

İSTANBUL TEKNİK ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

TERMOAKUSTİK SOĞUTUCU ANALİZİ

**DOKTORA TEZİ
Y. Müh. İbrahim GİRGİN**

Anabilim Dalı : MAKİNA MÜHENDİSLİĞİ

Programı : ENERJİ

KASIM 2007

TERMOAKUSTİK SOĞUTUCU ANALİZİ

DOKTORA TEZİ
Y. Müh. İbrahim GİRGİN
503002101

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 29 Haziran 2007
Tezin Savunulduğu Tarih : 20 Kasım 2007

Tez Danışmanı : Prof. Dr. A. Feridun ÖZGÜÇ (İ.T.Ü.)

Diğer Jüri Üyeleri Prof. Dr. Taner DERBENTLİ (İ.T.Ü.)

Prof. Dr. Recep ÖZTÜRK (Y.T.Ü.)

Prof. Dr. Cem PARMAKSIZOĞLU (İ.T.Ü.)

Doç. Dr. Murat HOŞÖZ (K.Ü.)

KASIM 2007

ÖNSÖZ

Termoakustik soğutucular yapılarının basitliği, yüksek güvenilirliği, ucuz maliyeti, atmosfere zarar vermemesi gibi nedenlerle geleceğin soğutma teknolojilerinden birisi olmaya adaydır. Yapılan çalışmalar sonucunda son yıllarda laboratuvar ortamından çıkıp çeşitli yerlerde prototip ve ticari olarak boy göstermeye başlamışlardır. Termoakustik konusunda çalışmalar son yıllarda artarak devam etmektedir.

Bu çalışmada dizaynı ve inşası gerçekleştirilen hoparlör tahrikli basit bir termoakustik soğutucuda rezonans frekansları ve bu frekanslarda basınç dağılımları incelenmiş, sistemin çalışma frekansında yığın üzerinde ölçülen sıcaklık değerleri teorik sonuçlarla karşılaştırılmış, soğutucuda yığın varlığının ve pozisyonunun çalışma frekansı üzerine etkileri araştırılmıştır.

Bu uzun çalışma periyodunda tüm emeği geçen arkadaşlarıma, yardımlarından dolayı Sayın Doç. Dr. Murat HOŞÖZ'e, manevi desteğinden dolayı Eşim Funda GİRGİN'e, termoakustik konusuna yönelmemi sağlayan, tavsiye ve yardımlarından dolayı tez danışmanım Sayın Prof. Dr. A. Feridun ÖZGÜÇ'e içtenlikle teşekkür ederim.

Kasım 2007

İbrahim GİRGİN

İÇİNDEKİLER

ÖNSÖZ	ii
TABLO LİSTESİ	v
ŞEKİL LİSTESİ	vi
SEMBOL LİSTESİ	viii
ÖZET	x
SUMMARY	xii
1. GİRİŞ	1
1.1. Termoakustiğin Tarihçesi ve Uygulamaları	1
1.2. Termoakustik Etki	8
1.3. Temel Denklemler ve İfadeler	15
1.4. Temel Termodinamik	23
1.4.1. Termodinamiğin I. ve II. Kanunu	23
1.4.2. Isı Makinesi	24
1.4.3. Soğutma Makinesi ve Isı Pompası	25
2. TERMOAKUSTİK SİSTEM DEVRE ELEMANLARI	28
2.1. Aracı Gaz	28
2.2. Yığın	29
2.3. Isı Değiştiriciler	30
2.4. Rezonans Tüpü	32
2.5. Akustik Kaynak	33
3. TERMOAKUSTİK DENKLEMLER	35
3.1. Tek Plaka	35
3.1.1. Akışkanın Akustik Sıcaklık Genliği	35
3.1.2. Taşınan Isı	38
3.1.3. İş	40
3.1.4. Verim	42
3.2. Paralel Plakalar Arasından Akış	43
3.2.1. Akustik Hız Genliği	43
3.2.2. Plakadaki Sıcaklık Genliği	45
3.2.3. Akışkandaki Akustik Sıcaklık Genliği	47
3.2.4. Dalga Denklemi	50
3.2.5. Taşınan Isı	51
3.2.6. İş	53
3.3. Sınır Tabaka ve Kısa Yığın Yaklaşımları	55
3.3.1. Viskozitesiz Salınım	55
3.3.1.1. Dalga Denklemi	57

3.3.1.2. Taşınan Isı Denklemi	57
3.3.1.3. İş Denklemi	58
3.3.2. Viskoziteli Salınım	58
3.3.2.1. Dalga Denklemi	58
3.3.2.2. Taşınan Isı Denklemi	59
3.3.2.3. İş Denklemi	60
3.4. Sınır Tabaka ve Kısa Yığın Yaklaşımlarında Boyutsuz Denklemler	60
3.4.1. Boyutsuz Taşınan Isı	61
3.4.2. Boyutsuz İş	63
3.4.3. Soğutma Makinesi Etkinlik Katsayısı	64
4. TERMOAKUSTİK SİSTEMİN DİZAYNI VE İNŞASI	65
4.1. Dizayn	65
4.2. Kurulan Sistem	70
4.2.1. Hoparlör	71
4.2.2. Rezonans Tüpü	71
4.2.3. Yığın	73
4.2.4. Isı Değiştiricileri	75
4.2.5. Termo Elemanlar ve Dinamik Basınç Ölçüm Sistemi	75
4.2.6. Sinyal Jeneratörü ve Amfi	76
4.2.7. Osiloskop ve Voltmetreler	76
5. DENEYSEL SONUÇLAR	77
5.1. Çalışma Frekansının Tespiti	77
5.1.1. Deneysel Olarak Çalışma Frekansının Tespiti	77
5.1.2. Denklem Kullanılarak Çalışma Frekansının Tespiti	81
5.2. Sistemdeki Basınç Dağılımı	83
5.2.1. Deneysel Olarak Sistemdeki Basınç Dağılımı	83
5.2.2. Teorik Olarak Sistemdeki Basınç Dağılımının Hesaplanması	87
5.3. Sistemdeki Sıcaklık Dağılımı	92
5.3.1. Termo Elemanların Ölçüm Doğruluklarının Tespiti	92
5.3.2. Yığın Üzerindeki Sıcaklık Farkları	93
5.3.3. Deneysel ve Teorik Sıcaklık Farkları Üzerine Yorumlar	95
5.3.4. 15 cm Uzunluğundaki Yığın Üzerindeki Sıcaklık Dağılımı	96
5.4. Rezonans Frekansı ve Basınç Antinodu Pozisyonunun Değişimi	97
5.5. Rezonans Frekansına Yakın Frekansların Sistem Performansına Etkisi	101
6. TARTIŞMA	103
KAYNAKLAR	107
EKLER	111
ÖZGEÇMİŞ	119

TABLO LİSTESİ

	<u>Sayfa No</u>
Tablo 3.1 Termoakustik denklemlerin boyutsuzlaştırılmasında kullanılan boyutsuz değişkenler	61
Tablo 5.1 Termo elemanın test edilmesinde okunan sıcaklık değerleri	93
Tablo 5.2 Çeşitli yığın pozisyonlarında sistemin rezonans frekansları	98
Tablo 5.3 Sabit ve değişken rezonans frekanslarında yığın üzerindeki sıcaklıklar.....	99
Tablo 5.4 Yığının varlığının basınç antinodunun pozisyonuna etkisi	101
Tablo 5.5 Sistemin çalışma frekansındaki kaymaların sistemin soğutmasına etkisi	102
Tablo C.1 10 cm uzunluktaki yığın ile yapılan ölçümler	114
Tablo C.2 15 cm uzunluktaki yığın ile yapılan ölçümler	114
Tablo C.3 22 cm uzunluktaki yığın ile yapılan ölçümler	115
Tablo D.1 T tipi termo elemanda 0°C referans sıcaklığında mV cinsinden voltaj değerleri	116
Tablo E.1 Çeşitli basınç duyargası pozisyonlarında rezonans tüpü içerisinde basınç değerleri	117
Tablo F.1 Rezonans frekanslarında rezonans tüpü içerisinde pozisyona göre basınç değişimi	118
Tablo G.1 İlk rezonans frekansında farklı basınçlarda rezonans tüpünde basınç dağılımları	119

ŞEKİL LİSTESİ

	<u>Sayfa No</u>
Şekil 1.1 : Sondhauss Tüpü	2
Şekil 1.2 : USS Deyo Gemisine monte edilen termoakustik soğutucunun kesit resmi	4
Şekil 1.3 : TRITON Soğutucusu	4
Şekil 1.4 : Termoakustik tahrikli termoakustik doğalgaz sıvılaştırıcısı	5
Şekil 1.5 : Salınım yapan bir piston-silindir sisteminde oluşan termoakustik etki	9
Şekil 1.6 : Basit bir termoakustik sistemde oluşan hız ve basınç dağılımları	10
Şekil 1.7 : Isı pompasında yığın içerisinde sıcaklık ve basınç değişimleri...	11
Şekil 1.8 : Duran dalga içerisinde bir noktadaki partikülün hareketi	12
Şekil 1.9 : Plaka üzerinde ısının bir taraftan diğer tarafa doğru taşınması ...	14
Şekil 1.10 : Termoakustik ısı ve soğutma makinelerinin çalışma ilkesi	15
Şekil 1.11 : Etrafında duran dalga bulunan sabit bir plaka	18
Şekil 1.12 : Bir duran dalgada ortalama basınç etrafındaki basınç salınımları	19
Şekil 1.13 : Her iki ucu kapalı rezonans tüpü	21
Şekil 1.14 : Çeyrek dalga boyu rezonans tüpündeki hız ve basınç dağılımları	22
Şekil 1.15 : Bir ısı makinesinin grafiksel gösterimi	24
Şekil 1.16 : Bir soğutma makinesi/ısı pompasının grafiksel gösterimi	26
Şekil 2.1 : Paslanmaz çelikten imal edilmiş bir yığın	30
Şekil 2.2 : Yığın ve ısı değiştiricilerin yerleşimi	31
Şekil 2.3 : Yığın ve ısı değiştiriciler arasında ısının taşınması	31
Şekil 2.4 : Uygun olmayan ısı değiştirici boyları	32
Şekil 2.5 : Rezonans tüpü çeşitleri	33
Şekil 2.6 : Tez çalışmalarında kullanılan akustik güç kaynağı	34
Şekil 3.1 : Aralarındaki mesafe $2y_0$ olan $2l$ kalınlığındaki plakalardan oluşan yığın	44
Şekil 3.2 : $\tanh[(1+i)y_0/\delta_k]$ ifadesinin grafiği	56
Şekil 4.1 : Farklı x_n değerleri için L_{sn} 'ye karşılık COP eğrileri	67
Şekil 4.2 : Farklı x_n değerleri için L_{sn} 'ye karşılık boyutsuz Q_{cn} değerleri ...	67
Şekil 4.3 : $\lambda/4$ uzunluğundaki ideal rezonans tüpünde hız ve basınç dağılımı	68
Şekil 4.4 : Sistemin ilk harmoniğinde basınç dağılımı	69
Şekil 4.5 : Kurulan termoakustik sistem ve ölçü aletlerinden bir görünüm ..	70
Şekil 4.6 : Sistemde kullanılan akustik güç kaynağı	71
Şekil 4.7 : Tasarlanan ve kurulan soğutucu sistem	72
Şekil 4.8 : Rezonans tüpünün içindeki basınç dağılımı	72
Şekil 4.9 : Rezonans tüpünün görünüşü	73
Şekil 4.10 : Sistemde kullanılan yığın ve yığın muhafazası	74
Şekil 4.11 : Sistemde kullanılan sıcaklık ve basınç duyarları	75

Şekil 4.12	: Sistemde kullanılan sinyal jeneratörü ve amfi	76
Şekil 4.13	: Sistemde kullanılan osiloskop ve voltmetreler	76
Şekil 5.1	: Sistem içerisindeki basıncı ölçmek üzere kurulan düzenek	78
Şekil 5.2	: Basınç duyargası X=10 cm pozisyonunda genlik değerleri	79
Şekil 5.3	: Basınç duyargası X=30 cm pozisyonunda genlik değerleri	79
Şekil 5.4	: Basınç duyargası X=75 cm pozisyonunda genlik değerleri	80
Şekil 5.5	: Çeşitli pozisyonlarda frekansa göre genlik değerleri	80
Şekil 5.6	: İlk rezonans frekansında sistem içindeki basınç dağılımı	84
Şekil 5.7	: İkinci rezonans frekansında sistem içindeki basınç dağılımı	85
Şekil 5.8	: Üçüncü rezonans frekansında sistem içindeki basınç dağılımı ...	85
Şekil 5.9	: Dördüncü rezonans frekansında sistem içindeki basınç dağılımı	86
Şekil 5.10	: Farklı basınçlarda ilk rezonans frekansında basınç dağılımları....	87
Şekil 5.11	: Bir ucu atmosfere açık rezonans tüpü içerisindeki hız dağılımı...	89
Şekil 5.12	: Örnek bir rezonans tüpü içerisindeki teorik basınç dağılımı	91
Şekil 5.13	: Deneysel ve denklemlerle bulunan basınç dağılımlarının karşılaştırılması	91
Şekil 5.14	: Yığın üzerindeki sıcaklıkları ölçmek için kullanılan termo elemanlar	92
Şekil 5.15	: 10 cm uzunluğundaki yığın uçları arasında deneysel/teorik sıcaklık farkı	94
Şekil 5.16	: 15 cm uzunluğundaki yığın uçları arasında deneysel/teorik sıcaklık farkı	94
Şekil 5.17	: 22 cm uzunluğundaki yığın uçları arasında deneysel/teorik sıcaklık farkı	95
Şekil 5.18	: Örnek bir yığın uçları arasındaki deneysel ve teorik sıcaklık farkı	96
Şekil 5.19	: 15 cm uzunluğunda yığın üzerinde ölçülen deneysel sıcaklık dağılımları.....	97
Şekil 5.20	: Çeşitli yığın pozisyonlarında sistemin rezonans frekansı değişimleri	99
Şekil 5.21	: Sabit ve değişen rezonans frekanslarında yığın üzerindeki sıcaklık farkı	100
Şekil 5.22	: Çalışma frekansındaki kaymaların yığın üzerindeki sıcaklık farkına etkisi	102

SEMBOL LİSTESİ

A	: Kesit Alanı
a	: Ses hızı, akustik hız
B	: Yığın doluluk oranı
c_p	: Sabit basınçta özgül ısı
COP	: Etkinlik katsayısı
D	: Basınç antinodundaki basınç genliğinin ortalama basınç oranı
f	: Akustik frekans
H, H_2	: Taşınan ısı
I	: Hoparlörden geçen akım
K	: Isı iletim katsayısı
k	: Dalga numarası
L	: Rezonans Tüpü uzunluğu
L_s	: Yığın uzunluğu
L_{sn}	: Boyutsuz yığın uzunluğu
l	: Yığın kalınlığının yarısı
p_A	: Basınç tepe noktasındaki basınç genliği
p	: Basınç
p_m	: Ortalama basınç
p_1	: Basınç değişim genliği
p_1^s	: Basınç genliğinin pozitif reel kısmı
Q	: Isı
Q_{cn}	: Boyutsuz taşınan ısı
R	: Gaz sabiti
s	: Entropi
T	: Sıcaklık
T_m	: Ortalama sıcaklık
T_s	: Yığının sıcaklığı
T_1	: Sıcaklık değişim genliği
t	: Zaman
U_A	: Hız antinodundaki hız genliği
U_1	: Hoparlör yüzey hız genliği
u	: Hız
X	: Rezonans tüpünün atmosfere açık ucundan alınan mesafe
x	: x eksen
x_1	: Yer değiştirme genliği
x_n	: Boyutsuz yığın pozisyonu
u	: Hızın x bileşeni
u_1	: Hız genliği
u_1^s	: Hız genliğinin pozitif reel kısmı
v	: Hızın y bileşeni
W	: İş
W_n	: Boyutsuz iş

y_o	: Plakalar arasındaki mesafenin yarısı
β	: Isıl genleşme katsayısı
Γ	: Yığın üzerindeki sıcaklık dağılımının kritik sıcaklık dağılımına oranı
Δx	: Plaka (yığın) uzunluğu
ΔT_{mn}	: Yığın üzerindeki sıcaklık farkının ortalama sıcaklığa oranı
δ_k	: Isıl nüfuz derinliği
δ_v	: Viskoz nüfuz derinliği
δ_{kn}	: Boyutsuz ısı nüfuz derinliği
γ	: Özgül ısılar oranı
ε_s	: Yığın ısı kapasite oranı
η	: Verim
κ	: Isıl yayılım katsayısı
κ_s	: Yığının ısı yayılım katsayısı
λ	: Dalga boyu
μ	: Dinamik viskozite
ν	: Kinematik viskozite
Π	: Plakanın çevresi
ρ	: Yoğunluk
ρ_m	: Ortalama yoğunluk
σ	: Prandtl Sayısı
ω	: Açısal frekans

TERMOAKUSTİK SOĞUTUCU ANALİZİ

ÖZET

Ses dalgaları içerisinde basınç değişimlerine bağlı olarak basınç, pozisyon ve sıcaklık salınımları mevcuttur. Bu etkilerden dolayı akışkan ve akışkana temas eden katı yüzey arasındaki ısı etkileşimleri termoakustik olarak adlandırılır. Bu etkileşimlerden faydalanılarak inşa edilen ısı ve soğutma makineleri prototip olarak görünmeye başlamışlardır.

Bu çalışmada öncelikle temel termoakustik denklemleri sunulmuş, ardından literatürde mevcut bir dizayn sistematigi kullanılarak basit bir termoakustik soğutucu dizayn ve inşa edilmiştir. Daha sonra rezonans tüpü içerisine sırasıyla üç farklı pozisyona dinamik bir basınç duyargası yerleştirilmiş, her bir duyarga pozisyonunda ayrı ayrı frekans taraması yapılarak sistemin rezonans frekansları tespit edilmiştir. Sistemin rezonans frekansları birinci harmonikten itibaren yaklaşık olarak 110 Hz, 180 Hz, 300 Hz olarak ölçülmüştür. Ardından bu frekanslarda basınç duyargası sistem içerisinde hareket ettirilerek rezonans tüpü içerisindeki basınç dağılımları ölçülmüştür. İdeal dalga boyunun dörtte biri uzunluğunda bir ucu açık rezonans tüpünde kapalı uçta basınç antinodu ve hız nodu, açık uçta ise basınç nodu ve hız antinodu bulunur. Fakat akustik kaynak olarak hareketli bir yüzeye sahip olan hoparlör kullanıldığında kapalı uçta hoparlör yüzeyinin hareketinden dolayı hız nodunun oluşmayacağı açıktır. Kurulan deney düzeneğinde akustik kaynak olarak hoparlör kullanıldığından ideal rezonans tüpünden farklı olarak hoparlörün mevcut olduğu kapalı uçta hız nodunun oluşmadığı, sistem içerisindeki basınç dağılımının idealden çok farklı olduğu görülmüştür. İdeal rezonans tüpünde kapalı uçta oluşan basınç antinodu rezonans tüpü ortasına doğru kaymıştır. Termoakustik sistem tasarımında önemli olan bu sonucu desteklemek üzere akustik denklemlerden basit bir formül türetilmiş, bu formül ile birinci harmonikte oluşturulan teorik basınç dağılımı ile deneysel sonuçlar karşılaştırılmış, deneysel ölçümlerin teoriye uygunluğu görülmüştür. Daha sonra çalışma frekansında basınç antinodunun akustik kaynak genliğine bağlı olarak değişimi incelenmiş, bu pozisyonun deneysel sonuçlar ve sunulan denkleme göre akustik kaynak genliğine bağlı olmadığı, akışkan özelliklerine bağlı olarak değiştiği sonucuna varılmıştır.

Ardından üç farklı uzunlukta yığın kullanılarak farklı yığın pozisyonlarında yığın üzerindeki sıcaklık dağılımları ve yığın uçları arasındaki sıcaklık farkları ölçülmüştür. Yığınların her iki ucu arasında; 10 cm uzunluğundaki yığın ile en yüksek 20.4°C, 15 cm uzunluğundaki yığın ile en yüksek 21.4°C, 22 cm uzunluğundaki yığın ile en yüksek 27.6°C sıcaklık farkları

ölçülmüştür. Bulunan sıcaklık farkları eksenel yöndeki ısı iletim etkilerini göz önüne alarak ve almadan teoriyle karşılaştırılmıştır. Karşılaştırma sonucu soğutma gücünün düşük olduğu sistemlerde eksenel yöndeki ısı iletim etkilerinin önemli olabileceği sonucuna varılmıştır.

Daha sonra yapılan çalışmalarda rezonans tüpü içerisinde yığının varlığının ve pozisyonunun sistemin basınç dağılımını ve rezonans frekansını ne şekilde değiştirdiği incelenmiştir. Yığın rezonans tüpü içerisinde kaydırılmış, değişen yığın pozisyonlarında sistemin rezonans frekansı ve basınç antinodunun değişimi kaydedilmiştir. Yapılan deneylerde boş rezonans tüpünün rezonans frekansı 112 Hz iken sistem içerisinde yığın mevcut iken rezonans frekansının pozisyona bağlı olarak 108 Hz ile 112 Hz arasında değiştiği görülmüştür. Boş tüpün rezonans frekansında basınç antinodunun pozisyonu rezonans tüpü açık ucundan itibaren 72 cm olarak ölçülmesine rağmen yığının varlığında bu pozisyonun 66 cm'ye kadar düştüğü görülmüştür.

Son olarak sistemin çalışma frekansındaki kaymaların sistem performansını ne ölçüde etkilediği araştırılmış, sabit bir yığın pozisyonunda çalışma frekansına yakın frekanslarda yığın uçları arasındaki sıcaklık farkı ölçülmüş, birkaç Hertzlik frekans kaymalarının yığın üzerindeki sıcaklık dağılımında önemli değişimler meydana getirmediği, fakat daha büyük frekans kaymalarının sistem performansını önemli ölçüde etkilediği görülmüştür.

ANALYSIS OF THERMOACOUSTIC COOLER

SUMMARY

Acoustic waves holds oscillations of pressure, displacement and temperature in response to the pressure variations. The interaction of these effects in gas close to a solid surface generates thermoacoustic oscillations. Some prototypes of coolers have been constructed using the principles of thermoacoustics nowadays.

In this study, firstly, the basic thermoacoustic equations were presented. Secondly, a thermoacoustic cooler was designed and constructed using a design method that exists in the literature. Later, a dynamic pressure transducer was inserted at three different position into the resonator. At each transducer location, separate frequency searches were performed to find resonance frequencies in question. The resonance frequencies of the system were approximately measured at 112 Hz, 180 Hz and 300 Hz starting from the first harmonics. Following the measurements, pressure distributions at each resonance frequency were examined by moving the pressure transducer inside the experimental setup. An ideal resonator that has the length of a quarter wavelength contains a pressure antinode and a velocity node at the closed end, and a pressure node and velocity antinode at the open end. However, it is obvious that there should not be a velocity node at the closed end of the system which uses a speaker with a moving surface as the acoustic source. In the experimental setup, where the speaker is used as the acoustic source, it is observed: 1) No velocity node at the closed end where speaker is located 2) Discrepancies from the ideal pressure distribution. These are the distinctive properties against ideal resonator. It was seen that pressure antinode of an ideal resonator at the closed end move towards the middle of the resonator. In the design of thermoacoustic system, first, simple acoustic formulas were derived to support this result. Then, these simple formulas were used to compare theoretical and experimental pressure distribution at the first harmonics. It was found that experimental results match with the theoretical results. In addition, it was observed the behavior of the pressure antinode with respect to amplitude of acoustic source at resonance frequency. It was seen that this position is not related to the acoustic source amplitude but it is a function of fluid properties.

In the experiments, three stacks at different lengths were formed and temperature distributions on these stacks at different stack positions were examined and compared to the theoretical results. The maximum temperature difference, measured between the tips of the stacks are 20.4°C (10 cm length stack), 21.4°C (15 cm length stack), 27.6°C (22 cm stack). The

temperature difference were compared to the theoretical results with and without the assumption of axial conduction effects. As a result of the procedure, it was seen that axial conduction effects can play an important role for the system with a low cooling power.

In the following studies, it was examined how the existence and the position of the stack, affects the pressure distribution and the resonance frequency of the system. The resonance frequency of the system and variation of pressure antinode position was recorded while the stack was gradually moved inside the resonator. In the experiments, it was measured that the resonance frequency of the system was changed between 108 Hz and 112 Hz depending on the stack position while the resonance frequency of the empty resonator is 112 Hz.

Despite the fact that pressure antinode position from open end of the resonator was measured 72 cm at empty resonator resonance frequency, it was observed that the pressure antinode position decreased down to 66 cm as a result of the stack inside the resonator.

Finally, it was studied the effects of the shifting resonance frequencies to the system performance. The temperature difference between the stack tips was measured at the frequencies close to working frequency at a constant stack position. It was observed that frequency changes in terms of few Hertz does not affect the system performance significantly, but there is a sharp fall at the system performance when the frequency changes are above few Hertz.

1. GİRİŞ

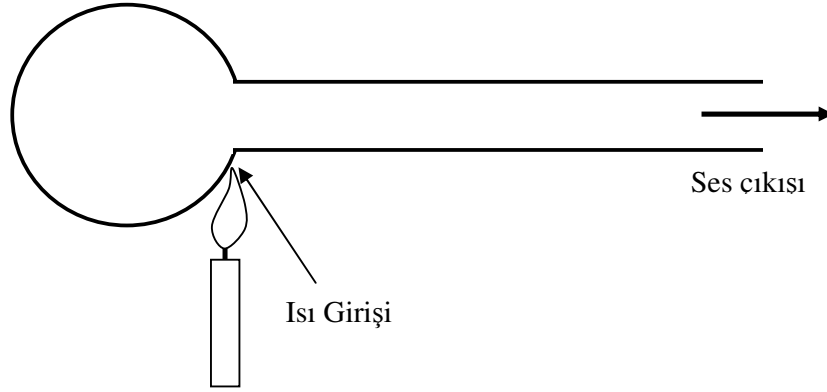
Ses dalgaları içerisindeki basınç salınımları ile birlikte gerçekleşen sıcaklık salınımları sonucu akışkan ve akışkana temas eden katı yüzey arasındaki ısı etkileşimleri termoakustik olarak adlandırılır. 1770 yılında incelenmeye başlayan termoakustik etki üzerindeki çalışmalar yıllar içinde artarak devam etmiş, son yıllarda laboratuvar ortamından çıkarak prototip ya da ticari olarak çeşitli yerlerde boy göstermeye başlamıştır. Termoakustik sistemlerin maliyetlerinin düşük, yapılarının basit olması, atmosfere zarar veren gazlar kullanmaması, hareketli parçalarının bulunmaması gibi sebeplerle, klasik soğutma sistemlerine göre pratikteki verimlerinin düşük olmalarına rağmen üzerlerindeki ilgi artarak devam etmiştir. Soğutmada geleceğin teknolojilerinden birisi olma potansiyeli bulunan termoakustik soğutucularla ilgili olarak ülkemizde yeterli çalışma bulunmamaktadır. Cam zanaatkarlarının asırlardır gözlemledikleri, fakat değerini yakın geçmişte bulan bu teknolojinin yakın gelecekte günlük hayatta hak ettiği yeri alması kuvvetle muhtemeldir. Termoakustik sistemler termoakustik etkiler sonucu ısı enerjisinin akustik güce çevrilmesinde ya da akustik güç kullanılarak düşük sıcaklıktaki ısı kaynağından yüksek sıcaklıktaki ısı kaynağına ısı taşınmasında kullanılır. Buna göre termoakustik sistemler, termoakustik ısı makinesi ya da termoakustik soğutucu olarak kullanılırlar. Bu tezde havayla çalışan basit bir termoakustik soğutucu tasarımı yapılmış, daha sonra sistem üzerinde basınç ve sıcaklık ölçümleri yapılarak teoriyle karşılaştırılmıştır. Sistem içindeki yığın pozisyonunun soğutucunun çalışma frekansına ve rezonans tüpünün içindeki basınç dağılımına etkisi incelenmiş, sistemin çalışma frekansındaki kaymaların sistem performansı üzerine etkileri araştırılmış ve bu konuda ölçümler yapılmıştır.

Bu bölümde termoakustiğin tarihçesi hakkında bilgi verilecek, inşa edilen termoakustik soğutuculardan örnekler verilecek ve termoakustik etki incelenecektir. Ayrıca temel termoakustik ifadeler ve termodinamik kavramlardan bahsedilecektir.

1.1 Termoakustiğin Tarihçesi ve Uygulamaları

Termoakustik ile iki yüz yıldan daha uzun süredir ciddi olarak çalışmalar devam etmektedir. Uygun koşullarda içinden ısı akan bir sistemde ısıнын bir kısmı akustik titreşimlere sebep olmakta, işe dönüşmektedir. Keşfedilen bu özellikle ilgili olarak

1770 li yıllardan bu yana çalışmalar devam etmektedir. Putnam ve Dennis, Byron Higgins tarafından 1777 yılında yapılan, içine uygun şekilde hidrojen alevi uygulanan uzun bir boruda oluşan akustik salınımları incelemiştir [1]. Asırlardan bu yana cam zanaatkarları sıcak bir cam kürenin silindirik soğuk bir cam sapla birleştiğinde cam sapın bazen bir ses yaydığını gözlemlemişlerdir. Sondhauss bu silindirik sapın boyutları ve çıkan sesin tizliği ile ilgili araştırmalar yapmıştır. Şekil 1.1’de görülen Sondhauss tüpü ilk termoakustik makine olarak 1850 yılında [2], Rijke tüpü 1859 yılında [3] karşımıza çıkmaktadır. Lord Rayleigh 1896 yılında Sondhauss tüpünü doğru olarak yorumlamıştır [4]. Fakat teorik bir tanımlama eksikti ve bu teori yarım yüzyıl daha eksik kalacaktı. Termoakustik salınımlarla ilgili ortaya çıkan başka bir makine de Taconis salınımidir [5]. Bu salınımlar içinde gaz bulunan silindirik bir tüpün sıcaklığının oda sıcaklığından çok düşük sıcaklıklara değişimlerinde ortaya çıkmaktadır. Taconis konu ile ilgili Rayleigh ile aynı açıklamaları yapmıştı. Taconis salınımları ile ilgili ilave çalışmalar sonraları diğer araştırmacılar tarafından da yapıldı.



Şekil 1.1 : Sondhauss Tüpü

Carter ve arkadaşları 1962 yılında Sondhauss tüpünün içerisine plakalardan oluşan uygun bir yapı konduğunda performansının arttığını gözlemledi [6]. Yığın adı verilen bu yapı termoakustik konusunda çok önemli bir gelişme idi. Çünkü artık plaka ve aracı akışkan arasındaki ısı geçişi pek çok paralel plaka boyunca gerçekleşecek, küçük hacimli sistemlerden çok daha büyük iş üretilebilecekti. Carter’ın bu çalışmaları üzerine Feldman Sondhauss makinesi ile doktora tezini yaptı [7]. Kurduğu en etkin sistem 600 W ısıyı kullanarak 27 W akustik iş üretti.

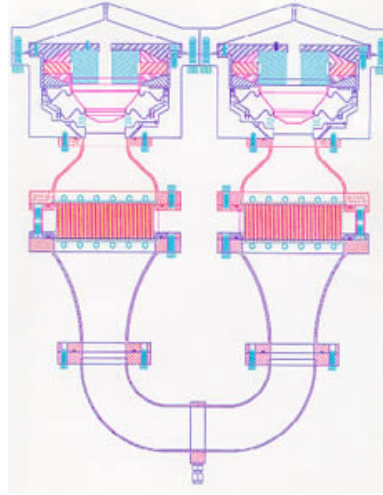
Termoakustik konusundaki teorik çalışmalar 1868 yılında bir ısı kaynağından doğan akustik salınımı hesaplayan Kirchhoff ile başlamıştır [8]. 1949 yılında Taconis’in deneylerinden etkilenen Kramers Taconis salınımları ile ilgili çalışmalar yaptı [9]. Yaklaşık 20 yıl sonra Rott ve arkadaşları içerisinde bir sıcaklık gradyanı ve sinüsel

salınımlar bulunan bir kanaldaki hareket, basınç dağılımı ve enerji geçişini ilk defa doğru olarak ifade eden denklemlere imza attılar [10]. Rott'un teorisi aracı akışkan olarak helyum kullanılarak Yazaki [11], hava kullanılarak Müller ve Lang [12], yüksek basınçlı helyum kullanılarak Hofler tarafından deneysel olarak doğrulandı[13]. Bu üç deneyde de sonuçların Rott'un teorisine uygunluğu oldukça iyi idi. Yazaki'nin yaptığı çalışmada helyum gazı ile doldurulmuş bir tüpe bilinen bir sıcaklık dağılımı uygulandı. Gazın salınım yaptığı sıcaklık aralığı ve salınım frekansı bulundu ve sonuçlar Rott'un teorisiyle karşılaştırıldı. Sıcaklık verilerinin %5'lik, frekans verilerinin %2'lik yaklaşımlarla teoriye uygunluğu görüldü. Müller ve Lang aracı akışkan olarak hava kullandıkları, içinde yığın ve ısı eşanjörleri bulunan bir termoakustik makine yaptı. Isı değiştiriciler arasındaki sıcaklık ve basınç dağılımlarını ölçtü ve Rott'un teorisiyle karşılaştırdı. Hofler termoakustik soğutucusunda 10 bar basınçta, ortalama basıncın %3 değerinde basınç genliği kullandı. Isı değiştiricilerindeki sıcaklıkları ölçtü ve sonuçları teoriyle karşılaştırdı. Soğuk ve sıcak ısı değiştiricilerdeki sıcaklık oranları teoriden %2 ile %9 civarında farklılık gösteriyordu. Düşük basınç genliklerindeki yaklaşımlar daha iyi idi.

Isı kullanılarak ses üretilmesi ile ilgili çalışmalar oldukça fazla ve eski bir konu iken akustik salınımlar kullanarak ısı taşımak daha yeni bir olgudur. Gifford ve Longworth bir tüpün içindeki gaza düşük frekanslı yüksek genlikli basınç salınımları uygulayarak önemli bir miktarda soğutma elde etti [14]. İcat ettikleri bu makineye "Pulse Tube Soğutucu" ismini verdiler. 1975 yılında Merkli ve Thoman bir ucu kapalı diğer ucunda salınım yapan bir piston bulunan bir tüpte hız antinodu yakınlarında soğuma gözlemledi [15]. Bu gelişmeler üzerine Seksenli yıllarda Amerika'da Los Alamos laboratuvarında (LANL) Wheatley, Swift ve arkadaşları tarafından termoakustik soğutucular üzerine çalışmalar hızlandı. İlk geliştirilen termoakustik ısı pompasında rezonans tüpünün bir ucunda hoparlör kullanıldı. Termoakustik etkiyi güçlendirmek için tasarlanan yığın ise kapalı uca yakın bir noktaya kondu.

Seksenli yılların başındaki bu gelişmelerden sonra termoakustik konusu yeni bir teknoloji olarak oldukça ilgi çekti. Bu gelişmelerden sonra özellikle Monterey California'daki Deniz Enstitüsü (Naval Postgraduate School), Los Alamos Laboratuvarı ve Pennsylvania Eyalet Üniversitesinde pek çok termoakustik makine yapıldı. Deniz Enstitüsünde geliştirilen ve yığın üzerinde 80 derece sıcaklık farkı ile 4 W ısı taşımak üzere tasarımı yapılan bir termoakustik soğutucu (STAR) 1992 yılında Discovery uzay mekiğine monte edildi [16]. Amerikan Deniz Kuvvetlerinin desteklediği bir proje ile Amerikan savaş gemisi USS Deyo'daki radar devre elemanlarını soğutmak üzere geliştirilen ve Şekil 1.2'de kesit resmi görülen termoakustik soğutucu (SETAC) 1995 yılında gemiye monte edildi. 20 Atm basınçta

helyum ve argon karışımı gaz kullanan sistem, yapılan deniz tecrübelerinde 216 W'lık akustik gücü kullanarak 419 W'lık soğutma elde etti. Soğutucu çalışabileceği en düşük sıcaklıkta (4°C) aynı sıcaklık aralığında çalışan Carnot soğutma makinesinin etkinlik katsayısının %17'sinde çalıştı. Soğutucunun kendisi ideal soğutma makinesinin etkinlik katsayısının %26'sına ulaştıysa da ısı değiştiricilerinin yetersizliğinden dolayı etkinlik katsayısı %17'ye düşmüştü [17] .



Şekil 1.2 : USS Deyo Gemisine monte edilen SETAC soğutucusunun kesit resmi

SETAC'ın USS Deyo'daki başarısından sonra Amerikan Donanması 10 KW soğutma kapasitesinde bir termoakustik soğutucu talebinde bulundu. Pennsylvania Eyalet Üniversitesinde tasarımı yapılan bu soğutucuya bir günde 0°C sıcaklıktaki 3 ton suyu buz haline getirebileceğinden TRITON ismi verildi. TRITON projesi 1996 yılında başladı ve tasarımı 1998 yılında tamamlandı. Şekil 1.3'de görülen ve 2005 yılında tamamlanan 30 atm basınçta helyum ve argon karışımı aracı gaz kullanan bu cihaz 10 kW soğutma gücünde Carnot etkinlik katsayısının %19'una ulaşmıştır[18].



Şekil 1.3 : TRITON Soğutucusu

Los Alamos Laboratuvarı (LANL) daha çok büyük çaplı ticari uygulamalarla uğraşmaktadır. Bu uygulamalarda önce ısı kullanılarak ses elde edilmekte, daha sonra ise üretilen bu ses dalgası kullanılarak ya elektrik işi üretilmekte, ya da ikincil bir yığın kullanılarak soğutma sağlanmaktadır. Özel sektör ve LANL ile birlikte üretilen termoakustik soğutuculardan birisi de termoakustik olarak tahrik edilen termoakustik soğutucudur (TADOPT). 1989 yılında üretilen bu cihazda doğalgazın %30-40'ı yakılarak ısı üretilmekte, üretilen ısı ile elde edilen akustik salınımlarla soğutma sağlanmakta ve geri kalan %60-70 doğalgazın sıvılaştırılması sağlanmaktadır. İlk yatırım maliyeti oldukça düşük olan, hareketli parçası bulunmayan bu sistemle 115 K sıcaklığa ulaşılmaktadır. Şekil 1.4'de görülen günde 150 galon sıvılaştırılmış doğalgaz üreten bu sistem halen kullanılmaktadır. Şekilde 1 bölgesinde doğalgaz yakılarak akustik iş üretilmekte, 2 bölgesinde üretilen akustik enerji kullanılarak geri kalan doğalgaz sıvılaştırılmaktadır [19].



Şekil 1.4 : Termoakustik tahrikli termoakustik doğalgaz sıvılaştırıcısı

Son yıllarda termoakustik sistemlerle ilgili deneysel ve sayısal çalışmalar artarak devam etmektedir. Pek çok termoakustik sistem inşa edilmekte, sayısal ve deneysel çalışmalar yapılmakta, daha etkin termoakustik sistemler elde etmek için çabalar ivmeli bir şekilde sürmektedir.

Zhou ve Matsubara ürettiği 26 Wattlık akustik güçle termoakustik soğutma yapan bir termoakustik sistemin deneysel analizini yaptı [20].

Tijani, Zeegers ve Waele termoakustik denklemlerdeki parametreleri boyutsuzlaştırarak parametre sayısını azalttılar ve termoakustik soğutucuların tasarımı için bir sistematik ortaya koydular. Bu şekilde tasarım ile ilgili büyük bir boşluğu doldurdular [21]. Tasarımlarını yaptıkları hoparlörle tahrik edilen bir termoakustik soğutucunun imali ve performans ölçümlerini yaptılar. Kurdukları sistemde 10 bar basıncında helyum gazı kullanıldı ve -65°C sıcaklığa ulaşıldı. Soğutucuda hoparlörün elektroakustik verimini arttırmak için hoparlör arkasında değişebilen miktarda bir gaz hacmi kullanmayı önerdiler. Sistemin rezonans frekansı ve hoparlörün rezonans frekansının birbirine uymasının hoparlörün elektroakustik verimini ve sistem içerisindeki basınç genliğini önemli oranda arttırdığını gözlemlediler [22].

Marx ve Blanc-Bennon yığın arasında salınım yapan akışkanın hız profilini sayısal olarak çözümlediler. Yaptığı çalışmalarda yığın plakaları arasındaki mesafenin akış çizgileri üzerine etkilerini araştırdılar [23].

Termoakustik tahrikli termoakustik soğutucularda daha düşük sıcaklıklara ulaşabilmek için daha yüksek basınç oranlarına ulaşmak gereklidir. Daha yüksek basınç oranlarına ulaşmak için ise helyum yerine azot gibi gazlar kullanılmalıdır. Fakat bu gazlarda akustik hız düşüktür. Hu, Luo ve Dai bir termoakustik tahrikli termoakustik soğutucuyu elastik bir membran ile iki parçaya ayırdılar. Böylece membran ile akustik güç iletilirken diğer taraftan sistemde iki farklı gaz kullanılabilmekteydi. Termoakustik makine kısmında azot gazı kullanılırken soğutucu kısmında helyum gazı kullanıldı. Bunun sonucu olarak tamamı helyum kullanan bir sistemde 186 K'e ulaşılırken helyum ve azot kullanan ve bir membran ile fiziksel olarak ayırdıkları sistemde 139 K sıcaklığa ulaşıldılar [24].

Qiu ve arkadaşları, 2.08 MPa basınçta helyum kullanan termoakustik tahrikli bir termoakustik soğutucuda 80 K sıcaklığa ulaşıldılar. Bu o ana kadar termoakustik bir sistemle ulaşılmış en düşük sıcaklıktı [25].

Tang ve arkadaşları 2.1 MPa helyum gazı kullanarak 88.6 K'e ulaşan termoakustik tahrikli bir termoakustik soğutucuda rezonans tüpünün uzunluğunun sistem performansı üzerine etkisini incelediler [26].

Luo, Ling, Dai ve Yu hareketli dalga termoakustik makinede rezonans tüpünün şeklinin sistem performansı üzerine etkisini incelediler. Yaptıkları deneyde rezonans tüpünün şeklinin sistem performansını büyük oranda etkilediğini gözlemlediler [27].

Hu, Li, Xie, Zhou ve Li bir metre uzunluğunda, 500 Hz çalışma frekansında termoakustik tahrikli bir termoakustik soğutucunun dizaynı ve testlerini yaptılar.

Yaptıkları deneylerde teorik ve ölçülen basınç ve sıcaklık verilerinin iyi bir uyum gösterdiğini incelediler [28].

Piccolo ve Pistone akustik genliğin, plakalar arası mesafenin, plaka kalınlığının ve Reynolds sayısının ısı geçişi üzerine etkilerini incelediler. Salınlı akışta hesapladıkları akışkan ve plakalar arasındaki boyutsuz taşınım katsayısı ve Nusselt sayısını literatürdeki sonuçlarla karşılaştırdılar ve sonuçların %20 farklılıkla uyumlu olduğunu gördüler [29].

Nsofor, Çelik ve Wang termoakustik soğutucuda ısı değiştiricilerde salınım yapan gazlarda ısı geçişini incelediler. Yapılan deneysel çalışmalar sonucu Prandtl sayısı, Reynolds sayısı ve Nusselt sayısı arasında salınlı ısı geçişinde yeni bir korelasyon ifade ettiler. Aynı zamanda ortalama basınç ve frekans ile salınlı ısı geçiş katsayısı arasında bir ilişki ortaya koydular [30].

Termoakustik makine içeren termoakustik sistemlerde frekansın belirlenmesi önemli bir işlemdir. Dai, Luo ve Yu termoakustik tahrikli termoakustik makinelerin frekans tayininde basit ve deneysel olarak doğruladıkları bir sayısal çözüm geliştirdiler. Böylece rezonans tüpünün sınır koşullarına bağlı olarak belirlenen çalışma frekansını sayısal olarak yüksek bir doğrulukla hesapladılar [31].

