imkan tanıyan LES (Large Eddy Simulation) (Deardorff, 1970) temelli DES (Detached Eddy Simulation) (Spalart,1997) ve SAS (Scale Adaptive Simulation) (Menter ve Egorov, 2005) gibi modellerin kullanılması ile zamana bağlı analiz gerçekleştirilmesinin uygun olacağı düşünülmektedir.

Çentik uygulamasının etkilerinin daha iyi anlaşılabilmesi amacı ile, belirlenen parametrelere daha fazla sayıda ve farklı geometriler oluşturulması, farklı Reynolds sayıları ve farklı hücum açılarının kullanılmasının gürültü trendinin daha iyi yakalanması açısından faydalı olacağı düşünülmektedir. Ayrıca yapılan hesaplamalı analizleri destekleyici deneysel çalışmaların gerçekleştirilmesi kullanılan analiz yönteminin güvenilirliğini sağlayabileceği gibi, ilgili literatüre de katkı sağlayacaktır. Özellikle pervane kanatlarına, yalpa finlerine, nozullara ve ayaklı teknelere uygulanacak çentiklerin gürültü seviyelerini ne şekilde etkilediğinin görülebilmesinin hem ticari hem savunma sanayii alanlarında büyük fayda sağlayacağı düşünülmektedir.

## KAYNAKLAR

- Anderson, J. D.** (1996). *Computational Fluid Dynamics: An Introduction*. Berlin, Germany: Springer.
- Ari, Ş.** (2011). Yanma Odası Tasarımının Dizel Motor Gürültüsüne Etkilerinin İncelenmesi, Yüksek Lisans Tezi, İstanbul Teknik Üniversitesi, Haziran 2011, İstanbul.
- Arndt, R. E. A. & Nagel, R. T.** (1972). Effect of leading edge serrations on noise radiation from a model rotor. *AIAA Paper No. 72-655*.
- Blazek, J.** (2001). *Computational Fluid Dynamics: Principles and Applications*. Oxford, UK: Elsevier.
- Bradshaw, P.** (1971). *An Introduction to Turbulence and Measurement*. Braunschweig, Germany: Pergamon Press.
- Brigham, E. O.** (1974). The fast fourier transform. *N.J. Prentice-Hall*
- Brooks, T. F., Pope, D. S., & Marcolini, M. A.** (1989). *NASA Reference Publication 1218: Airfoil Self-Noise and Prediction*. NASA.
- Chong, T.P., Joseph, P. & Gruber, M.** (2010). An experimental study of airfoil instability noise with trailing edge serrations. *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (30th AIAA Aeroacoustics Conference)*, Stockholm, Sweden : June 7-9.
- Chong, T.P., Joseph, P. & Gruber, M.** (2013). Airfoil self noise reduction by non-flat plate type trailing edge serrations. *Applied Acoustics, Vol. 74*, 607-613.
- Curle, N.** (1955). The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound. *Proceedings of The Royal Society A*, 505-514.
- Davidson, L.** (2005). *Numerical Methods for Turbulent Flow, MTF071 Lecture Notes*. Göteborg, Sweden: Department of Thermo and Fluid Dynamics, Chalmers University of Technology.
- Ferziger, J. H. & Peric, M.** (2002). *Computational Methods for Fluid Dynamics*. New York, USA: Springer.
- Fluent Inc.** (2014). *Fluent User's Guide*. Canonsburg, PA.
- Fuchs, H. V., & Michalke, A.** (1973). *Introduction to Aerodynamic Noise Theory*. Deutsche Forschungs- und Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt, Institut für Turbulenzforschung. Berlin: Progress in Aerospace Sciences.
- Gregory, N. & O'Reilly, C. L.** (1973) *Low-Speed Aerodynamic Characteristics of Naca 0012 Aerofoil Section, including the Effects of Upper-Surface Roughness Simulating Hoar Frost. Reports and Memoranda No. 3726*, NASA.

- Hersh, A. S., & Hayden, R. E.** (1971). Aerodynamic sound radiation from lifting surfaces with and without leading-edge serrations. *BBN Rep. No. 2095*
- Hinze, J. O.** (1975). *Turbulence*. New York, USA: McGraw-Hill.
- Hirschberg, A., & Rienstra, S. W.** (2013). *An introduction to aeroacoustics*. Eindhoven: Eindhoven University of Technology.
- Hoffmann, K. A. & Chiang, S. T.** (2000). *Computational Fluid Dynamics for Engineers Volume 1-2-3*. Kansas, USA: Engineering Education System Publication.
- Howe, M.** (1991). Aerodynamic noise of a serrated trailing edge. *Journal of Fluids and Structures, Vol.5(1)*, 33-45.
- Howe, M.** (1991). Noise produced by a sawtooth trailing edge. *Journal of the Acoustical Society of America, Vol.90*, 482-487.
- İlter, Kaan** (2014). İki boyutlu cisimler etrafındaki akım gürültüsünün incelenmesi. İstanbul: İstanbul Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü.
- Issa, R. I.** (1986). Solution of the Implicitly Discretized Fluid Flow Equations by Operator Splitting. *Journal of Computational Physics* 62(1), 40-65.
- Johnson, R. W.** (1998). *The Handbook of Fluid Dynamics*. Boca Raton: CRC Press.
- Jones, L. E. & Sandberg, R. D.** (2009). Direct numerical simulations of noise generated by the flow over an airfoil with trailing edge serrations. *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (30th AIAA Aeroacoustics Conference)*, Miami, Florida, USA : May 11-13.
- Ladson, C. L.** (1988). *NASA Technical Memorandum 4074: Effects of Independent Variation of Mach and Reynolds Numbers on the Low-Speed Aerodynamic Characteristics of the NACA 0012 Airfoil Section*. NASA.
- Lighthill, M. J.** (1952). On sound generated aerodynamically I: general theory. *Proceedings of the Royal Society*, 564-587.
- Lighthill, M. J.** (1954). On sound generated aerodynamically. II. Turbulence as a source of sound, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences* pp. 1-32.
- Mendonça, F., Read, A., Caro, S., Debatin, K. & Caruelle, B.** (2005). Aeroacoustic Simulation of Double Diaphragm Orifices in an Aircraft Climate Cooling System, *AIAA-2005-2976*.
- Menter, F. R.** (1992a). Influence of Freestream Values on  $k-\omega$  Turbulence Model Predictions. *American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal: Technical Notes* 30(6), 1657-1659.
- Menter, F. R.** (1993). *Zonal Two Equation  $k-\omega$  Turbulence Models for Aerodynamic Flows*. Orlando, Florida, USA.: American Institute of Aeronautics and Astronautics Report.
- Menter, F. R.** (1994). Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications. *AIAA Journal* 32(8), 1598-1605.