Ling, Luo ve Dai termoakustik makineleri sayısal olarak simüle ettiler. Elde ettikleri sayısal sonuçları iyi bir yaklaşımla deneysel sonuçlarla karşılaştırdılar [32].

Tang ve arkadaşları rezonans tüpünün şeklinin termoakustik makinenin sistem performansı üzerine etkisini araştırdılar. Yaptıkları çalışmada bir termoakustik makinede çapı düzgün bir şekilde artan ve çapı sabit iki rezonans tüpünün performansını karşılaştırdılar. Çapı değişen rezonans tüplü termoakustik makinenin performansının daha yüksek olduğunu ölçtüler [33].

Bao ve arkadaşları rezonans tüpünün geometrik şeklinin termoakustik makinenin performansı üzerine etkisini incelemek için çift yığın kullanarak her iki ucu geniş bir hacme açılan bir termoakustik makine yaptılar. İki yığın arasında silindirik ve çapı düzgünce değişen rezonans tüpleri kullanarak deneyler yaptılar. Yaptıkları simülasyon ve deneyler sonucunda akustik hız genliğinin ve buna bağlı olarak toplam akustik güç kaybının rezonans tüpünün çapının fonksiyonu olmasından dolayı, çapı simetri eksenine göre artan rezonans tüpü kullanımının sabit çaplı silindirik rezonans tüpü kullanmaktan daha etkin olduğunu gözlemlediler [34].

Chen, Luo ve Dai paralel plakalar ve silindirik borularda düşük genlikli salınlı akışlarda lineer akustik teoriye dayanarak Nusselt sayısı denklemi önerdiler [35].

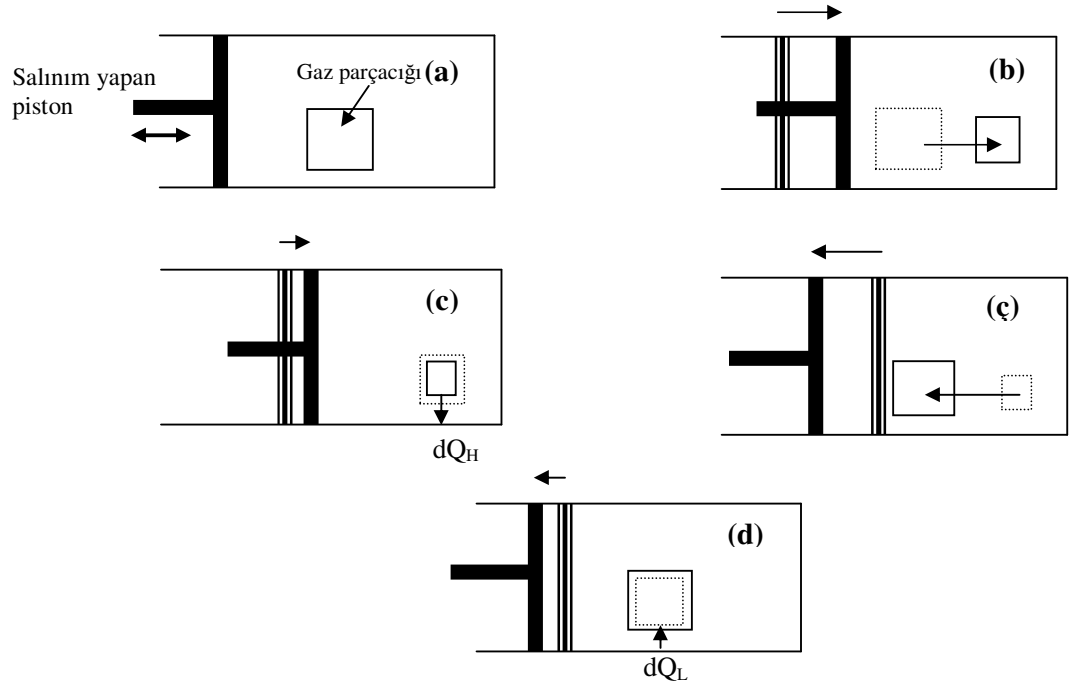
Piccolo ve Pistone termoakustik yığının kenarlarındaki ısı akısı ve sıcaklık dağılımlarını bulmak üzere klasik lineer termoakustik teoriyi kullanarak basit sayısal

bir yöntem oluşturdular. Buldukları sayısal sonuçların deneysel sonuçlarla iyi bir şekilde uyulduklarını gözlemlediler [36].

1. 2 Termoakustik Etki

Ses dalgaları, basınç ve hız bileşenlerini içeren küçük salınımlar olarak düşünülebilir. İnsan kulağını oldukça rahatsız eden bir ses dalgası bile küçük bir salınımdır, çünkü böyle bir dalganın basınç genliğı atmosferik basıncın 2×10^{-4} katı mertebelerindedir. Akustik dalgalarda basınç ve hareket salınımlarının yanında, basınç salınımlarından kaynaklanan sıcaklık salınımları da meydana gelmektedir. Salınım terimi ortalama bir değer etrafında sinüsel olarak dalgalanmaları ifade etmektedir. Bahse konu bu etkiler salınım yapan bir gazın içerisindeki katı bir yüzeyde termoakustik etkileşimleri meydana getirir. Günlük hayatta da benzer etkiler oluşmakta, fakat normal seviyedeki bir konuşmada basınç değişimlerinden kaynaklanan havadaki sıcaklık değişimleri yaklaşık 10^{-4} °C mertebelerinde olduğundan bu etkiler fark edilememektedir. Termoakustik sistemlerde sıcaklık değişimi ile birlikte ısı geçişinin daha hızlı gerçekleşebilmesi için uygun basınç artış/azalışlarını sağlamak üzere günlük hayattaki ses dalgalarından daha yüksek genlikli dalgalar kullanılır. Şekil 1.5'de termoakustik soğutma ilkesi görülmektedir. Şekil 1.5(a)'da bir ucu kapalı, diğer ucunda hareketli bir piston bulunan sistemde piston sabit bir frekansla salınım yapmaktadır. Sistemde akustik dalga sonucu meydana gelen basınç artış/azalışları sonucu gazın sıcaklığı da artmakta/azalmakta ve gaz ile yanındaki katı yüzey arasında ısı geçişi meydana gelmektedir. Şekil 1.5(b)'de piston sağa doğru hareket etmekte, bu esnada şekilde görülen dikdörtgen şeklindeki bir gaz parçacığını da sağa kaydırmaktadır. Hareket eden ve basıncı artan gaz parçacığının basınca bağılı olarak sıcaklığı da artmaktadır. Şekil 1.5(c)'de bu gaz parçacığının sıcaklığı silindirik yüzey sıcaklığının üzerine çıkmakta ve yüksek sıcaklıktaki gaz parçacığından kendisinden daha düşük sıcaklıktaki temas ettiği katı yüzeye ısı geçişi meydana gelmektedir. Şekil 1.5(ç)'de salınım yapan piston sola doğru hareket etmekte, basıncı azalan parçacığın sıcaklığı da basınç düşümüyle doğru orantılı olarak düşmektedir. Şekil 1.5(d)'de sıcaklığı temas ettiği katı yüzeyin sıcaklığının altına düşen gaz parçacığı duvardan ısı çekmektedir. Bu çevrim tek bir gaz parçacığı için değil de yüzeye temas eden bütün parçacıklar için düşünülecek olursa bu parçacıklar soldan sağa doğru ısı taşımaktadırlar. Böylece duvar üzerinde soldan sağa doğru artan bir sıcaklık dağılımı meydana gelmektedir. Gaz ile katı yüzey arasındaki bu ısı etkileşim ısı nüfuz derinliğı adı verilen yüzeye temas eden, kalınlığı milimetre mertebelerindeki gaz tabakasında gerçekleşir.

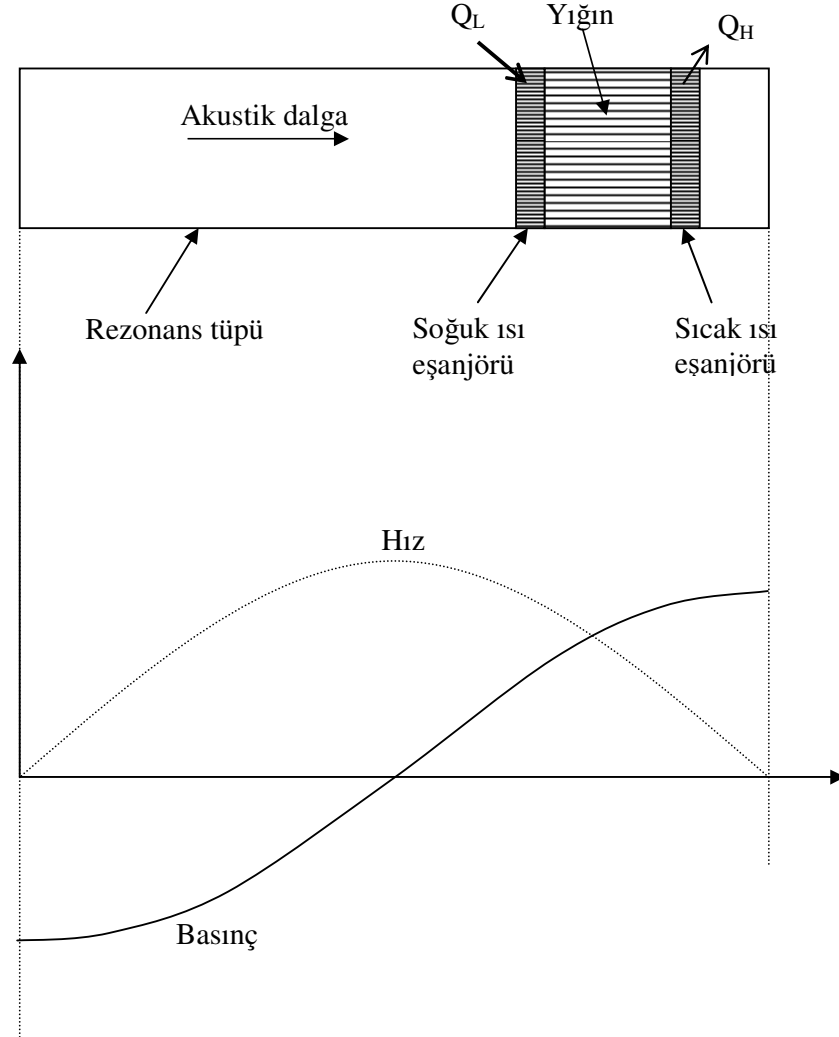
Termoakustik soğutma cihazlarında sistem üzerinde akustik salınımlar meydana getirmek için Şekil 1.5’de görüldüğü gibi bir piston/hoparlör sistemi ya da termoakustik ilkelere göre çalışan akustik salınım üreten bir ısı makinesi kullanılır. Termoakustik tahrikli termoakustik soğutucularda sistem üzerinde birden fazla yığın kullanılmaktadır. Bu tür termoakustik sistemlerde yığınlardan birisi üzerine dışarıdan uygulanan ısı kaynağı ile akustik salınımlar meydana getirilirken oluşan akustik salınımlar başka bir yığın üzerinde Şekil 1.5’deki termoakustik etki ile soğutma maksatlı kullanılmaktadır. Uygulanan ses dalgasının frekansı tüpün içinde salınım yapan gazı rezonansa sokacak şekilde ayarlanır.



Şekil 1.5 : Salınım yapan bir piston-silindir sisteminde oluşan termoakustik etki

Isıl nüfuz derinliği δ_k milimetre mertebelerinde olduğundan soğutucunun pratikte kullanılabilmesi için ısı geçiş yüzeyinin artırılması gerekir. Bu maksatla tüpün uygun bir noktasına tasarıma bağlı olarak, aralarındaki mesafe en az ısıl nüfuz derinliğinin iki katı olan Yığın adı verilen bir levha demeti konur. Hoparlörün çalışmasıyla bir uçtan diğer uca taşınan ısıdan dolayı yığın üzerinde bir sıcaklık dağılımı meydana gelecektir. Yığının her iki ucuna monte edilen ısı eşanjörleri ile yığının sıcaklığı azalan ucundan yararlanılarak soğutma yapılacaktır, sıcaklığı artan taraftaki ısı eşanjöründen atık ısı dış ortama verilecektir. Bu şekilde meydana getirilen, uzunluğu dalga boyunun yarısı kadar olan basit bir termoakustik soğutucu ve sistem içerisindeki hız ve basınç dağılımları Şekil 1.6’da görülmektedir. Şekildeki

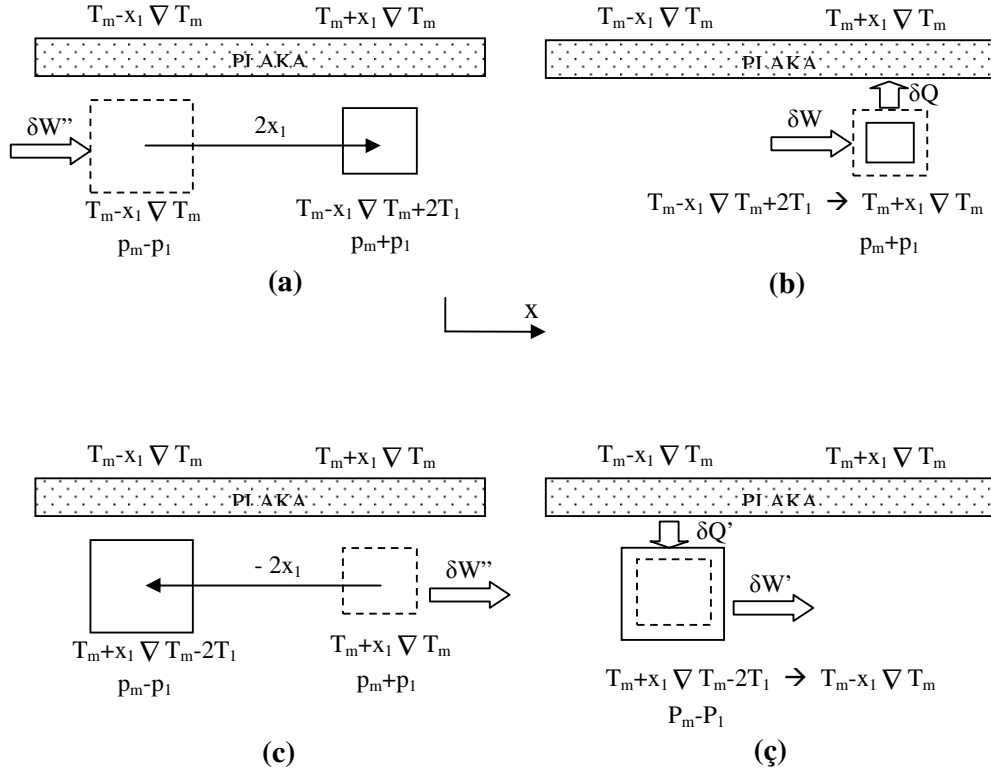
termoakustik soğutucu içerisinde bir akustik kaynak olduğunu düşünelim. Rezonans Tüpü ya da Rezonatör adı verilen içerisinde rezonansın meydana geldiği tüpte hızın sıfır olduğu hız nodu, kaymama sınır koşulundan dolayı tüpün her iki ucunda oluşurken hızın en yüksek salınım yaptığı hız antinodu rezonans tüpünün ortasında oluşmaktadır. Akışkanın rezonans tüpü içerisindeki salınımından dolayı en yüksek basınç genlikleri yani basınç antinodu tüpün her iki ucunda oluşurken basıncın salınım yapmadığı basınç nodu tüpün ortasında yer almaktadır. Yığını oluşturan paralel plakaların sağ tarafında sıcaklık artarken buraya taşınan Q_H atık ısı çevre ortama verilmektedir. Termoakustik etkiden dolayı yığının sol tarafında sıcaklık azalmakta, ısı değiştirici ile dış ortamdan ısı çekilerek soğutma sağlanmaktadır.



Şekil 1.6 : Basit bir termoakustik sistemde oluşan hız ve basınç dağılımları

Bir termoakustik soğutucuda yığın içerisinde oluşan termoakustik etkinin daha iyi anlaşılabilmesi için üzerinde ∇T_m sıcaklık dağılımı bulunan plakalar arasında akustik salınım içinde hareket eden bir gaz parçacığının davranışları yakından incelenecektir.

Şekil 1.7 (b) ve Şekil 1.7 (ç)'de ısı geçişlerinin yönü sistemin ısı pompası ya da ısı makinesi olmasını belirler. Salınım yapan gaz ve plakalar arasındaki ısı geçiş yönü plakaların üzerindeki sıcaklık dağılımına bağlı olduğundan plaka üzerindeki ∇T_m sıcaklık dağılımı sistemin ısı makinesi ya da ısı pompası olarak çalışmasını belirleyecektir. Şekil 1.7 (a)'da akustik duran dalganın sıkıştırma zamanında akışkan parçacığı yer değiştirirken bir taraftan da basınç artımına bağlı olarak sıcaklığı artmaktadır. Hareket eden bu parçacık için iki sıcaklık önemlidir: adyabatik sıkıştırma sonundaki parçacık sıcaklığı ve sıkıştırma işleminden sonra parçacığın yan



Şekil 1.7 : Isı pompasında yığın içerisinde sıcaklık ve basınç değişimleri [37]

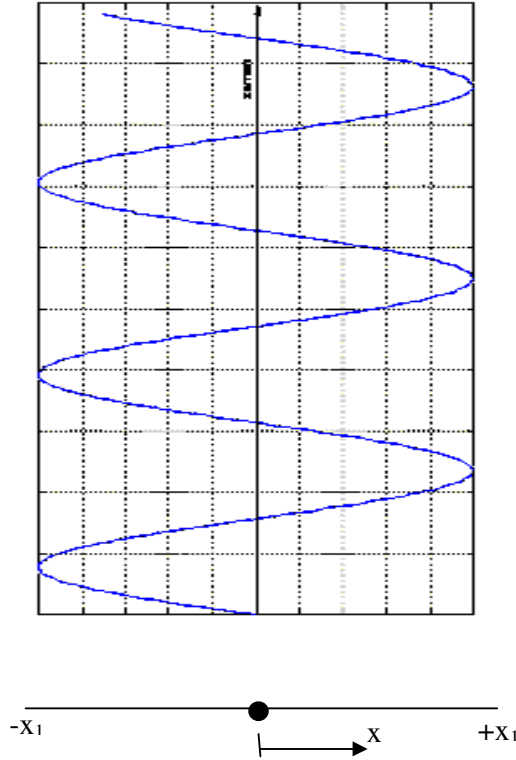
tarafındaki temas ettiği plaka sıcaklığı. Eğer akışkanın sıcaklığı plaka sıcaklığından fazla ise akışkandan plakaya ısı akacaktır. Eğer dışarıdan plakaya uygulanan bir sıcaklık dağılımı varsa ve akışkan sıcaklığı daha düşük ise ısı geçişi tersine gerçekleşecek, plakadan akışkan parçacığına ısı akacaktır. Bu iki durum sistemin ısı pompası ya da ısı makinesi olarak çalışmasını belirleyecektir. Şekil 1.7 (b)'de

sağ tarafa doğru kayan akışkan partikülünün sıcaklığı temas ettiği plaka sıcaklığından büyük olduğundan plakaya ısı geçişi gerçekleşmektedir. Şekil 1.7(c)'de akustik dalganın etkisiyle parçacık $-x$ yönüne doğru kayarken basıncı azalmakta, basınca bağlı olarak da sıcaklığı $2T_1$ kadar azalmaktadır. Şekil 1.7(ç)'de parçacık sıcaklığı temas ettiği plaka sıcaklığına göre daha düşüktür ve bu sebeple plakadan parçacığa ısı akışı gerçekleşmektedir. Görüldüğü üzere parçacık tarafından $+x$ yönüne doğru ısı taşınmıştır [37].

Termoakustik bir sistem içerisinde yığın içerisinde salınım yapan bir partikül Şekil 1.8'de görüldüğü gibi $-x_1$ ve $+x_1$ pozisyonları arasında hareket edecektir. Hareket miktarı (x_1) pozisyona bağlı olarak değişecek olup parçacığın hareketi:

$$x = x_1(x)e^{i\omega x} \quad (1.1)$$

olacaktır.



Şekil 1.8 : Duran dalga içerisinde bir noktadaki partikülün hareketi

x_1 genliği hız genliğinin açısal frekansa $\omega = 2\pi f$ oranı olup:

$$|x_1| = \frac{|u_1|}{\omega} \quad (1.2)$$

olarak ifade edilir [37]. Yer değiştirme genliği genellikle yığının önemli bir mesafesini oluşturur. Fakat her zaman dalga boyundan küçüktür.

Parçacığın pozisyonu $-x_l$ den $+x_l$ e giderken Şekil 1.7’de görüldüğü üzere sıcaklığı $2T_l$ kadar değişmektedir. Pozisyon değişimi $2x_l$ olurken sıcaklık değişimi $2T_l$ olarak gerçekteşmektedir. Yığın üzerinde de aynı sıcaklık değişimi olduğunda sıkışma sonrası parçacık ve yığın sıcaklığı eşit olacak, bu yüzden akışkan ve yığın arasında ısı geçişi meydana gelemeyecektir. Bu durumda akustik kaynak tarafından akışkan adyabatik olarak sıkıştırılıp genişletilecek, herhangi bir iş üretimi ya da yığın üzerinde ısı taşınımı meydana gelmeyecektir. Yığın üzerinde sistem üzerine termoakustik bir etkisi bulunmayan bu sıcaklık dağılımına Kritik Sıcaklık Dağılımı adı verilir ve

$$\nabla T_{kritik} = \frac{T_l}{x_l} \quad (1.3)$$

olarak ifade edilir [37].

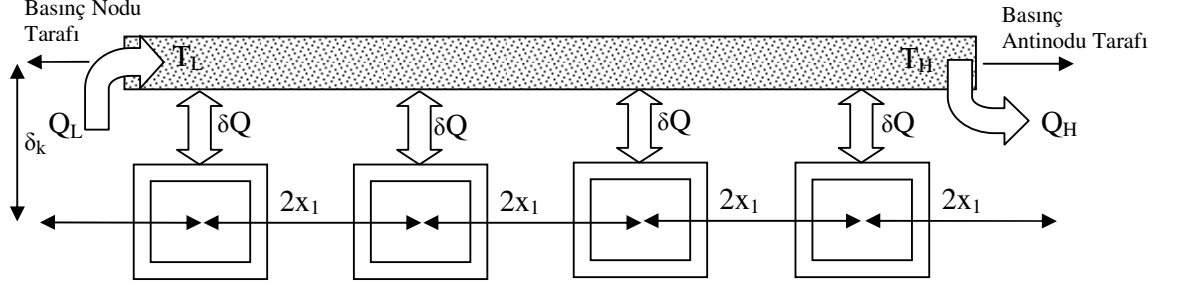
Yığın üzerindeki sıcaklık dağılımı kritik sıcaklık dağılımına oranlanırsa:

$$\Gamma = \frac{\nabla T_m}{\nabla T_{kritik}} \quad (1.4)$$

ifadesi yazılabilir. Bu oran çalışan sistemin bir ısı makinesi olarak mı, bir ısı pompası olarak mı yoksa boş yere mi çalıştığını gösterir. Yığın üzerindeki sıcaklık dağılımı kritik sıcaklık dağılımından yüksek ise ($\Gamma > 1$) sistem ısı makinesi olarak çalışır, yani yığın üzerine uygulanan bir sıcaklık farkında akustik iş üretir. Yığın üzerindeki sıcaklık dağılımı kritik sıcaklık dağılımından düşük ise ($\Gamma < 1$) sistem yığın üzerinde ısı taşıyarak bir ısı pompası olarak çalışır. Yığın üzerindeki sıcaklık dağılımı ve kritik sıcaklık dağılımı birbirine eşit ise ($\Gamma = 1$) yığın ve gaz arasında ısı geçişi olmaz, aracı gaz adyabatik olarak sıkışır ve genişler.

Genellikle parçacığın yer değiştirme mesafesi yığın uzunluğuna göre küçüktür. Bu durumda ısının yan yana pek çok parçacık tarafından hep beraber taşındığı düşünülebilir. Bir parçacık tarafından çekilen ısı yan tarafındaki parçacık tarafından yarım çevrim önce plakaya verilen ısıya eşittir. Bu şekilde akışkan parçacıkları sanki yan yana dizilmiş yangın personelinin su kovalarını birbirlerine vererek bir uçtan diğer uca taşıdıkları gibi davranırlar [38]. Plakalar ise ısıyı geçici olarak depolamak için kullanılır. Şekil 1.9’da parçacıklar tarafından ısının taşınması görülmektedir. Plakada ısının geçici olarak depolanıp akışkan parçacıkları tarafından basınç antinoduna doğru taşınması sonucu plakanın basınç nodu tarafında kalan kısmı

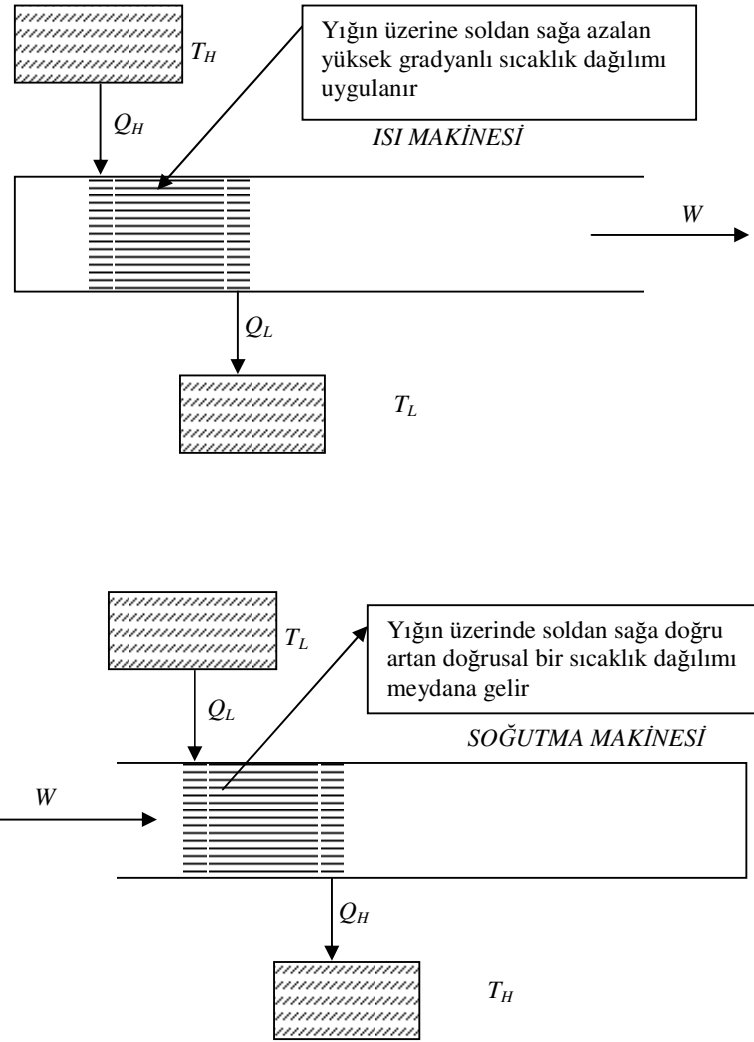
soğuyacak, basınç antinodu tarafında kalan kısmı ise ısınacaktır. Isı sıcaklığın arttığı taraftan çevreye verilecek, sıcaklığın azaldığı taraf ise soğutma maksatlı olarak kullanılacaktır. Isının bu şekilde plaka üzerinde bir uçtan diğer uca doğru taşınması ısı nüfuz derinliği içerisinde gerçekleşir. Isıl nüfuz derinliğinin dışında kalan partiküller duran dalga içerisinde adyabatik ve tersinir olarak sıkışıp genişler, herhangi bir şekilde katı yüzeyle ısı geçişi gerçekleştiremez.



Şekil 1.9 : Plaka üzerinde ısının bir taraftan diğer tarafa doğru taşınması

Termoakustik ısı makinesi ve soğutma makinesinin çalışma ilkesi Şekil 1.10'da görülmektedir. Şekilde görüldüğü gibi ısı makinesinde yığının bir tarafına ısı verilerek bu tarafta sıcaklık yüksek bir değere çıkartılır, diğer tarafından ise ısı çekilerek yığın üzerinde soldan sağa doğru doğrusal olarak azalan bir sıcaklık dağılımı oluşturulur. Bu yüksek gradyanlı sıcaklık dağılımı yığın arasındaki akışkan parçacıklarını rezonans tüpünün uzunluğuna ve akışkan ses hızına bağlı olarak belirlenen bir frekansta salınım yaptırır ve akustik bir güç üretir. Böylece sistem iş üreterek bir ısı makinesi olarak çalışır.

Şekilde görülen termoakustik soğutma makinesinde ise rezonans tüpüne uygulanan akustik iş sonucunda yığın üzerinde bir sıcaklık farkı meydana gelir. Yığının basınç antinodu tarafında sıcaklık artarken diğer tarafında sıcaklık azalır. Her iki tarafına yerleştirilen ısı değiştiriciler yardımıyla sıcaklığı düşen taraftan faydalanılarak soğutma yapılırken ısınan taraftan atık ısı çevreye verilir.



Şekil 1.10 : Termoakustik ısı ve soğutma makinelerinin çalışma ilkesi

1.3 Temel Denklemler ve İfadeler

Bir akustik dalgada ses hızı, frekans ve dalga boyu arasındaki ilişki

$$\lambda = \frac{a}{f} \quad (1.5)$$

denklemleriyle ifade edilmektedir. Bu denklemlerde λ dalga boyu, f frekans, a ses hızıdır. Ses hızı gazın cinsi ve ortam sıcaklığına bağlı olup:

$$a = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s} = \sqrt{\gamma R T} \quad (1.6)$$

denklemine göre hesaplanır. Bu denklemlerde γ özgül ısılar oranı, R gaz sabiti, T mutlak sıcaklıktır.

Termoakustik bir sistemde yüzeye ısı geçişi olan gaz partikülleri, yüzeye çok yakın olan gaz tabakası ile sınırlı olup, $1/\omega$ zamanında akışkan içinde ısının nüfuz edebileceği gaz tabakasının kalınlığı

$$\delta_k = \sqrt{\frac{2\kappa}{\omega}} \quad (1.7)$$

denklemleriyle ifade edilmektedir [37]. Bu denklemde $\kappa = K/\rho_m c_p$ ısı yayılım katsayısı, $\omega = 2\pi f$ açısal frekans, K ısı iletim katsayısı olup akışkanla ısı geçişinin etkinlikle gerçekleştiği bu tabakanın kalınlığı δ_k ısı nüfuz derinliği ismini almaktadır. 300 K sıcaklığındaki atmosferik havada 100 Hz frekansta ısı nüfuz derinliği yaklaşık 0.3 mm' dir.

Benzer şekilde akışkan içinde $1/\omega$ süresi içinde sürtünme yüzey etkilerinin hissedildiği yüzeye temas eden akışkan kalınlığı viskoz nüfuz derinliği olarak adlandırılmakta olup

$$\delta_v = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}} \quad (1.8)$$

olarak ifade edilir [37]. Bu denklemde ν kinematik viskozitedir. Viskoz ve ısı nüfuz derinliği içindeki akışkan yüzeyin sürtünme ve ısı etkilerinin her ikisini de hisseder. Bu tabakaların dışında olan bölgede akışkan yüzeyin viskoz ve ısı etkilerini hissetmez.

Prandtl sayısı kinematik viskozitenin ısı yayılım katsayısına oranı olup

$$\sigma = \frac{\nu}{\kappa} \quad (1.9)$$

olarak ifade edilir. Prandtl sayısı termoakustik makinelerde çok önemli bir rol oynar. Viskoz etkiler ile akışkan içerisindeki ısı yayılım etkilerini karşılaştırır. Prandtl sayısı ısı nüfuz derinliği ve viskoz nüfuz derinliğinin fonksiyonu olup

$$\sigma = \left(\frac{\delta_v}{\delta_k} \right)^2 \quad (1.10)$$

olarak da yazılabilir. Oda sıcaklığında pek çok gaz için Prandtl sayısı 2/3 civarındadır. Bu yüzden ısı ve viskoz nüfuz derinlikleri kalınlıklarının birbirine yakın olduğu söylenebilir. Termoakustik makinelerde ve soğutucularda viskoz etkiler sistemin gücünü azaltıcı istenmeyen etkiler olarak karşımıza çıkmaktadır. Prandtl sayısının düşürülmesi nispi olarak viskoziteyi azaltırken ısı geçişini arttırır.

Termoakustik makinelerde sürtünmeyi azaltıp sistem verimini arttırmak üzere çeşitli gazlar karıştırılarak kullanılan aracı gazın Prandtl sayısı azaltılır.

Termoakustik sistemlerde ısı ve viskoz nüfuz derinlikleri gaz yer değiştirme genliğinden çok küçük iken gaz yer değiştirme genliği de akustik dalga boyundan çok küçüktür:

$$\delta_v, \delta_k \ll |x_1| \ll \lambda$$

Ses dalgası, içerisinde plaka bulunmayan bir ortamda adyabatik olarak salınır. p_1 basınç salınımlarından kaynaklanan sıcaklık salınımlarına T_1 , gazın ısı genleşme katsayısına $\beta = -(\partial \rho / \partial T)_p / \rho_m$ denilecek olursa basınç değişiminden (p_1) kaynaklanan sıcaklık değişimi (T_1)

$$T_1 = \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_s p_1 = \frac{T_m \beta}{\rho_m c_p} p_1 \quad (1.11)$$

olarak ifade edilebilir. İdeal gaz için

$$\frac{T_m \beta}{\rho_m c_p} = \frac{(\gamma - 1) T_m}{\mathcal{P}_m} \quad (1.12a)$$

olarak yazıldığında

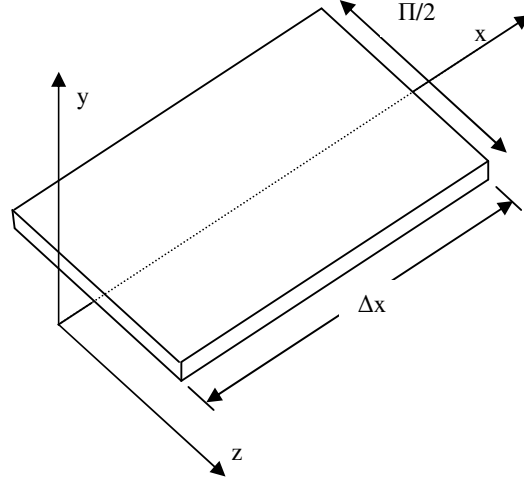
$$\frac{T_1}{T_m} = \frac{(\gamma - 1)}{\gamma} \frac{p_1}{p_m} \quad (1.12b)$$

ifadesi ortaya çıkar [37]. Bu denklemden mükemmel bir gazda p_1 basınç değişikliğinden ortaya çıkan T_1 sıcaklık değişimi bulunabilir.

Bir plaka üzerinde salınım yapan duran bir dalga incelenecek olursa iki önemli etki ortaya çıkar:

- Plaka yüzeyinde akışkan ve plaka arasında ortalama bir ısı geçişi
- Plaka yüzeyinde akustik güç oluşumu ya da emilmesi

Bu iki basit etki termoakustik makinelerin temelini oluşturur. Şekil 1.11’de görülen genişliği $\Pi/2$, uzunluğu Δx olan bir plaka göz önüne alınsın. Plakanın kalınlığı ihmal edilebilir olsun. Bu plakanın bir rezonans tüpü içerisinde bulunduğunu varsayalım. Rezonans tüpü bir gaz ile dolu olup bir ucunda akustik bir kaynak diğer



Şekil 1.11 : Etrafında duran dalga bulunan sabit bir plaka

ucu atmosfere açık olsun. Akustik sinyal kaynağı rezonans tüpünün ilk harmoniğinde çalıştırılsın. Rezonans frekansında kaynaktan çıkan hareket eden dalga, rezonans tüpü içerisinde salınım yapan dalganın üzerine binecek ve onu güçlendirici yönde bir etki yapılacaktır. Akustik kaynak ve salınan aracı gaz rezonansa girecektir. Bu şekilde hareket eden kararlı dalgalara duran dalga denir. Bu dalgalarda yer değiştirmenin sıfır olduğu noktalara hız nodu ya da hız düğüm noktaları denir. En yüksek duran dalga basınç genliğini elde etmek için tüp içerisinde akustik dalga ve salınım yapan gaz rezonansa sokulduğundan tüpe rezonatör ya da rezonans tüpü adı verilir.

Rezonans tüpü içerisindeki akışkanın basıncı ve yoğunluğu ortalama bir basınç ve yoğunluk etrafında salınım yaparken herhangi bir noktadaki hız ise sıfır hız etrafında salınım yapacaktır. Bu dağılımlar aşağıdaki şekilde yazılabilir [37]:

$$p = p_m + p_1(x)e^{i\omega t} \quad (1.13)$$

$$\rho = \rho_m + \rho_1(x)e^{i\omega t} \quad (1.14)$$

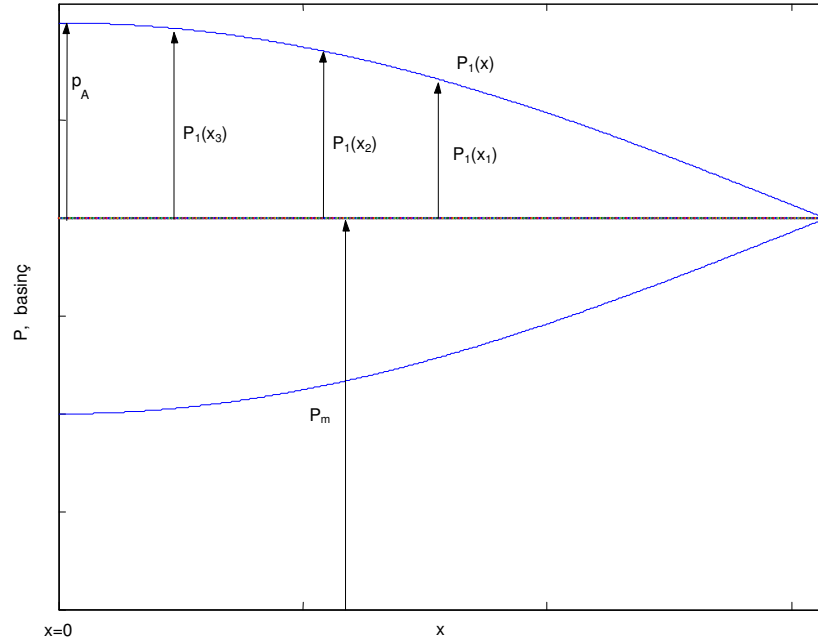
$$u = u_1(x)e^{i\omega t} \quad (1.15)$$

Bu denklemlerde p_m ve ρ_m ortalama basınç ve yoğunluktur. $p_1e^{i\omega t}$ zamana bağlı olarak değişen basınç olup ortalama basınç ve bu ifadenin toplamı herhangi bir pozisyonadaki anlık basıncı verir. p_1 , ρ_1 , u_1 değişkenleri pozisyonun fonksiyonudurlar. Tüp içerisindeki basınç dağılımını reel olarak ifade edecek olursak:

$$p(x,t) = p_m + p_1(x)\sin(\omega t) \quad (1.16a)$$

$$p_1(x) = p_A \cos(kx) \quad (1.16b)$$

şeklinde yazılabilir [37]. Bu basınç dağılımında p_1 , x 'in fonksiyonu olup k , $k = 2\pi / \lambda$ dalga numarası olarak adlandırılır. p_m ortalama basınç olup “m” indisi ortalama değerleri ifade etmektedir. p_1 pozisyona bağlı olup “1” indisi o pozisyonadaki genliği göstermektedir. p_A basınç antinodunda basıncın en yüksek salınımı yaptığı genlik değeridir. Ortalama ve genlik değerlerinin daha iyi anlaşılabilmesi için Şekil 1.12’de bir akustik basınç dağılımı gösterilmiştir. Şekilde p_m ortalama basınç, $p_1(x_1)$, $p_1(x_2)$, $p_1(x_3)$ basınçları x_1 , x_2 , x_3 pozisyonlarındaki genliklerdir. Şekilde görüldüğü üzere basınç x 'in fonksiyonu olup p_m ortalama basıncı etrafında salınım yapmaktadır. $x=0$ pozisyonunda basınç genliğinin en yüksek olduğu basınç antinodu mevcut iken, x arttıkça basınç genliği azalmakta ve grafiğin sağ tarafında basınç salınım yapmamaktadır. Basıncın sabit kaldığı bu nokta basınç nodudur.



Şekil 1.12 : Bir duran dalgada ortalama basınç etrafındaki basınç salınımları

Duran bir dalgada hız dağılımı:

$$u(x,t) = u_1(x) \cos \omega t \quad (1.17a)$$

$$u_1(x) = \frac{P_A}{\rho_m a} \sin(kx) \quad (1.17b)$$

olarak ifade edilir [37]. Denklem (1.16b) ve Denklem (1.17b) x pozisyonuna bağlı olarak basınç ve hız genliklerini ifade etmektedir. Bu denklemler incelenecek olursa basınç genliğinin (p_1) sıfır olduğu noktada hız genliğinin (u_1) en yüksek değer, hız genliğinin sıfır olduğu pozisyonda basınç genliğinin en yüksek değer olduğu görülür. Buradan hız nodunun bulunduğu pozisyonun basınç antinodu, basınç nodunun bulunduğu pozisyonun ise hız antinodu olduğu görülmektedir. Hız ve basıncın aralarında 90° faz farkı bulunmaktadır.

Denklem (1.17b)'de hız genliğinin en büyük değeri $\sin(kx)$ 'i 1 yapan değer olup bu değer basınç nodunda gerçekleşmektedir. Bu durumda en büyük hız genliği ile en büyük basınç genliği arasındaki ilişki

$$U_A = \frac{P_A}{\rho_m a} \quad (1.18)$$

olarak ifade edilebilir.

Termoakustik sistemlerde akustik duran dalga'nın frekansı gazın cinsi, rezonans tüpünün uzunluğu, ortam sıcaklığı ve sınır koşulları tarafından belirlenir. Şekil 2.5'de görülen yarım dalga boyu uzunluğundaki rezonans tüpünün her iki ucunda kaymama sınır koşulundan dolayı hız sıfır olacaktır. Şekildeki tüp içinde salınım yapan akışkan hızı her iki uçta sıfır olacağından Denklem (1.17b):

$$u_1(x) = \frac{P_A}{\rho_m a} \sin(kx) = 0 \quad (1.19)$$

olarak yazılır. Bu denklem çözülecek olursa sistemin rezonans frekansları için rezonans tüpünün uzunluğu:

$$\sin(kL) = 0 \quad (1.20a)$$

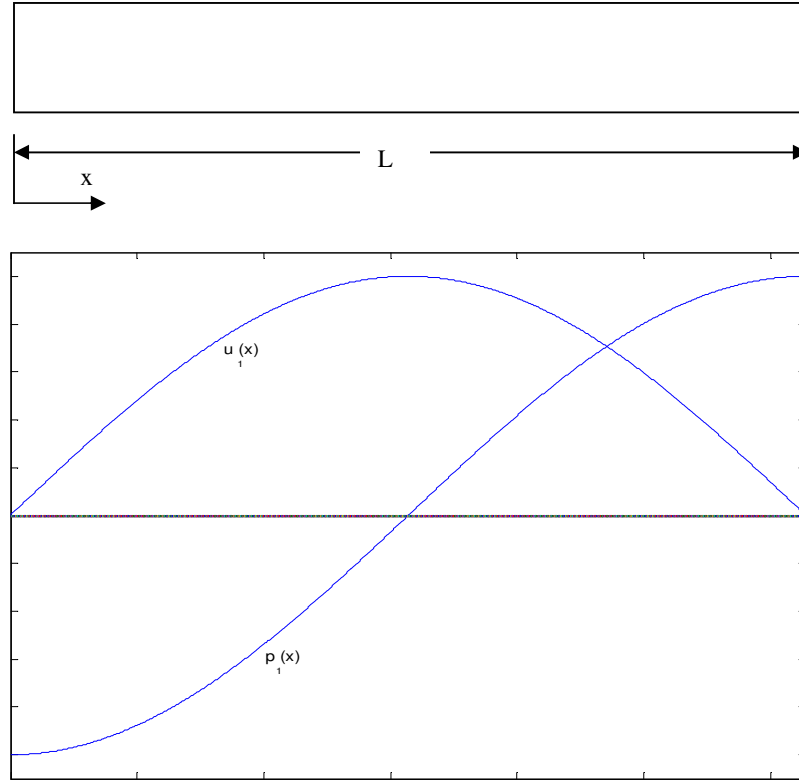
$$kL = n\pi \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (1.20b)$$

$$L = \frac{n\lambda}{2} \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (1.20c)$$

olarak elde edilir.