- Menter F. R., Egorov Y.** (2010). The Scale-Adaptive Simulation Method for Unsteady Turbulent Flow Predictions. Part 1: Theory and Model Description. *Flow, Turbulence and Combustion*, Vol. 85, 113–138.
- Moreau, D. J., Brooks, L. A. & Doolan, C. J.** (2012). On the noise reduction mechanism of a serrated trailing edge at low-to-moderate Reynolds number. *18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (33rd AIAA Aeroacoustics Conference)*, Colorado Springs, CO, USA : June 4-6.
- Patankar, S. V., ve D B Spalding.** (1972). A Calculation Procedure for Heat, Mass and Momentum Transfer in Three-Dimensional Parabolic Flows. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 15, 1787-1806.
- Proudman, I.** (1952). Sound generation of noise by isotropic turbulence. *Proceedings of The Royal Society*, 119-132.
- Russell, D. A., Titlow, J. P. & Bemmen, Y.** (1998). Acoustic monopoles, dipoles, and quadrupoles: An experiment revisited. *American Journal of Physics* 67, 660.
- Samy, M. El-Behery & Mofreh, H. Hamed** (2011). A comparative study of turbulence models for separating flow in a planer asymmetric diffuser. *Computers & Fluids*, 248-257.
- Spalart, P. R.** (1997). Detached-Eddy Simulation. *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 41, 181-202.
- Strouhal, V.** (1878). "Ueber eine besondere Art der Tonerregung" (On an unusual sort of sound excitation). *Annalen der Physik und Chemie, 3rd series*, 5 (10), 216–251.
- Ünal, Uğur Oral** (2007). Girdap yapıcıların dairesel silindir etrafındaki akışa etkilerinin deneysel ve hesaplamalı olarak incelenmesi. İstanbul: İstanbul Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü.
- Versteeg, H. K., ve W. Malalasekera.** (1995). *An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method*. Harlow, England: Longman Group Ltd.
- Wagner, C. & Hüttl, T.** (2002). LES for acoustics, *Proceedings of the International Workshop on "LES for Acoustics, 7–8 October, German Aerospace Center, DLR, Göttingen, Germany, DGLR Report 2002-03*.
- Wesseling, P.** (1992). *An Introduction to Multigrid Methods*. New York, USA.: John Wiley, Chichester.
- Wijker, J.** (2008). *Spacecraft Structures*. New York, USA: Springer.
- Deardorff, J. W.** (1970). A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 41 Issue 02, 453- 480.
- Wilcox, D. C.** (1988). Reassessment of The Scale-Determining Equation for Advanced Turbulence Models. *AIAA Journal* 26(11) pp. 1299-1310.
- Wilcox, D. C.** (1988a). Multiscale Model for Turbulent Flows. *American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal* 26(11), 1311-1320.

- Wilcox, D. C.** (1988b). Reassessment of The Scale-Determining Equation for Advanced Turbulence Models. *AIAA Journal* 26(11) pp. 1299-1310.
- Williams, J. E., & Hawkings, D. L.** (1969). Sound Generation by Turbulence and Surfaces in Arbitrary Motion. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Series A, Vol. 264, No. 1151*, 321-342.



## ÖZGEÇMİŞ



**Ad-Soyad** : Çağrı AYDIN  
**Doğum Tarihi ve Yeri** : 19/05/1990 Ankara  
**E-posta** : cagriaydin90@gmail.com

### ÖĞRENİM DURUMU:

- **Lisans** : 2013, İstanbul Teknik Üniversitesi, Gemi İnşaatı ve Deniz Bilimleri Fakültesi, Gemi İnşaatı ve Gemi Makineleri Mühendisliği Bölümü

### MESLEKİ DENEYİM VE ÖDÜLLER:

- 2015-2016 yılları arası Tork Teknoloji LTD.'de CFD mühendisi olarak çalıştı.
- Aralık 2015'ten beri İTÜ'de Proje Mühendisi olarak çalışmakta.