Her iki ucu kapalı termoakustik sistemlerde kullanılan ideal rezonans tüpü boyu $n=1$ değeri alınarak $L = \frac{\lambda}{2}$ olarak bulunur. Bu rezonans tüpüne yarım dalga boyu rezonans tüpü adı verilir. n' nin diğer değerleri için de rezonans tüpü boyu hesaplanabilir. Fakat bu durumda aynı basınç dağılımında rezonans tüpünün boyu uzayacak, sürtünmeler artacağından sistemin etkinliği boş yere azalacaktır.

Rezonans tüpündeki basınç ve hız dağılımı Şekil 1.13'de görülmektedir. Rezonans tüpünün her iki ucunda hız nodu bulunurken basınç nodu ortadadır. Rezonans tüpünün ortasında hız genliği en büyük değerde olup $-u_A$ ve $+u_A$ arasında salınım yaparken basınç her iki kapalı uçta ortalama basınç etrafında en yüksek salınımı yapmakta olup $p_m - p_A$ ve $p_m + p_A$ arasında değişmektedir. Uç kısımlarda basınç antinodu, ortada ise hız antinodu mevcuttur.



Şekil 1.13 : Her iki ucu kapalı rezonans tüpü (Yarım dalga boyu rezonans tüpü)

Şekil 1.14'de görülen rezonans tüpünde ise bir uç açık diğer uç kapalıdır. Bu tür rezonans tüplerinde açık olan uç atmosfere ya da yeterince büyük bir hacme açıktır. Böylece açık uçtaki basınç ortam basıncına eşit olacağından sistemde açık uçta basınç nodu bulunmaya zorlanmaktadır.

Denklem (1.16b) kullanılarak $x=L$ pozisyonunda benzer işlemler yapılırsa rezonans frekansı için rezonans tüpü uzunluğu:

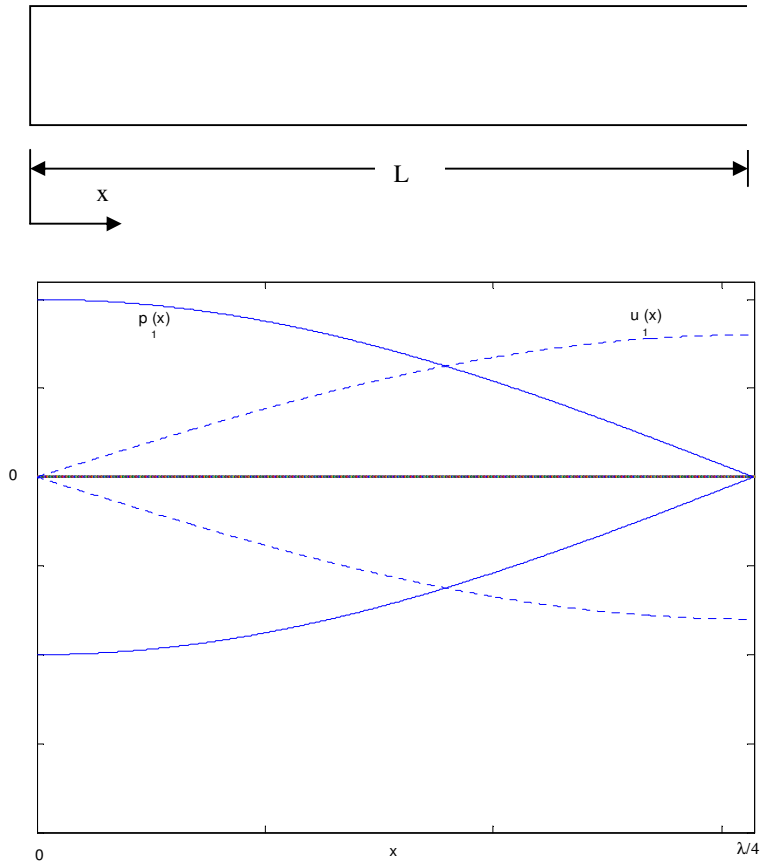
$$p_1(L) = p_A \cos(kL) = 0 \quad (1.21a)$$

$$\cos(kL) = 0 \quad (1.21b)$$

$$kL = n \frac{\pi}{2} \quad (n=1,3,5,7,\dots \text{ tek sayılar}) \quad (1.21c)$$

$$L = \frac{n\lambda}{4} \quad (n=1,3,5,\dots \text{ tek sayılar}) \quad (1.21d)$$

olarak bulunur.



Şekil 1.14 : Çeyrek dalga boyu rezonans tüpündeki hız ve basınç dağılımları

Bir ucu kapalı diğer ucu açık termoakustik sistemlerde kullanılan rezonans tüpünün boyu $n=1$ değeri alınarak $L = \frac{\lambda}{4}$ olarak bulunur. Bu rezonans tüpüne çeyrek dalga boyu rezonans tüpü adı verilir. Bu rezonans tüpündeki basınç ve hız dağılımları Şekil 1.14'da görülmektedir. Şekilde kaymama sınır koşulundan dolayı kapalı uçta hız nodu bulunurken basınç nodu açık uçta. Açık uçta hız antinodu mevcut olup hız $-u_A$ ve $+u_A$ arasında en yüksek salınımı yapmaktadır. Kapalı uçta ise basınç antinodu mevcut olup basınç ortalama basınç etrafında en yüksek salınımı yapmakta, $p_m - p_A$ ve $p_m + p_A$ arasında değişmektedir.

1.4 Temel Termodinamik

Bu bölümde termodinamiğin I. ve II. kanunu, ısı ve soğutma makinelerinin temel ilkeleri, verim/etkinlik katsayısı ve II. kanun veriminden bahsedilecektir.

1.4.1 Termodinamiğin I. ve II. Kanunu

Termodinamiğin I. Kanunu enerji türlerinin birbirlerine dönüşümlerini incelemekte olup kısaca Enerjinin Korunumu Kanunu olarak da bilinir. Yapılan deneysel çalışmalara göre enerji yoktan var edilemez, vardan yok olamaz. Termodinamik bir hal değişiminde enerji ısı, iş, iç enerji gibi enerji türleri arasında biçim değiştirir. Bu enerji türlerinin biri artarken diğeri azalabilir, fakat toplam enerji değişmez, sabittir. Bir termodinamik çevrimde sistem nihai olarak ilk haline döndüğünden çevrim için I. Kanun:

$$\dot{Q}_H - \dot{Q}_L - \dot{W} = 0 \quad (1.22)$$

şeklinde ifade edilir. Bu ifade bir termodinamik çevrimde gerçekleşen net ısı alışverişinin üretilen net işe eşit olduğunu söylemektedir.

Termodinamiğin II. Kanunu hal değişimlerinin herhangi bir yönde değil, fakat belirli bir yönde gerçekleşebileceğini belirtir. Termodinamiğin birinci ve ikinci yasalarını sağlamayan bir hal değişimi gerçekleşemez.

Bir hal değişimi sırasındaki toplam entropi değişimi, hal değişimi gerçek veya tersinmez ise sıfırdan büyük, tersinir ise sıfırdır. Bir hal değişimi sırasındaki toplam entropi değişimi, bu hal değişimi için entropi üretimine eşittir. Bir sistemin veya çevresinin entropisi bir hal değişimi sırasında azalabilir, fakat ikisinin toplamı mutlaka artı olmak zorundadır.

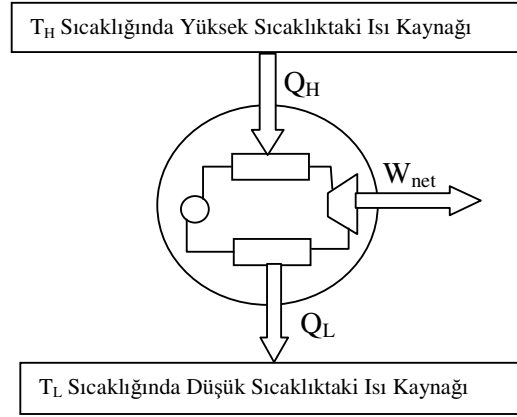
Carnot çevrimi ikisi sabit sıcaklıkta, ikisi adyabatik dört tersinir hal değişiminden oluşan tersinir bir çevrimdir. Carnot ilkeleri, aynı ısı enerji depoları arasında çalışan tersinir ısı makinelerinin verimlerinin eşit olduğunu ve aynı ısı enerji depoları arasında çalışan ısı makinelerinden en yüksek verime tersinir makinenin sahip olduğunu belirtir. [39]

1.4.2 Isı Makinesi

İş tamamen ısıya dönüşebilirken ısı'nın işe dönüştürülmesi için bazı özel düzenekleri ihtiyaç vardır. Bu düzeneklere ısı makinesi denilir. Isı makineleri çok farklı türlerde olabilir. Fakat bütün ısı makinelerinin bazı ortak özellikleri bulunur:

1. Tüm ısı makineleri bir yüksek sıcaklıktaki ısı kaynağından ısı enerjisi alırlar.
2. Sistemdeki aracı akışkana verilen bu enerjinin bir kısmı işe çevrilir.
3. Bir miktar enerji mutlaka atık ısı olarak sistem dışına atılır.
4. Sistem bir çevrim olarak çalışır.

Isı makinesi grafiksel olarak Şekil 1.15’de görülmektedir.



Şekil 1.15 : Bir ısı makinesinin grafiksel gösterimi

Bu gösterimde:

Q_H : T_H sıcaklığındaki ısı kaynağından ısı makinesine ısı geçişi

Q_L : Isı makinesinden çevreye aktarılan atık ısı

W_{net} : Çevrim tarafından üretilen net iş

olup çevrim tarafından üretilen net iş:

$$W_{net} = Q_H - Q_L \quad (1.23)$$

olarak tanımlanır.

Isı makinesinin verimi amaçlanan enerjinin kullanılan enerjiye oranı tanımı çerçevesinde:

$$\eta = \frac{W_{net}}{Q_H} = \frac{Q_H - Q_L}{Q_H} = 1 - \frac{Q_L}{Q_H} \quad (1.24)$$

olarak yazılır.

Termodinamiğin I. kanunu enerjinin korunumunu sağlarken II. kanun belirli sıcaklıklardaki ısı kaynakları arasında çalışan sistemlerin verimlerinin üst sınırlarını tanımlar. II. Kanuna göre aynı sıcaklıktaki ısı kaynakları arasında çalışan bir ısı makinesinin veriminin sınırı o sıcaklıklar arasında çalışan tersinir bir ısı makinesi olan Carnot ısı makinesinin verimi olup:

$$\eta_{tr} = 1 - \frac{Q_{L,tr}}{Q_{H,tr}} = 1 - \frac{T_L}{T_H} \quad (1.25)$$

şeklinde tanımlanır.

Aynı sıcaklıktaki ısı kaynakları arasında çalışan gerçek ısı makinelerinin verimleri farklı olacağından I. Kanun verimi ısı makinelerinin performansını ölçmek için yeterli bir ifade değildir. Bu problemi aşabilmek için, ısı makinesinin veriminin aynı koşullarda çalışan ısı makinesinin en yüksek verimi ile karşılaştırıldığı II. Kanun Verimi tanımlanır [39]:

$$\eta_{II} = \frac{\eta}{\eta_{tr}} \quad (1.26)$$

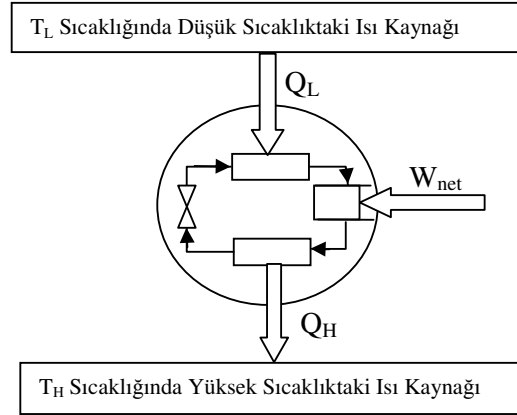
Belirli sıcaklıklardaki ısı kaynakları arasında çalışan ısı makinelerinin en yüksek verimi Carnot ısı makinesinin verimi olduğundan, II. Kanun Verimi çalışan bir ısı makinesinin Carnot ısı makinesine, yani ideale ne ölçüde yaklaştığını gösterir. II. Kanun veriminin %100 olması ısı makinesinin tersinir bir ısı makinesi, yani Carnot ısı makinesi olduğunu gösterir.

1.4.3 Soğutma Makinesi ve Isı Pompası

Isı kendi başına yüksek sıcaklıktaki kaynaktan düşük sıcaklıktaki kaynağa geçebilirken sistem üzerine dışarıdan bir etki olmadan bu işlemin tersine gerçekleşmesi Termodinamiğin II. Kanununa göre imkansızdır. Düşük sıcaklıktaki ortamdan yüksek sıcaklıktaki ortama ısı geçişinin gerçekleşebilmesi için özel

yapılmış cihazlara ihtiyaç duyulur. Bu cihazlara Isı Pompası veya Soğutma Makinesi denir. Cihazın kullanılma amacı soğutma gücünden faydalanmaksa bu durumda cihaza soğutma makinesi, ısıtma yapmaksa ısı pompası adı verilir. Bu sistemler çalışabilmek için mutlaka dışarıdan bir enerji kaynağına ihtiyaç duyarlar, kendi başlarına çalışamazlar.

Soğutma makinesi grafiksel olarak şekil 1.16’da görülmektedir.



Şekil 1.16 : Bir soğutma makinesi/ısı pompasının grafiksel gösterimi

Bu gösterimde:

Q_H : T_H sıcaklığında yüksek sıcaklıktaki ısı kaynağına aktarılan ısı

Q_L : T_L sıcaklığında düşük sıcaklıktaki ısı kaynağından çekilen ısı

W_{net} : Çevrimin gerçekleşebilmesi için dışarıdan verilmesi gereken net iş olup çevrime verilen net iş:

$$W_{net} = Q_H - Q_L \quad (1.27)$$

olarak yazılır.

Soğutma makinesinin etkinlik katsayısı amaçlanan enerjinin kullanılan enerjiye oranı tanımını çerçevesinde:

$$COP_{SM} = \frac{Q_L}{W_{NET}} = \frac{Q_L}{Q_H - Q_L} \quad (1.28)$$

olarak yazılır.

Aynı sıcaklıklar arasında çalışan soğutma makinelerinden en yüksek etkinlik katsayısı Carnot soğutma makinesinin etkinlik katsayısı olup:

$$COP_{SM,ir} = \frac{Q_{L,ir}}{W_{net,ir}} = \frac{T_L}{T_H - T_L} \quad (1.29)$$

olarak yazılır.

Isı pompası da soğutma makinesi ile aynı ilkeye göre çalışır, fakat ısı pompasında amaç soğutma değil, ısıtma sağlamaktır. Isı pompası için etkinlik katsayısı:

$$COP_{ip} = \frac{Q_H}{W_{NET}} = \frac{Q_H}{Q_H - Q_L} \quad (1.30)$$

olarak yazılır.

Benzer şekilde T_H ve T_L sıcaklıkları arasında çalışan en yüksek etkinlik katsayılı ısı pompası Carnot ısı pompası olup tersinir ısı pompası etkinlik katsayısı:

$$COP_{ip,tr} = \frac{Q_{H,ir}}{W_{net,ir}} = \frac{T_H}{T_H - T_L} \quad (1.31)$$

olarak yazılır.

Soğutma makinesi ve ısı pompasının II. Kanun verimleri ısı makinesi verimine benzer şekilde:

$$\eta_{SM,II} = \frac{COP_{SM}}{COP_{SM,ir}} \quad (\text{Soğutma Makinesi}) \quad (1.32)$$

$$\eta_{ip,II} = \frac{COP_{ip}}{COP_{ip,ir}} \quad (\text{Isı Pompası}) \quad (1.33)$$

olarak yazılır.

2. TERMOAKUSTİK SİSTEM DEVRE ELEMANLARI

Bu bölümde termoakustik ısı makinesi ve soğutma makinesinde kullanılan devre elemanlarından bahsedilecektir. Bu elemanlar; kullanılan aracı gaz, yığın, ısı değiştiriciler, rezonans tüpü ve akustik güç kaynağıdır.

2.1 Aracı Gaz

Yığın üzerinde boyutsuz olarak taşınan ısı $p_m a A$ ile doğru orantılıdır [40]. Bu ifadede p_m ortalama akışkan basıncı, a akışkanın ses hızı, A ise yığının kesit alanıdır. Bu ifade incelenecek olursa termoakustik bir soğutucunun soğutma gücünün p_m ortalama gaz basıncı ile doğru orantılı olduğu görülür. Gaz basıncı ne kadar yüksek olursa sistemden elde edilecek soğutma gücü de o kadar fazla olacaktır. Fakat Denklem (1.7)'ye göre ısı nüfuz derinliği

$$\delta_k = \sqrt{\frac{2\kappa}{\omega}} = \sqrt{\frac{2K}{\rho_m c_p \omega}}$$

olduğundan aracı gazın yoğunluğu arttığında ısı nüfuz derinliği, yoğunluğun karekökü ile ters orantılı olarak azalacaktır. O halde aracı akışkanın p_m ortalama basıncının artması yoğunluğu arttıracak, denklemde görüldüğü üzere ısı nüfuz derinliği δ_k 'yi küçültecektir. Bu da uygun ısı nüfuz derinliğinde yığın inşasını zorlaştıracaktır.

Termoakustik soğutma makinelerinde soğutma gücü aracı gazın akustik dalga hızı ile doğru orantılıdır. Ses hızı ne kadar yüksek olursa soğutma gücü de o kadar fazla olacaktır. Hidrojen, helyum, neon gibi hafif gazların ses hızları yüksektir. Termoakustik sistemlerde bu yüzden bu tür gazlar kullanılır. Helyum gazı aynı zamanda yüksek ısı iletim katsayısına sahip olduğundan termoakustik sistemlerde kullanılmak üzere uygun bir gazdır. Yukarıdaki denklemden ısı nüfuz derinliğinin, ısı iletim katsayısının karekökü ile doğru orantılı olduğu görülmektedir. ısı iletim katsayısının artması ısı nüfuz derinliğini de arttıracığından yığının imalatını kolaylaştıracaktır.

Hidrojen de termoakustik sistemlerde kullanılacak iyi bir gazdır, fakat yanıcı olduğundan çok uygun değildir, dikkatli kullanılmalıdır.

Termoakustik sistemlerde verimi arttırmak için helyumun içerisine bazen argon, xenon gibi ağır gazlar ilave edilir. Düşük miktarda böyle bir gaz ilavesi aracı gazın Prandtl sayısını azaltacak, böylece sistemdeki sürtünmeler azalacağından sistemin etkinlik katsayısını arttıracaktır. Örneğin helyum içerisine %20 Xenon ilavesi helyumun Prandtl sayısını 0.67 'den 0.2 'ye düşürecektir. Fakat bu gazların ses hızı helyumdan daha düşük olduğundan aracı gazın ses hızı azalacak, sistemden birim hacim başına elde edilen güç azalacaktır.

2.2 Yığın

Yığın bir termoakustik sistemin en önemli kısmıdır. Termoakustik soğutucuda ısının taşınması yığın üzerinde gerçekleşir. Bölüm 1'de görüldüğü üzere aracı gaz tarafından ısı basınç antinoduna doğru taşınırken yığın üzerinde geçici olarak depolanır. Akışkanla yığın arasındaki ısı geçişi ısı nüfuz derinliği içerisinde meydana gelir. Sistemden yüksek miktarda güç elde etmek için ısı geçiş alanının fazla olması gereklidir. Bu yüzden yığın olarak aralarındaki mesafe $2\delta_k$ ile $4\delta_k$ olan çok sayıda plaka kullanılır.

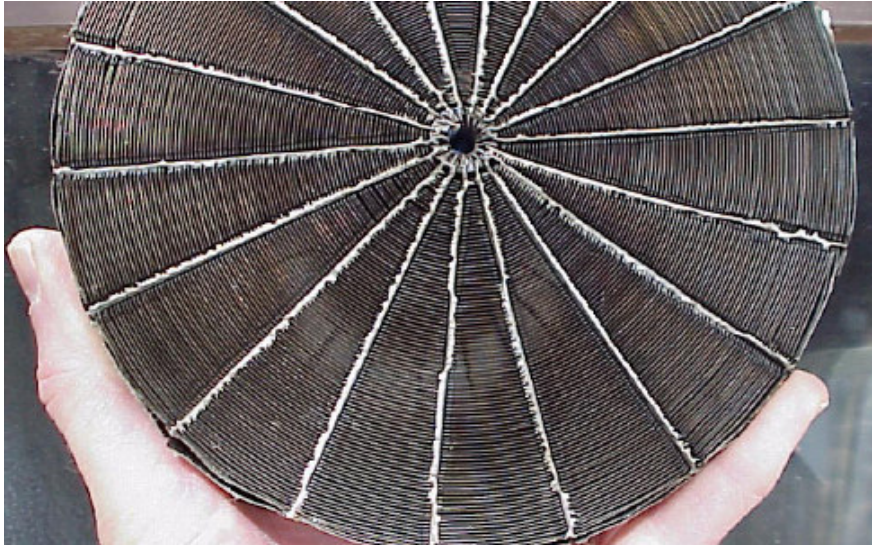
Termoakustik bir soğutucunun soğutma gücü $p_1 u_1$ ile doğru orantılıdır [37]. Basınç genliğinin veya hız genliğinin sıfır olduğu noktalarda sistem soğutma yapmayacaktır. Buradan sistemin soğutma yapabilmesi için yığının basınç ve hız nodlarında bulunmaması gerektiği anlaşılmaktadır. Sistemin etkin ve istenilen miktarda soğutma yapabilmesi için yığının basınç ve hız nodu arasında uygun bir pozisyonda bulunması gereklidir. Yığın hız antinoduna yaklaştıkça sürtünmelerden dolayı soğutucunun etkinlik katsayısı azalacaktır. Yüksek etkinlik katsayısı için yığının hız salınımlarının düşük olduğu basınç antinoduna yakın konuşlanması gereklidir. Fakat yığının basınç antinoduna yaklaşması sistemden elde edilen soğutma gücünü azaltacaktır. Etkinlik katsayısı ve sistemden elde edilecek soğutma gücü düşünülerek uygun yığın pozisyonuna karar verilmelidir.

Isı termoakustik soğutucuda aracı gaz tarafından yığın üzerinde basınç antinoduna doğru taşınırken aynı zamanda yığının üzerinde ters tarafa bir ısı iletimi meydana gelecektir. Termoakustik soğutucunun performansını düşüren bu ısı iletimini azaltmak için yığın malzemesinin ısı iletkenliğinin azaltılması gerekir. Yığın malzemesi olarak düşük iletim katsayılı metal, ısıya dayanıklı Mylar gibi plastik türevi malzemeler kullanılabileceği gibi kağıt türevi malzemeler de kullanılabilir. Malzeme seçiminde düşük iletim katsayılı ve

$$\varepsilon_s = \frac{\rho_m c_p \delta_k}{\rho_s c_s \delta_s} \frac{\tanh[(1+i)y_o/\delta_k]}{\tanh[(1+i)l/\delta_s]} \quad (2.1)$$

ısıl kapasite oranı ifadesini sıfıra götürecek yeterli ısıl kapasiteye sahip malzeme kullanmaya dikkat edilmelidir [40]. Bu ifadeyi sıfıra götürecek yığın ısıl kapasitesi neredeyse her zaman mevcuttur. Bu yüzden asıl yığının ısıl iletkenliğinin düşük olmasına dikkat edilmelidir.

Yığın çeşitli şekillerde imal edilebilir. Şekil 2.1’ de 15 cm çapında, plakalar arasındaki mesafenin 0.4 mm olduğu paslanmaz çelikten imal edilmiş bir yığın görülmektedir. Yığın şekilde görüldüğü üzere spiral şeklinde sarılmış paralel plakalardan oluşabileceği gibi, yan yana konulmuş içi boş silindirik borulardan ya da altıgen petek şeklindeki dizilerden de oluşabilir. Yapılan sayısal çalışmalar paralel plakalı yığınlarda etkinlik katsayısı, güç gibi değerlerin altıgen şeklindeki yığından %10-%20 gibi daha yüksek olduğunu göstermiştir. Bu yüzden genellikle paralel plakalı yığın kullanılmaktadır. Yığının paralel plakalı olarak imalatı çeşitli şekillerde gerçekleştirilebilir. Bunun bir yöntemi de malzemeyi araya bariyerler koyarak spiral şeklinde sarmaktır. Fakat daha basit ve kolay bir yığın imalatı bu tezde yapılan çalışmada olduğu gibi limonata çubuklarını üst üste koyarak gerçekleştirilebilir.

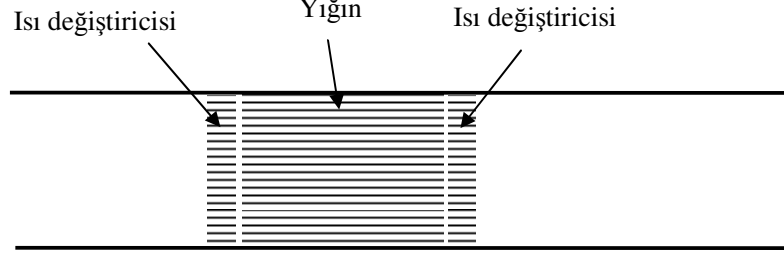


Şekil 2.1 : Paslanmaz çelikten imal edilmiş bir yığın [40]

2.3 Isı Değiştiriciler

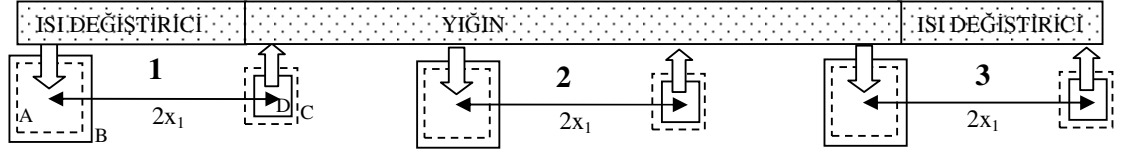
Yığının her iki ucuna yerleştirilen ısı değiştiriciler termoakustik sistemlerde çevreyle ısı geçişini sağlarlar. Dış ortamla ısı aktarımını sağladıklarından yığın malzemesinin aksine ısı değiştiricisi malzemesinin ısı iletim katsayısının mümkün olduğunca yüksek olması gerekir. Bakır, ısı iletim katsayısı yüksek olduğundan iyi bir ısı

değiştirici malzemesidir. Isı değiştiriciler yığının fiziki yapısına benzer bir şekilde paralel plakalar şeklinde imal edilir. Yığının yanına monte edilirken gaz salınımını engellemeyecek şekilde yerleştirilmeye dikkat edilmelidir.



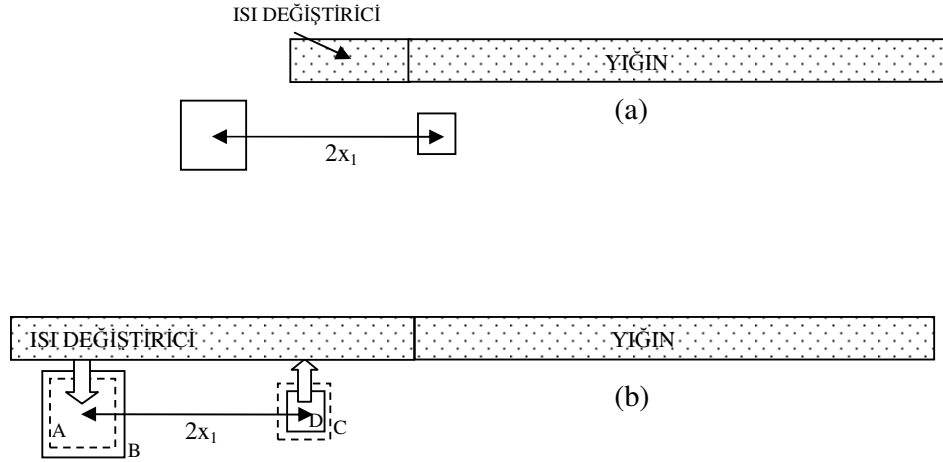
Şekil 2.2 : Yığın ve ısı değiştiricilerin yerleşimi

Şekil 2.2’de yığın ve ısı değiştiricilerin yerleşimi, Şekil 2.3’de ise yığın ve ısı değiştiriciler arasında ısının taşınması görülmektedir. Şekil 2.3’de yığın ve ısı değiştiriciler arasında hareket eden üç adet partikül çizilmiştir. 1 nolu partikül soldaki ısı değiştiriciden ısı çekip yığına taşırken ortadaki partikül yığın üzerinde ısıyı soldan sağa doğru taşımakta, 3 nolu partikül ise yığından ısı çekip ısıyı sağdaki ısı değiştiricisine aktarmaktadır. 1 nolu partikül yığının uç kısmı ve ısı değiştiricisinin uç kısmı arasında hareket etmektedir. Partikülün yer değiştirme genliği $x_1 = \frac{u_1}{\omega}$ olduğundan ısı değiştiricinin boyu o pozisyondaki $2x_1 = \frac{2u_1}{\omega}$ olmalıdır.



Şekil 2.3 : Yığın ve ısı değiştiriciler arasında ısının taşınması

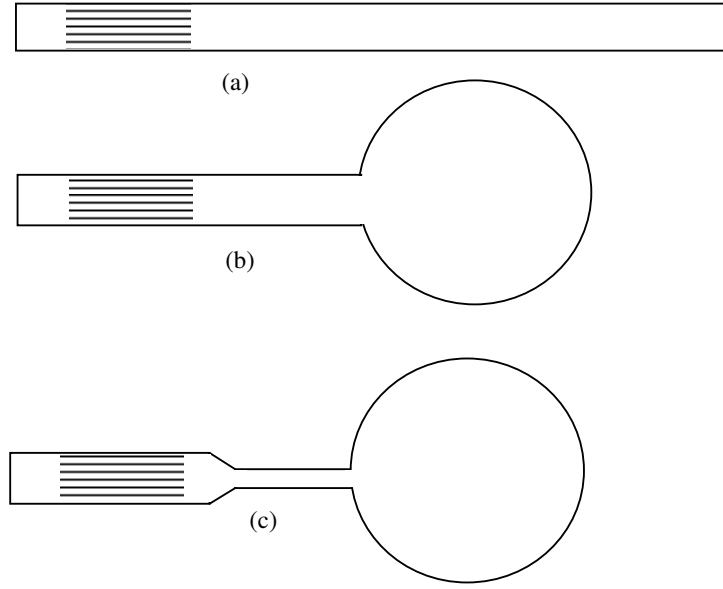
Isı değiştiricisinin boyu $2x_1$ den küçük olduğu takdirde; Şekil 2.4 (a)’da görüldüğü üzere yığınla 1 nolu ısı değiştirici arasında hareket eden partiküllerin bir kısmı ısı değiştirici ile ısı teması bulunamazlar, boş yere hareket ederler. Bu şekilde sürtünmelerden dolayı termoakustik sistemin performansı azalır. Isı değiştiricinin boyu $2x_1$ ’den büyük olduğu takdirde Şekil 2.4 (b)’de görüldüğü üzere bir kısım partiküller ısı değiştirici arasında boş yere hareket eder, yığına ulaşamazlar. Böyle bir hareket anlamsız yere ısı değiştirici üzerinde ısıyı bir taraftan diğer tarafa doğru taşır. Bu da yine sürtünmelerden dolayı sistemin etkinlik katsayısını azaltır [37].



Şekil 2.4 : Uygun olmayan ısı değiştirici boyları

2.4 Rezonans Tüpü

Rezonans tüpü yığın, ısı değiştirici, akustik güç kaynağı ve aracı gazı içinde bulundurulur ve soğutucunun dış yapısını oluşturur. En yaygın olarak kullanılan rezonans tüpü türleri dalga boyunun yarısı ve dörtte biri uzunluğundaki $\lambda/2$ ve $\lambda/4$ rezonans tüpleridir. Rezonans tüpünün içindeki akışkanı üç parça halinde düşünebiliriz: Birinci kısım akışkan plakalarla ısı temasta bulunan akışkan olup istenen termoakustik etkiyi gerçekleştirir. İkinci kısım akışkan rezonans tüpünün iç yüzeyinde ısı ve viskoz nüfuz derinliği içerisinde sönümleyici etkileri bulunan partiküllerdir. Üçüncü kısım akışkan ise ilk iki grubun dışında kalıp adyabatik olarak sıkışıp genişler. Bu yüzden rezonans tüpünün yüzey alanından kaynaklanan sönümleyici etkileri azaltmak için $\lambda/2$ boyundaki her iki ucu kapalı rezonans tüpü yerine $\lambda/4$ boyunda bir ucu atmosfere yada atmosferi temsil eden yeterince büyük bir hacimdeki kaba açılan rezonans tüpü kullanılır. Şekil 2.5’de bu rezonans tüplerine örnekler görülmektedir. En üstteki rezonans tüpü $\lambda/2$ boyda iken ortadaki şekilde yığın ve çalışma frekansı aynı olup rezonans tüpü boyu yarıya düşmüştür. Bu rezonans tüpünün avantajı; yığın üzerindeki basınç, hız dağılımı, sistemin çalışma frekansı aynı iken rezonans tüpünün yüzey alanının azalmasından dolayı yüzeylerde meydana gelecek kayıpların da azalmasıdır.



Şekil 2.5 : Rezonans tüpü çeşitleri

Şekil 2.5(c)'de Hofler rezonans tüpü görülmektedir. Hofler rezonans tüpüne sahip bu sistemin de çalışma şartları üstteki iki sistem ile aynı iken rezonans tüpünün yüzey alanı içlerindeki en düşük olduğundan tüp yüzeyindeki etkilerden kaynaklanacak kayıplar en azdır. Bu tür kesidi değişen rezonans tüpleri termoakustik soğutucularda yaygın olarak kullanılır.

2.5 Akustik Kaynak

Yapılan çalışmada inşa edilen termoakustik sistem bir soğutma makinesi olduğundan sistemin çalışabilmesi için bir akustik kaynağa ihtiyacı vardır. Sistem ihtiyaç duyduğu enerjiyi termoakustik olarak kendisi temin edebileceği gibi hoparlör gibi bir devre elemanı ile de sağlayabilir. Hoparlörün harcadığı elektrik işinin bir kısmı sese dönüşürken geri kalan kısmı ısı olarak çevreye yayılmaktadır. Elektroakustik verim hoparlörün harcadığı elektriği sese dönüştürme yüzdesini ifade eder. Ticari olarak piyasada mevcut hoparlörlerin verimleri genellikle %4-5 civarındadır. Yani hoparlör 100 birim enerji harcarken bunun yalnızca 4-5 birimini sistemde kullanılacak akustik güce dönüştürürken geri kalan %95 gibi büyük bir kısmı ısıya dönüşmektedir. Bu yüzden termoakustik sistemlerde elektroakustik verimi yüksek özel olarak imal edilmiş akustik kaynaklar kullanılır. SETAC termoakustik soğutucusunda kullanılan akustik kaynakların elektroakustik verimi %80'e kadar ulaşmıştır. Elektroakustik verimin yüksek olması sistemin etkinlik katsayısının artması açısından oldukça önemlidir. Tijani sistemde akustik kaynak olarak kullanılan hoparlörün rezonans

frekansının sistemin çalışma frekansına yakın yada eşit olmasının hoparlör elektroakustik verimini önemli ölçüde arttırdığını göstermiştir [41].

Tezde yapılan deneysel çalışmalarda kullanılan hoparlör Şekil 2.6’da görülmektedir.



Şekil 2.6 : Tez çalışmalarında kullanılan akustik güç kaynağı

3. TERMOAKUSTİK DENKLEMLER

Bu bölümde termoakustikte kullanılan temel denklemler ve nasıl türetildikleri anlatılacaktır. Başlangıçta tek bir plaka etrafında salınım yapan akışkan içindeki sıcaklık dağılımı, kritik sıcaklık dağılımı, taşınan ısı, iş ve verim denklemleri ortaya konacak, sonrasında bir yığın içerisinde salınan akışkan için akustik hız ve sıcaklık genliği, yığın içerisinde sıcaklık genliği, dalga denklemi, taşınan ısı ve iş denklemleri ifade edilecektir. Daha sonra sınır tabaka ve kısa yığın yaklaşımlarıyla bulunan ısı, iş ve dalga denklemleri viskozitesiz ve viskoziteli salınımlar için sadeleştirilecektir. Son olarak viskoziteli salınım için sunulan ısı, iş ve verim denklemleri boyutsuzlaştırılacaktır. Böylece boyutsuz olarak daha sade ve değişken sayıları azaltılmış olarak ifade edilecektir. [37,41,42]

3.1 Tek Plaka

Şekil 1.11’de görülen genişliği $\Pi/2$, uzunluğu Δx olan plaka tekrar göz önüne alınsın. Plaka etrafında x yönünde salınım yapan bir gaz düşünelim. Hareket eden gazın yalnızca x yönünde hız bileşeni olsun, y ve z yönlerinde hız bileşeni olmasın. Salınım yapan akışkan etrafında plaka olmasaydı akışkan adyabatik olarak sıkıştırılıp genişleyecek, sıcaklık değişimi basınç değişiminden kaynaklanacaktı. Fakat akışkan içerisinde akışkanla ısı geçişinin meydana geleceği bir plaka bulunduğundan artık yüzey etkilerinin de göz önüne alınması gerekmektedir.

3.1.1 Akışkanın Akustik Sıcaklık Genliği (T_1)

Sıcaklık dağılımını bulabilmek için enerji denkleminden faydalanılacaktır. Entropi terimini içeren enerji denklemi:

$$\rho T \left(\frac{\partial s}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\nabla} s \right) = \vec{\nabla} \cdot (K \vec{\nabla} T) \quad (3.1)$$

şeklinde yazılabilir [37]. Denklemin çözülebilmesi için kullanılan ifadeler ve varsayımlar şunlardır:

Denklem (1.14) ile yoğunluk ifadesi:

$$\rho = \rho_m + \rho_1 e^{i\omega t} \quad (3.2a)$$

Sıcaklık:

$$T = T_m + T_1 e^{i\alpha x} \quad (3.2b)$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = \frac{d^2 T_1}{dy^2} e^{i\alpha x} \quad (3.2c)$$

Sıcaklığın x ile değişimi y ile değişiminden çok daha küçük olduğundan, $\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \ll \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}$, x ile değişimi ihmal edilebilir.

Hız:

$$u = u_1 e^{i\alpha x} \quad (3.3a)$$

$$v = 0 \quad (3.3b)$$

Entropi:

$$s = s_m + s_1 e^{i\alpha x} \quad (3.4a)$$

$$\frac{\partial s}{\partial t} = s_1 i \omega e^{i\alpha x} \quad (3.4b)$$

Plaka boyu yeterince kısa kabul edildiğinden s_1 in plaka boyunca sabit olduğu varsayımıyla:

$$\frac{\partial s}{\partial x} = \frac{ds_m}{dx} \quad (3.4c)$$

yazılır.

Isı iletim katsayısının sabit olduğu varsayımıyla Denklem (3.1) x yönü için yazılacak olursa:

$$\rho T \left(\frac{\partial s}{\partial t} + u \frac{\partial s}{\partial x} + v \frac{\partial s}{\partial y} \right) = K \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (3.5a)$$

denklemini bulunur. Bu denklem yazılı şartlar için sadeleştirilirse:

$$\rho T \left(\frac{\partial s}{\partial t} + u \frac{\partial s}{\partial x} \right) = K \left(\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (3.5b)$$

denklemini elde edilir.

Denklemdaki değerler yerlerine yazılacak olursa:

$$\left(\rho_m + \rho_1 e^{i\omega t}\right) \left(T_m + T_1 e^{i\omega t}\right) \left(s_1 i\omega e^{i\omega t} + u_1 e^{i\omega t} \frac{ds_m}{dx}\right) = K \left(\frac{d^2 T_1}{dy^2} e^{i\omega t}\right) \quad (3.5c)$$

denklemini bulunur. Sadece birinci dereceden sonuçlar verecek çarpımlarla ilgili terimler göz önüne alınırsa ve $e^{i\omega t}$ sadeleştirilirse denklem:

$$\rho_m T_m \left(s_1 i\omega + u_1 \frac{ds_m}{dx}\right) = K \left(\frac{d^2 T_1}{dy^2}\right) \quad (3.5d)$$

halini alır. Entropi salınımı Maxwell denklemlerinin ve ısı genleşme katsayısının tanımını yardımıyla basınç ve sıcaklık salınımlarına bağlı olarak ifade edilecek olursa:

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_P dT - \left(\frac{\partial s}{\partial P}\right)_T dP \quad (3.6)$$

$$\left(\frac{\partial s}{\partial P}\right)_T = -\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P \quad (3.7)$$

$$s_1 = \frac{c_p}{T_m} T_1 - \frac{\beta}{\rho_m} P_1 \quad (3.8)$$

yazılabilir [37,42]. Entropinin x ile değişimi

$$\frac{ds_m}{dx} = \frac{c_p}{T_m} \frac{dT_m}{dx} \quad (3.9)$$

şeklinde yazılabilir [42].

Bu ifadeler Denklem (3.5d)'de yerine konulup sadeleştirilirse:

$$\frac{d^2 T_1}{dy^2} - \frac{i\omega}{\kappa} T_1 - \frac{u_1}{\kappa} \frac{dT_m}{dx} + \frac{i\omega T_m \beta P_1}{K} = 0 \quad (3.10a)$$

denklemini elde edilir . Bu denklemde K ısı iletim katsayısı, κ ısı yayılım katsayısıdır.

Denklem (3.10a) için sınır şartları:

$$1) y=0 \quad T_1 = 0 \quad (3.10b)$$

$$2) y \rightarrow \infty \quad T_1 = \text{sonlu bir değer} \quad (3.10c)$$

Denklem (3.10a) sınır şartları kullanılarak çözülecek olursa akışkan içerisindeki T_1 akustik sıcaklık genliği:

$$T_1 = \left(\frac{\beta T_m}{\rho_m c_p} p_1^s - \frac{\nabla T_m}{\omega} u_1^s \right) (1 - e^{-(1+i)y/\delta_k}) \quad (3.11)$$

olarak bulunur [37]. Bu denklemde p_1^s ve u_1^s basınç ve hız genliklerinin pozitif reel kısmıdır. y sonsuza giderken sağdaki parantezin değeri 1'e gider. Bu durumda plakadan çok uzak bir noktadaki ($y \gg \delta_k$) T_1 akustik sıcaklık salınımı:

$$T_1 \rightarrow \frac{\beta T_m}{\rho_m c_p} p_1^s - \frac{\nabla T_m}{\omega} u_1^s \quad (3.12)$$

değerine yaklaşır [37]. Bu denklemde sağ taraftaki birinci terim adyabatik basınç değişiminden kaynaklanan sıcaklık değişimi iken ikinci terim akışkan üzerindeki ∇T_m sıcaklık dağılımından dolayı bu noktadaki sıcaklık değişimine karşılık gelmektedir. Bu noktada T_1 değerinin sıfır olması yani sıcaklığında değişme olmaması akışkan ile plaka arasında bir ısı geçişini engelleyecek ve sistem ne iş üretecek ne de soğutma yapacaktır. Bu sıcaklık dağılımına Kritik Sıcaklık Dağılımı denir. Denklem (3.12)'de T_1 sıcaklık değişimini sıfıra eşitlersek kritik sıcaklık dağılımı:

$$\nabla T_{kritik} = \frac{T_m \beta p_1^s \omega}{\rho_m c_p u_1^s} \quad (3.13)$$

olarak bulunur [37].

3.1.2 Taşınan Isı

x yönünde iletimle ısı geçişi ihmal edildiğinden ısıнын x yönünde akışkan parçacıkları tarafından bir taraftan diğer tarafa aktarılması:

$$\dot{q}_2 = T_m \rho_m \overline{s_1 u_1} \quad (3.14)$$

denklemine uygun olarak gerçekteşecektir [37].

Karmaşık sayılarda iki değişkenin çarpımının zamana göre ortalaması:

$$\overline{s_1 u_1} = \frac{1}{2} \text{Re}[s_1 \tilde{u}_1] \quad (3.15)$$

olarak yazılabilir. Denklem (3.8) ve Denklem (3.15) yardımıyla Denklem (3.14) düzenlenecek olursa:

$$\dot{q}_2 = \frac{1}{2} \rho_m c_p \text{Re}[T_1 \tilde{u}_1] - \frac{1}{2} T_m \beta \text{Re}[p_1 \tilde{u}_1] \quad (3.16)$$

ifadesi elde edilir [37].

p_1 ve u_1 arasında $\pi/2$ faz farkı bulunmaktadır. $p_1 \tilde{u}_1 = -ip_1^s u_1^s$ tamamen sanaldır. Bu durumda eşitliğin sağ tarafındaki 2. terim sıfır olacaktır. u_1 de tamamen sanaldır. Bu durumda Denklem (3.16):

$$\dot{q}_2 = \frac{1}{2} \rho_m c_p u_1^s \text{Im}[T_1] \quad (3.17)$$

halini alır [37]. Bu denklem plaka etrafında $y \rightarrow \infty$ entegre edilecek olursa:

$$\dot{Q}_2 = \Pi \int_0^\infty \dot{q}_2 dy \quad (3.18a)$$

ısı nüfuz derinliği içerisindeki gaz parçacıkları tarafından x yönünde taşınan ısı bulunacaktır.

Denklem (3.11) kullanılarak yukarıdaki integral alınacak olursa aracı gaz tarafından aktarılan ısı:

$$\dot{Q}_2 = -\frac{1}{2} \Pi \rho_m c_p u_1^s \left(\frac{T_m \beta}{\rho_m c_p} p_1^s - \frac{\nabla T_m}{\omega} u_1^s \right) \delta_k \text{Im} \left[\frac{1}{1+i} \right] \quad (3.18b)$$

$$\dot{Q}_2 = -\frac{1}{4} \Pi \delta_k T_m \beta p_1^s u_1^s (\Gamma - 1) \quad (3.18c)$$

olarak bulunur [37].

Bu denklemde $\Gamma = \frac{\nabla T_m}{\nabla T_{kritik}}$ olup akışkan içerisindeki ortalama sıcaklık gradyanının

kritik sıcaklık gradyanına oranıdır. Akışkan içerisindeki ortalama sıcaklık gradyanı aynı zamanda plaka üzerindeki sıcaklık gradyanına eşittir. $\Gamma = 1$ ise ortalama sıcaklık gradyanı kritik sıcaklık gradyanına eşit olup ısının taşınması gerçekleşmeyecektir. $\nabla T_m > \nabla T_{kritik}$ olduğunda $(\Gamma - 1) > 0$ olacak, ısı basınç noduna doğru taşınacaktır.

$\nabla T_m < \nabla T_{kritik}$ olduğunda $(\Gamma - 1) < 0$ olacak, ısı basınç nodundan uzağa doğru taşınacaktır. Mükemmel gazlarda $T_m \beta = 1$ 'dir. Isının taşınması $\Pi \delta_k$ alanı içerisinde gerçekleşmektedir. Bu alan ne kadar büyük olursa o kadar çok ısı taşınacaktır. δ_k ısı nüfuz derinliği mm mertebesinde olduğundan termoakustik sistemlerde taşınan ısıyı arttırmak için yığın yani pek çok sayıda plaka kullanılmaktadır. Isı $p_1^s u_1^s$ ile doğru orantılı olduğundan herhangi birisinin sıfır olduğu bölgede ısı taşınımı olmayacaktır. O halde plaka basınç ve hız nodunda olmamalı, bu iki noktanın arasında bulunmalıdır.

3.1.3 İş

Diferansiyel boyutta bir akışkan partikülü tarafından $dx dy dz$ hacminden $dx dy dz + dV$ hacmine genişlerken yapılan hareketli sınır işi:

$$p dV = p \left(- \frac{d\rho}{\rho} \right) dx dy dz \quad (3.19a)$$

$$= - \left(\frac{p}{\rho} \right) dx dy dz d\rho \quad (3.19b)$$

olarak yazılabilir.

Birim hacim başına düşen güç:

$$\dot{w} = - \left(\frac{p}{\rho} \right) \frac{d\rho}{dt} \quad (3.19c)$$

olarak yazılır. Lagrangian koordinat sisteminden Eulerian koordinat sistemine geçilerek $\frac{d\rho}{dt}$ yazılacak olursa:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} = i\omega \rho_1 + u_1 \frac{\partial \rho_m}{\partial x} \quad (3.20)$$

denklemleri elde edilir. Bu ifade Denklem (3.19c)'da yerine konup Denklem (1.13)

$$p = p_m + p_1 e^{i\omega t}$$

ile birlikte ortalaması alındığında ($\overline{\rho_1} = 0, \overline{u_1} = 0, \overline{p_1 u_1} = 0$)

$$\dot{w}_2 = -\left(\frac{\omega}{\rho_m}\right) \overline{ip_1 \rho_1} \quad (3.21)$$

denklemini elde edilir.

$$d\rho = \left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_p dT + \left(\frac{\partial \rho}{\partial p}\right)_T dp = -\rho_m \beta T_1 + \left(\frac{\partial \rho}{\partial p}\right)_T p_1 \quad (3.22)$$

ifadesi Denklem (3.21)'e konup düzenlenirse:

$$\dot{w}_2 = -\frac{1}{2} \omega \beta p_1^s \text{Im}[T_1] \quad (3.23)$$

denklemini elde edilir. Bu denklem, Denklem (3.11) kullanılarak plakanın yüzeyi boyunca entegre edilecek olursa:

$$\dot{W}_2 = \frac{1}{2} \Pi \Delta x \omega \beta p_1^s \left(\frac{T_m \beta}{\rho_m c_p} p_1^s - \frac{\nabla T_m}{\omega} u_1^s \right) \delta_k \text{Im} \left[\frac{1}{1+i} \right] \quad (3.24a)$$

$$\dot{W}_2 = \frac{1}{4} \Pi \delta_k \Delta x \frac{T_m \beta^2 \omega}{\rho_m c_p} (p_1^s)^2 (\Gamma - 1) \quad (3.24b)$$

denklemini elde edilir [37]. Bu denklem incelenecek olursa üretilen yada tüketilen akustik gücün $\Pi \delta_k \Delta x$ ile doğru orantılı olduğu görülür. Bu hacim arttıkça ısı makinesinde üretilen akustik güç de artacaktır. δ_k ısı nüfuz derinliği milimetre mertebesinde olduğundan sistem gücünü arttırmak için bu hacmin artırılması gerekir. Bu da ancak aralarında en düşük mesafenin $2\delta_k$ olduğu plakalardan oluşan yığın kullanılarak gerçekleşir. Denklemde dikkat çeken başka bir husus akustik gücün (p_1^s) basınç genliğinin karesiyle doğru orantılı olduğudur. Plaka sistem içerisinde (p_1^s) basınç genliğinin sıfır olduğu yani basınç nodunda bulunduğu taktirde sistem tarafından üretilen yada tüketilen iş sıfır olacaktır. Denklemde $\Gamma = \frac{\nabla T_m}{\nabla T_{kritik}}$ olup plaka üzerindeki sıcaklık dağılımının kritik sıcaklık dağılımına

oranıdır. $\Gamma = 1$ ise plaka üzerindeki sıcaklık dağılımı kritik sıcaklık dağılımına eşit olup iş olmayacaktır. $\nabla T_m > \nabla T_{kritik}$ olduğunda $(\Gamma - 1) > 0$ olacak, plaka üzerinde yüksek sıcaklıktan düşük sıcaklığa doğru ısı taşınacak, sistem ısı makinesi olarak çalışacaktır. $\nabla T_m < \nabla T_{kritik}$ olduğunda $(\Gamma - 1) < 0$ olacak, sistem tarafından akustik güç emilecek, plaka üzerinde düşük sıcaklıktan yüksek sıcaklığa doğru ısı taşınacak, sistem ısı pompası olarak çalışacaktır.

3.1.4 Verim

Şekil 1.11’de görülen plaka etrafında salınım yapan akışkan tarafından taşınan ısı ve üretilen/tüketilen iş Denklem (3.18c) ve Denklem (3.24b) ile sunuldu:

$$\dot{Q}_2 = -\frac{1}{4}\Pi\delta_k T_m \beta p_1^s u_1^s (\Gamma - 1) \quad (3.25a)$$

$$\dot{W}_2 = \frac{1}{4}\Pi\delta_k \Delta x \frac{T_m \beta^2 \omega}{\rho_m c_p} (p_1^s)^2 (\Gamma - 1) \quad (3.25b)$$

Bu ifadeler verim denkleminde yerine konacak olursa:

$$\eta = \frac{\dot{W}}{\dot{Q}_H} \quad (3.26a)$$

Tek plakadan oluşan bir ısı makinesi için verim:

$$\eta = \frac{\Delta x \beta \omega p_1^s}{\rho_m c_p u_1^s} \quad (3.26b)$$

olarak bulunur [37]. Denklem (3.13) ve $\Gamma = \frac{\nabla T_m}{\nabla T_{kritik}}$ ifadesi kullanılarak Denklem

(3.26b) yeniden düzenlenecek olursa:

$$\eta = \frac{\nabla T_{kritik} \Delta x}{T_m} \quad (3.26c)$$

$$\eta = \frac{\nabla T_m \Delta x}{\Gamma T_m} = \frac{\Delta T_m}{\Gamma T_m} \quad (3.26d)$$

$$\eta = \frac{\eta_{carnot}}{\Gamma} \quad (3.26e)$$

ifadesi elde edilir [37]. Bu ilginç bir sonuçtur çünkü plaka üzerindeki sıcaklık dağılımı kritik sıcaklık dağılımına giderken ($\Gamma \rightarrow 1$) verimin de Carnot ısı makinesinin verimine yaklaştığını göstermektedir. Plaka üzerindeki sıcaklık dağılımı kritik sıcaklık dağılımına eşit olduğunda sistem güç üretmeyecek, Γ değeri 1’in üzerine çıktıkça verim de Carnot ısı makinesi veriminin altına düşecektir.

Aynı işlem tek plakadan oluşan bir termoakustik soğutma makinesi yapılacak olursa Denklem (3.18c) ve Denklem (3.24b) kullanılarak soğutma makinesi için etkinlik katsayısı:

$$COP = \frac{\dot{Q}_2}{\dot{W}_2} = \frac{T_m}{\nabla T_{kritik} \Delta x} \quad (3.27a)$$

$$COP = \frac{\Gamma T_m}{\nabla T_m \Delta x} = \frac{\Gamma T_m}{\Delta T_m} \quad (3.27b)$$

$$COP = \Gamma COP_{carnot} \quad (3.27c)$$

olarak ifade edilir [37]. Bu sonuç Denklem (3.26e)'ye benzer bir sonuçtur. Bu sonuç yorumlanacak olursa plaka üzerindeki sıcaklık dağılımı kritik sıcaklık dağılımına giderken ($\Gamma \rightarrow 1$) soğutma makinesinin etkinlik katsayısının da Carnot soğutma makinesinin etkinlik katsayısına yaklaştığı görülmektedir. Plaka üzerindeki sıcaklık dağılımı kritik sıcaklık dağılımına eşit olduğunda sistem soğutma yapmayacaktır. Γ değeri 1'in altına düştükçe soğutma gerçekleşecek, verim de Carnot soğutma makinesi veriminin altına düşecektir.

3.2 Paralel Plakalar Arasından Akış

Gerçek bir akışkanın viskozitesi olduğundan Şekil 3.1'de görülen yığın içerisinde hareket eden akışkanın hızı yalnızca x yönü ve zamana bağlı olarak değil, y yönüne göre de değişecektir. Birbirinden uzaklığı $2y_0$ olan $2l$ kalınlığında paralel plakalardan oluşan bir yığını göz önüne alalım.

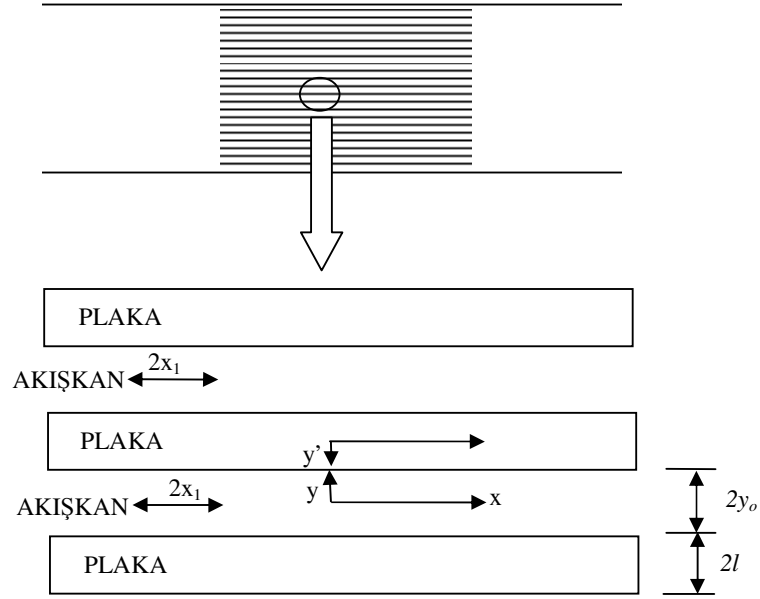
3.2.1 Akustik Hız Genliği

x-momentum denklemi uygun şekilde entegre edilecek olursa plakalar arasındaki hız dağılımı analitik olarak bulunabilir.

x-momentum denklemi:

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = -\frac{dp}{dx} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (3.28)$$

olarak yazılır.



Şekil 3.1 : Aralarındaki mesafe $2y_o$ olan $2l$ kalınlığındaki plakalardan oluşan yığın

x yönündeki hız bileşeni:

$$u = u_1 e^{i\alpha x} \quad (3.29a)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = u_1 i \omega e^{i\alpha x} \quad (3.29b)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} = e^{i\alpha x} \frac{\partial u_1}{\partial x} \quad (3.29c)$$

y yönündeki hız bileşeni:

$$v=0 \quad (3.29d)$$

Denklem (1.13) ile basınç dağılımı:

$$p = p_m + p_1 e^{i\alpha x}, \quad (3.29e)$$

$$\frac{dp}{dx} = e^{i\alpha x} \frac{dp_1}{dx} \quad (3.29f)$$

Denklem (1.14) ile yoğunluk dağılımı:

$$\rho = \rho_m + \rho_1 e^{i\alpha x} \quad (3.29g)$$

Viskozitenin sabit olduğu ve x yönündeki hız değişiminin y yönündeki hız değişiminden çok küçük olduğu varsayımıyla $\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$ terimi $\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$ teriminin yanında ihmal edilebilir.

Bu ifadeler momentum denkleminde yerine konulduğunda ve 2. ve 3. dereceden terimler birinci dereceden terimlerin yanında ihmal edildiğinde x momentum denklemi:

$$i\omega\rho_m u_1 = -\frac{dp_1}{dx} + \mu \frac{d^2 u_1}{dy^2} \quad (3.30a)$$

halini alır.

Bu denklem için sınır şartları:

$$1) y=0 \quad \frac{du_1}{dy} = 0 \quad (3.30b)$$

$$2) y=y_o \quad u_1 = 0 \quad (3.30c)$$

Sınır şartları kullanılarak Denklem (3.30a) çözülecek olursa akışkan içerisindeki hız dağılımı:

$$u_1 = \frac{i}{\omega\rho_m} \frac{dp_1}{dx} \left[1 - \frac{\cosh\left[\frac{(1+i)y}{\delta_v}\right]}{\cosh\left[\frac{(1+i)y_o}{\delta_v}\right]} \right] \quad (3.31)$$

olarak bulunur [41,42].

3.2.2 Plakadaki Sıcaklık Genliği

Akışkandaki akustik sıcaklık salınımlarından plaka da etkilenecek ve plaka içerisinde de bir sıcaklık salınımı meydana gelecektir. Plaka içerisindeki sıcaklık x, y' ve zamana bağlı olarak değişecektir. Plaka için enerji denklemi:

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = \kappa_s \nabla^2 T_s \quad (3.32)$$

olarak yazılabilir. Bu denklemi çözebilmek için denklemdeki terimlerin uygun şekilde ifade edilmesi gereklidir:

Sıcaklık dağılımı:

$$T_s = T_m(x) + T_{s1}(x, y')e^{i\omega x} \quad (3.33a)$$

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = T_{s1} i\omega e^{i\omega x} \quad (3.33b)$$

Sıcaklığın x ile değişimi y' ile değişiminden çok daha küçük olduğundan $\frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} \ll \frac{\partial^2 T_s}{\partial y'^2}$, x ile değişim ihmal edilebilir. Bu durumda:

$$\frac{\partial^2 T_s}{\partial y'^2} = \frac{\partial^2 T_{s1}}{\partial y'^2} e^{i\omega x} \quad (3.33c)$$

olarak yazılır. Bu ifadeler Denklem (3.32)'de yerlerine konacak olursa

$$T_{s1} i\omega = \kappa_s \frac{\partial^2 T_{s1}}{\partial y'^2} \quad (3.34a)$$

denklemini elde edilir. Bu denklem uygun sınır koşulları kullanılarak çözülebilir.

Sınır şartları:

$$1) y'=0 \quad \frac{dT_{s1}}{dy'} = 0 \quad (3.34b)$$

$$2) y=l \quad T_{s1} = T_{b1} \quad (3.34c)$$

Sınır şartları kullanılarak Denklem (3.34a) çözülecek olursa plakadaki sıcaklık genliği pozisyona bağlı olarak:

$$T_{s1} = \frac{T_{b1} \cosh\left[\frac{(1+i)y'}{\delta_s}\right]}{\cosh\left[\frac{(1+i)l}{\delta_s}\right]} \quad (3.35a)$$

$$\delta_s = \frac{2\kappa_s}{\omega} \quad (3.35b)$$

olarak hesaplanır [37].

Denkleminde eksik T_{b1} sıcaklığı sonraki bölümde sunulacaktır.

3.2.3 Akışkandaki Akustik Sıcaklık Genliği

Plakalar arasındaki hız dağılımının y' nin bir fonksiyonu olduğu Denklem (3.31)'da görülmektedir. Akışkanın plakalara temas eden partiküllerinin hızları kaymama sınır koşulundan sıfıra eşit olacak, bu partiküllerin sıcaklıkları ise yüzey sıcaklığına eşit olacaktır. Bu durumda akışkan sıcaklığı da x yönünde değiştiği gibi y yönünde de değişecektir. Sıcaklık dağılımını bulabilmek için enerji denkleminden faydalanılacaktır. Sistem için enerji denklemi:

$$\rho T \left(\frac{\partial s}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\nabla}_s \right) = \vec{\nabla} \cdot (K \vec{\nabla} T) \quad (3.36)$$

olarak yazılabilir [37]. Denklemin çözülebilmesi için kullanılan ifadeler ve varsayımlar şunlardır:

Denklem (1.14) ile yoğunluk:

$$\rho = \rho_m + \rho_1 e^{i\omega t} \quad (3.37a)$$

Denklem (3.2b) ile sıcaklık:

$$T = T_m + T_1 e^{i\alpha x} \quad (3.37b)$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = \frac{d^2 T_1}{dy^2} e^{i\alpha x} \quad (3.37c)$$

Sıcaklığın x ile değişimi y ile değişiminden çok daha küçük olduğundan $\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \ll \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}$, x ile sıcaklık değişimi ihmal edilebilir.

Denklem (1.15) ile hız:

$$u = u_1 e^{i\alpha x}, v=0 \quad (3.38a)$$

Denklem (3.4a) ile entropi:

$$s = s_m + s_1 e^{i\alpha x} \quad (3.38b)$$

$$\frac{\partial s}{\partial t} = s_1 i \omega e^{i\alpha x} \quad (3.38c)$$

Plaka boyu yeterince kısa kabul edildiğinden s_1 'in plaka boyunca sabit olduğu varsayımıyla:

$$\frac{\partial s}{\partial x} = \frac{ds_m}{dx} \quad (3.38d)$$

yazılabilir.

Isı iletim katsayısının sabit olduğu varsayımıyla Denklem (3.36) x yönü için yazılacak olursa:

$$\rho T \left(\frac{\partial s}{\partial t} + u \frac{\partial s}{\partial x} + v \frac{\partial s}{\partial y} \right) = K \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (3.39a)$$

bulunur. Bu denklem yukarıdaki şartlar için sadeleştirilirse:

$$\rho T \left(\frac{\partial s}{\partial t} + u \frac{\partial s}{\partial x} \right) = K \left(\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (3.39b)$$

denklemini elde edilir.

Denklemdaki değerler yerlerine yazılacak olursa:

$$\left(\rho_m + \rho_1 e^{i\alpha x} \right) \left(T_m + T_1 e^{i\alpha x} \right) \left(s_1 i \omega e^{i\alpha x} + u_1 e^{i\alpha x} \frac{ds_m}{dx} \right) = K \left(\frac{d^2 T_1}{dy^2} e^{i\alpha x} \right) \quad (3.40a)$$

ifadesi bulunur. Sadece birinci dereceden sonuçlar verecek çarpımlarla ilgili terimler göz önüne alınırsa ve $e^{i\omega t}$ sadeleştirilirse denklem:

$$\rho_m T_m \left(s_1 i \omega + u_1 \frac{ds_m}{dx} \right) = K \left(\frac{d^2 T_1}{dy^2} \right) \quad (3.40b)$$

halini alır. Denklem (3.8) ve denklem (3.9) ifadeleri bu denklemin içerisine konur ve sadeleştirilirse:

$$\frac{d^2 T_1}{dy^2} - \frac{i \omega}{\kappa} T_1 - \frac{u_1}{\kappa} \frac{dT_m}{dx} + \frac{i \omega T_m \beta p_1}{K} = 0 \quad (3.40c)$$

denklemini elde edilir.

Bu denklem için sınır şartları:

$$1) y=0 \quad \frac{dT_1}{dy} = 0 \quad (3.41a)$$

$$2) y=y_o \quad T_1=T_{b1}=T_{s1}|_{y_o=l} \quad (3.41b)$$

Akışkan tarafından plaka yüzeyine iletimle olan ısı geçişi ile plaka yüzeyinden iletimle iç tarafa aktarılan ısı birbirine eşittir. Bu durumda:

$$3) y=y_o \quad K \frac{\partial T}{\partial y} = K_s \frac{\partial T_s}{\partial y'} \quad (3.41c)$$

Denklem (3.40c) bu sınır şartları ve Denklem (3.35a) kullanılarak çözülecek olursa akışkan içerisindeki T_1 akustik sıcaklık genliği:

$$T_1(x, y) = \frac{\beta T_m}{\rho_m c_{pm}} p_1 - \frac{1}{\rho_m \omega^2} \frac{dT_m}{dx} \frac{dp_1}{dx} \left\{ 1 - \left[\left(\frac{\sigma}{\sigma-1} \right) \frac{\cosh[(1+i)y/\delta_v]}{\cosh[(1+i)y_o/\delta_v]} \right] \right\} \\ - \left[\frac{\beta T_m p_1}{\rho_m c_{pm}} + \frac{1}{\rho_m \omega^2} \frac{dT_m}{dx} \frac{dp_1}{dx} \frac{1}{(\sigma-1)} \left(1 + \varepsilon_s \frac{f_v}{f_k} \right) \right] \frac{\cosh[(1+i)y/\delta_k]}{\cosh[(1+i)y_o/\delta_k]} \quad (3.42a)$$

$$f_v = \frac{\tanh[(1+i)y_o/\delta_v]}{(1+i)y_o/\delta_v}, \quad f_k = \frac{\tanh[(1+i)y_o/\delta_k]}{(1+i)y_o/\delta_k} \quad (3.42b)$$

$$\varepsilon_s = \frac{\sqrt{K \rho_m c_p} \tanh[(1+i)y_o/\delta_v]}{\sqrt{K_s \rho_s c_s} \tanh[(1+i)l/\delta_s]} \quad (3.42c)$$

$$\delta_k = \sqrt{\frac{2\kappa}{\omega}}, \quad \delta_v = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}}, \quad \delta_s = \sqrt{\frac{2\kappa_s}{\omega}} \quad (3.42d)$$

olarak bulunur [37].

Denklem (3.35a)'daki T_{b1} sıcaklığı yukarıdaki 3 nolu sınır şartı uygulanarak bulunabilir. Bu durumda Denklem (3.35a)'daki T_{b1} sıcaklığı:

$$T_{b1} = \frac{\varepsilon_s}{1 + \varepsilon_s} \left[\frac{T_m \beta p_1}{\rho_m c_{pm}} + \frac{1}{\rho_m \omega^2} \frac{dp_1}{dx} \frac{dT_m}{dx} \left(\frac{1}{\sigma-1} \right) \left(1 - \frac{f_v}{f_k} \right) \right] \quad (3.43)$$

olarak bulunur [42].

3.2.4 Dalga Denklemi

Genel haliyle süreklilik denklemi:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{V}) = 0 \quad (3.44a)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) = 0 \quad (3.44b)$$

olarak ifade edilir. Denklem hızın yalnızca x bileşeni için yazılacak olursa:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) = 0 \quad (3.44c)$$

denklemi elde edilir. Denklem (1.14) ve Denklem (1.15)

$$\rho = \rho_m + \rho_1 e^{i\omega t} \quad (3.45a)$$

$$\frac{d\rho}{dt} = i\omega \rho_1 e^{i\omega t} \quad (3.45b)$$

$$u = u_1 e^{i\omega t} \quad (3.45c)$$

Denklem (3.44c)'de yerlerine konularak 1.dereceden terimler göz önüne alınacak olursa Denklem (3.44c):

$$i\omega \rho_1 + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_m u_1) = 0 \quad (3.45d)$$

halini alacaktır. Bu ifade Denklem (3.30a) ile birleştirilip düzenlenirse:

$$-\omega^2 \rho_1 - \frac{d^2 p_1}{dx^2} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial^2 u_1}{\partial y^2} \right) = 0 \quad (3.46)$$

denklemi elde edilir.

$$d\rho = \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p dT + \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_T dp \quad (3.47a)$$

$$\rho_1 = -\rho_m \beta T_1 + \frac{\gamma}{a^2} p_1 \quad (3.47b)$$

ifadesi Denklem (3.46)'de yerine konacak olursa:

$$\omega^2 \rho_m \beta T_1 - \frac{\omega^2}{a^2} p_1 - \frac{d^2 p_1}{dx^2} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial^2 u_1}{\partial y^2} \right) = 0 \quad (3.48)$$

denklemini elde edilir. Bu denklemde u_1 ve T_1 yerine Denklem (3.31) ve Denklem (3.42a) konup denklem sadeleştirilirse ve y değişkenine göre sıfırdan y_o 'a entegre edilecek olursa yığında $\frac{dT_m}{dx}$ sıcaklık dağılımında Dalga Denklemi bulunur:

$$\left[1 + \frac{(\gamma-1)}{(1+\varepsilon_s)} f_k \right] p_1 + \frac{a^2}{\omega^2} \rho_m \frac{d}{dx} \left[\frac{(1-f_v)}{\rho_m} \frac{dp_1}{dx} \right] + \frac{a^2}{\omega^2} \frac{(f_k - f_v)}{(\sigma-1)(1+\varepsilon_s)} \beta \frac{dT_m}{dx} \frac{dp_1}{dx} = 0 \quad (3.49a)$$

$$f_v = \frac{\tanh[(1+i)y_o/\delta_v]}{(1+i)y_o/\delta_v}, \quad f_k = \frac{\tanh[(1+i)y_o/\delta_k]}{(1+i)y_o/\delta_k} \quad (3.49b)$$

$$\varepsilon_s = \frac{\rho_m c_p \delta_k \tanh[(1+i)y_o/\delta_k]}{\rho_s c_s \delta_s \tanh[(1+i)l/\delta_s]} \quad (3.49c)$$

$$\delta_k = \sqrt{\frac{2\kappa}{\omega}}, \quad \delta_v = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}}, \quad \delta_s = \sqrt{\frac{2\kappa_s}{\omega}} \quad (3.49d)$$

Bu denklem ilk defa ideal gaz ve $\varepsilon_s = 0$ olan ideal yığın için Rott tarafından bulunmuştur [37].

3.2.5 Taşınan Isı

Akışkan için enerji denklemi:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \rho v^2 + \rho \varepsilon \right) = -\nabla \cdot \left[\rho v \left(\frac{1}{2} v^2 + h \right) - K \nabla T - v \cdot \sum \right] \quad (3.50)$$

olarak yazılabilir. Bu denklemde ε iç enerji, h entalpidir. $\sum$ viskoz stres tensörü olup ihmal edilebilir. $v v^2$ içeren terimler 3. dereceden olup ihmal edilebilir. Bu denklemin zamana göre ortalamasını alarak yazılacak olursa denklemin sol tarafı sıfıra eşit olacaktır. Çünkü ortalama olarak diferansiyel akışkan hacmi tarafından depolanan enerjinin zamana göre değişimi sıfırdır. Denklem (3.50) bu şartlarda düzenlenecek olursa:

$$\frac{d}{dx} \left[\int_0^{y_0} \overline{\rho u h} dy - \int_0^{y_0} K \frac{\partial T}{\partial x} dy - \int_0^l K_s \frac{\partial T_s}{\partial x} dy' \right] = 0 \quad (3.51)$$

olarak yazılır. Köşeli parantez içerisindeki ifade plakanın birim çevre uzunluğu başına plaka ve plakayı her iki taraftan y_0 mesafesine kadar çevreleyen akışkan içinden akmakta olan enerjiyi Watt/m olarak ifade etmektedir. O halde Denklem (3.51):

$$\frac{\dot{H}}{\Pi} = \int_0^{y_0} \overline{\rho u h} dy - \int_0^{y_0} \overline{K \frac{\partial T}{\partial x}} dy - \int_0^l \overline{K_s \frac{\partial T_s}{\partial x}} dy' \quad (3.52)$$

haline gelmelidir. Bu denklemde akışkan ve plaka üzerinde eksenel yönde ısı iletimi ile ilgili $\int_0^{y_0} \overline{K \frac{\partial T}{\partial x}} dy - \int_0^l \overline{K_s \frac{\partial T_s}{\partial x}} dy'$ ifadesi:

$$\int_0^{y_0} \overline{K \frac{\partial T}{\partial x}} dy - \int_0^l \overline{K_s \frac{\partial T_s}{\partial x}} dy' \cong -(K_s l + K y_o) \frac{dT_m}{dx} \quad (3.53)$$

olarak yazılabilir.

Entalpi, hız ve yoğunlukla ilgili:

$$h = h_m + h_1 e^{i\alpha x} \quad (3.54a)$$

$$u = u_1 e^{i\alpha x} + u_2 \quad (3.54b)$$

$$\rho = \rho_m + \rho_1 e^{i\alpha x} \quad (3.54c)$$

eşitlikleri Denklem (3.52)'de yerine konup çarpım işlemleri yapılacak ve çarpımların reel kısımları alındıktan sonra 3. dereceden terimler ihmal edilip denklemin sağ tarafının ilk terimi tekrar yazılacak olursa:

$$\int_0^{y_0} \overline{\rho u h} dy = \int_0^{y_0} h_m (\overline{\rho_m u_2} + \overline{\rho_m u_1}) dy + \int_0^{y_0} \overline{\rho_m h_1 u_1} dy \quad (3.55)$$

ifadesi elde edilir. Bu denklemde u_2 'streaming' olarak isimlendirilen zamana göre ortalama akustik hız anlamında olup sıfır olmayan bir değerde 2. dereceden bir terimdir. Bu denklemin sağ tarafındaki birinci terimde mevcut $(\overline{\rho_m u_2} + \overline{\rho_m u_1})$ ifadesi sıfırdır çünkü bu terim zamana göre ortalama kütle akısıdır.

Bu durumda Denklem (3.52):

$$\frac{\dot{H}}{\Pi} = \int_0^{y_0} \overline{\rho_m u_1 h_1} dy - (K_s l + K y_o) \frac{dT_m}{dx} \quad (3.56)$$

halini alacaktır.

Bu denklem uygun şekilde düzenlenip uzun işlemlerden sonra:

$$\dot{H}_2 = \frac{\Pi y_o}{2\omega \rho_m} \text{Im} \left[\frac{d\tilde{p}_1}{dx} p_1 \left(1 - \tilde{f}_v - \frac{T_m \beta (f_k - \tilde{f}_v)}{(1 + \varepsilon_s)(1 + \sigma)} \right) \right] \quad (3.57a)$$

$$+ \frac{\Pi y_o c_p}{2\omega^3 \rho_m (1 - \sigma)} \frac{dT_m}{dx} \frac{dp_1}{dx} \frac{d\tilde{p}_1}{dx} \text{Im} \left[\tilde{f}_v + \frac{(f_k - \tilde{f}_v)(1 + \varepsilon_s f_v / f_k)}{(1 + \varepsilon_s)(1 + \sigma)} \right] - \Pi(y_o K + l K_s) \frac{dT_m}{dx}$$

$$f_v = \frac{\tanh[(1+i)y_o/\delta_v]}{(1+i)y_o/\delta_v}, \quad f_k = \frac{\tanh[(1+i)y_o/\delta_k]}{(1+i)y_o/\delta_k} \quad (3.57b)$$

$$\varepsilon_s = \frac{\rho_m c_p \delta_k}{\rho_s c_s \delta_s} \frac{\tanh[(1+i)y_o/\delta_k]}{\tanh[(1+i)l/\delta_s]}, \quad \delta_k = \sqrt{\frac{2\kappa}{\omega}}, \quad \delta_v = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}}, \quad \delta_s = \sqrt{\frac{2\kappa_s}{\omega}} \quad (3.57c)$$

denklemini elde edilir [37,42].

3.2.6 İş

Şimdi dx uzunluğundaki bir plakada kullanılan ya da üretilen zamana göre ortalama $d\dot{W}$ akustik gücünü hesaplayalım. Bu akustik güç $x+dx$ ve x pozisyonlarındaki ortalama akustik güçlerin farkına eşit olup:

$$d\dot{W} = \Pi y_o \left[\overline{\langle p_1 u_1 \rangle}_{x+dx} - \overline{\langle p_1 u_1 \rangle}_x \right] \quad (3.58)$$

şeklinde yazılır [41]. Bu denklemde köşeli parantezler bir kesitteki ortalama değeri, parantez üzerindeki çizgiler ise zamana göre ortalama ifade etmektedir. Bu ortalama değerler:

$$\langle u_1 \rangle = \frac{1}{y_o} \int_0^{y_0} u_1 dy \quad (3.59)$$

$$\overline{\langle p_1 u_1 \rangle} = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} p_1 u_1 dt = \frac{1}{2} \text{Re}(p_1 \tilde{u}_1) \quad (3.60)$$

şeklinde yazılır. Denklem (3.58)

$$\frac{df}{dx} \cong \frac{f_{x+\Delta x} - f_x}{\Delta x} \quad (3.61)$$

yaklaşımı kullanılarak:

$$d\dot{W} = \Pi y_o \Delta x \left[\frac{d\langle p_1 u_1 \rangle}{dx} \right] \quad (3.62a)$$

şeklinde yazılabilir. Bu denklemde p_1 y'nin fonksiyonu olmadığından parantez dışıdır çıkarılabilir.

$$d\dot{W} = \Pi y_o \Delta x \left[\frac{d(p_1 \langle u_1 \rangle)}{dx} \right] \quad (3.62b)$$

Bu ifade Denklem (3.60) yardımıyla düzenlenecek olursa $\left(\overline{p_1 \langle u_1 \rangle} = \frac{1}{2} \text{Re}(p_1 \langle \tilde{u}_1 \rangle) \right)$:

$$d\dot{W} = \frac{1}{2} \Pi y_o \Delta x \text{Re} \left[p_1 \frac{d\langle \tilde{u}_1 \rangle}{dx} + \langle \tilde{u}_1 \rangle \frac{dp_1}{dx} \right] \quad (3.62c)$$

denklemini elde edilir. Denklem (3.59) kullanılarak ortalama u_1 :

$$\langle u_1 \rangle = \frac{i}{\rho_m \omega} \frac{dp_1}{dx} (1 - f_v) \quad (3.63a)$$

olarak bulunur. Bu eşitlikten $\frac{dp_1}{dx}$ yalnız bırakılacak olursa:

$$\frac{dp_1}{dx} = - \frac{i \rho_m \omega \langle u_1 \rangle}{(1 - f_v)} \quad (3.63b)$$

olarak bulunur. $\frac{d\langle u_1 \rangle}{dx}$ ifadesi Denklem (3.63b)'nin Rott'un Dalga Denklemi olan Denklem (3.49a)'nın içerisine uygun şekilde konulmasıyla bulunabilir. Denklem (3.49a)'nın ikinci terimi olan :

$$\frac{a^2}{\omega^2} \rho_m \frac{d}{dx} \left[\frac{(1 - f_v)}{\rho_m} \frac{dp_1}{dx} \right] \quad (3.64a)$$

ifadesinin içerisine Denklem (3.63b) yazılırsa:

$$\frac{a^2}{\omega^2} \rho_m \frac{d}{dx} \left[\frac{(1 - f_v)}{\rho_m} \frac{dp_1}{dx} \right] = - \frac{a^2}{\omega^2} \rho_m \frac{d}{dx} [i \omega \langle u_1 \rangle] \quad (3.64b)$$

ifadesi elde edilir. Bu ifade Denklem (3.49a)'nın içine konursa ve denklem

düzenlenirse $\frac{d\langle u_1 \rangle}{dx}$ ifadesi:

$$\frac{d\langle u_1 \rangle}{dx} = -\frac{i\omega}{\rho_m a^2} \left[1 + \frac{(\gamma-1)}{(1+\varepsilon_s)} f_k \right] p_1 + \frac{(f_k - f_v)}{(1-\sigma)(1+\varepsilon_s)(1-f_v)} \beta \frac{dT_m}{dx} \langle u_1 \rangle \quad (3.65)$$

olarak elde edilir. Denklem (3.63b) ve Denklem (3.65), (3.62c) ifadesinde yerlerine konursa akustik güç denklemi:

$$\begin{aligned} \frac{d\dot{W}_2}{dx} = & -\frac{1}{2} \Pi y_o \omega \left[\frac{\rho_m \operatorname{Im}(-f_v)}{|1-f_v|^2} |\langle u_1 \rangle|^2 + \frac{(\gamma-1) \operatorname{Im}(-f_k)}{\rho_m a^2 (1+\varepsilon_s)} |p_1|^2 \right] \\ & + \frac{1}{2} \Pi y_o \omega \left[\frac{\beta}{\omega(1-\sigma)(1+\varepsilon_s)} \frac{dT_m}{dx} \operatorname{Re} \left(\frac{(\tilde{f}_k - \tilde{f}_v)}{(1-\tilde{f}_v)} p_1 \langle \tilde{u}_1 \rangle \right) \right] \end{aligned} \quad (3.66)$$

olarak bulunur [41]. Akustik güç denklemi incelenecek olursa 2. dereceden bir denklem olduğu görülür çünkü iki adet birinci dereceden (p_1 , u_1) ifadenin çarpımını içermektedir. Akustik güç yığının içerisindeki Πy_o gaz alanı ile orantılıdır. Daha sonradan görüleceği üzere bazı varsayımlar yapıldığında bu terime çarpı olarak yığın boyu da gelecektir. Yani üretilen yada tüketilen akustik güç yığın içerisindeki gaz hacmiyle doğru orantılıdır. Denklem (3.66)'de eşitliğin sağ tarafındaki ilk terim viskoz sönümlenme terimi, ikinci terim ise ısı sönümlenme terimi olup bu terimler bir dalga bir yüzeyle karşılaştığı zaman ortaya çıkmaktadır. Bu terimlerin sistemde sönümleyici etkileri vardır. Üçüncü terim incelenecek olursa $\frac{dT_m}{dx}$ ifadesini içerdiği görülür. Bu terim sistem bir soğutucu ise akustik gücü emici etki meydana getirir. Sistem ısı makinesi ise $\frac{dT_m}{dx}$ değerinin büyüklüğüne bağlı olarak akustik güç üretir.

3.3 Sınır Tabaka ve Kısa Yığın Yaklaşımları

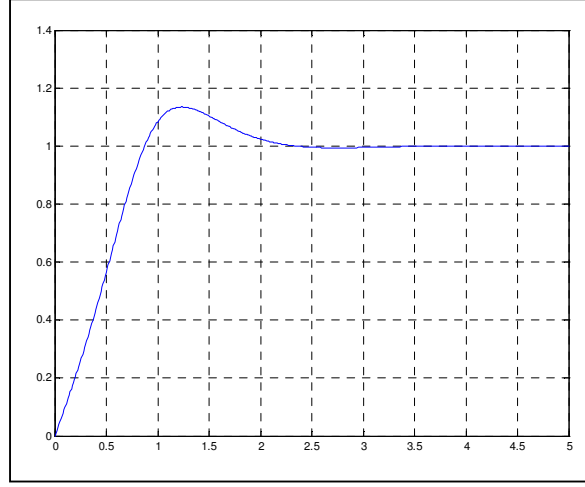
3.2 bölümünde yığın içerisinde salınım yapan akışkan için çıkartılan denklemler oldukça karmaşıktır. Bu bölümde bu denklemler makul varsayımlar ve yaklaşımlar yapılarak daha basit olarak tekrar ifade edilecektir.

3.3.1 Viskozitesiz Salınım

Bu bölümde viskoziteyi ihmal ederek sonuçları tekrar yazacağız. Yapılan varsayımlar şunlardır:

- Viskozitesiz salınım. Viskozite sıfır olduğunda Prandtl sayısı (σ) ve f_v değerleri sıfır olacaktır.

- Sınır tabaka yaklaşımı yapılacaktır. $y_o \gg \delta_k, l \gg \delta_s$. Bu yaklaşım sayesinde $\tanh$ ifadeleri 1'e gidecektir. Şekil 3.2'den görüldüğü üzere $y_o = 2\delta_k$ olduğunda $\tanh$ ifadesi 1'e çok yakın bir değerdir. Bu yüzden bu iyi bir yaklaşımdır.



Şekil 3.2 : $\tanh\left((1+i)\frac{y_o}{\delta_k}\right)$ ifadesinin grafiği. x eksen $\frac{y_o}{\delta_k}$

- Kısa yığın yaklaşımı. Yığının boyu kısa olduğundan basınç ve hız dağılımlarını bozmaz, fakat yığın içinden akan akışkanın hızı plakaların fiziksel varlığından dolayı $1 + \frac{l}{y_o}$ faktörü kadar büyük olacaktır. Yığının içerisindeki basınç ve hız:

$$p_1 = p_A \cos(kx) = p_1^s \quad (\text{x basınç antinodundan olan mesafe}) \quad (3.67)$$

$$u_1 = i \left(1 + \frac{l}{y_o}\right) \frac{p_A}{\rho_m a} \sin(kx) = i u_1^s \quad (3.68)$$

olacaktır.

- Yığının boyu kısa olduğundan yığın içerisinde p_1^s ve u_1^s değerleri sabit olarak varsayılabilir. Aynı zamanda yığının her iki ucu arasındaki sıcaklık farkı ortalama sıcaklıktan çok küçük olduğundan yığın içerisindeki akışkanın termofiziksel özellikleri sabit kabul edilebilir.

Bu varsayımlar ışığında dalga, taşınan ısı ve iş denklemleri tekrar yazılacaktır.

3.3.1.1 Dalga Denklemi

Viskozite sıfır alınacak olursa Denklem (3.30a):

$$i\omega\rho_m u_1 = -\frac{dp_1}{dx} \quad (3.69)$$

olarak yazılabilir. Bu denklem ve yukarıdaki varsayımlar yardımıyla dalga denklemi (3.49a) düzenlenecek olursa viskozitesiz akış için dalga denklemi:

$$p_1 + \frac{\rho_m a^2}{\omega^2} \frac{d}{dx} \left[\frac{1}{\rho_m} \frac{dp_1}{dx} \right] = \frac{(\gamma-1)\delta_k}{(1+i)(1+\varepsilon_s)y_o} (\Gamma-1)p_1 \quad (3.70)$$

olarak bulunur [37].

3.3.1.2 Taşınan Isı Denklemi

Denklem (3.57a) ile ifade edilen oldukça karmaşık görülen taşınan ısı denklemi viskozitesiz akış ve yapılan varsayımlarla yeniden düzenlenecek olursa:

$$\dot{H}_2 = -\frac{1}{4}\Pi\delta_k \frac{T_m\beta}{(1+\varepsilon_s)} p_1^s u_1^s (\Gamma-1) - \Pi(y_o K + lK_s) \frac{dT_m}{dx} \quad (3.71a)$$

$$\varepsilon_s = \frac{\rho_m c_p \delta_k}{\rho_s c_s \delta_s}, \quad \delta_k = \frac{\nabla T_m}{\nabla T_{kritik}}, \quad \nabla T_{kritik} = \frac{T_m \beta \omega p_1^s}{\rho_m c_p u_1^s} \quad (3.71b)$$

denklemi elde edilir [37]. Bu denklemde sağ taraftaki ilk terim aracı gaz tarafından taşınan ısı akısıdır. Dikkat edilecek olursa bu terim $\frac{1}{(1+\varepsilon_s)}$ ifadesi hariç

Denklem (3.18c) ile ifade edilen ısı denkleminin aynısıdır. Akışkan tarafından taşınan ısı $\frac{1}{(1+\varepsilon_s)}$ faktörü kadar azalmaktadır. ε_s değeri yaklaşık olarak akışkanın

ısıl kapasitesinin yığın malzemesinin ısıl kapasitesine oranıdır. Yığın malzemesinin ısıl kapasitesi yüksek olduğunda ε_s değeri sıfıra gidecektir. Taşınan toplam enerji bu denklemdeki $\Pi\delta_k$ ile doğru orantılıdır. $y_o \cong \delta_k$ olduğunda ısı taşınımı tüm akışkan kesitinden etkin olarak gerçekleşecektir. Denklem (3.71a)'daki ikinci terim akışkan ve yığın üzerinden aksel yönde ısı iletimini ifade etmektedir. Bu terimdeki Πy_o değeri yığındaki toplam akışkan kesitini ifade eder. Πl değeri ise yığındaki yığını oluşturan malzemenin toplam kesitini ifade eder. Bu terim toplam taşınan enerjiyi azaltıcı yönde etki eder.

3.3.1.3 İş Denklemi

Denklem (3.66)'da ifade edilen iş viskozitesiz akış ve kısa yığın varsayımları ile tekrar düzenlenecek olursa içinde viskozitesiz akışkanın salınım yaptığı yığında üretilen yada tüketilen iş:

$$\dot{W}_2 = \frac{1}{4} \Pi \delta_k \Delta x \frac{(\gamma-1)\omega}{\rho_m a^2 (1+\varepsilon_s)} (p_1^s)^2 (\Gamma-1) \quad (3.72)$$

olarak bulunur [37]. Bu denklemden üretilen yada tüketilen gücün $\Pi \delta_k \Delta x$ ile doğru orantılı olduğu görülmektedir. Yani ısı nüfuz derinliği kalınlığında, yığın uzunluğunda bir hacimle orantılıdır. Isı makinesinde üretilen gücü, soğutma makinesinde soğutma gücünü arttırmak için bu hacmin artırılması gerekir. $y_o \equiv \delta_k$ olduğunda bu hacim en yüksek değerine ulaşacaktır. Denklemden işin basınç genliğinin karesiyle orantılı olduğu görülmektedir. Denklem (3.71a)'ya benzer olarak gücün $\frac{1}{(1+\varepsilon_s)}$ faktörü kadar azaldığı görülmektedir.

3.3.2 Viskoziteli Salınım

Bu konuda kısa yığın yaklaşımları yapılarak fakat viskozite etkileri de göz önüne alınarak taşınan ısı denklemi, iş denklemi ve dalga denklemi ortaya konacaktır.

3.3.2.1 Dalga Denklemi

Viskozite probleme dahil edilince hız kesit boyunca değişiklik gösterecektir. Bu durumda ortalama hızdan bahsedilir. Ortalama hız:

$$\langle u_1 \rangle = \frac{1}{y_o} \int_0^{y_o} u_1 dy = i \langle u_1^s \rangle \quad (3.73)$$

olarak ifade edilmekte olup tamamen sanaldır. Ortalama hız ile basınç arasında $\frac{\pi}{2}$ faz farkı bulunmaktadır. Yığın içerisindeki basınç ise:

$$p_1 = p_1^s$$

olarak tamamen gerçektir, sanal bileşeni yoktur. Hız denklemi (3.31)'in ortalaması Denklem (3.73) kullanılarak alınacak olursa $\frac{dp_1}{dx}$ türevi $\langle u_1^s \rangle$ terimine bağlı olarak:

$$\frac{dp_1}{dx} = -\frac{i\omega\rho_m\langle u_1 \rangle}{1-f_v} = \frac{\omega\rho_m\langle u_1^s \rangle}{1-f_v} \quad (3.74)$$

şeklinde hesaplanır. Hız ortalama hız şeklinde düşünülünce kritik sıcaklık dağılımı da:

$$\nabla T_{kritik} = \frac{T_m\beta\omega p_1^s}{\rho_m c_p \langle u_1^s \rangle} \quad (3.75)$$

$$\Gamma = \frac{\nabla T_m}{\nabla T_{kritik}}$$

olarak yazılır. Bu denklemler dalga denklemi (3.49a)'nın içerisine konup $\delta_k \langle y_o \rangle$, $\delta_v \langle y_o \rangle$, $\delta_s \langle l \rangle$ yaklaşımları yapıldığında denklemdeki $\tanh(\dots)$ ifadeleri 1'e gidecek, sonuç olarak kısa yığın yaklaşımıyla dalga denklemi:

$$p_1 + \frac{\rho_m a^2}{\omega^2} \frac{d}{dx} \left[\frac{1-f_v}{\rho_m} \frac{dp_1}{dx} \right] = \frac{(\gamma-1)\delta_k p_1}{(1+i)(1+\varepsilon_s)y_o} \left(\frac{\Gamma}{(1+\sqrt{\sigma})(1-f_v)} - 1 \right) \quad (3.76)$$

olarak bulunacaktır [37].

3.3.2.2 Taşınan Isı Denklemi

Viskozite probleme dahil edilince ve kısa yığın yaklaşımıyla aracı gaz tarafından yığın üzerinde taşınan ısı denklemi tekrar yazılacaktır. Denklem (3.57a) ile sunulan taşınan ısı ifadesi oldukça karmaşık olup yapılan varsayımlar ışığında viskozite terimini de barındıran daha sade bir taşınan ısı denklemi yazılacaktır. Denklem (3.73) ve Denklem (3.75) $\tanh(\dots)$ terimini 1'e götüren $\delta_k \langle y_o \rangle$, $\delta_v \langle y_o \rangle$, $\delta_s \langle l \rangle$ yaklaşımları ile birlikte Denklem (3.57a)'ya uygulandığında yığın arasında viskoziteli olarak salınım yapan bir sistem için taşınan ısı denklemi:

$$\begin{aligned} \dot{H}_2 = & -\frac{1}{4}\Pi\delta_k \frac{T_m\beta p_1^s \langle u_1^s \rangle}{(1+\varepsilon_s)(1+\sigma)(1-\delta_v/y_o + \delta_v^2/2y_o^2)} \left[\Gamma \frac{1+\sqrt{\sigma} + \sigma + \sigma\varepsilon_s}{1+\sqrt{\sigma}} - \left(1 + \sqrt{\sigma} - \frac{\delta_v}{y_o} \right) \right] \\ & - \Pi(y_o K + lK_s) \frac{dT_m}{dx} \end{aligned} \quad (3.77)$$

olarak bulunur [37].

3.3.2.3 İş Denklemi

Viskozite probleme dahil edilince ve kısa yığın yaklaşımıyla iş denklemi tekrar bulunacaktır. Denklem (3.66) ile sunulan iş ifadesi oldukça karmaşık olup yapılan varsayımlar ışığında viskozite terimini de barındıran daha sade bir iş denklemi yazılacaktır. Denklem (3.73) ve Denklem(3.75) tanh(...) terimini 1'e götüren $\delta_k \ll y_o$, $\delta_v \ll y_o$, $\delta_s \ll l$ yaklaşımları ile birlikte Denklem (3.66)'ya uygulandığında kısa yığın arasında viskoziteli olarak salınım yapan bir sistem için iş denklemi:

$$\begin{aligned} \dot{W}_2 = & \frac{1}{4} \Pi \delta_k \Delta x \frac{(\gamma-1) \omega (p_1^s)^2}{\rho_m a^2 (1 + \varepsilon_s)} \left(\frac{\Gamma}{(1 + \sigma) (1 - \delta_v / y_o + \delta_v^2 / 2 y_o^2)} - 1 \right) \\ & - \frac{1}{4} \Pi \delta_v \Delta x \frac{\omega \rho_m \langle u_1^s \rangle^2}{(1 - \delta_v / y_o + \delta_v^2 / 2 y_o^2)} \end{aligned} \quad (3.78)$$

olarak bulunur [37].

3.4 Sınır Tabaka ve Kısa Yığın Yaklaşımlarında Boyutsuz Denklemler

Yığın içerisinde salınım yapan akışkan için sınır tabaka ve kısa yığın yaklaşımlarıyla enerji denklemi, iş denklemi ve dalga denklemi sunulmuştur. Bu denklemler incelenecek olursa kullanılan değişken sayısının çok, denklemlerin karmaşık olduğu görülmektedir. Bu bölümde değişken sayısını azaltmak ve denklemi basitleştirmek için boyut analizi yapılarak Taşınan Isı Denklemi (3.77) ve İş Denklemleri (3.78) boyutsuz olarak tekrar ifade edilecek, daha sonra termoakustik soğutucu için etkinlik katsayısı boyutsuz olarak sunulacaktır. Swift termoakustik sistemlerde kullanılan değişkenleri uygun boyutsuz değişkenler olarak ifade etmiş [43], Tijani bu boyutsuz değişkenleri kullanarak eksenel ısı iletim terimlerini ihmal ederek Denklem (3.77) ve Denklem (3.78)'ü boyutsuzlaştırmış, uygun bir termoakustik dizayn sistematiği geliştirmiştir [21]. Tijani tarafından ihmal edilen ısı iletim terimleri tez çalışmaları kapsamında kurulan sistemin gücü düşük olduğundan dolayı boyutsuzlaştırılarak taşınan ısı denklemine dahil edilmiştir. Isı ve iş denklemlerini boyutsuzlaştırmak için Swift tarafından sunulan Tijani tarafından kullanılan boyutsuz değişkenler Tablo 3.1'de görülmektedir:

Tablo 3.1 : Denklemlerin boyutsuzlaştırılmasında kullanılan boyutsuz değişkenler

BOYUTSUZ ÇALIŞMA PARAMETRELERİ	
Basınç oranı	$D=P_A/P_m$
Boyutsuzlaştırılmış soğutma gücü	$Q_{cn}=H_2/P_m aA$
Boyutsuzlaştırılmış akustik güç	$W_n=W_2/P_m aA$
Boyutsuzlaştırılmış sıcaklık farkı	$\Delta T_{mn} = \Delta T_m / T_m$

BOYUTSUZ GAZ PARAMETRELERİ	
Prandtl sayısı	σ
Boyutsuzlaştırılmış ısı nüfuz derinliği	$\delta_{kn} = \delta_k / y_0$

YIĞIN GEOMETRİSİ PARAMETRELERİ	
Boyutsuzlaştırılmış yığın uzunluğu	$L_{sn}=kL_s$
Boyutsuzlaştırılmış yığın pozisyonu	$x_n=kx$
Yığın Doluluğu	$B = y_0 / (y_0 + l)$

3.4.1 Boyutsuz Taşınan Isı

Sınır tabaka ve kısa yığın yaklaşımlarıyla yığın üzerinde taşınan ısı denklemi Denklem (3.77) ile:

$$\dot{H}_2 = -\frac{1}{4}\Pi\delta_k \frac{T_m\beta p_1^s \langle u_1^s \rangle}{(1+\varepsilon_s)(1+\sigma)(1-\delta_v/y_o + \delta_v^2/2y_o^2)} \left[\Gamma \frac{1+\sqrt{\sigma}+\sigma+\sigma\varepsilon_s}{1+\sqrt{\sigma}} - \left(1+\sqrt{\sigma} - \frac{\delta_v}{y_o} \right) \right] - \Pi(y_o K + lK_s) \frac{dT_m}{dx} \quad (3.79)$$

olarak bulunmuştu. Tijani bu denklemi eşitliğin sağ tarafındaki ikinci terim olan $\Pi(y_o K + lK_s) \frac{dT_m}{dx}$ eksenel ısı iletim etkilerini ihmal ederek boyutsuzlaştırmıştır. Bu denklem yüksek güçte çalışan termoakustik soğutucular için geçerlidir. Fakat düşük güçte çalışan ya da yığın malzemesinin iletkenlik katsayısının yeterince düşük olmadığı sistemlerde göz önüne alınmalıdır.

Tablo 3.1'deki boyutsuz değişkenler kullanılarak, eksenel ısı iletimini ihmal ederek ve $\varepsilon_s = 0$ alarak taşınan ısı denklemi boyutsuzlaştırılmıştır. Tablo 3.1'deki değişkenlere ilave olarak:

$$p_1^s = p_A \cos(kx) \quad (3.80a)$$

$$u_1^s = \left(1 + \frac{l}{y_o} \right) \frac{p_A}{\rho_m a} \sin(kx) \quad (3.80b)$$

$$\nabla T_{kritik} = \frac{T_m \beta \omega p_1^s}{\rho_m c_p \langle u_1^s \rangle} \quad (3.80c)$$

$$\nabla T_m = \frac{\Delta T_m}{L_s} \quad (3.80d)$$

$$A = \Pi y_o + \Pi l \quad (3.80e)$$

$$\Gamma = \frac{\nabla T_m}{\nabla T_{kritik}} = \frac{\Delta T_{mn}}{BL_{sn}(\gamma - 1)} \tan(x_n) \quad (3.80f)$$

ifadeleri kullanılacak olursa ısı denklemi:

$$Q_{cn} = -\frac{\delta_{kn} D^2 \sin(2x_n)}{8\gamma(1+\sigma)\Lambda} \left(\frac{\Delta T_{mn} \tan(x_n)}{(\gamma-1)BL_{sn}} \frac{1+\sqrt{\sigma}+\sigma}{1+\sqrt{\sigma}} - (1+\sqrt{\sigma}-\sqrt{\sigma}\delta_{kn}) \right) \quad (3.80g)$$

$$\Lambda = 1 - \sqrt{\sigma}\delta_{kn} + \frac{1}{2}\sigma\delta_{kn}^2 \quad (3.80h)$$

olarak boyutsuzlaştırılır [21]. Bu denklemde eksenel ısı iletim etkileri mevcut değildir.

Eksenel ısı iletim etkileri göz önüne alınacak olursa eşitliğin sağ tarafına ilave olarak boyutsuzlaştırılmış $\frac{\Pi(y_o K + lK_s)}{p_m aA} \frac{dT_m}{dx}$ terimi gelmelidir. Bu terim Tablo 3.1’de sunulan boyutsuz değişkenler kullanılarak boyutsuzlaştırılacak olursa:

$$\frac{\Pi(y_o K + lK_s)}{p_m aA} \frac{dT_m}{dx} = K_{pt} [B + (1-B)K^*] \Delta T_{mn} \quad (3.81a)$$

$$K^* = \frac{K_s}{K} \quad (3.81b)$$

$$K_{pt} = \frac{KT_m}{p_m aL_s} \quad (3.81c)$$

ifadesi elde edilir. Tablo 3.1’deki boyutsuz değişkenlere ilaveten iki adet daha boyutsuz değişken sunulmuştur. Bu değişkenlerden birincisi $K^* = \frac{K_s}{K}$ yığını oluşturan plakalar ve akışkanın ısı iletim katsayılarının oranıdır. Diğer terim ise

$K_{PT} = \frac{KT_m}{p_m aL_s}$ terimidir. Bu terimin fiziksel anlamı çok açık olmayıp farklı

şekillerde ifade edilebilir. Bu terim biraz değiştirilecek olursa terim

$$\frac{KT_m}{p_m aL_s} = \frac{1}{2} y_{on} \frac{\delta_{kn}^2}{L_{sn}} \frac{\gamma}{\gamma-1} \quad (3.82a)$$

$$y_{on} = k.y_o \quad (3.82b)$$

olarak da ifade edilebilir. Sonuç olarak akışkan ve yığın üzerinde boyuna ısı etkilerini göz önüne alarak boyutsuzlaştırılmış Taşınan Isı Denklemi:

$$Q_{cn} = -\frac{\delta_{kn} D^2 \sin(2x_n)}{8\gamma(1+\sigma)\Lambda} \left(\frac{\Delta T_{mn} \tan(x_n)}{(\gamma-1)BL_{sn}} \frac{1+\sqrt{\sigma}+\sigma}{1+\sqrt{\sigma}} - (1+\sqrt{\sigma}-\sqrt{\sigma}\delta_{kn}) \right) - K_{pt} [B+(1-B)K^*] \Delta T_{mn} \quad (3.83a)$$

$$\Lambda = 1 - \sqrt{\sigma}\delta_{kn} + \frac{1}{2}\sigma\delta_{kn}^2 \quad (3.83b)$$

$$K^* = \frac{K_s}{K} \quad (3.83c)$$

$$K_{PT} = \frac{KT_m}{p_m aL_s} \quad (3.83d)$$

olarak bulunur.

3.4.2 Boyutsuz İş

Sınır tabaka ve kısa yığın yaklaşımlarıyla iş denklemi Denklem (3.78) ile:

$$\dot{W}_2 = \frac{1}{4} \Pi \delta_k \Delta x \frac{(\gamma-1)\omega(p_1^s)^2}{\rho_m a^2 (1+\varepsilon_s)} \left(\frac{\Gamma}{(1+\sigma)(1-\delta_v/y_o + \delta_v^2/2y_o^2)} - 1 \right) - \frac{1}{4} \Pi \delta_v \Delta x \frac{\omega p_m \langle u_1^s \rangle^2}{(1-\delta_v/y_o + \delta_v^2/2y_o^2)} \quad (3.84)$$

olarak ifade edilmiştir. Tablo 3.1'deki boyutsuz değişkenler kullanılarak ve $\varepsilon_s = 0$ olarak iş denklemi boyutsuzlaştırılabilir. Tablo 3.1'deki boyutsuz değişkenlere ilave olarak:

$$p_1^s = p_A \cos(kx) \quad (3.85a)$$

$$u_1^s = \left(1 + \frac{l}{y_o}\right) \frac{p_A}{\rho_m a} \sin(kx) \quad (3.85b)$$

$$\nabla T_{kritik} = \frac{T_m \beta \omega p_1^s}{\rho_m c_p \langle u_1^s \rangle} \quad (3.85c)$$

$$\nabla T_m = \frac{\Delta T_m}{L_s} \quad (3.85d)$$

$$A = \Pi y_o + \Pi l \quad (3.85e)$$

$$\Gamma = \frac{\nabla T_m}{\nabla T_{kritik}} = \frac{\Delta T_m}{BL_{sn}(\gamma - 1)} \tan(x_n) \quad (3.85f)$$

ifadeleri kullanılacak olursa iş denklemi:

$$W_n = \frac{\delta_{kn} L_{sn} D^2}{4\gamma} (\gamma - 1) B \cos(x_n)^2 \left(\frac{\Delta T_m \tan(x_n)}{BL_{sn}(\gamma - 1)(1 + \sqrt{\sigma})\Lambda} - 1 \right) - \frac{\delta_{kn} L_{sn} D^2}{4\gamma} \frac{\sqrt{\sigma} \sin(x_n)^2}{B\Lambda} \quad (3.85g)$$

$$\Lambda = 1 - \sqrt{\sigma} \delta_{kn} + \frac{1}{2} \sigma \delta_{kn}^2 \quad (3.85h)$$

olarak boyutsuzlaştırılır [21].

3.4.3 Soğutma Makinesi Etkinlik Katsayısı

Denklem (3.83a) ve Denklem (3.85g)'da yığın üzerinde taşınan ısı ve iş denklemleri Tablo 3.1'de ifade edilen boyutsuz değişkenler kullanılarak boyutsuz olarak ifade edilmiştir. Boyutsuz ısı $Q_{cn} = \frac{H_2}{P_m aA}$ ve boyutsuz iş $W_n = \frac{W_2}{P_m aA}$ olarak tanımlandığından termoakustik soğutma makinesi için etkinlik katsayısı

$$COP = \frac{Q_{cn}}{W_n} \quad (3.86)$$

olarak ifade edilebilir.

4. TERMOAKUSTİK SİSTEMİN DİZAYNI VE İNŞASI

Deneyssel çalışmalarda kullanılmak üzere iki adet termoakustik soğutucu dizayn ve inşa edilmiştir. Başlangıçta helyum gazı ile çalıştırılmak üzere kapalı tür $\lambda/4$ tipi bir ucu geniş bir hacme açılan bir sistem kurulmuştur. Fakat piyasadan bu sistemi istenen basınçta çalıştıracak akustik kaynak sağlanamadığından sistem üzerindeki deneyssel çalışmadan vazgeçilmiştir. Ardından hava ile çalışan ikinci bir sistemin tasarımı ve inşası yapılmıştır. Deneyssel çalışmalar bu sistem ile tamamlanmıştır.

Bu bölümde tez çalışmalarında kullanılan termoakustik soğutucunun tasarımından ve inşasından bahsedilecektir. Literatürde termoakustik konusunda çok sayıda makale mevcut olmasına rağmen termoakustik bir soğutucunun dizayn sistematığıne ilişkin yeterli sayıda kaynak bulunmamaktadır. Tijani termoakustik soğutucunun dizaynına ilişkin sistematik bir yaklaşım sunmuştur [22]. Tez çalışmalarında kullanılan soğutucunun tasarımı bu yaklaşıma uygun olarak yapılmıştır.

4.1 Dizayn

Termoakustik soğutucunun inşasında 3. bölümde ifade edilen ve boyutsuzlaştırılan boyutsuz taşınan ısı denklemi (3.80g), boyutsuz iş denklemi (3.85g) ve etkinlik katsayısı denklemi (3.86) kullanılmıştır. Bu denklemler:

$$Q_{cn} = -\frac{\delta_{kn} D^2 \sin(2x_n)}{8\gamma(1+\sigma)\Lambda} \left(\frac{\Delta T_{mn} \tan(x_n)}{(\gamma-1)BL_{sn}} \frac{1+\sqrt{\sigma}+\sigma}{1+\sqrt{\sigma}} - (1+\sqrt{\sigma}-\sigma\delta_{kn}) \right) \quad (4.1a)$$

$$W_n = \frac{\delta_{kn} L_{sn} D^2}{4\gamma} (\gamma-1) B \cos(x_n)^2 \left(\frac{\Delta T_{mn} \tan(x_n)}{BL_{sn}(\gamma-1)(1+\sqrt{\sigma})\Lambda} - 1 \right) - \frac{\delta_{kn} L_{sn} D^2}{4\gamma} \frac{\sqrt{\sigma} \sin(x_n)^2}{B\Lambda},$$

$$\Lambda = 1 - \sqrt{\sigma}\delta_{kn} + \frac{1}{2}\sigma\delta_{kn}^2 \quad (4.1b)$$

$$COP = \frac{Q_{cn}}{W_n} \quad (4.1c)$$

Tijani tarafından boyutsuzlaştırılan bu denklemlerde yığın ve aracı gaz üzerinden eksenel yöndeki ısı iletim etkileri ihmal edilmiştir. Fakat bu etkiler düşük güçteki termoakustik soğutucularda ya da yığının ısı iletim katsayısının yeterince düşük olmaması durumunda önem kazanabilir. Bu yüzden bu ifadeler sonraki bölümde görüleceği üzere hesaplamalarda göz önüne alınmıştır.

Boyutsuz değişkenler kullanmanın avantajı denklemleri daha az değişken kullanarak ve daha basit olarak ifade etmektir. Bu yüzden dizayn çalışmalarında boyutsuz denklemlerin kullanımı daha uygundur.

Dizaynda kullanılan yöntem şu şekildedir:

1. Kullanılacak gazın cinsine, dinamik basıncın büyüklüğüne, ortalama basınca, frekansa, yığın üzerindeki sıcaklık farkına karar verilmesi.

Kurulacak sistemde bu dizayn kriterleri belirlenerek dizayna başlanmıştır. Sistem dizaynında kullanılan değişkenler aşağıdadır:

Örnek Dizayn Değişkenleri:

Aracı gaz: hava

Ortalama basınç: $p_m=1$ atm

Dinamik basıncın ortalama basınca oranı: $D=0.02$

Akustik frekans değeri: $f=110$ Hz

Yığın üzerindeki sıcaklık farkı: $\Delta T_m = 50K$

Yığın doluluk oranı: $B=0.90$

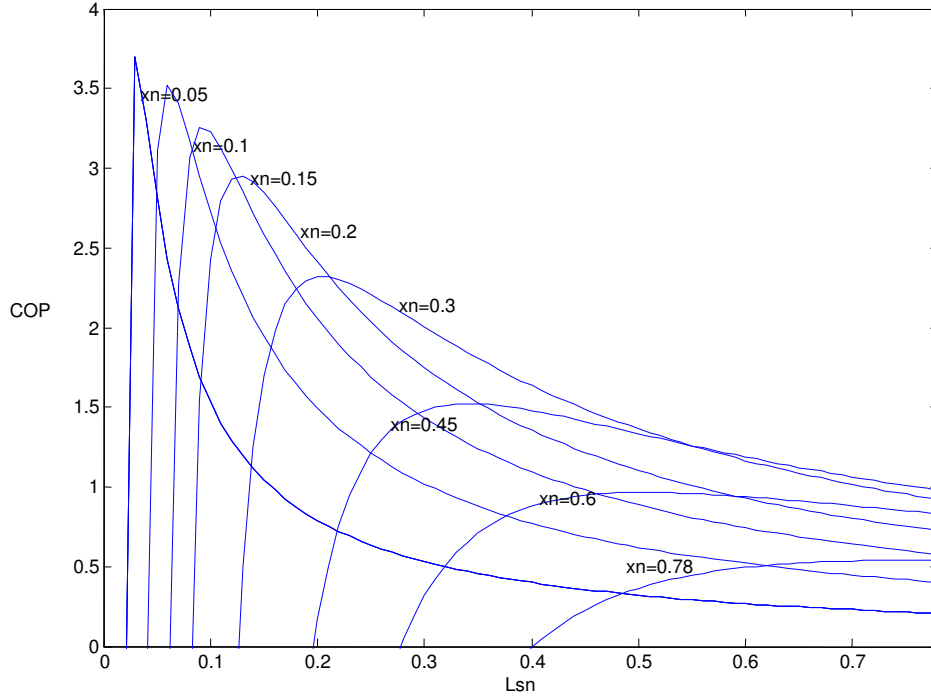
2. x_n ve L_{sn} değerlerini değişken alarak Q_{cn} ve W_n boyutsuz büyüklüklerinin hesaplanması.

Etkinlik katsayısı denkleminde soğutma etkinlik katsayısı COP 'un hesaplanması.

Grafiklerde x_n boyutsuzlaştırılmış yığın pozisyonu, L_{sn} boyutsuzlaştırılmış yığın uzunluğu olup $x_n=kx$, $L_{sn}=kL_s$, $k = 2\pi/\lambda$, x yığın merkezinin basınç antinoduna mesafesi, L_s yığın uzunluğudur.

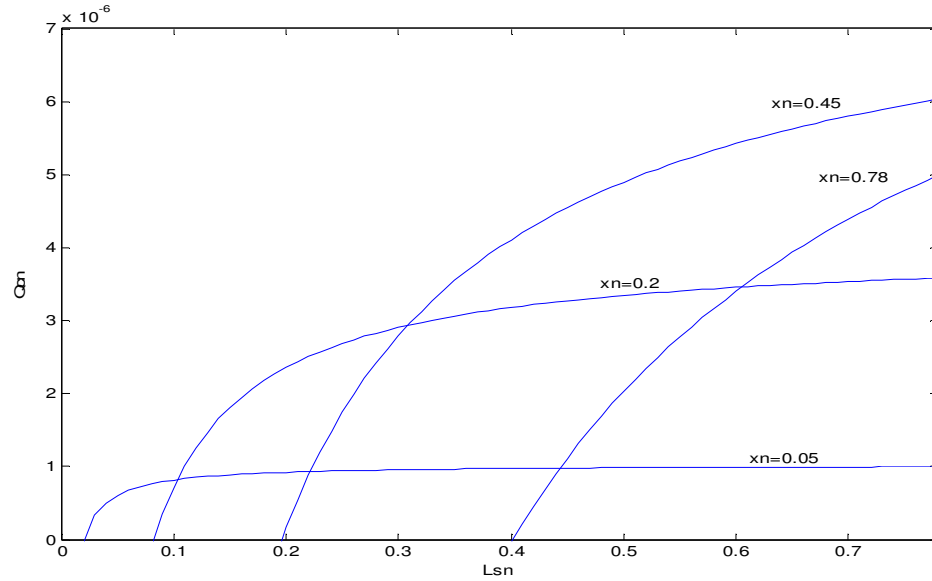
3. Boyutsuz yığın pozisyonu x_n ve boyutsuz yığın uzunluğu L_{sn} 'yi değişken alarak hesaplanan soğutma etkinlik katsayısı COP grafiğinin çizilmesi. Çizilen etkinlik katsayısı grafiği Şekil 4.1'de görülmektedir. Bu grafiği oluşturan örnek bir MATLAB program kodu EK-A da mevcuttur.

Şekil 4.1'de çeşitli boyutsuz yığın pozisyon değerleri (x_n) için boyutsuz yığın uzunluğuna (L_{sn}) karşılık etkinlik katsayısı eğrileri görülmektedir. Dizaynda istenen



Şekil 4.1 : Farklı x_n değerleri için L_{sn} 'ye karşılık COP eğrileri

bir COP değeri için grafikten x_n ve L_{sn} değerleri seçilmelidir. Küçük x_n ve L_{sn} değerlerinde etkinlik katsayısının büyük olacağına fakat bu değerlerde sistemden elde edilecek soğutma gücünün küçük olacağına dikkat edilmelidir. Çeşitli x_n değerleri için çizilen boyutsuz Q_{cn} grafikleri Şekil 4.2'de görülmektedir. Sistemden istenen etkinlik katsayısı ve soğutma gücüne göre Şekil 4.1 ve Şekil 4.2 incelenerek COP, x_n ve L_{sn} değerlerine karar verilmelidir.



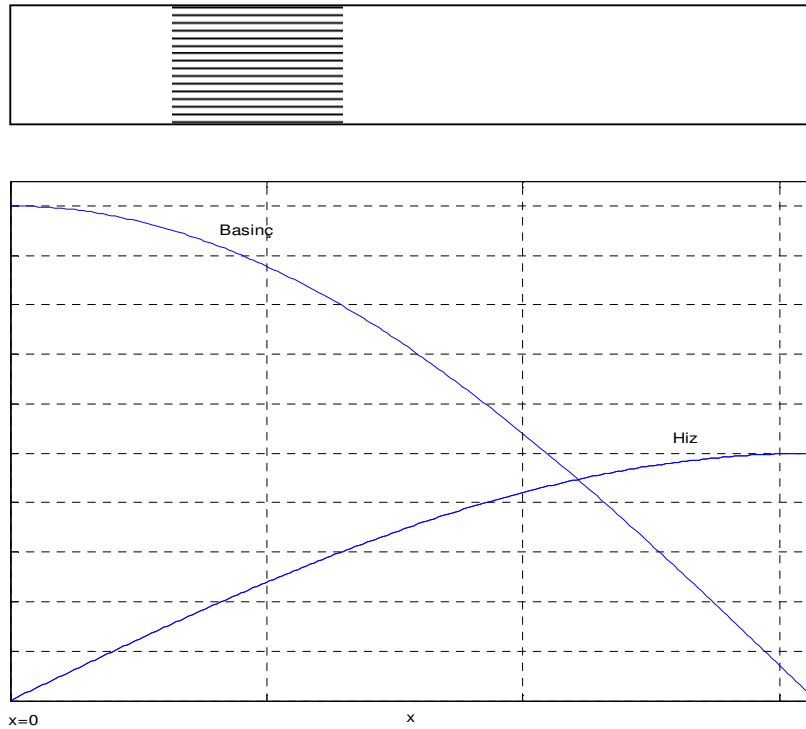
Şekil 4.2 : Farklı x_n değerleri için L_{sn} 'ye karşılık boyutsuz Q_{cn} değerleri

4. Sistem için istenen soğutma gücünden (Örneğin $\dot{H}_2=30$ Watt) yığın kesit alanının hesaplanması: $A = \frac{\dot{H}_2}{Q_{cn} p_m a}$

Deneylerde kullanılan soğutucuda 7 cm çapında yığın kullanılmıştır. Sistem farklı x_n yığın pozisyonları ve L_{sn} yığın uzunlukları için çalıştırılmıştır.

5. Plakalar arasındaki mesafe $2\delta_k - 4\delta_k$, yığın uzunluğu $L_s = \frac{L_{sn}}{k}$ olacak şekilde yığının inşa edilmesi.

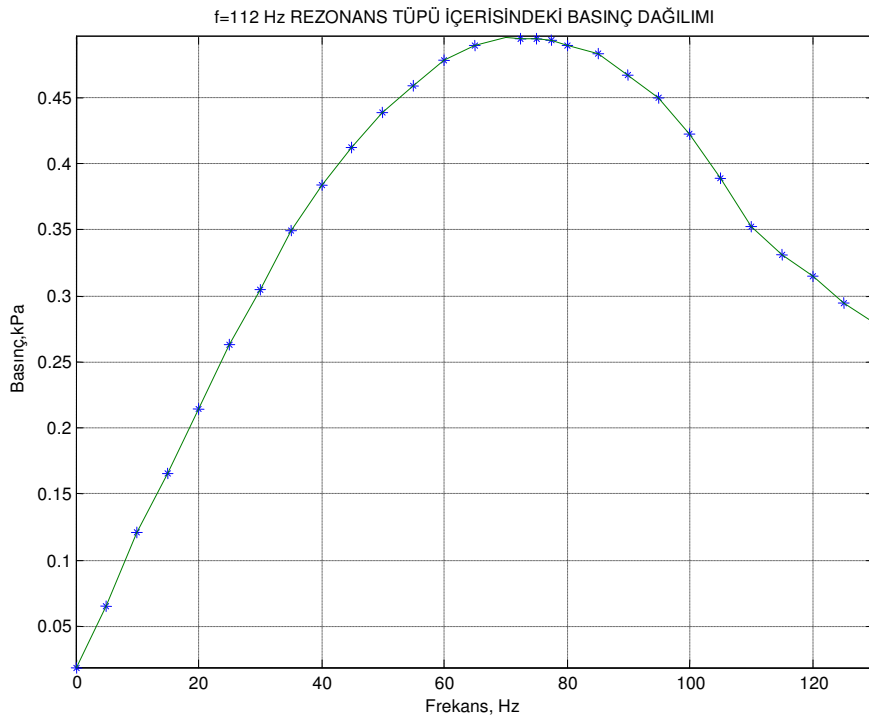
6. Kullanılacak akustik gücün dalga boyu $\lambda = \frac{a}{f}$ dir. Kullanılacak ideal rezonans tüpünün boyu $\frac{\lambda}{4}$ dür. İdeal rezonans tüpünün hoparlör tarafında Şekil 4.3’de görüldüğü üzere hız nodu, açık uçta ise basınç nodu mevcuttur.



Şekil 4.3 : $\frac{\lambda}{4}$ uzunluğundaki ideal rezonans tüpünde hız ve basınç dağılımı

Şekilde görüldüğü üzere $\frac{\lambda}{4}$ uzunluğunda ideal rezonans tüpünün kapalı ucunda akışkan hızı sıfır olup basınç en yüksek salınımı yapmaktadır. Fakat kapalı uca

akustik sinyal kaynağı olan hoparlör yerleştirildiğinde hoparlör bir piston şeklinde davranıp yüzeyi hareket edecektir. Böylece artık kapalı uçta kaymama koşulundan akışkan hızı sıfır olmayacak, hoparlör yüzey hızına eşit olacaktır. Böylece hoparlör kullanan gerçek bir soğutma sisteminde sistemin ilk harmoniğinde farklı bir hız/basınç dağılımı karşımıza çıkacaktır. Gerçek bir sistemin ilk harmoniğinde ölçülen basınç dağılımı Şekil 4.4’de görülmektedir. Gerçekte kullanılan rezonans tüpünün boyu ideal tüp boyunun yaklaşık 2 katıdır. Gerçek ve ideal hız ve basınç dağılımlarının farklı olduğu yapılan dizaynda mutlaka göze alınmalıdır. Gerçek bir rezonans tüpündeki basınç dağılımları ile ilgili yapılan çalışmalar 6. bölümde detaylı olarak yer almaktadır.



Şekil 4.4 : İlk rezonans frekansında rezonans tüpünde ölçülen basınç dağılımı

7. Tez için kurulan termoakustik soğutucuda sistemin soğutma gücünün düşük olması ve çalışmanın asıl amacının rezonans tüpü içerisindeki basınç dağılımı ve rezonans frekanslarının incelenmesi olmasından dolayı ısı değiştirici kullanılmamıştır. Isı değiştirici kullanılması durumunda ısı değiştiricinin doluluk oranı ile yığının doluluk oranları aynı yada yakın olmalıdır. Isı değiştiricilerin boyu bulundukları pozisyonun fonksiyonu olarak $2x_1 = \frac{2u_1}{\omega}$ uzunluğunda olmalıdır.

Basınç antinodunda p_A dinamik basınç genliği bulunan bir sistemde hız

antinodundaki hız genliği $U_A = \frac{P_A}{\rho_m a}$ olarak hesaplanabilir. Bu denklemden

hesaplanan en büyük hız genliği değeri kullanılarak hız ve basıncın sinüsel dağılımı yardımıyla ısı değıştircilerin pozisyonunda hız genlikleri, buradan da ısı değıştircilerin boyları hesaplanabilir.

4.2 Kurulan Sistem

Termoakustik soğutucularla ilgili araştırma ve inceleme yapmak üzere basit bir sistem kurulmuş ve üzerinde çeşitli ölçümler yapılmıştır. Kurulan soğutucu deney setindeki devre elemanları aşağıdaki bileşenlerden oluşmaktadır:

- Hoparlör
- Rezonans tüpü
- Yığın
- Termo elemanlar
- Dinamik basınç ölçer



Şekil 4.5 : Kurulan termoakustik sistem ve ölçü aletlerinden bir görünüm

Ayrıca sistemi çalıştırmak için kullanılan diğer elemanlar şunlardır:

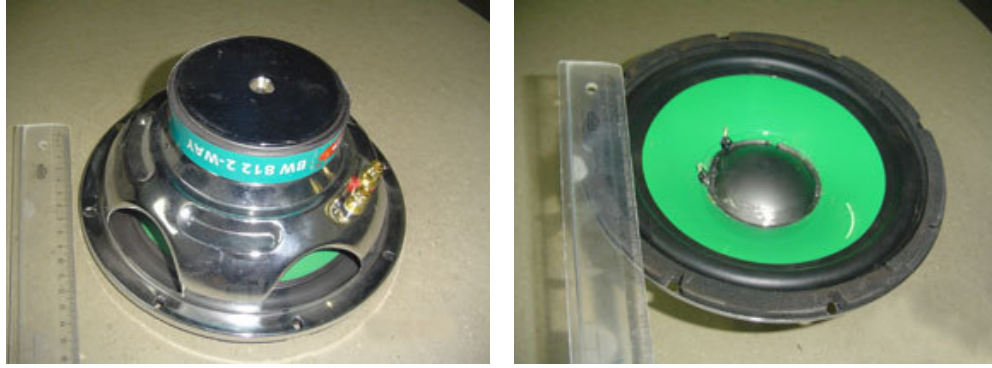
- Sinyal jeneratörü

- Amfi
- Osiloskop
- Voltmetre

İnşa edilen termoakustik soğutucu ve ölçüm sistemi Şekil 4.5’de görülmektedir.

4.2.1 Hoparlör

Kurulan düzenekte akustik güç kaynağı olarak Bots marka BW 812 2-Way model 200 W gücünde hoparlör kullanılmıştır. Bu hoparlör kullanılmadan önce çeşitli markalarda farklı güçlerde değişik hoparlörler denenmiştir. Fakat bu hoparlörler sistem çalışma frekansında yeterli basınç elde edilemediğinden kullanılamamıştır. Piyasada oldukça güçlü görünen hoparlörler olmasına rağmen bu hoparlörler 20-30 Hz gibi düşük frekanslarda iyi çıkış vermektedirler. Sistemde kullanılan akustik sinyal kaynağı Şekil 4.6’da görülmektedir.

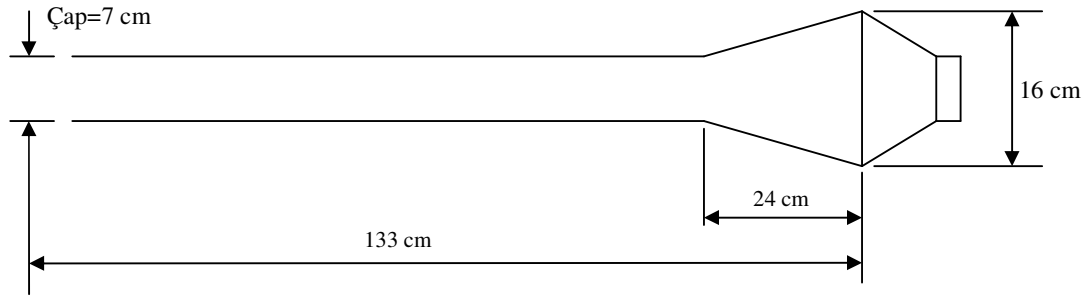


Şekil 4.6 : Sistemde kullanılan akustik güç kaynağı

4.2.2 Rezonans Tüpü

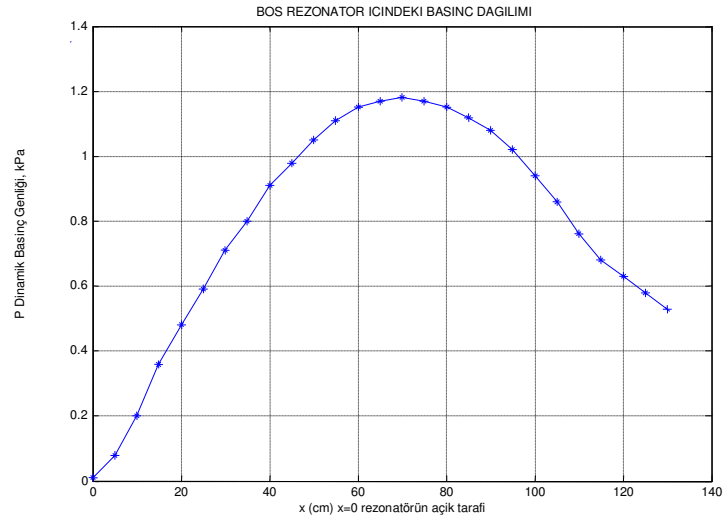
Sistemde rezonans tüpü olarak alüminyum bir konik parça ve PVC boru kullanılmıştır. Alüminyum konik parça hoparlörle PVC boru arasına monte edilmiştir ve hoparlör çapını PVC boru çapına indirmek için kullanılmıştır.

Deneyisel çalışmaların başlangıcında dizayn ve inşası yapılan başka bir termoakustik sistemde aynı hoparlör kullanılmasına rağmen hoparlör çapının rezonans tüpü çapına eşit olmasından dolayı soğutma için yeterli basınç elde edilememiş, bu yüzden soğutma sağlanamamıştır. Bu sebeple rezonans tüpü içinde istenen seviyede akustik basınç elde etmek üzere rezonans tüpü çapı küçültülmüş ve hoparlörle rezonans tüpü arasında Şekil 4.7’de görülen alüminyumdan imal edilmiş konik eleman kullanılmıştır. Sistem rezonans tüpünün bir ucu atmosfere açık olarak tasarlanmıştır.



Şekil 4.7 : Tasarlanan ve kurulan soğutucu sistem

Bir ucu kapalı diğer ucu atmosfere yada geniş bir hacme açık sabit çapta ideal rezonans tüpünün boyu $\frac{\lambda}{4}$ olmalıdır. Şekil 2.5 (b) ve Şekil 4.3’de görülen böyle bir sistemde kapalı uçta hız nodu, atmosfere açık uçta basınç nodu bulunmaktadır. Fakat rezonans tüpünün kapalı ucunda hoparlör yüzeyi gibi hareketli bir yüzey olduğunda artık kapalı uçta hız sıfır olmayacak, yani hız nodu bulunmayacaktır. Bu durumda sistemden beklenen basınç ve hız dağılımları çok farklı olmaktadır. Şekil 4.8’de kurulan sistemin basınç dağılımı görülmektedir.



Şekil 4.8 : Rezonans tüpünün içindeki basınç dağılımı

Görüldüğü üzere ilk rezonans frekansında basınç antinodu hoparlörün olduğu kapalı uçta değil, açık uçtan yaklaşık olarak $\frac{\lambda}{4}$ mesafede meydana gelmektedir. Rezonans tüpünün boyu çalışma frekansını yaklaşık 110 Hz yapacak şekilde ayarlanmıştır. Tüpün boyu ayarlanırken içerisinde oluşan basınç dağılımından faydalanılmıştır. Rezonans tüpünün boyu tüpün açık ucu ve basınç antinodu arasındaki mesafe kullanılan akustik dalganın dalga boyunun dörtte biri $\frac{\lambda}{4}$ olacak şekilde ayarlanmıştır. Şekil 4.9'da rezonans tüpü görülmektedir. Rezonans tüpü içerisindeki basınç dağılımları ile ilgili ölçümler Bölüm 6'da detaylı olarak anlatılmıştır.



Şekil 4.9 : Rezonans tüpünün görünüşü

4.2.3 Yığın

Sistemde 3 mm çapında ısı iletkenlik katsayısı $K=0.15$ W/mK olan polipropilen limonata kamışlarından oluşan yığınlar kullanılmıştır. 10 cm, 15 cm ve 22 cm uzunluktaki çubuklardan üç farklı yığın imal edilmiş, bu yığınlar alüminyumdan yapılmış bir yığın tutucu içerisine yerleştirilerek ve Şekil 4.10'da görülen uzun bir çubukla rezonans tüpü içerisinde kaydırılarak sistem içerisindeki çeşitli pozisyonlarda üzerindeki sıcaklıklar ölçülmüştür. Limonata çubukları silindirik

şekilli olduklarından 3. bölümde sunulan denklemlerde y_o yerine kullanılmak üzere hidrolik çap yaklaşımıyla:

$$D_h = \frac{4.KesitAlanı}{IslakÇevre} \quad (4.2a)$$

ifadesi kullanılmıştır. Paralel plakalardan oluşan ve silindirlerden oluşan yığınların hidrolik çapları aynı olacak şekilde silindirlerden oluşan bir yığın için denklemlerde kullanılmak üzere y_o değeri hesaplanabilir. Denklemden:

$$D_h = \frac{4.2.y_o.b}{2b} = \frac{4.\pi.R^2}{2.\pi.R} \quad (4.2b)$$

b paralel plakaların boyu olup silindirik yığın için $y_o=R/2$ olarak hesaplanmıştır. Yığının doluluk oranı $B=0.90$ olarak hesaplanmıştır.



Şekil 4.10 : Sistemde kullanılan yığın ve yığın muhafazası.

4.2.4 Isı Değiştiricileri

Sistemde yığın üzerinde ısının taşınması sonucunda meydana gelen sıcaklık değışimleriyle ilgili ölçümler yığın üzerinden yapılmıştır. Sistem üzerinde ısının dış ortamla transfer edildiğı ısı değıştirici kullanılmamıştır.

4.2.5 Termo Elemanlar ve Dinamik Basınç Ölçüm Sistemi

Sistemde yığın uçları ve ortasındaki sıcaklığı ölçmek üzere T tipi bakır-konstantan termo elemanlar kullanılmıştır. Termo elemanlar voltmetreye bağlanmış, voltmetrenin milivolt skalasında 0.01 mV hassasiyetle ölçümler yapılmıştır. Termo elemanlar yığının her iki ucuna ve ortasına yerleştirilerek yığın üzerindeki sıcaklıklar ölçülmüştür. Termo elemanlar yığına monte edilmeden önce buz-su karışımı ve atmosferik basınçta kaynayan su sıcaklıkları ölçülerek ve termometreyle karşılaştırılarak test edilmiş, Ek-B de verilen dönüşüm tablolarıyla sıcaklığın milivolt mertebesinden derece santigrat mertebesine 0.8 °C doğrulukla dönüştürüldüğü görülmüştür.

Rezonans tüpü içerisindeki farklı noktaların basınçlarını ölçmek üzere PCB marka dinamik basınç duyargası kullanılmıştır. Kullanılan basınç ölçüm sistemi basıncı 50 mV/psi hassasiyetle ölçmek üzere dizayn edilmiştir. Basınç duyargasınca hissedilen basınç bir amfide güçlendirilerek AC milivolt mertebesinde voltmetreye ve osiloskoba bağlanmış, bu şekilde basınç ölçümleri yapılmıştır. Sistemde kullanılan basınç ve sıcaklık duyargaları Şekil 4.11’de görülmektedir.



Şekil 4.11 : Sistemde kullanılan sıcaklık ve basınç duyargaları

4.2.6 Sinyal Jeneratörü ve Amfi

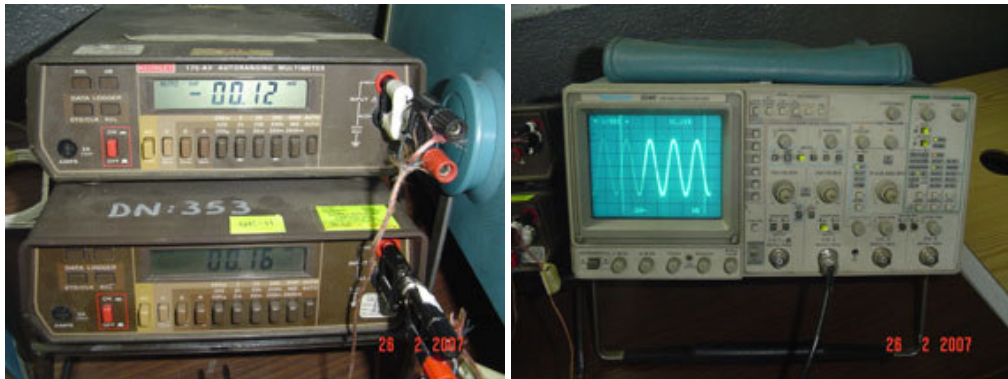
Sinyal kaynağı olarak Hewlett Packard 452A model bir sinyal jeneratörü kullanılmıştır. Sinyal jeneratöründe sinüs dalgası olarak üretilen sinyal bir otomobil amfisinde güçlendirilerek hoparlöre uygulanmıştır. Sinyal aynı zamanda makine üzerinde ikinci bir çıkışla osiloskoba gönderilerek sistemde kullanılan sinyalin frekansı osiloskop yardımıyla da doğrulanmıştır. Sistemde kullanılan amfi Alpin USA-202 model olup 1000 W gücündedir. Kullanılan sinyal jeneratörü ve amfi Şekil 4.12’de görülmektedir.



Şekil 4.12 : Sistemde kullanılan sinyal jeneratörü ve amfi

4.2.7 Osiloskop ve Voltmetreler

Rezonans tüpü içerisindeki basınç genliğinin ve frekansının ölçümü ile kullanılan akustik sinyalin frekansı ve genliğini ölçmek üzere Tektronix 2246 model osiloskop kullanılmıştır. Termo elemanların ve basınç duyargasının voltajlarını ölçmek üzere 0.01 mV hassasiyetle AC ve DC voltaj ölçme kapasitesine sahip Keithley marka 175 A-V model üç adet voltmetre kullanılmıştır. Kullanılan osiloskop ve voltmetreler Şekil 4.13’de görülmektedir.



Şekil 4.13 : Sistemde kullanılan osiloskop ve voltmetreler

5. DENEYSEL SONUÇLAR

Bu bölümde yapılan deneysel çalışmalardan elde edilen sonuçlar sunulacaktır. Yapılan deneylerde başlangıçta düşük genlikli frekans taraması yapılarak sistemin rezonans frekansları tespit edilmiş, ardından bu frekanslarda rezonans tüpü içerisindeki basınç dağılımları ölçülmüştür. Daha sonra 10 cm, 15 cm ve 22 cm uzunluğunda yığınlar kullanılarak ısı değiştirici olmadan sistem denge durumuna ulaştığında yığın üzerindeki sıcaklık dağılımları ölçülmüştür. Ölçülen sıcaklık dağılımları yığın ve aracı akışkan üzerinden eksenel ısı iletim etkilerini de hesaba katarak teorik sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Son olarak farklı yığın pozisyonları için sistemin rezonans frekansı değişimleri ve bu değişimlerin sistem performansı üzerine etkileri incelenmiştir.

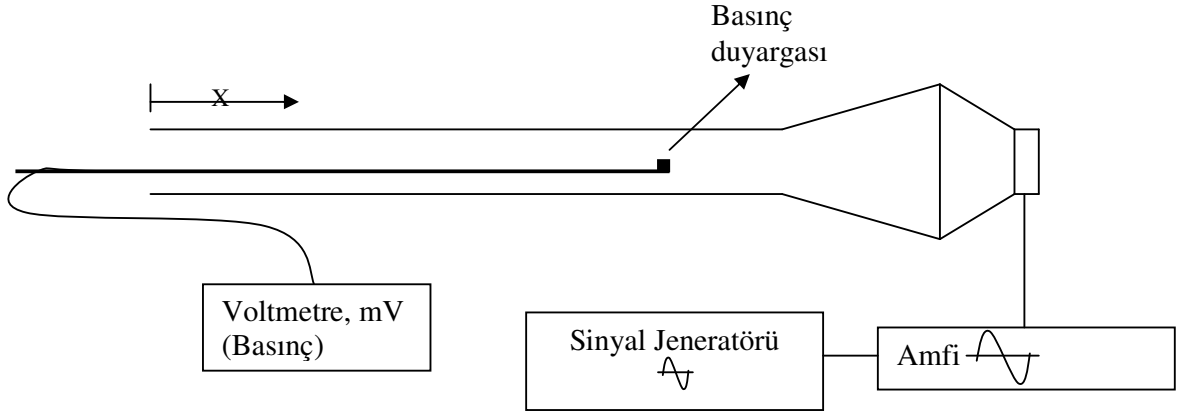
5.1 Çalışma Frekansının Tespiti

5.1.1 Deneysel Olarak Çalışma Frekansının Tespiti

Termoakustik soğutucunun rezonans frekansında rezonans tüpü içerisinde duran dalga olarak salınım yapan gazın ve akustik kaynağın frekansı birbirine eşit olur. Böylece akustik dalga duran dalganın üzerine binerek onu güçlendirici yönde etki yapar. Bundan dolayı sistem içerisinde salınım yapan basınç en yüksek değerine ulaşır. Sistemde hoparlör yüzeyi gibi hareketli yüzey bulunmaması durumunda bir tarafı açık rezonans tüpünün boyu, kullanılacak akustik dalga boyunun dörtte biri olacaktır. Rezonans tüpünün boyu bu şekilde tespit edilebilir. İdeal durumda rezonans tüpü içerisindeki basınç dağılımı kapalı uçta basınç antinodu, açık uçta basınç nodu olacak şekildedir. Fakat rezonans tüpünün bir ucu sabit değil de hoparlör yüzeyi gibi hareketli bir yüzey olduğunda artık kapalı uçta hız nodu oluşmayacak, tüpün boyu da $\frac{\lambda}{4}$ olmayacaktır. Bu durumda yığının pozisyonunu belirleyebilmek üzere çalışma frekansında tüp içerisindeki basınç dağılımının bulunması gereklidir. Çünkü sistemin etkin soğutma yapabilmesi için yığın uygun basınç dağılımının üzerinde bulunmalıdır.

Basınç dağılımının bulunabilmesi için öncelikle sistemin rezonans frekanslarının bulunması gerekmektedir. Bunun için deneysel çalışmalara rezonans frekanslarının bulunması ile başlanmıştır. Rezonans frekansını tespit etmek için dinamik basınç

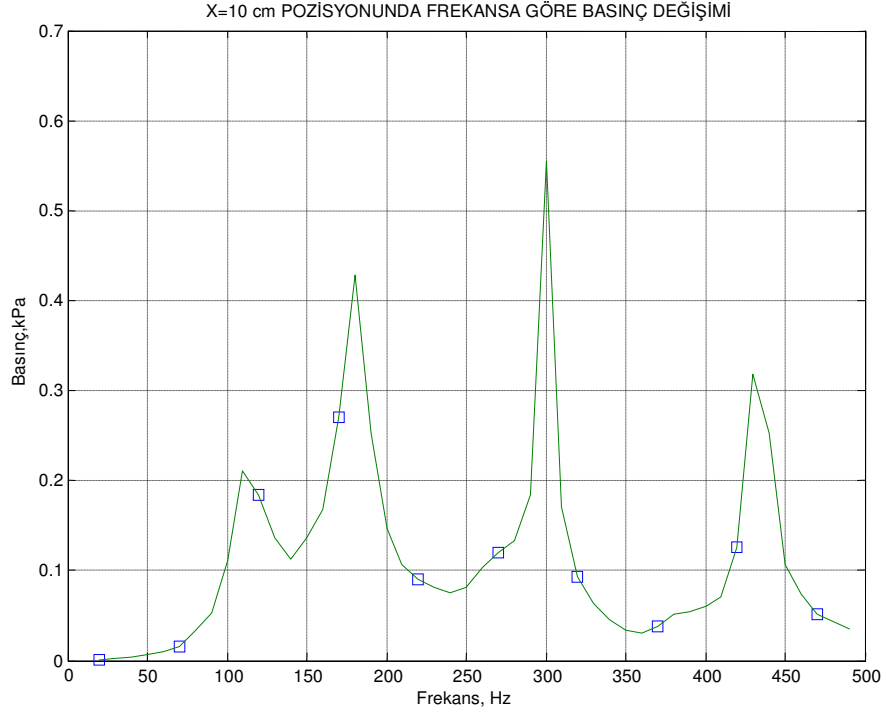
algılayıcısı üç farklı sabit pozisyonda düşük akustik sinyal genliğinde ölçüm yaparken sinyal kaynağının frekansı değiştirilerek frekans taraması yapılmıştır.



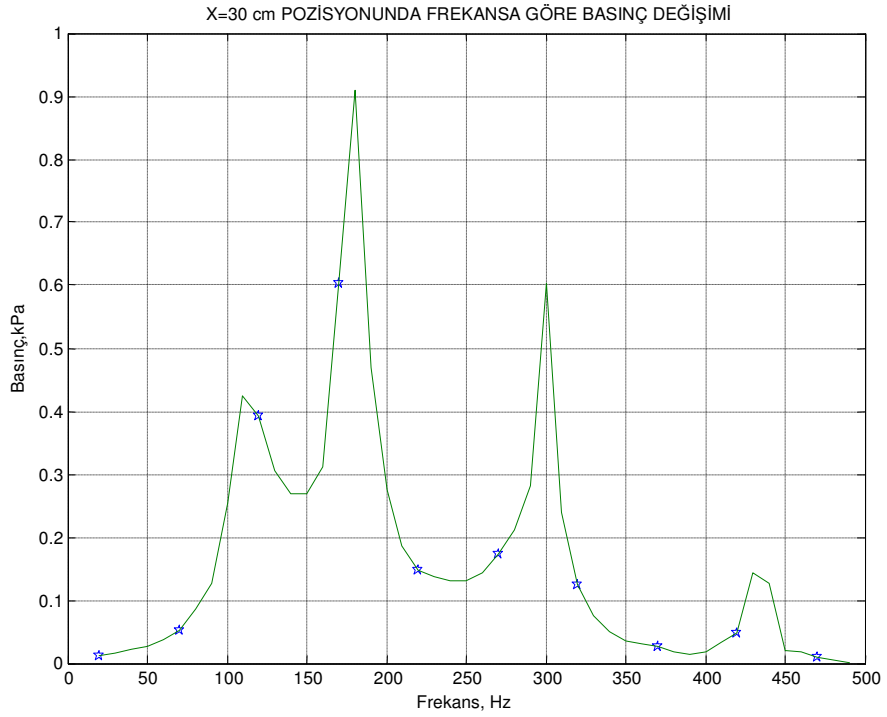
Şekil 5.1 : Sistem içerisindeki basıncı ölçmek üzere kurulan düzenek

Şekil 5.1’de sistem rezonans frekanslarını ve basınç dağılımlarını ölçmek için kullanılan düzenek görülmektedir. Sinyal jeneratöründe üretilen sinüs dalgası amfide güçlendirilip hoparlöre verilmekte, ince bir çubuğa monteli basınç duyargası, çubuk rezonans tüpü içerisinde serbestçe hareket ettirilirken $X=0$ açık uç olmak üzere farklı X pozisyonlarında ölçüm yapmaktadır. Yapılan ölçümlerde sinyal jeneratöründe frekans taraması yapılırken voltmetreden milivolt mertebesinde ölçülen basınç değerleri kaydedilmiş ve Şekil 5.2, Şekil 5.3, Şekil 5.4, Şekil 5.5’de görüldüğü üzere üç değişik basınç duyargası pozisyonunda basınç genliklerinin grafikleri çizilmiştir. Milivolt olarak ölçülen basınç değerleri Ek-E’de verilmiştir. Şekil 5.2’de basınç duyargası sistemin açık ucundan 10 cm, Şekil 5.3’de 30 cm ve Şekil 5.4’de 75 cm mesafedeyken basınç dağılımları görülmektedir. Şekillerde görüldüğü üzere akustik kaynak frekansı 110 Hz değerine yaklaşırken her üç pozisyonda da basınç değerleri artmakta, 110 Hz yakınlarında basınç bir tepe değeri almakta sonrasında tekrar düşmektedir. Ardından 150 Hz civarında frekans arttıkça basınç tekrar artmaya devam etmekte, 180 Hz yakınlarında basınç tekrar bir tepe değerine ulaşmaktadır. Aynı olay yaklaşık olarak 240 Hz civarında tekrarlanmaktadır. Frekans yaklaşık olarak 300 Hz değerine ulaştığında basınç tekrar bir tepe değerine ulaşmaktadır. Benzer bir basınç tepe değeri şekillerde 430 Hz civarında görülmektedir. Bir sonraki tepe değeri yaklaşık olarak 565 Hz de gerçekleşmekte olup grafiklerde görülmemektedir.

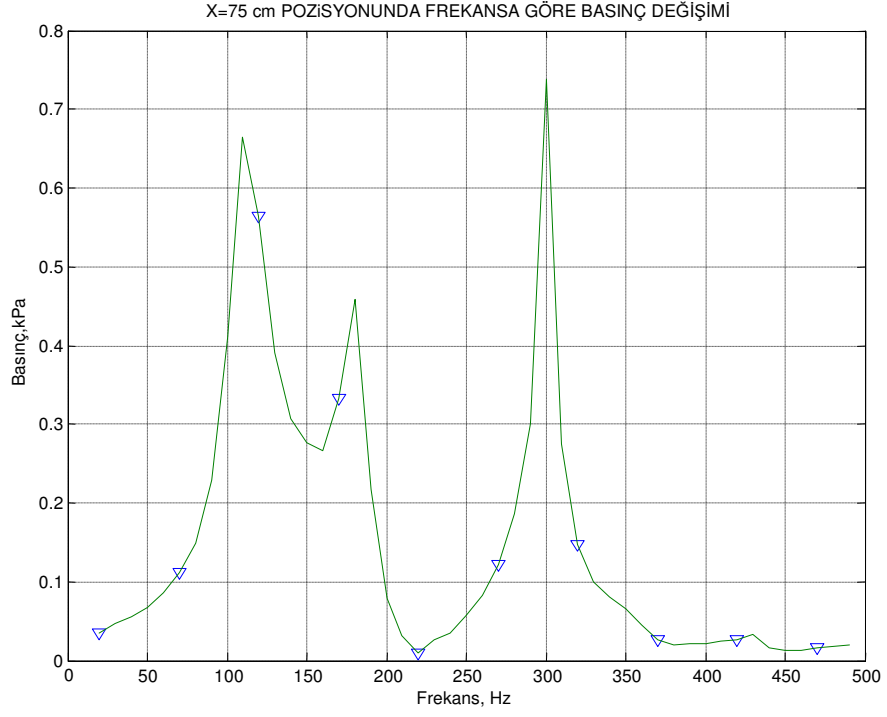
Basınçların en yüksek noktalara ulaştıkları yani zıplama yaptıkları yaklaşık 110 Hz, 180 Hz, 300 Hz, 430 Hz frekansları sistemin rezonans frekanslarıdır. Bu değerlerde akustik kaynak frekansı ve sistem salınım frekansı rezonansa girdiklerinden sistem içerisinde yüksek basınçlar oluşmaktadır. Şekil 5.5’de basınç



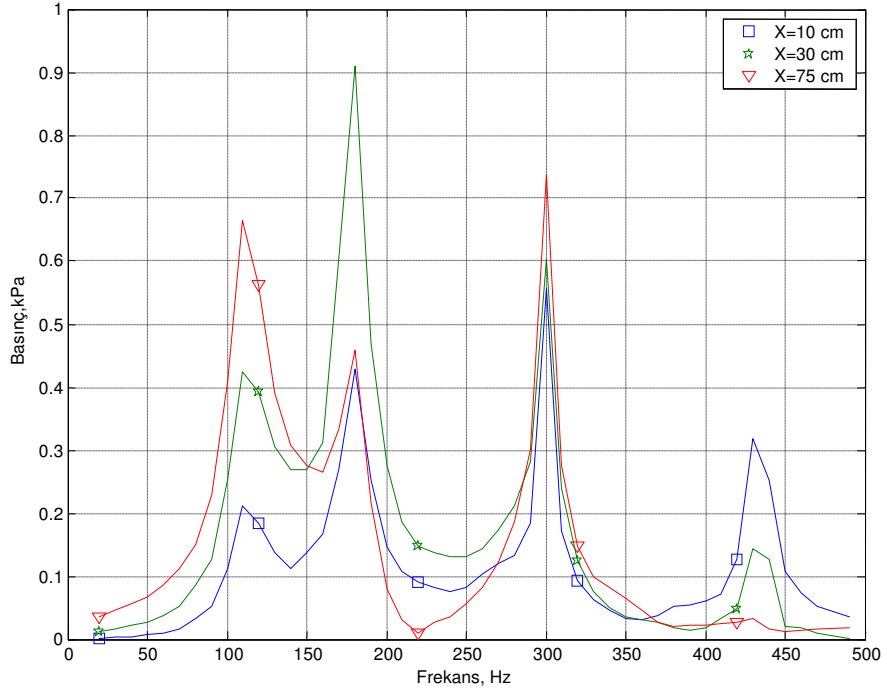
Şekil 5.2 : Basınç duyargası X=10 cm pozisyonunda genlik değerleri



Şekil 5.3 : Basınç duyargası X=30 cm pozisyonunda genlik değerleri



Şekil 5.4 : Basınç duyargası X=75 cm pozisyonunda genlik değerleri



Şekil 5.5 : Çeşitli pozisyonlarda frekansa göre genlik değerleri

duyargasının farklı rezonans tüpü pozisyonlarında basınç genlik değerleri frekansa bağlı olarak topluca görülmektedir. Pozisyona bağlı olarak basınç değerlerindeki sıçramalar aynı frekanslardadır. Fakat sistem rezonans frekansında olsa bile basınç nodunda ölçüm yapılıyorsa basınç genliği sıfıra yakın olarak ölçülecektir. Bu yüzden sistemin rezonans frekanslarının tespiti için birden fazla noktadan ölçüm yapılması tek noktadan ölçüm yapılmasına göre daha sağlıklı olacaktır.

5.1.2 Denklem Kullanılarak Çalışma Frekansının Tespiti

Şekil 1.14’de gösterilen bir ucu kapalı, diğer ucu atmosfere açık bir rezonans tüpü için rezonans tüpünün boyu Denklem (1.21d) ile

$$L = \frac{n\lambda}{4} \quad (n=1,3,5,\dots \text{ tek sayılar}) \quad (5.1a)$$

olarak ifade edilmektedir. Deneysel olarak Şekil 5.5’de görülen çalışma frekansları teorik olarak hesaplanıp teorik ve deneysel sonuçlar karşılaştırılsın.

Denklem (1.5) ile termoakustik bir sistemde çalışma frekansı

$$\lambda = \frac{a}{f} \quad (5.1b)$$

$$f = \frac{a}{\lambda} \quad (5.1c)$$

olarak ifade edilmektedir. Bu denklemde “a” ses hızı iken “λ” dalga boyudur. Denklem (5.1a), Denklem (5.1b) ve Denklem (5.1c) yeniden düzenlenecek olursa

$$f = \frac{na}{4L} \quad (n=1,3,5,\dots \text{ tek sayılar}) \quad (5.1d)$$

ifadesi elde edilir. Bu denklemde n tek sayılar olup L ideal rezonans tüpünün boyudur. Fakat rezonans tüpünde kapalı uçta basınç antinodu, açık uçta basınç nodu oluşurken akustik kaynak olarak hoparlör kullanılan sistemlerde hoparlör yüzeyinde kaymama sınır koşulundan akışkan hızının yüzey hızına eşit olmasından dolayı L değeri artık rezonans tüpü boyu değil, uygun basınç nodu ve basınç antinodu arasındaki mesafe olarak alınmalıdır. Rezonans frekansı bu şekilde hesaplanmalıdır.

Şimdi rezonans frekansları Şekil 5.6, Şekil 5.7 Şekil 5.8, Şekil 5.9’daki basınç dağılımları yardımıyla uygun L boyu kullanılarak Denklem (5.1d) ile hesaplınsın ve ölçülen frekanslarla karşılaştırılsın. Denklem (5.1d) ideal rezonans tüpü için geçerli

bir denklemdir. Bu denklemde L değerleri olarak rezonans tüpünün ideal olması durumundaki uzunluklar alınacaktır. İdeal rezonans tüpünün bir tarafı kapalı olup burada basınç antinodu bulunmakta, diğer tarafta ise basınç nodu bulunmaktadır. Bu sınır şartları için rezonans frekansında ideal tüp boyları $\frac{\lambda}{4}, \frac{3}{4}\lambda, \frac{5}{4}\lambda, \frac{7}{4}\lambda, \dots$ olmalıdır. Rezonans frekansları bu rezonans tüp boylarıyla hesaplanabilir.

Şekil 5.6’da basınç nodu ve basınç antinodu arasındaki mesafe yaklaşık olarak 72.5 cm olarak görülmektedir. Bu değer şekilde de görüldüğü üzere $\frac{\lambda}{4}$ değeridir. n=1 değeri için a=339 m/s akustik hızda Denklem (5.1d) ile 1. rezonans frekansı:

$$f = \frac{na}{4L} \quad (5.1e)$$

$$f = \frac{1 \times 339}{4 \times 0,725} \approx 117 \text{ Hz} \quad (5.1f)$$

olarak hesaplanır.

Şekil 5.7’de basınç nodları arası mesafe yaklaşık olarak 95 cm $(\frac{\lambda}{2})$ olarak görülmektedir. O halde ikinci harmonikte ideal rezonans tüpü için uzunluk $\frac{3}{4}\lambda$ ’dan yaklaşık olarak $(95 + 95/2)$ cm olarak ölçülebilir. O halde n=3 değeri için rezonans frekansı:

$$f = \frac{3 \times 339}{4 \times 1,425} \approx 178.4 \text{ Hz} \quad (5.1g)$$

olarak hesaplanır.

Yukarıdaki hesaplara göre n=5 değeri için ideal yığın uzunluğu $\frac{5}{4}\lambda$ alınarak hesaplama yapılmalıdır. Şekilden dalga boyu yaklaşık 110 cm olarak görülmektedir. Yapılan işlemle $\frac{5}{4}\lambda = 110 + 110/4$ cm olarak hesaplanabilir. Bu durumda n=5 değeri için rezonans frekansı:

$$f = \frac{5 \times 339}{4 \times 1,375} \approx 308.2 \text{ Hz} \quad (5.1h)$$

olarak hesaplanır.

Benzer şekilde 4. harmonikte ideal rezonans tüpü boyunun $\frac{7}{4}\lambda$ 'ya eşit olacağı düşünülerek tüp boyu $118 + 118/6$ cm olarak ölçülür. $n=7$ değeri için rezonans frekansı:

$$f = \frac{7 \times 339}{4 \times 1,378} \approx 430.5 \text{ Hz} \quad (5.1i)$$

olarak hesaplanır.

Sonuçlar karşılaştırılacak olursa deneysel ve deneysel+teorik olarak bulunan rezonans frekanslarının birbirlerine %1 ila %4 arasında bir farkla yakın oldukları görülmektedir. Ölçümle bulunan rezonans frekansları 112 Hz, 177.1 Hz, 300 Hz, 436 Hz iken deneysel+teorik olarak bulunan rezonans frekansları 117 Hz, 178.4 Hz, 308.3 Hz ve 430.5 Hz' dir. Ölçümler ve hesaplamalar yapılırken cihazların çok hassas olmamasından kaynaklanan küçük hataların da sonuçlara etkisinin olabileceği göz önüne alınmalıdır.

5.2 Sistemdeki Basıncı Dağılımı

5.2.1 Deneysel Olarak Sistemdeki Basıncı Dağılımı

Şekil 5.5'de farklı pozisyonlardaki frekansa bağlı basınç dağılımı değerleri görülmektedir. Eğrilerin basınç değerleri farklı olsa bile ortak sonuç sistemin rezonans frekanslarının ortaya çıkmasıdır. Bu frekans değerlerinde tüp içerisindeki basınç dağılımının nasıl olduğu yanıtlanması gereken çok önemli bir sorudur, çünkü yığın pozisyonunun basınç ve hız nodları üzerinde bulunması soğutmanın yapılamamasına neden olacaktır. Yığının uygun bir basınç dağılımı üzerinde bulunması gerekir. Ayrıca yığının içerisine konacağı basınç alanının uzunluğunun yığın uzunluğuna göre uygun bir değerde olması gerekmektedir. Bu yüzden basınç alanlarının tespit edilmesi önemlidir.

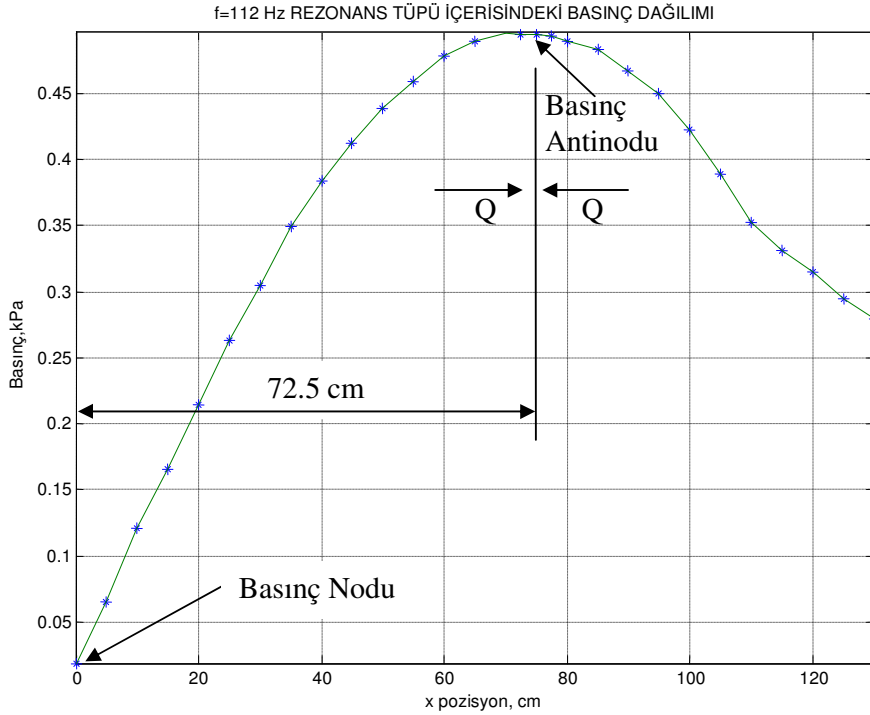
Yapılan deneysel çalışmanın bundan sonraki kısmında tespit edilen rezonans frekanslarında rezonans tüpü içerisindeki basınç dağılımları ölçülmüştür. Sistemden alınan değerler Ek-F'de, grafiksel basınç dağılımları Şekil 5.6, Şekil 5.7, Şekil 5.8, Şekil 5.9'da görülmektedir. Bu grafiklerde basınç genlikleri pozisyona bağlı olarak kPa olarak ifade edilmiş olup x rezonans tüpünün açık ucundan itibaren ölçülmüştür. Şekil 5.6 incelenecek olursa; hoparlör tarafında hız sıfır olsaydı basınç da kapalı uca en yüksek salınımı yapacak, şekil olarak çeyrek sinüs dalgası ortaya çıkacaktı. Fakat hoparlör yüzeyinde hız, yüzey sınır koşulundan hoparlör titreşim hızına eşit olduğundan artık hız nodu yani basınç antinodu oluşmayacak, basınç noktası farklı

bir yerde oluşacaktır. Şekil 5.6'da basınç antinodunun yaklaşık $x=72.5$ cm'de olduğu görülmektedir. Çeyrek dalga boyu olarak 72.5 cm alınacak olursa frekans:

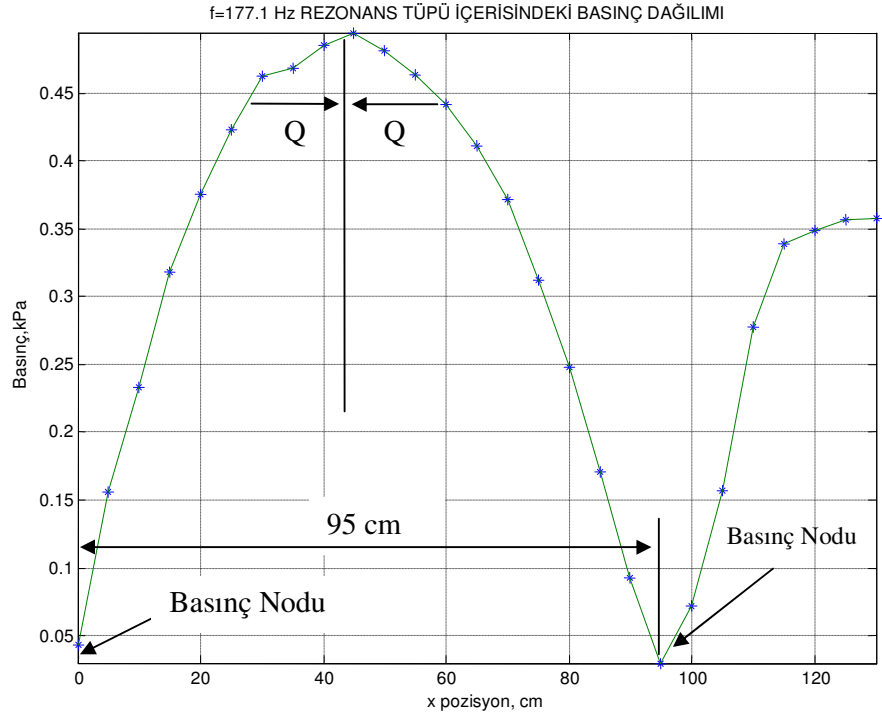
$$f = \frac{c}{\lambda} = \frac{\sqrt{\gamma RT_m}}{\lambda} = \frac{\sqrt{1.4 \times 287 \times 286}}{4 \times 0.725} \cong 117 \text{ Hz} \quad (5.1j)$$

olarak bulunacaktır. Bulunan bu değer de osiloskoptan ölçülen 112 Hz değeriyle yaklaşık olarak örtüşmektedir.

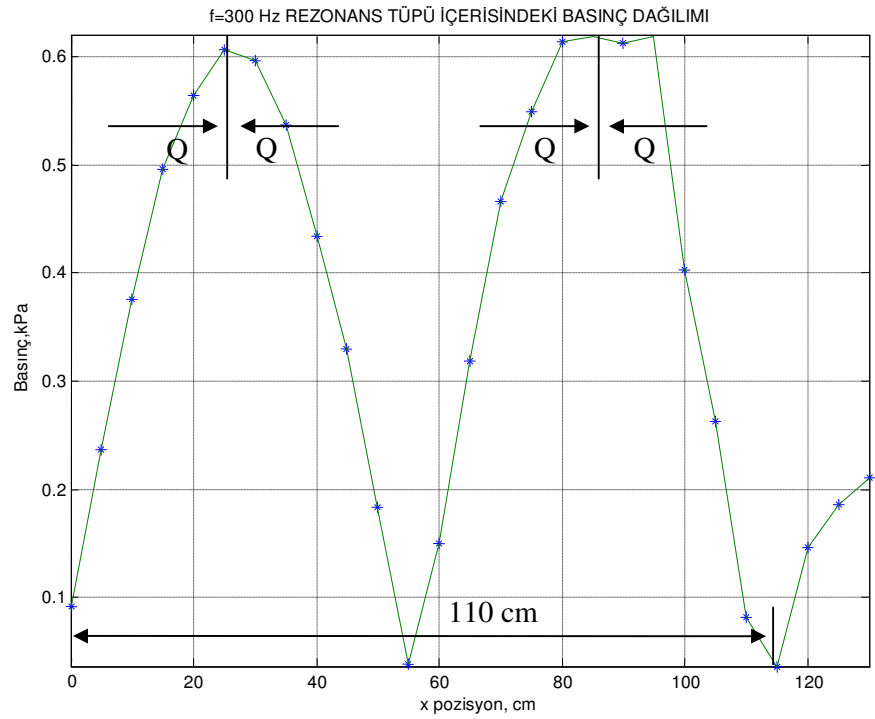
Şekil 5.6, Şekil 5.7, Şekil 5.8 ve Şekil 5.9 aralığında sistemin rezonans frekanslarında rezonans tüpü içerisindeki basınç dağılımları görülmektedir. Şekillerde ısının yığın üzerinde hangi yönde taşındığı oklarla gösterilmiştir. Şekillerde görüldüğü üzere ısı basınç antinoduna doğru taşınmaktadır. Yığının basınç dağılımı üzerine basınç antinodunun üzerinde olmayacak şekilde yerleştirilmesi gereklidir. Şekillerde görüldüğü üzere sistemin ikinci, üçüncü ve dördüncü rezonans frekanslarında tepe noktaları birbirlerine yaklaştıklarında yığının konulacağı aralık küçülmektedir. Dolayısıyla yığın boyu küçülmekte, sistemden elde edilecek soğutma gücü azalmaktadır. Bu yüzden şekil 5.6 da görülen sistemin ilk rezonans frekansının uygulanmasıyla ortaya çıkan basınç dağılımı kullanılmalıdır. Bulunan basınç dağılımı önemli bir sonuçtur, çünkü yığının pozisyonunu belirlemektedir.



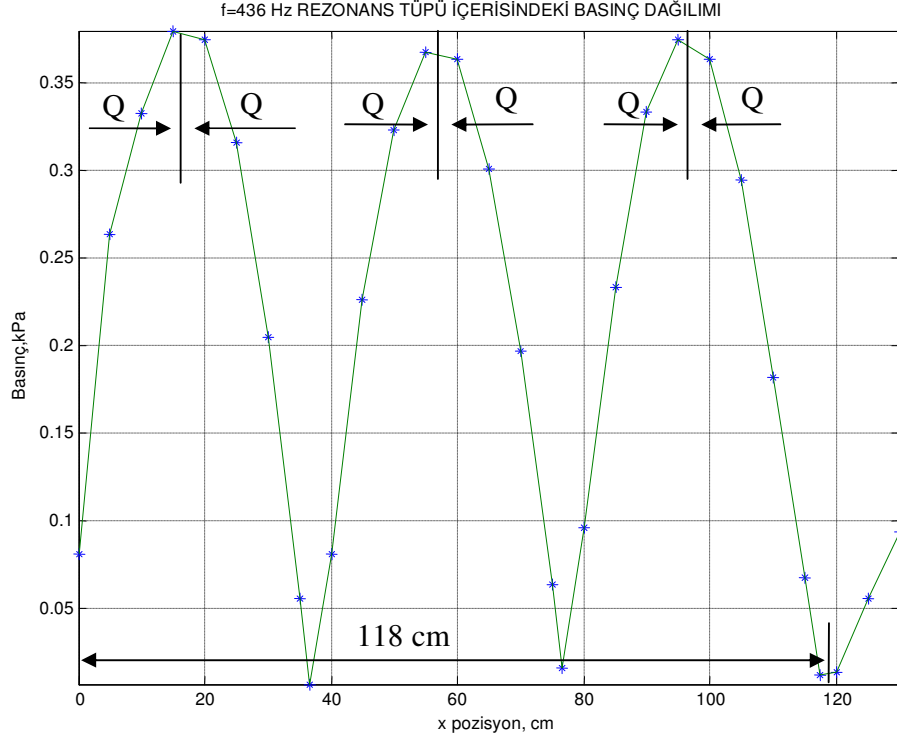
Şekil 5.6 : İlk rezonans frekansında sistem içindeki basınç dağılımı



Şekil 5.7 : İkinci rezonans frekansında sistem içindeki basınç dağılımı



Şekil 5.8 : Üçüncü rezonans frekansında sistem içindeki basınç dağılımı

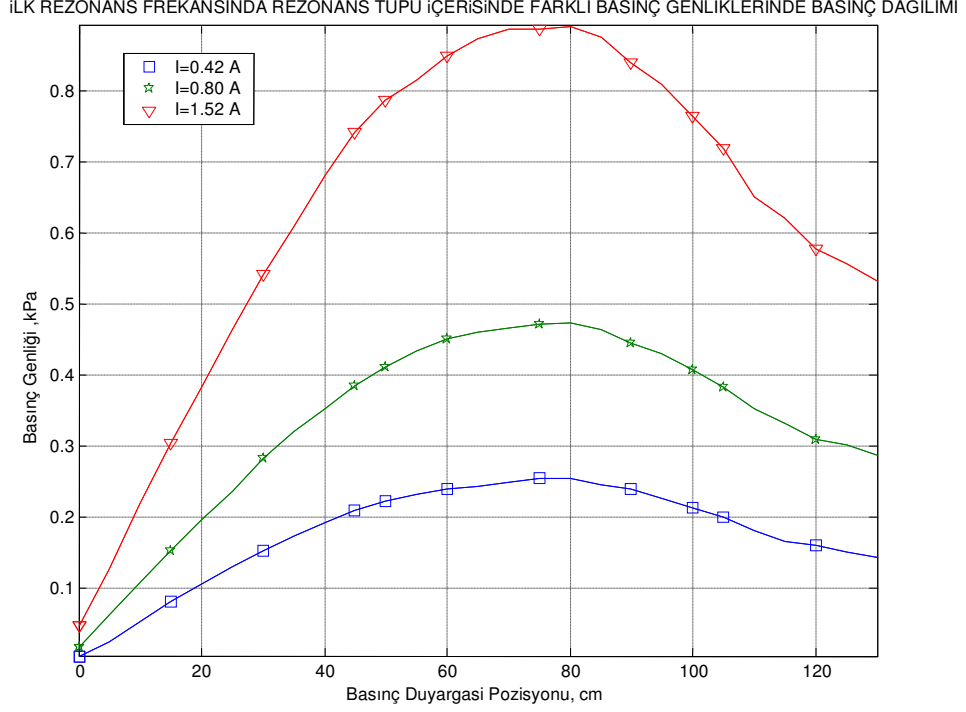


Şekil 5.9 : Dördüncü rezonans frekansında sistem içindeki basınç dağılımı

Şekil 5.6, Şekil 5.7, Şekil 5.8 ve Şekil 5.9’da görüldüğü üzere basınç antinodunun rezonans tüpü içerisinde hoparlör yanında olması beklenirken hoparlör yüzey hızının sıfır olmaması nedeniyle basınç antinodu akustik kaynaktan uzakta meydana gelmiştir. Kurulacak sistemde basınç antinodunun pozisyonunun tespit edilmesi önemlidir çünkü yığının pozisyonu basınç nodu ve basınç antinoduna göre belirlenecektir.

Daha sonra basınç antinodunun pozisyonunun nelerin fonksiyonu olduğu, basınç genliğine bağlı olup olmadığı araştırılmıştır. Akustik genliğin fonksiyonu olup olmadığını incelemek üzere farklı akustik genliklerde ölçümler yapılmış ve sonuçlar Şekil 5.10’da grafiksel olarak gösterilmiştir. Ölçümde alınan değerler Ek-G’de sunulmuştur. Şekil 5.10’da görüldüğü üzere rezonans tüpü içerisinde basınç genliği değişse bile basınç dağılımı benzer kalmaktadır. Hoparlörün çektiği 0.72 A, 0.80 A ve 1.52 A akımlarında sistem çalıştırılmıştır. $X=0$ pozisyonu atmosfere açık uç olduğundan bu pozisyonda şekilde görüldüğü üzere basınç nodu meydana gelmektedir. Her üç ölçümde de yaklaşık olarak $X=72.5$ cm pozisyonunda basınç antinodu gözlemlenmiştir. Yaklaşık olarak $X=110$ cm pozisyonunda koni ve silindir birleştiğinden basınç dağılımında belirgin bir değişme gözlemlenmiştir.

Sonuç olarak akustik kaynak olarak hoparlör gibi hareketli yüzeye sahip eleman kullanan sistemlerde basınç dağılımının akustik genliğin fonksiyonu olmadığı görülmüştür.



Şekil 5.10 : Farklı basınçlarda ilk rezonans frekansında basınç dağılımları

5.2.2 Teorik Olarak Sistemdeki Basınç Dağılımının Hesaplanması

$\lambda/4$ uzunluğunda bir rezonans tüpünde basınç ve hız dağılımları Denklem (1.16b) ve Denklem (1.17b) ile:

$$p_1(x) = p_A \cos(kx) \quad (5.2a)$$

$$u_1(x) = \frac{p_A}{\rho_m a} \sin(kx) \quad (5.2b)$$

olarak ifade edilmektedir. Akustik kaynak olarak hoparlör kullanan bir termoakustik sistemde sınır koşulunun değişmesinden dolayı rezonans tüpü $\lambda/4$ uzunluğunda olmayacaktır. Bu durumda termoakustik soğutucunun tasarımında kullanılmak üzere uzunluğu L olan bir rezonans tüpünde basınç ve hız dağılımının bilinmesi önemlidir. Böyle bir sistemde basınç dağılımının teorik olarak bulunması rezonans tüpü tasarımı açısından büyük önem arz etmektedir. Şekil 5.1’de görülen bir ucunda

hareketli bir yüzey bulunan sistemin basınç ve hız dağılımı sistemin kesit alanının değişmediği varsayımıyla incelenecektir. X eksenine atmosfere açık uçtan kapalı uca doğru alındığından basınç ve hız dağılımları:

$$p_1(X) = p_A \sin(kX) \quad (5.3a)$$

$$u_1(X) = \frac{p_A}{\rho_m a} \cos(kX) \quad (5.3b)$$

halini alacaktır. Hoparlörün yüzey hız genliği U_1 alınacak olursa rezonans frekansındaki dalga boyu:

$$u_1(L) = \frac{p_A}{\rho_m a} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} L\right) = U_1 \quad (5.4a)$$

$$\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} L\right) = \frac{U_1 \rho_m a}{p_A} \quad (5.4b)$$

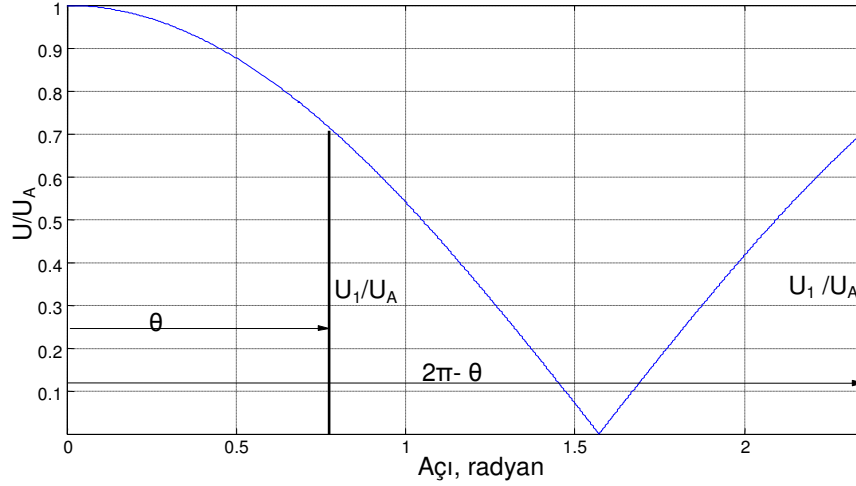
$$\frac{2\pi}{\lambda} L = \text{Arc cos}\left(\frac{U_1 \rho_m a}{p_A}\right) \quad (5.4c)$$

$$\lambda = \frac{2\pi L}{\text{Arc cos}\left(\frac{U_1 \rho_m a}{p_A}\right)} \quad (5.4d)$$

olarak bulunur.

Bu denklemde $\lambda/4$ uzunluğunda bir sistem için dalga boyu hesaplandıktan sonra basınç ve hız dağılım denklemleri kullanılarak rezonans tüpü içerisindeki basınç ve hız dağılımları bulunabilir.

Denklem (5.4d)'de Arccos() işlemi yapılırken dikkat edilmelidir. Şekil 5.11'de görüldüğü üzere hız genliği u_1 atmosfere açık uca en yüksek değerde olup daha sonra sinüsel şekilde azalmakta, basınç antinodunda sıfıra ulaşmakta, ardından artarak hoparlörün yüzeyinde yeniden U_1 değerine ulaşmaktadır. Şekilde açının sıfır olduğu sol taraf atmosfere açık olan ucu gösterirken sağ taraf hoparlör tarafıdır. Arccos() işlemi hızın U_1 'e ulaştığı 'θ' açısını verirken bu işlemde aranan açı değeri hızın ikinci defa U_1 'e ulaştığı '2π- θ' açısıdır.



Şekil 5.11 : Bir ucu atmosfere açık rezonans tüpü içerisindeki hız dağılımı

Denklem (5.4d) incelenecek olursa bir hoparlörde yüzey hızının (U_1) basıncın en yüksek genliği olan P_A değeriyle doğru orantılı olarak değiştiği yaklaşımla $\frac{U_1}{P_A}$ değerinin bir sistem için yaklaşık olarak sabit olacağını, bu durumda Denklem (5.4d)'nin:

$$\lambda = \frac{2\pi L}{\text{Arc cos}\left(\frac{U_1 \rho_m a}{P_A}\right)} \quad (5.5a)$$

$$\lambda = \frac{2\pi L}{\text{Arc cos}(sabit. \rho_m a)} \quad (5.5b)$$

$$p_1(X) = p_A \sin(kX) \quad (5.5c)$$

$$u_1(X) = \frac{P_A}{\rho_m a} \cos(kX) \quad (5.5d)$$

olarak yazılabileceği görülmektedir. Bu denklemler önemli bir sonuç göstermektedir: Hoparlör tahrikli bir termoakustik soğutucuda hoparlör yüzey hızının genliği rezonans tüpünün içerisindeki basınç dağılımının görünümünü, basınç antinodunun pozisyonunu etkilememektedir. Basınç ve hız dağılımları denklemlerden görüldüğü üzere akışkan özelliklerinin fonksiyonudur. Bulunan bu teorik sonuç Şekil 5.10 ile de ispatlanmaktadır. Denklem (5.4d) kullanılarak sistemin dalga boyu bulunarak rezonans frekansında rezonans tüpü içerisindeki basınç ve hız dağılımları bulunabilir.

Yine unutulmaması gereken bir nokta bulunan bu sonuçların kesit alanı değişmeyen rezonans tüpleri için geçerli olduğudur. Çünkü sistemin kesit alanı Şekil 5.1’de görüldüğü gibi değiştiğinde artık basınç ve hız denklemleri bir miktar değişikliğe uğrayacaktır. Şekil 5.6-Şekil 5.10’da görüldüğü gibi hoparlör ile tüp arasındaki konik parça bu bölgede kesit alanının değişimine bağlı olarak sinüsel dalganın şeklini bozmaktadır. Şimdi bir örnek olarak Denklem (5.4d) ve basınç dağılımı denklemlerini kullanarak $\lambda/4$ rezonans tüpünün içerisindeki basınç dağılımı teorik olarak hesaplanacak olursa:

Hoparlör yüzey hız genliği: $U_1=3.5$ m/sn,

En yüksek basınç genliği: $P_A=1500$ Pa

Rezonans tüpü boyu: $L=130$ cm

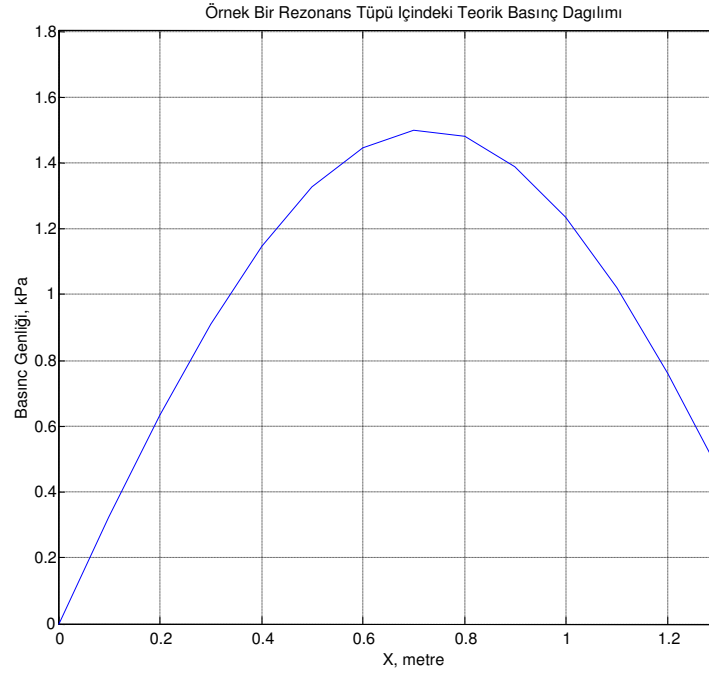
$$\lambda = \frac{2\pi L}{\text{Arc cos}\left(\frac{U_1 \rho_m a}{P_A}\right)} \quad (5.6a)$$

$$\text{Arc cos}\left(\frac{U_1 \rho_m a}{P_A}\right) = \text{Arc cos}\left(\frac{3.5 \times 1.2 \times 340}{1500}\right) = 0.3111 \text{ radyan} \quad (5.6b)$$

Açının 1. değeri 17.8° , 2. değeri $(180-17.8)=162.2^\circ = 2.8274$ radyan

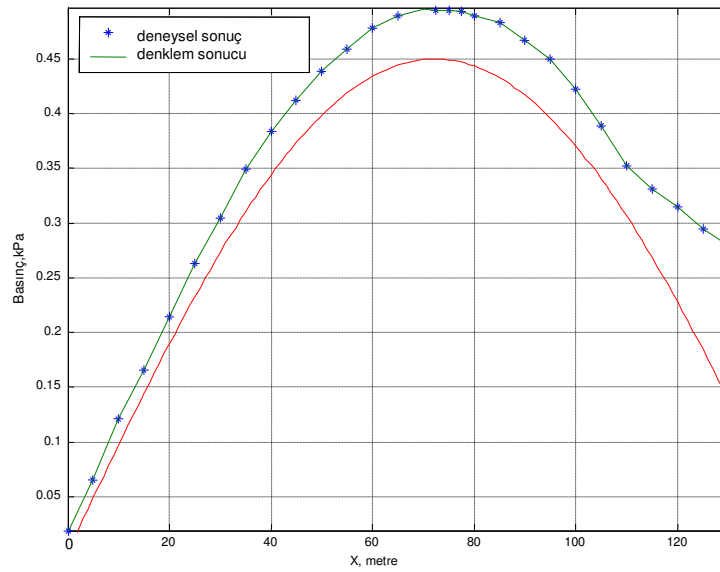
$$\lambda = \frac{2\pi L}{\text{Arc cos}\left(\frac{U_1 \rho_m a}{P_A}\right)} = \frac{2\pi 1,3}{2.8274} = 2.889 \text{ m} \quad (5.6c)$$

$p_1(X) = p_A \sin(kX)$ denklemi yardımıyla örnek bir rezonans tüpü içerisindeki basınç dağılımı çizilecek olursa:



Şekil 5.12 : Örnek bir rezonans tüpü içerisindeki teorik basınç dağılımı

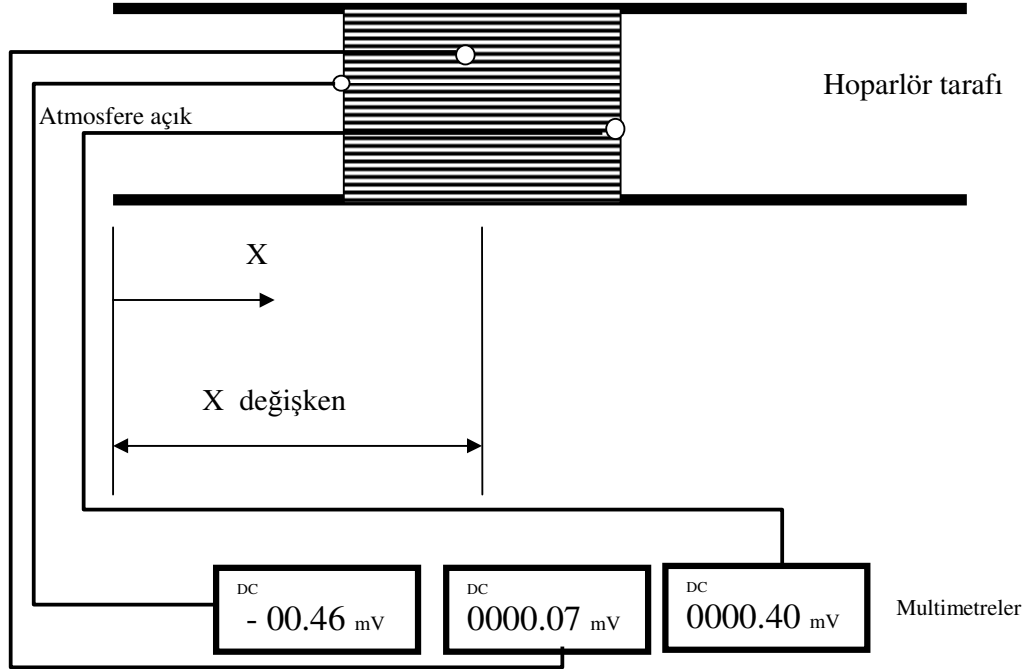
grafığı elde edilir. Şekil 5.10 ve Şekil 5.12 arasındaki benzerlik bariz bir şekilde göze çarpmaktadır. Deneysel ve denklemlerle bulunan sonuçlar Şekil 5.13’de görülmektedir. Şekilde görüldüğü üzere basınç antinodunun pozisyonu deneysel olarak ve denklem ile uyumlu bir şekilde görülmektedir.



Şekil 5.13 : Deneysel ve denklemlerle bulunan basınç dağılımlarının karşılaştırılması

5.3 Sistemdeki Sıcaklık Dağılımı

Bu ölçümlerde 10 cm, 15 cm ve 22 cm uzunluklarda üç farklı uzunlukta yığın kullanılarak farklı yığın pozisyonlarında yığın uçları arasındaki sıcaklık farkları ölçülmüş ve teorik sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Yığının her iki ucuna ve ortasına termo elemanlar yerleştirilerek bu noktalardan sıcaklık verileri toplanmıştır. Deneylerde kullanılan düzenek Şekil 5.14’de görülmektedir.



Şekil 5.14 : Yığın üzerindeki sıcaklıkları ölçmek için kullanılan termo elemanlar

5.3.1 Termo Elemanların Ölçüm Doğruluklarının Tespiti

Ölçümlere başlamadan önce sıcaklık ölçmede kullanılacak T tipi (bakır-konstantan) termo elemanların ve Tablo 5.2’de görülen voltaj/derece dönüşüm tablosunun kullanılmasının doğruluğu incelenmiştir. Termo elemanların ve tablonun doğruluğunu araştırmak için sıcaklığı bilinen bir ortamda atmosferik basınçta su/buz karışımının ve kaynayan suyun sıcaklığı ölçülmüştür. Ölçülen değerler Tablo 5.1’de görülmektedir. Termo elemanların voltmetreye bağlı olan ucu referans oda sıcaklığında olduğundan Tablo 5.2’ye göre °C’ ye dönüşümün uygun olup olmadığı belirlenmelidir. Başlangıçta termo elemanların her iki ucunun sıcaklığı oda sıcaklığında olduğundan voltmetrede okunan değer 0 mV’dur. Daha sonra referans sıcaklığı oda sıcaklığında iken termo elemanların ucu buzlu-su karışımının içerisine

sokulmuş ve -0.88 mV voltaj değeri ölçülmüştür. Ortam sıcaklığı yani termo elemanların voltmetreye bağlı olduğu referans uç sıcaklığı 0°C olsaydı okunan sıcaklığın -23°C olduğunu söyleyebilirdik. Fakat referans uç sıcaklığı 22.5°C de oda sıcaklığı olduğundan ölçülen sıcaklığın ortam sıcaklığından yaklaşık 23°C düşük olduğunu söyleyebiliriz. Bu durumda buz-su karışımının sıcaklığı 22.5 - 23= - 0.5°C olarak ölçülmüştür. Ek-D’de mevcut 0°C referans sıcaklığındaki değerler kullanıldığından 0.5°C’lik hata meydana gelmiştir. Benzer ölçüm kaynar suyla tekrarlandığında voltmetreden 3.35 mV değer okunmuştur. Tablo 5.1’den yaklaşık olarak 3.35 mV’ a karşılık 79.8°C okunmaktadır. Referans sıcaklığı olarak oda sıcaklığı alındığında okunan sıcaklık 79.8+22.5=102.3°C olarak bulunur. Ölçülen sıcaklık atmosferik basınçta kaynar su sıcaklığı olup yaklaşık 100°C’dir. O halde 80°C lik sıcaklık farkında 2.3°C lik hata mevcuttur. Deneyde ölçülen sıcaklıklar ortam sıcaklığına göre $\pm 25^{\circ}\text{C}$ olduğundan Tablo 5.1 kullanılarak sıcaklığın mV skalasından $^{\circ}\text{C}$ skalasına dönüştürülmesinin $\pm 0.8^{\circ}\text{C}$ hassasiyetle olduğu görülmektedir.

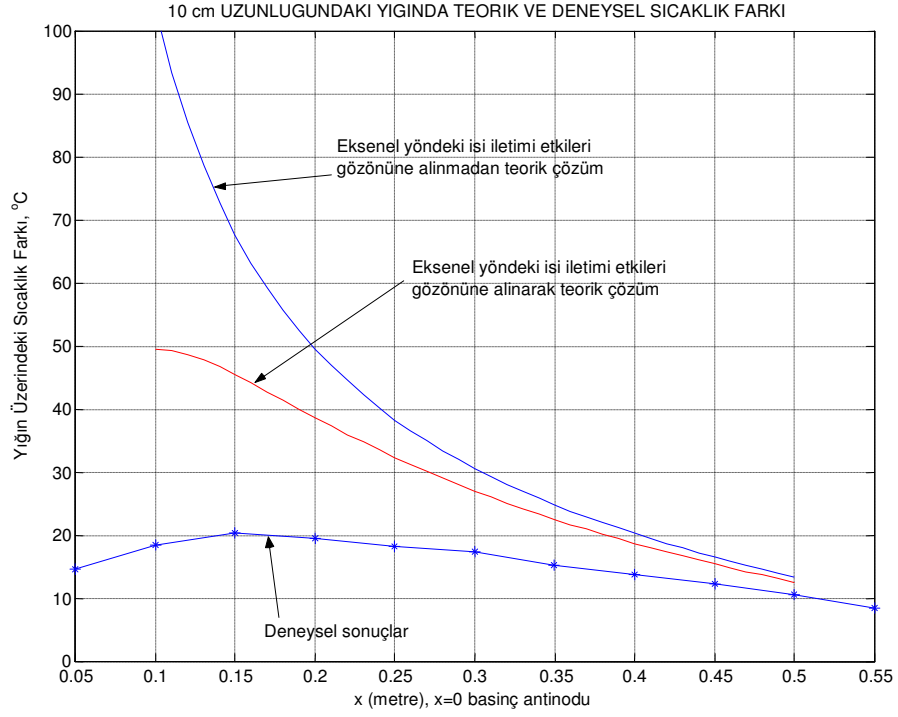
Tablo 5.1:Termo elemanların test edilmesinde okunan sıcaklık değerleri, $T_{\text{oda}}=22.5^{\circ}\text{C}$

	Voltmetreden okunan değer, mV	Voltmetreden okunan değer tablodan $^{\circ}\text{C}$ karşılığı, T_{okunan}	$T_{\text{oda}}+T_{\text{okunan}}$
Başlangıç ölçüm	0.0		
Buzlu su, 0°C	-0.88	- 23 $^{\circ}\text{C}$	22.5-23= - 0.5 $^{\circ}\text{C}$
Kaynar su, 100°C	3.35	79.8 $^{\circ}\text{C}$	22.5+79.8=102.3 $^{\circ}\text{C}$

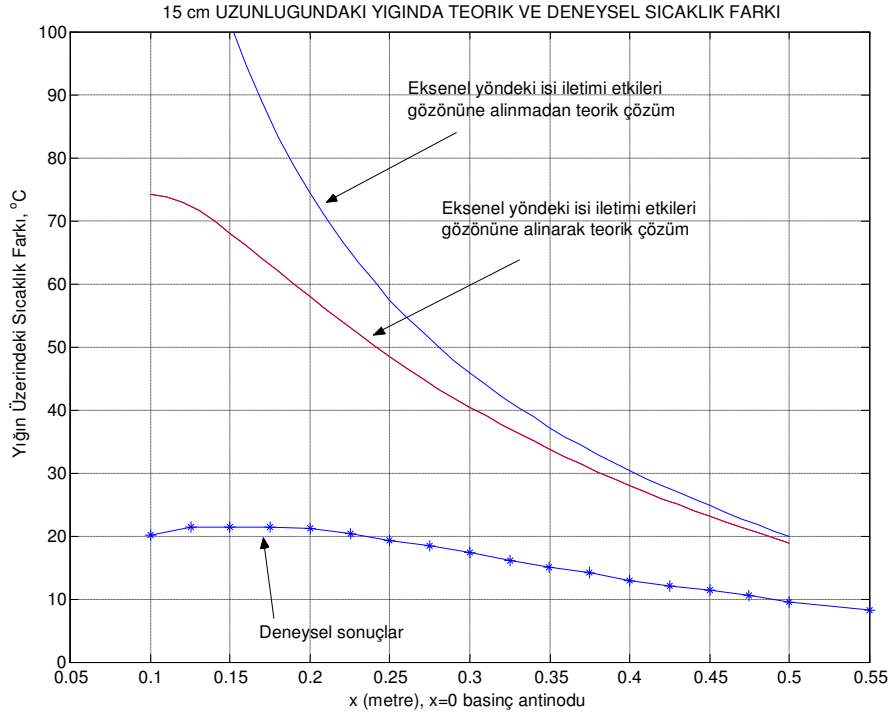
5.3.2 Yığın Üzerindeki Sıcaklık Farkları

Şekil 5.14’de görülen düzenek kullanılarak 10 cm, 15 cm ve 22 cm uzunluğundaki yığınlarda yığın uçları ve ortasındaki sıcaklıklar multimetre yardımıyla milivolt mertebesinde ölçülmüştür. Şekil 5.14’de görüldüğü üzere X basınç nodundan (atmosfere açık uçtan) yığın merkezine olan mesafe olup yapılan ölçümlerde bulunan sonuçlar Ek-C de sunulmuştur. Yığın pozisyonuna göre yığın uçları arasındaki deneysel sıcaklık farkı Şekil 5.15, Şekil 5.16 ve Şekil 5.17’de grafik olarak gösterilmiştir.

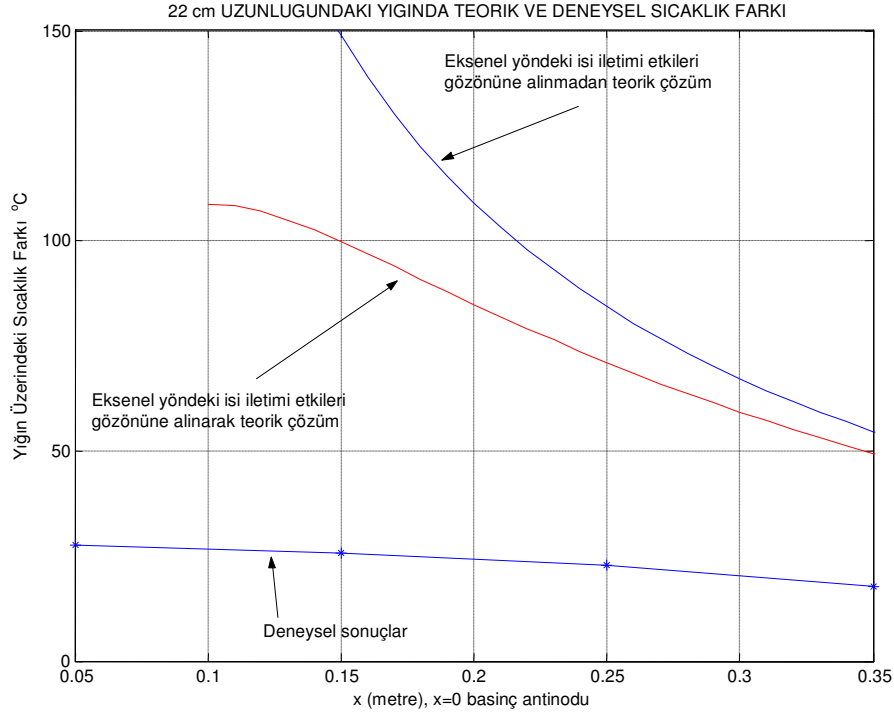
Aracı gaz ve yığında boyuna ısı iletimi etkilerini göz önüne almadan ve göz önüne alarak Denklem (3.80g) ve Denklem (3.83a)’da $Q_{\text{cn}}=0$ alınınca sistemden ısı çekilmediği durumda yığın üzerindeki sıcaklık farkları teorik olarak hesaplanabilir. Ek-B’de bulunan MATLAB kodu yardımıyla bulunan bu teorik sonuçlar grafik olarak Şekil 5.15, Şekil 5.16 ve Şekil 5.17’de gösterilmiştir. Bu grafiklerde x eksenı basınç antinodundan basınç noduna doğru ölçülen mesafedir. Şekilde görülen sıcaklıklarla ilgili yorumlar bir sonraki bölümde yapılacaktır.



Şekil 5.15 : 10 cm uzunluğundaki yığın uçları arasında deneysel/teorik sıcaklık farkı



Şekil 5.16 : 15 cm uzunluğundaki yığın uçları arasında deneysel/teorik sıcaklık farkı



Şekil 5.17 : 22 cm uzunluğundaki yığın uçları arasında deneysel/teorik sıcaklık farkı

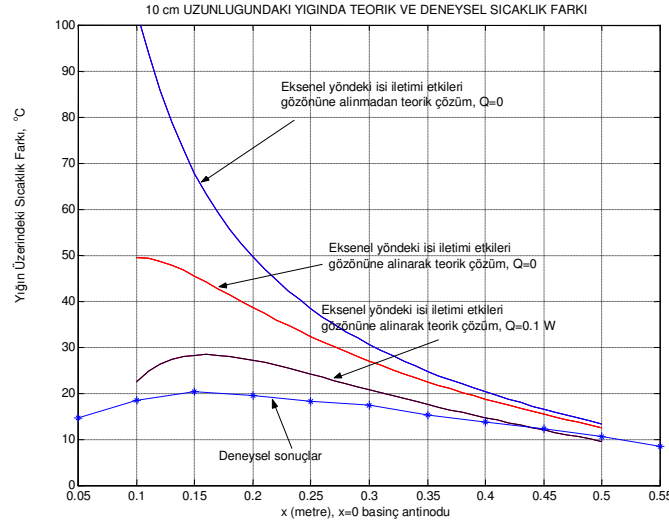
5.3.3 Deneysel ve Teorik Sıcaklık Farkları Üzerine Yorumlar

Şekil 5.15, Şekil 5.16 ve Şekil 5.17'ye bakıldığında her üç şekilde de yığın üzerindeki eksenel ısı iletim etkilerinden dolayı sıcaklık dağılımında düşme görülmektedir. İnşa edilen termoakustik soğutucuda ısı değiştirici olmadığından dolayı yığın uçları ve akışkan arasındaki ve yığın ile rezonans tüpünün yüzeyi arasındaki ısı geçişleri göz önüne alınmazsa çevreyle ısı geçişi yoktur. Hava, ses hızı ve ısı iletim katsayısı düşük olduğundan termoakustik sistemlerde fazla tercih edilmeyen bir gazdır. Fakat sistem atmosfere açık olarak çalışabileceğinden dolayı aracı gaz olarak hava kullanılmıştır. Termoakustik soğutucularda sistemden elde edilen soğutma gücünü yükseltmek için basınçlı gaz kullanırken kurulan sistemde atmosferik basınçta hava kullanıldığından soğutma gücü düşüktür, yığının pozisyonuna göre birkaç Watt civarındadır. Hava kullanmanın avantajı sistemin sızdırmazlık ve sistem içerisine ulaşma problemi bulunmayışıdır. Helyum gibi bir gaz kullanılması durumunda sistem sızdırmazlığının sağlanması gereklidir.

Sistem gücü düşük olmasından dolayı yığın ve aracı gaz üzerindeki eksenel ısı iletim etkileri göz önüne alındığında şekillerde görüldüğü gibi sıcaklık dağılımı kayda değer bir şekilde düşmektedir. Ayrıca çok küçük olmasına rağmen yığının uç kısımlarından hava ile taşınım ile ısı geçişi, yığın ile rezonans tüpü arasında iletim ile ısı geçişi mevcuttur. Sistemin soğutma gücünün düşük olmasından dolayı bahse konu

bu ısı geçişleri yığın üzerindeki sıcaklık farkı eğrisini şekillerde görüldüğü gibi düşürmektedir. Şekil 5.15, Şekil 5.16 ve Şekil 5.17’de en alttaki eğriler deneysel olarak bulunan yığın üzerindeki sıcaklık farklarıdır.

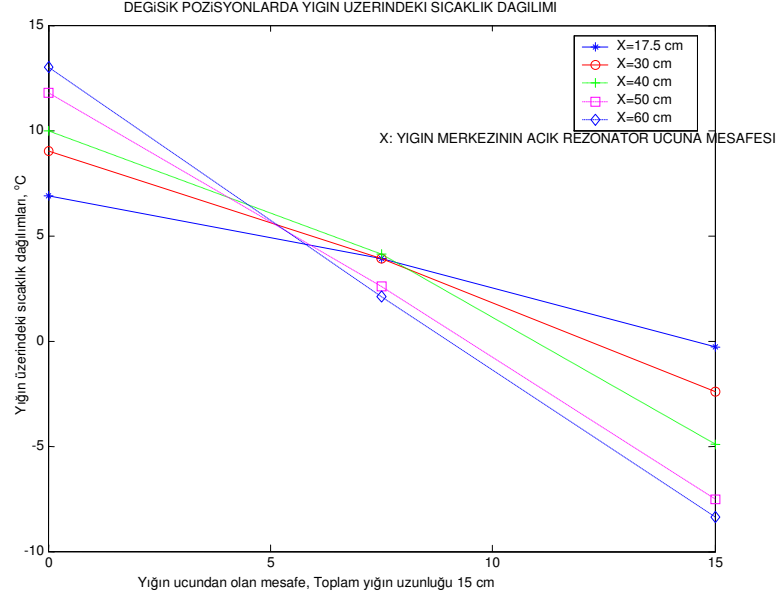
Şekil 5.18’de 10 cm uzunluğundaki yığın üzerinde teorik ve deneysel sıcaklık dağılımları görülmektedir. Şekilde en üstteki eğri aksel ısı iletim etkileri göz önüne alınmadan bulunan teorik sıcaklık dağılımı eğrisidir. Aksel ısı iletim etkileri göz önüne alındığında yığın üzerindeki sıcaklık farkındaki bariz düşüş bir alttaki eğride görülmektedir. Yığın ve hava/yığın plakası arasında olabilecek ısı geçişlerini simüle etmek üzere yığından 0.1 Watt’lık bir ısı çekildiği varsayılarak bulunan sıcaklık eğrisi üstten üçüncü eğri olarak çizilmiştir. Görüldüğü üzere yığın üzerindeki sıcaklık farkı dağılımı artık daha düşük değerlerde olup deneysel sonuçlara yaklaşmıştır. Bu etkiler büyük güçlerdeki soğutma sistemlerinde ihmal edilebilirken şekilde görüldüğü üzere düşük güçlerdeki termoakustik soğutucularda sonuçları oldukça değiştirmektedir.



Şekil 5.18 : Örnek bir yığın uçları arasındaki deneysel ve teorik sıcaklık farkı

5.3.4 15 cm Uzunluğundaki Yığın Üzerindeki Sıcaklık Dağılımı

Kullanılan sistemde yığın üzerine üç adet termo eleman monte edilmiştir. Bu termo elemanlar yığının her iki ucuna ve ortasınaleştirilmiştir. Teoriye göre dengeye ulaşmış bir sistemde yığın üzerindeki sıcaklık dağılımının doğrusal olması beklenmektedir. 15 cm uzunluğundaki yığının verileri kullanılarak çeşitli yığın pozisyonları için sıcaklık dağılımı çizilecek olursa Şekil 5.19’da görülen grafik ortaya çıkmaktadır.



Şekil 5.19 : 15 cm uzunluğunda yığın üzerinde ölçülen deneysel sıcaklık dağılımları

Yığın üzerindeki üç noktadan sıcaklık ölçerek sıcaklık dağılımını yaklaşık bir şekilde tahmin etmek mümkündür. Grafikte görüldüğü üzere sıcaklık denge durumuna ulaştığında yığın üzerinde deneysel olarak doğrusala yakın bir sıcaklık dağılımı ortaya çıkmaktadır. Yığının basınç antinoduna gelmesi durumunda ısı basınç antinoduna doğru taşındığından sıcaklık eğrileri doğrusallıktan uzaklaşacak, ısı yığın üzerinde bir noktadan diğer noktaya doğru değil, yığının her iki ucundan yığının basınç antinoduna denk geldiği noktasına doğru taşınacaktır. Bu durumda yığın ucundaki sıcaklıklar azalacak, basınç antinoduna karşılık gelen kısımda artacaktır. Sistem artık bir soğutucu olarak çalışamayacaktır.

5.4 Rezonans Frekansı ve Basınç Antinodu Pozisyonunun Değişimi

Boş rezonans tüpü için rezonans frekansı bir dinamik basınç duyargası ve osiloskop/mV mertebesinde ölçüm yapan bir ölçü aleti yardımıyla bulunabilir. Basınç duyargası rezonans tüpünün içerisindeyken frekans taraması yapıldığında en yüksek basınç genliğini veren frekanslar sistemin rezonans frekanslarıdır. Termoakustik soğutucular sistemin ilk rezonans frekansında çalışırlar. Rezonans frekansı, boyutları sabit bir sistem için akışkan sıcaklığının fonksiyonudur. Bunun sebebi akustik dalga hızı yani ses hızının Denklem (1.6)'ya

$$a = \sqrt{kRT} \quad (5.7)$$

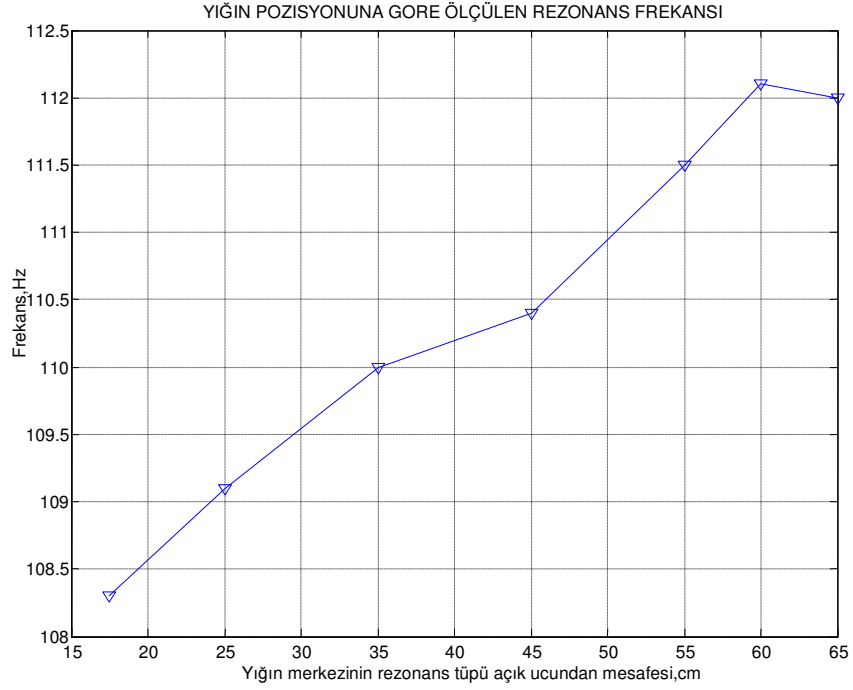
bağlı olarak sıcaklığın fonksiyonu olarak değişmesidir. Ses hızı değiştikçe sistem frekansı da $f = \frac{a}{\lambda}$ denkleminde bağlı olarak değişecektir. Rezonans frekansı değiştikçe sistemin etkin soğutma yapabilmesi için çalışma frekansının ayarlanması gerekecektir. Yapılan deneyler sonucunda sistemin rezonans frekansının, ortam sıcaklığından başka yığının sistem içerisindeki varlığı ve pozisyonuna bağlı olarak değiştiği gözlemlenmiştir. 15 cm uzunluğunda bir yığın için farklı pozisyonlarda ölçümler yapılmış olup yapılan ölçümler sonucunda bulunan sonuçlar Tablo 5.2’de görülmektedir.

Tablo 5.2: Çeşitli yığın pozisyonlarında sistemin rezonans frekansları

	Boş rezonans tüpü	X=17.5	X=25	X=35	X=45	X=55	X=60	X=65
Rezonans frekansı, Hz	112.4	108.3	109.1	110	110.4	111.5	112.1	112

X:Rezonans tüpü açık ucunun yığın merkezine olan mesafesi, cm.

Yığın pozisyonu değişken alınacak olursa Şekil 5.20’de görülen rezonans frekansı grafiği elde edilir. Grafiğin x eksenini yığının merkezinin rezonans tüpünün açık ucundan olan mesafesidir. Boş rezonans tüpünün ilk harmoniği Tablo 5.2’de görüldüğü üzere 112.4 Hz frekansına eşittir. Tablo 5.2’de ve Şekil 5.20’de görüldüğü üzere yığın akışkan hızının en yüksek olduğu atmosfere açık uçta (Açık uçta basınç nodu, hız antinodu bulunmaktadır) bulunduğu sürtünmelerden dolayı sistemin rezonans frekansı düşmektedir. Yığın basınç antinoduna yaklaştığında (Basınç antinodunda hız nodu mevcuttur, hız sıfırdır) akışkan hızı düştüğünden sürtünmeler fazla etkili olmamakta, sistemin çalışma frekansı boş rezonans tüpünün rezonans frekansına yaklaşmaktadır. Sistemin çalışma frekansının rezonans frekansında olması gerektiğinden küçük frekans değişimlerinin de sistem verimi açısından önemli olabileceği değerlendirilerek çalışma frekansı kaymalarının sistem üzerindeki etkilerinin incelenmesi gerektiği sonucuna varılmıştır. Çalışma frekansındaki kaymaların sistem performansına etkisini bulabilmek için 15 cm uzunluğundaki yığın kullanılarak yığının farklı pozisyonları için öncelikle deney düzeneği boş rezonans tüpünün rezonans frekansında çalıştırılarak yığın üzerindeki sıcaklık ölçümleri yapılmıştır. Sonraki aşamada sistem her yeni yığın pozisyonundaki anlık rezonans frekansında çalıştırılmış ve sonuçlar karşılaştırılmıştır. Bulunan sonuçlar Tablo 5.3 ve Şekil 5.21’de görülmektedir.

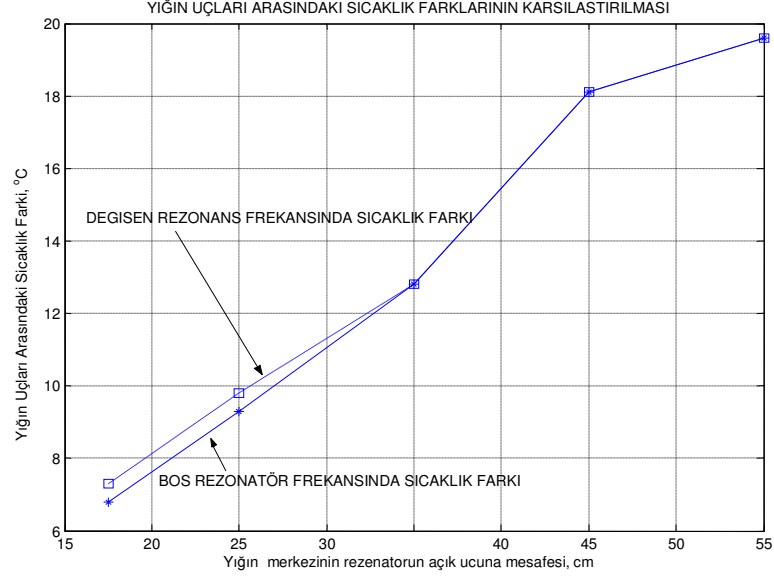


Şekil 5.20 : Çeşitli yığın pozisyonlarında sistemin rezonans frekansı değişimleri

Sonuçlardan görüldüğü üzere yığının rezonans tüpü açık ucuna yakın olduğu durumlarda sistemin rezonans frekansı boş rezonans tüpünün rezonans frekansından uzaklaşmaktadır. Boş rezonans tüpünün rezonans frekansı 112.4 Hz olarak ölçülmesine rağmen yığının merkezinin rezonans tüpü açık ucuna olan mesafesi 17.5 cm olduğunda sistem çalışma frekansı 108.3 Hz olarak ölçülmektedir. Bunun sonucu olarak da Şekil 5.21’de görüldüğü üzere sıcaklık eğrileri farklılaşmaktadır.

Tablo 5.3: Sabit ve değişken rezonans frekanslarında yığın üzerindeki sıcaklıklar

BOŞ REZONANS TÜPÜ ÇALIŞMA FREKANSINDA YIĞIN UÇ SICAKLIKLARININ DEĞİŞİMİ, $f=112.4$ Hz				SİSTEMİN YIĞIN POZİSYONUNA GÖRE ANLIK REZONANS FREKANSLARINDA YIĞIN UÇ SICAKLIKLARININ DEĞİŞİMİ, $f=f(x)$			
X (cm)	Sıcak Uç, milivolt	Soğuk Uç, milivolt	ΔT ($^{\circ}\text{C}$)	F, yığın pozisyonu için rezonans frekansı	T_1 , Sıcak Uç, milivolt	Soğuk Uç, milivolt	ΔT ($^{\circ}\text{C}$)
17.5	0.22	-0.05	6.8	108.3	0.24	-0.05	7.3
25	0.26	-0.10	9.3	109.1	0.28	-0.10	9.8
35	0.32	-0.18	12.8	110	0.32	-0.18	12.8
45	0.42	-0.28	18.1	110.4	0.41	-0.29	18.1
55	0.50	-0.26	19.6	111.5	0.50	-0.36	19,6



Şekil 5.21 : Sabit ve değişen rezonans frekanslarında yığın üzerindeki sıcaklık farkı

Yığın basınç antinoduna yaklaştıkça düzeneğin rezonans frekansı boş sistemin rezonans frekansına yaklaşmakta, sistemin çalışma frekansı değişmeyince Şekil 5.21'deki sıcaklık eğrileri çakışmaktadır. Yığın rezonans tüpü açık ucuna konuşlandığında rezonans frekansları arasında yaklaşık 4 Hz'lik bir fark olmasına rağmen sıcaklıklarda önemli bir değişme olmamıştır. Bu termoakustik sistemlerde birkaç Hz'lik frekans kaymalarının sistemi çok fazla etkilemediği anlamına gelmektedir. Bu durumda şu sorular akla gelmektedir: Çalışma frekansı kaymasının sistem performansını fazla etkilememesinin sınırı nedir? Hangi frekans kaymalarına kadar yapılan dizayna güvenilebilir? Bölüm 5.5'de bu sorulara cevap olarak rezonans frekansına yakın frekanslarda sistem davranışı hakkında ilave bilgi mevcuttur.

Basınç antinodunun pozisyonu yığın pozisyonunu belirlediğinden sistem dizaynı için önemlidir. Yığın, basınç antinodu ve basınç nodu arasında teoriye göre seçilen bir soğutma gücü ve etkinlik katsayısına göre belirlenir. Yapılan deneylerde rezonans tüpü içerisinde yığının varlığının basınç antinodunun pozisyonunu değiştirdiği gözlemlenmiştir. Dizaynı yapılan sistemde yığın pozisyonuna göre basınç antinodunun yer değişiminin göz önüne alınması gerekebileceği düşünülmüştür. Bu yer değişiminin mesafesini ortaya koymak için bir çalışma yapılmıştır. Çalışma başlangıcında boş rezonans tüpünde basınç antinodunun rezonans tüpü açık ucuna olan mesafesi 72 cm olarak bulunmuş, ardından rezonans tüpü içerisinde çeşitli yığın pozisyonlarında dinamik basınç duyargası ile basınç tepe noktalarının rezonans tüpü açık ucuna olan mesafeleri ölçülmüştür. Sonuçlar Tablo 5.4'de görülmektedir.

Tablo 5.4: Yığının varlığının basınç antinodunun pozisyonuna etkisi

		Yığın Merkezinin Pozisyonları				
	Boş rezonans tüpü	X=5	X=20	X=30	X=40	X=50
Basınç antinodunun pozisyonu, cm	72	68.9	67.1	65.6	66.3	66.4

Yapılan ölçümlerden görüldüğü üzere boş rezonans tüpündeki basınç antinodunun rezonans tüpü açık ucundan mesafesi 72 cm iken sistem içerisinde yığın bulunduğu basınç antinodu tüpün açık ucuna doğru kaymaktadır. Sistemin çalışma durumunda basınç antinodunun kayması yaklaşık 6 cm olup sistem dizaynında göz önüne alınmalıdır.

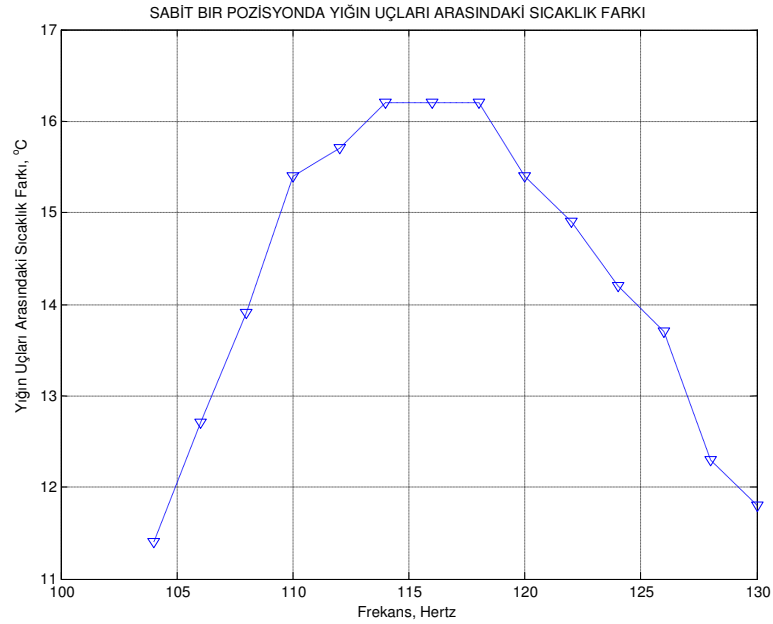
5.5 Rezonans Frekansına Yakın Frekansların Sistem Performansına Etkisi

Önceki bölümde sistemin çalışma frekansında birkaç Hz lik kaymanın sistem performansını önemli ölçüde etkilemediği ölçülmüştü. Bulunan bu sonuç hakkında daha sağlıklı bir hüküm verebilmek için rezonans frekansının yakınlarında daha geniş frekans aralıklarında sistemin ne şekilde davrandığına bakılabilir. Rezonans frekansının yakınlarında +/- frekanslarda ölçüm yapıldığında Tablo 5.5’de görülen sonuçlar bulunmuştur.

Bu çalışmada sistemin rezonans frekansı ortam sıcaklığına bağlı olarak 116 Hz olarak ölçülmüştür. Elde edilen verilere bakıldığında 116 Hz olan çalışma frekansı yakınlarında yığın uçları arasındaki sıcaklık farkının fazla değişmediği, birkaç hertzlik frekans kaymasının sistemin performansını önemli ölçüde etkilemediği görülmektedir. Fakat rezonans frekansından uzaklaştıkça yığın uçları arasındaki sıcaklık farkının azaldığı yani sistem performansının düştüğü görülmektedir. Bu verilerden çalışma frekansına karşılık olarak yığın üzerindeki sıcaklık farkı çizilecek olursa frekansa bağlı olarak sistem performansının ne şekilde değiştiği görülebilir. Tablo 5.5’deki veriler grafik haline dönüştürüldüğünde Şekil 5.22 elde edilmektedir. Şekil 5.22’den rezonans frekansı yakınlarında yığın uçları arasındaki sıcaklık farkı grafiksel olarak görülmektedir. Şekilde görüldüğü üzere yaklaşık olarak 116 +/- 5 Hz frekanslarda sıcaklık farkı yaklaşık olarak yatay pozisyonda olup daha alçak ve daha yüksek frekanslarda yığın üzerindeki sıcaklık farkında ani düşmeler meydana gelmektedir.

Tablo 5.5: Sistemin çalışma frekansındaki kaymaların sistemin soğutmasına etkisi

Çalışma frekansı, f (Hertz)	T _{sıcak} (mV)	T _{sıcak} (°C)	T _{soğuk} (mV)	T _{soğuk} (°C)	T _{sıcak} -T _{soğuk} (°C)
104	0.20	5.1	-0.24	-6.3	11.4
106	0.26	6.7	-0.23	-6	12.7
108	0.29	7.4	-0.25	-6.5	13.9
110	0.31	7.9	-0.29	-7.5	15.4
112	0.32	8.2	-0.29	-7.5	15.7
114	0.34	8.7	-0.29	-7.5	16.2
116	0.34	8.7	-0.29	-7.5	16.2
118	0.34	8.7	-0.29	-7.5	16.2
120	0.35	8.9	-0.25	-6.5	15.4
122	0.35	8.9	-0.23	-6	14.9
124	0.34	8.7	-0.21	-5.5	14.2
126	0.32	8.2	-0.21	-5.5	13.7
128	0.29	7.4	-0.19	-4.9	12.3
130	0.27	6.9	-0.19	-4.9	11.8



Şekil 5.22: Çalışma frekansındaki kaymaların yığın üzerindeki sıcaklık farkına etkisi

6. TARTIŞMA

Bu tezde atmosferik basınçta hava ile çalışan bir ucu atmosfere açık basit bir termoakustik soğutucunun tasarım ve inşası yapılmıştır. Kurulan termoakustik sistemin öncelikle rezonans frekansları tespit edilmiştir. Rezonans frekanslarının tespiti sinyal jeneratöründe frekans taraması yapılırken dinamik basınç duyargası ile rezonans tüpü içerisindeki basıncın sıçrama yaptığı frekansların belirlenmesi yoluyla yapılmıştır. Daha sonra bulunan rezonans frekanslarındaki basınç dağılımları ölçülmüş ve grafiklerle ifade edilmiştir. İdeal, bir tarafı kapalı diğer tarafı geniş bir hacme açılan rezonans tüpü dalga boyunun dörtte biri uzunluğundadır. Kurulan sistemde rezonans tüpünün kapalı ucunda hareketli yüzeye sahip hoparlör bulunduğu bir tarafı açık diğer tarafında hareketli yüzey bulunan rezonans tüpünün uzunluğunun idealden farklı olarak dalga boyunun dörtte birinden uzun olduğu deneysel olarak ölçülmüştür. Yapılacak bilimsel çalışmalarda ve termoakustik sistem tasarımında bu uzunluk değişiminin göze alınması önemlidir, çünkü bu uzunluk değişimi göz önüne alınmadığı takdirde yığın pozisyonu basınç antinoduna denk gelip sistem soğutma yapmayabilir ya da istenmeyen bir pozisyonda yetersiz soğutma yapabilir.

Yapılan deneysel çalışmaların başında $\frac{\lambda}{4}$ uzunluğunda farklı bir sistem dizayn ve inşa edilmiştir. Daha sonra sistem içerisindeki basınç dağılımı incelendiğinde yığının basınç antinodu üzerine denk geldiği görülmüş ve sistem çalışmamıştır. Bunun sebebi hoparlörün hareketli yüzeyinin göz önüne alınmayıp rezonans tüpünün kullanılan akustik dalga boyunun dörtte biri uzunluğunda inşasıdır. Bu yüzden hoparlör yüzeyinin etkisi rezonans tüpü boyunun ayarlanmasında ve yığının pozisyonunun belirlenmesinde göz önüne alınmalıdır. Ayrıca rezonans tüpü boyu, kullanılacak akustik frekansı da etkileyeceğinden sistemin istenen ve dizayn edilen akustik frekansta çalışması için rezonans tüpü içerisinde oluşan basınç dağılımı mutlaka göze alınmalıdır.

Bundan sonra sistemin rezonans frekanslarında rezonans tüpü içerisindeki basınç dağılımları ölçülmüş ve grafiksel olarak ifade edilmiştir. Bu basınç dağılımlarındaki rezonans frekansları deneysel ve teorik olarak ortaya konulmuş, aralarında %1 ila %4 arasında değişen bir fark olduğu görülmüştür. Farklı rezonans frekanslarında yığının sistem içerisine uygun bir şekilde yerleştirilebileceği en uygun basınç dağılımının

sistemin ilk rezonans frekansında olduğu görülmüştür. Rezonans frekanslarında sistem içerisindeki basınç dağılımının gözlemlenmesi teorisi karmaşık olan sistemin fiziksel olarak algılanabilmesi açısından önemlidir. Bu yüzden basınç dağılımlarının ölçülmesi bilimsel açıdan da önemlidir.

Bundan sonra sistem içerisindeki basınç dağılımlarının hangi değişkenlerin fonksiyonu olduğu araştırılmıştır. Basınç dağılımının şeklinin akustik kaynak genliğine bağlı olup olmadığı araştırılmış, yapılan deneysel çalışmalarda akustik kaynak genliğinin basınç dağılımının şeklini değiştirmediği görülmüştür. Daha sonra temel akustik denklemler kullanılarak uygun sınır şartlarıyla rezonans tüpü içerisindeki basınç ve hız dağılımları ile kullanılan akustik dalga dalganın dalga boyu teorik olarak ifade edilmiştir. Bu denklemler ile deneysel olarak bulunan sonuca paralel olarak kullanılan dalga genliğinin basınç dağılımını etkilemediği sonucu teorik olarak da doğrulanmıştır. Akustik kaynağın yüzeyinin etkisinden dolayı rezonans tüpünün içerisinde oluşan basınç dağılımının şeklinin hoparlörün genliğiyle değişmediğini ifade etmesi bakımından bu sonuç oldukça önemlidir. Oluşturulan denklem incelendiğinde basınç dağılımının şeklinin sistemde kullanılan aracı gazın özelliklerine bağlı olduğu teorik olarak ifade edilmiştir.

Ardından elde edilen bu sonuçlara paralel olarak Tijani tarafından sunulan sistematik bir yaklaşımla soğutucunun tasarımı yapılmıştır. Bu yaklaşımda Swift tarafından sunulan termoakustik denklemler boyutsuzlaştırılarak kullanılmıştır. Yaklaşımda, sistemde kullanılacak frekans ve akışkan özellikleri kullanılarak istenen bir etkinlik katsayısı ve soğutma gücünde yığının uzunluğuna, yığının rezonans tüpü içerisindeki pozisyonuna ve kullanılacak rezonans tüpünün çapına karar verilmiştir. Fakat bu yöntemde kullanılacak rezonans tüpünün uzunluğunun belirlenmesi eksiktir, yanlış anlaşılmalara sebebiyet verebilir. Bu tezde kullanılan tavsiyeler ve sonuçlar ışığında uygun rezonans tüpü boyuna karar verilmelidir.

Sonrasında 10 cm, 15 cm ve 22 cm uzunluğunda yığınlar kullanılarak farklı yığın pozisyonlarında yığın üzerindeki sıcaklık dağılımları ve uçları arasındaki sıcaklık farkları ölçülmüştür. Kullanılan yığınlarla yığın uçları arasında en yüksek yaklaşık 30°C'lik bir sıcaklık farkı elde edilmiştir. Daha sonra teorik denklemler çözülerek deneysel ve teorik sonuçlar karşılaştırılmıştır. Teorik sonuçlar hesaplanırken eksenel yöndeki ısı iletimi etkileri hem göz önüne alınarak, hem de alınmadan sonuçlar bulunmuş, elde edilen sonuçlar grafiklerle ifade edilmiştir. Pratikte kullanılabilecek derecede soğutma yapabilen bir termoakustik soğutucuda yığın ve aracı gaz üzerindeki eksenel yöndeki ısı iletimi ihmal edilebilirken soğutma gücünün düşük olduğu sistemlerde eksenel yöndeki ısı iletim etkilerinin önemli olabileceği sonucuna varılmıştır. Kullanılan yığın malzemesinin ısı iletim katsayısının yüksek olması

durumunda eksenel yöndeki ısı iletim etkileri mutlaka göz önüne alınmalıdır. Kurulan termoakustik soğutucunun soğutma gücü düşük olduğundan sistem üzerinde oluşabilecek çok küçük ısı kaçaklarının yığın üzerindeki sıcaklık dağılımını önemli ölçüde değiştirdiği görülmüştür. Kurulan sistemin soğutma gücünün düşük olması ve çok küçük ısı kaçaklarının bile sıcaklıkları önemli ölçüde değiştireceği teorik olarak gösterildiğinden dolayı deneysel sonuçların teorik sonuçlardan düşük çıkmasının normal olduğu değerlendirilmiştir.

Termoakustik soğutucularda yığın içerisindeki akışkan parçacıkları ısıyı basınç antinoduna doğru taşırlar. Teoride yığın üzerindeki sıcaklık dağılımı doğrusal olarak değişir. Deneysel sonuçların teoriye uygunluğunu doğrulamak için yığın üzerinde farklı pozisyonlarda sıcaklık dağılımları ölçülmüştür. Doğrusal olarak bulunan bu sıcaklık dağılımlarının teoriye uygunluğu görülmüştür.

Daha sonra rezonans tüpü içerisindeki yığın varlığının ve yığının pozisyonunun sistemin basınç dağılımını ve rezonans frekansını ne şekilde değiştirdiği incelenmiştir. Yapılan deneylerde boş rezonans tüpünde farklı bir basınç dağılımı mevcut iken tüp içerisindeki yığın varlığının basınç dağılımını değiştirdiği, basınç antinodunun farklı bir pozisyonunda ortaya çıktığı görülmüştür. Ayrıca yığının pozisyonuna göre sistem içerisindeki rezonans frekansının değiştiği gözlemlenmiştir. Basınç antinodu pozisyonunun ve sistemin çalışma frekansının değişiminin sistem dizaynı ve performansını etkileyebileceği, bu sebeple sistem dizaynında göz önüne alınması bir sonuç olarak karşımıza çıkmıştır. Yığın basınç antinoduna yaklaşırken hız sıfıra gideceğinden yığının rezonans frekansı üzerine etkisi azalmaktadır. Fakat yığın hız antinoduna yaklaştığında sistemin rezonans frekansı değişmekte, soğutma gücünde küçük miktarda düşmeler meydana gelmektedir. Bunun sebebi yığının hız antinodunda fiziksel yapısından dolayı akışkanı bloke edici etkileri ve buna bağlı olarak frekanstaki kaymalardır. Yığının doluluk oranı değiştikçe, yığın daha yoğun bir hal aldığından bu frekans kaymaları da artacaktır. Bu yüzden sistemin rezonans frekansının yığının sistemin içerisine konduktan sonra tekrar ayarlanması gerekebilir. Bu durum sistem performansının artması açısından önemli bir sonuç olarak karşımıza çıkmaktadır.

Yapılan çalışmaların sonunda sistem içerisindeki yığının varlığından dolayı çalışma frekansındaki kaymaların sistem performansını ne ölçüde etkilediği araştırılmıştır. Bu deneylerde öncelikli olarak sistem boş rezonans frekansında çalıştırılmış, bu şekilde yığın üzerindeki sıcaklık ölçümleri yapılmıştır. Daha sonra sistem anlık rezonans frekanslarında çalıştırılmış, yığın üzerindeki sıcaklık dağılımları tekrar ölçülmüştür. Sonuçlar karşılaştırıldığında sistemin anlık rezonans frekansını uygulamanın sistem performansını bir miktar arttırdığı görülmüştür. Yapılan

deneylerde çalışma frekansındaki birkaç Hertz'lik kaymaların sistem performansını önemli ölçüde değiştirmediği fakat daha büyük frekans kaymalarında sistem performansında keskin değişimler olduğu gözlemlenmiştir.

KAYNAKLAR

- [1] **Putnam, A.A. and Dennis, W.R.**, 1956. Survey of organ-pipe oscillations in combustion systems, *Jour. Ac. Soc. Am.*, 28, 246.
- [2] **Sondhauss, C.**, 1850. Ueber die Schallschwingungen der Luft in erhitzten Glasröhren und in gedeckten Pfeifen von ungleicher Weite, *Ann. Phys.*, 79, 1.
- [3] **Rijke, P. L.**, 1859. Notiz über eine neue Art, die in einer an beiden Enden offenen Röhre enthaltene Luft in Schwingungen zu versetzen, *Ann. Phys.*, 107, 339.
- [4] **Lord Rayleigh**, 1945. The Theory of Sound, 2nd ed., Vol.2, Sec.322, Dover, Newyork.
- [5] **Taconis, K. W.**, 1949. Vapor-Liquid equilibrium of solutions of ^3He in ^4He , *Physica*, 15, 738.
- [6] **Carter, R.L., White, M. and Steele, A.M.**, 1962. (Private communication of Atomics International Division of North American Aviation, Inc.).
- [7] **Feldman, K.T.**, 1966. A study of heat generated pressure oscillations in a closed end pipe, *PhD Thesis*, University of Missouri.
- [8] **G. Kirchhoff**, 1868. Ueber den Einfluss der Wärmeleitung in einem Gas auf die Schallbewegung, *Ann. Phys.*, 134, 177.
- [9] **H. A. Kramers**, 1949. Vibrations of a gas column, *Physica*, 15, 971.
- [10] **Rott, N.**, 1980. Thermoacoustics, *Adv. Appl. Mech.*, 20, 135.
- [11] **Yazaki, T., Tominaga, A., and Narahara, Y.**, 1980. Experiments on Thermally Driven Acoustic Oscillations of Gaseous Helium, *Jour. Low Temp. Phys.*, 41, 42-52.
- [12] **Müller, A. and Lang, E.**, 1985. Experimente Mit Thermisch Getriebenen Gas-Flüssigkeits-Schwingungen, *Z. Angew. Math. Phys.*, 36, 358-360.

- [13] **Hofler, T.J.**, 1986. Thermoacoustic refrigerator desing and performance, *PhD Thesis*, Physics Department, University of California, San Diego.
- [14] **Gifford, W.E. and Longworth, R.C.**, 1966. Surface heat pumping, *Adv. Cryog. Eng.*,11, 171.
- [15] **Merkli, P. and Thomann, H.**, 1975. Thermoacoustic effects in a resonance tube, *J. Fluid Mech.*, 70, 161-177.
- [16] **Garret, S.L., Adeff, J.A. and Hofler T.J.**, 1993. Termoacoustic refrigerator for space applications, *J. Thermophysics and Heat Transfer*, 7, 595.
- [17] **Ballister, S. C. and McKelvey, D. J.**, 1995. Shipboard Electronics Thermoacoustic Cooler, *Master of Science Thesis*, Physics Department, Naval Postgraduate School, Monterey.
- [18] **Johnson, R. A., Garrett, S. L., and Keolin, R. M.**, 2000. Thermoacoustic Cooling for Surface Combatants., *Naval Engineers Journal*, 112, 335.
- [19] **Swift, G. W.**, 1997. Thermoacoustic natural gas liquefier., *Proc. DOE Natural Gas Conf.* (Fed. Energy Tech. Cent., Morgantown, West Virginia).
- [20] **Zhou, S. and Matsubara, Y.**, 1998, Experimental research of thermoacoustic prime mover, *Cryogenics*, 38, 813-822.
- [21] **Tijani, M.E.H., Zeegers, J.C.H. and de Waele, A.T.A.M.**, 2002, Design of thermoacoustic refrigerators, *Cryogenics*, 42, 49-57.
- [22] **Tijani, M.E.H., Zeegers, J.C.H. and de Waele, A.T.A.M.**, 2002, Construction and performance of a thermoacoustic refrigerator, *Ultrasonics*, 42, 59-66.
- [23] **Marx, D. and Blanc-Bennon, P.**, 2004, Computation of the mean velocity field above a stack plate in a thermoacoustic refrigerator, *C.R. Mecanique*, 332, 867-874.
- [24] **Hu, J.Y., Luo, E.C. and Dai, W.**, 2005, An innovative configuration for thermoacoustically-driven pulse tube coolers, *Cryogenics*, 45, 523-527.

- [25] **Qiu, L.M., Sun, D.M., Yan, W.L., Chen, P., Gan, Z.H., Zhang, X.J. and Chen, G.B.**, 2005, Investigation on a thermoacoustically driven pulse tube cooler working at 80 K, *Cryogenics*, 45, 380-385.
- [26] **Tang, K., Chen, G.B., Jin, T., Bao, R., Kong, B. and Qiu, L.M.**, 2005, Influence of resonance tube length on performance of thermoacoustically driven pulse tube refrigerator, *Cryogenics*, 45, 181-191.
- [27] **Luo, E.C., Ling, H., Dai, W. and Yu, G.Y.**, 2006, Experimental study of the influence of different resonators on thermoacoustic conversion performance of a thermoacoustic-Stirling heat engine, *Ultrasonics*, 44, 1507-1509.
- [28] **Hu, Z., Li, Q., Xie, X., Zhou, G. and Li, Q.**, 2006, Design and experiment on a mini cascade thermoacoustic engine, *Ultrasonics*, 44, 1515-1517.
- [29] **Piccolo, A. and Pistone, G.**, 2006, Estimation of heat transfer coefficients in oscillating flows: The thermoacoustic case, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, 49, 1631-1642.
- [30] **Nsofor E.C., Çelik S. and Wang, X.**, 2007, Experimental study on the heat transfer at the heat exchanger of the thermoacoustic refrigerating system, *Applied Thermal Engineering*, 27, 2435-2442.
- [31] **Dai, W., Luo, E. and Yu, G.**, 2006, A simple method to determine the frequency of engine-included thermoacoustic systems, *Cryogenics*, 46, 804-808.
- [32] **Ling, H., Luo, E. and Dai, W.**, 2006, A numerical simulation method and analysis of a complete thermoacoustic-Stirling engine, *Ultrasonics*, 44, 1511-1514.
- [33] **Tang, K., Chen, G.B., Jin, T., Bao, R. and Li, X.M.**, 2006, Performance comparison of thermoacoustic engines with constant-diameter resonant tube and tapered resonant tube, *Cryogenics*, 46, 699-704.
- [34] **Bao, R., Chen, G., Tang, K., Jia, Z. and Cao, W.**, 2006, Influence of resonance tube geometry shape on performance of thermoacoustic engine, *Ultrasonics*, 44, 1519-1521.

- [35] **Chen, Y., Luo, E. and Dai, W.,** 2007, Heat transfer characteristics of oscillating flow regenerator filled with circular tubes or parallel plates, *Cryogenics*, 47, 40-48.
- [36] **Piccolo, A. and Pistone, G.,** 2007, Computation of the time-averaged temperature fields and energy fluxes in a thermally isolated thermoacoustic stack at low acoustic Mach numbers, *Int.J.of Thermal Sciences*, 46, 235-244.
- [37] **Swift, G.W.,** 1988. Thermoacoustic Engines, *J. Acoust. Soc. Am.*, 84, 1145-1180.
- [38] **Swift, G.W.,** 1992. Analysis and performance of a large thermoacoustic engine, *J. Acoust. Soc. Am.*, 92, 1551-1563.
- [39] **Çengel, Y.A., Boles M.A.,** 2000. Mühendislik Yaklaşımıyla Termodinamik, 3. Basım, Literatür Yayınevi.
- [40] **Swift, G.W.,** 2001. Thermoacoustics: A Unifying Perspective For Some Engines and Refrigerators, 5th Draft, Condensed Matter and Thermal Physics Group, Los Alamos National Laboratory.
- [41] **Tijani, M.E.H.,** 2001. Loudspeaker-driven thermo-acoustic refrigeration, *Doktora Tezi*, Technische Universiteit Eindhoven.
- [42] **Hoşöz, M.,** 1998. Termoakustik Güç Üretiminin Analizi, *Doktora Tezi*, İstanbul Teknik Üniversitesi.
- [43] **Swift, G.W.,** 1994. Similitude in Thermoacoustics, *J. Acoust. Soc. Am.*, 95, 1405-1412.

EKLER

EK-A

xnn=[0.05 0.10 0.15 0.20 0.30 0.45 0.60 0.78]

```
f=110;          %Çalışma frekansı
y0=0.001;       %Plakalar arasındaki yarı mesafe
pr=0.71;        %Prandtl sayısı
D=0.02;         %Dinamik basınç genliğinin ortalama basınç oranı (Drive Ratio)
gamma=1.4;      %Özgül ısılar oranı
B=0.90;         %Doluluk yüzdesi (Blockage ratio)
alfa=2.078E-5;  %Isıl yayılım katsayısı, m2/sn
dtm=50;         %Yığın üzerindeki sıcaklık farkı, dizayn kriteri
tm=290;         %Ortalama ortam sıcaklığı
R=287;         %Gaz sabiti
w=2*pi*f;       %Açısal frekans
dk=sqrt(2*alfa/w) %Isıl nüfuz derinliği
dkn=dk/y0;      %Boyutsuz ısı nüfuz derinliği
dtmn=dtm/tm;    %Yığın üzerinde boyutsuz sıcaklık farkı
a=sqrt(gamma*R*tm) %Ses hızı
landa=a/f;      %dalga boyu
k=2*pi/landa;
for xx=1:length(xnn)
    xn=xnn(xx);
    say=0;
    lsnn=[];qcn=[];wn=[];cop=[];
    for lsn=0:.01:pi/4
        say=say+1;
        A=1-sqrt(pr)*dkn+1/2*pr*dkn^2;
        lsnn=[lsnn;lsn]
        qcn(say)=-dkn*D^2*sin(2*xn)/(8*gamma*(1+pr)*A)*...
            (dtmn*tan(xn)/((gamma-1)*B*lsn)*(1+sqrt(pr)+pr)/(1+sqrt(pr))-...
            (1+sqrt(pr)-sqrt(pr)*dkn));
        wn(say)=dkn*lsn*D^2/(4*gamma)*(gamma-1)*B*((cos(xn))^2)*...
            (dtmn*tan(xn)/((gamma-1)*B*lsn*(1+sqrt(pr))*A)-1)...
            -dkn*lsn*D^2*sqrt(pr)*((sin(xn))^2)/(4*gamma*B*A);
        cop(say)=qcn(say)/abs(wn(say));
    end
    plot(lsnn,cop);
    gtext(['xn=',num2str(xn)])
    axis([0 0.78 0 4])
    hold on
end
```

EK-B

```
f=110;           %Çalışma frekansı
y0=0.00075;      %Plakalar arasındaki yarı mesafe
pr=0.71;         %Prandtl sayısı
D=0.01;          %Dinamik basınç genliğinin ortalama basınca oranı (Drive Ratio)
gamma=1.4;        %Özgül ısılar oranı
B=0.80;          %Doluluk yüzdesi (Blockage ratio)
alfa=2.078E-5;    %Isıl yayılım katsayısı, m2/sn
tm=290;          %Ortalama ortam sıcaklığı
R=287;           %Gaz sabiti
K=0.02544;        %Aracı gaz ısı iletim katsayısı
Ks=0.15;          %Plastik ısı iletim katsayısı
pm=101000;        %Ortalama basınç Pascal
ls=0.10;          %Stack boyu
w=2*pi*f;         %Açısal frekans
dk=sqrt(2*alfa/w) %Isıl nüfuz derinliği
dkn=dk/y0;        %Boyutsuz ısı nüfuz derinliği
a=sqrt(gamma*R*tm) %Ses hızı
landa=a/f;        %dalga boyu
k=2*pi/landa;
kpt=K*tm/pm/a/ls;
ky=Ks/K;
lsn=k*ls;
say=0;
for x=0.1:0.01:0.5
    say=say+1;
    xn=k*x;
    dtmnsol=0;
    dtmnsag=1000;
    A=1-sqrt(pr)*dkn+1/2*pr*dkn^2;
    while abs(dtmnsol-dtmnsag)>0.0001
        dtmn=(dtmnsol+dtmnsag)/2;
        qcnsol=-dkn*D^2*sin(2*xn)/(8*gamma*(1+pr)*A)*...
            (dtmnsol*tan(xn)/((gamma-1)*B*lsn)*(1+sqrt(pr)+pr)/(1+sqrt(pr))-...
            (1+sqrt(pr)-sqrt(pr)*dkn))-kpt*(B+(1-B)*ky)*dtmnsol;
        qcn=-dkn*D^2*sin(2*xn)/(8*gamma*(1+pr)*A)*...
            (dtmn*tan(xn)/((gamma-1)*B*lsn)*(1+sqrt(pr)+pr)/(1+sqrt(pr))-...
            (1+sqrt(pr)-sqrt(pr)*dkn))-kpt*(B+(1-B)*ky)*dtmn;
        if (qcnsol*qcn)<0
            dtmnsag=dtmn;
        elseif (qcnsol*qcn)>0
            dtmnsol=dtmn;
        end
    end
    dtmm(say)=dtmn*tm;
    xxx(say)=x;
end
plot(xxx,dtmm,'r')
```

EK-C**Tablo C.1:** 10 cm uzunluktaki yığın ile yapılan ölçümler

X (cm)	Sıcak Uç Sıcaklık Artışı (mV)	Yığın Ortasındaki Sıcaklık Artışı (mV)	Soğuk Uç Sıcaklık Düşüşü (mV)	Sıcak Uç Sıcaklık Artışı (°C)	Yığın Ortasındaki Sıcaklık Artışı (°C)	Soğuk Uç Sıcaklık Düşümü (°C)	Yığın Uçları Arasındaki Sıcaklık Farkı (°C)
20	0,25	0,07	-0,07	6,5	1,8	-1,8	8,3
25	0,31	0,10	-0,10	7,9	2,6	-2,6	10,5
30	0,35	0,08	-0,13	8,9	2,1	-3,3	12,2
35	0,37	0,11	-0,17	9,4	2,8	-4,4	13,8
40	0,41	0,11	-0,19	10,4	2,8	-4,9	15,3
45	0,45	0,11	-0,22	11,7	2,8	-5,6	17,3
50	0,48	0,11	-0,23	12,2	2,8	-6	18,2
55	0,51	0,10	-0,25	12,9	2,6	-6,5	19,4
60	0,55	0,09	-0,25	13,9	2,3	-6,5	20,4
65	0,47	0,12	-0,25	12	3,1	-6,5	18,5
70	0,38	0,17	-0,19	9,6	4,4	-4,9	14,5

X: Rezonans tüpü açık ucundan yığın merkezine olan mesafe

Tablo C.2: 15 cm uzunluktaki yığın ile yapılan ölçümler

X (cm)	Sıcak Uç Sıcaklık Artışı (mV)	Yığın Ortasındaki Sıcaklık Artışı (mV)	Soğuk Uç Sıcaklık Düşüşü (mV)	Sıcak Uç Sıcaklık Artışı (°C)	Yığın Ortasındaki Sıcaklık Artışı (°C)	Soğuk Uç Sıcaklık Düşümü (°C)	Yığın Uçları Arasındaki Sıcaklık Farkı (°C)
17,5	0,27	0,15	-0,01	6,9	3,9	-0,3	7,2
20	0,29	0,17	-0,03	7,4	4,4	-0,8	8,2
25	0,32	0,18	-0,05	8,2	4,6	-1,3	9,5
27,5	0,34	0,19	-0,07	8,7	3,9	-1,8	10,5
30	0,35	0,19	-0,09	9	3,9	-2,4	11,4
32,5	0,36	0,18	-0,11	9,2	4,6	-2,8	12
35	0,36	0,17	-0,14	9,2	4,3	-3,6	12,8
37,5	0,37	0,17	-0,18	9,5	4,3	-4,6	14,1
40	0,39	0,16	-0,19	10	4,1	-4,9	14,9
42,5	0,41	0,15	-0,21	10,5	3,8	-5,5	16
45	0,43	0,13	-0,24	11	3,4	-6,3	17,3
47,5	0,45	0,11	-0,27	11,5	2,8	-7	18,5
50	0,46	0,10	-0,29	11,8	2,6	-7,5	19,3
52,5	0,48	0,08	-0,31	12,3	2,1	-8,1	20,4
55	0,49	0,07	-0,33	12,5	1,8	-8,6	21,1
57,5	0,51	0,07	-0,32	13	1,8	-8,4	21,4
60	0,51	0,08	-0,32	13	2,1	-8,4	21,4
62,5	0,51	0,08	-0,32	13	2,1	-8,4	21,4
65	0,47	0,10	-0,31	12	2,6	-8,1	20,1

X: Rezonans tüpü açık ucundan yığın merkezine olan mesafe

Tablo C.3: 22 cm uzunluktaki yığın ile yapılan ölçümler

X (cm)	Sıcak Uç Sıcaklık Artışı (mV)	Soğuk Uç Sıcaklık Düşüşü (mV)	Sıcak Uç Sıcaklık Artışı (°C)	Soğuk Uç Sıcaklık Düşümü (°C)	Yığın Uçları Arasındaki Sıcaklık Farkı (°C)
40	0,59	-0,11	14,94	2,78	17,72
50	0,65	-0,25	16,46	6,33	22,78
60	0,72	-0,29	18,23	7,34	25,57
70	0,78	-0,31	19,75	7,85	27,59

X: Rezonans tüpü açık ucundan yığın merkezine olan mesafe

EK-D**Tablo D.1:** T tipi termo elemanda 0°C referans sıcaklığında mV cinsinden voltaj değerleri

°C	0	-1	-2	-3	-4	-5	-6	-7	-8	-9	-10
-40	-1.475	-1.510	-1.545	-1.579	-1.614	-1.648	-1.683	-1.717	-1.751	-1.785	-1.819
-30	-1.121	-1.157	-1.192	-1.228	-1.264	-1.299	-1.335	-1.370	-1.405	-1.440	-1.475
-20	-0.757	-0.794	-0.830	-0.867	-0.904	-0.940	-0.976	-1.013	-1.049	-1.085	-1.121
-10	-0.383	-0.421	-0.459	-0.496	-0.534	-0.571	-0.608	-0.646	-0.683	-0.720	-0.757
0	0.000	-0.039	-0.077	-0.116	-0.154	-0.193	-0.231	-0.269	-0.307	-0.345	-0.383
0	0.000	0.039	0.078	0.117	0.156	0.195	0.234	0.273	0.312	0.352	0.391
10	0.391	0.431	0.470	0.510	0.549	0.589	0.629	0.669	0.709	0.749	0.790
20	0.790	0.830	0.870	0.911	0.951	0.992	1.033	1.074	1.114	1.155	1.196
30	1.196	1.238	1.279	1.320	1.362	1.403	1.445	1.486	1.528	1.570	1.612
40	1.612	1.654	1.696	1.738	1.780	1.823	1.865	1.908	1.950	1.993	2.036
50	2.036	2.079	2.122	2.165	2.208	2.251	2.294	2.338	2.381	2.425	2.468
60	2.468	2.512	2.556	2.600	2.643	2.687	2.732	2.776	2.820	2.864	2.909
70	2.909	2.953	2.998	3.043	3.087	3.132	3.177	3.222	3.267	3.312	3.358
80	3.358	3.403	3.448	3.494	3.539	3.585	3.631	3.677	3.722	3.768	3.814
90	3.814	3.860	3.907	3.953	3.999	4.046	4.092	4.138	4.185	4.232	4.279
100	4.279	4.325	4.372	4.419	4.466	4.513	4.561	4.608	4.655	4.702	4.750
°C	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10

EK-E**Tablo E.1:** Çeşitli basınç duyargası pozisyonlarında rezonans tüpü içerisinde basınç değerleri

Frekans, Hz	Basınç, mV		
	X=10 cm	X=30 cm	X=75 cm
20	0.01	0.08	0.26
30	0.02	0.11	0.34
40	0.03	0.16	0.41
50	0.05	0.2	0.5
60	0.07	0.27	0.64
70	0.12	0.38	0.82
80	0.25	0.63	1.1
90	0.39	0.94	1.69
100	0.82	1.87	3.03
110	1.56	3.13	4.9
120	1.36	2.9	4.16
130	1.01	2.25	2.88
140	0.83	1.98	2.27
150	1.01	1.99	2.04
160	1.24	2.3	1.96
170	1.99	4.45	2.46
180	3.16	6.72	3.38
190	1.86	3.47	1.6
200	1.08	2.04	0.59
210	0.79	1.38	0.23
220	0.67	1.09	0.07
230	0.6	1.02	0.19
240	0.56	0.97	0.26
250	0.6	0.97	0.42
260	0.76	1.06	0.61
270	0.88	1.28	0.9
280	0.98	1.57	1.38
290	1.36	2.08	2.22
300	4.1	4.45	5.44
310	1.26	1.76	2.03
320	0.69	0.92	1.09
330	0.47	0.55	0.73
340	0.33	0.37	0.6
350	0.25	0.26	0.48
360	0.23	0.23	0.33
370	0.28	0.19	0.19
380	0.38	0.13	0.15
390	0.4	0.1	0.16
400	0.45	0.13	0.16
410	0.52	0.25	0.18
420	0.93	0.35	0.2
430	2.35	1.06	0.25
440	1.86	0.93	0.12
450	0.79	0.15	0.09
460	0.54	0.13	0.1
470	0.38	0.07	0.12
490	0.26	0.01	0.14

EK-F**Tablo F.1:** Rezonans frekanslarında rezonans tüpü içerisinde pozisyona göre basınç değişimi

Frekans, 112 Hz		Frekans, 177.1 Hz		Frekans, 300 Hz		Frekans, 436 Hz	
X,cm	Basınç,mV	X,cm	Basınç,mV	X,cm	Basınç,mV	X,cm	Basınç,mV
0	0.14	0	0.32	0	0.68	0	0.6
5	0.48	5	1.15	5	1.75	5	1.94
10	0.89	10	1.72	10	2.77	10	2.45
15	1.22	15	2.35	15	3.66	15	2.8
20	1.58	20	2.77	20	4.16	20	2.76
25	1.94	25	3.12	25	4.47	25	2.33
30	2.25	30	3.41	30	4.4	30	1.51
35	2.58	35	3.46	35	3.96	35	0.41
40	2.83	40	3.58	40	3.2	36.5	0.05
45	3.04	45	3.65	45	2.43	40	0.6
50	3.24	50	3.55	50	1.35	45	1.67
55	3.39	55	3.42	55	0.28	50	2.38
60	3.53	60	3.26	60	1.11	55	2.71
65	3.61	65	3.03	65	2.35	60	2.68
70	3.66	70	2.74	70	3.44	65	2.22
72.5	3.65	75	2.3	75	4.05	70	1.45
75	3.65	80	1.83	80	4.53	75	0.47
77.5	3.64	85	1.26	85	4.57	76.5	0.12
80	3.61	90	0.68	90	4.52	80	0.71
85	3.57	95	0.22	95	4.57	85	1.72
90	3.45	100	0.53	100	2.97	90	2.46
95	3.32	105	1.16	105	1.94	95	2.76
100	3.12	110	2.05	110	0.6	100	2.68
105	2.87	115	2.5	115	0.27	105	2.17
110	2.6	120	2.57	120	1.08	110	1.34
115	2.44	125	2.63	125	1.37	115	0.5
120	2.32	130	2.64	130	1.56	117.5	0.09
125	2.17					120	0.1
130	2.06					125	0.41
						130	0.69

X: Rezonans tüpü açık ucundan yığın merkezine olan mesafe

EK-G

Tablo G.1: İlk rezonans frekansında farklı basınçlarda rezonans tüpünde basınç dağılımları

X, cm	Amfi akımı I=0.42 A Basınç mV	Amfi akımı I=0.80 A Basınç mV	Amfi akımı I=1.52 A Basınç mV
0	0.03	0.12	0.35
5	0.18	0.45	0.93
10	0.39	0.79	1.61
15	0.59	1.13	2.24
20	0.77	1.44	2.82
25	0.96	1.74	3.42
30	1.13	2.09	4
35	1.28	2.37	4.5
40	1.42	2.6	5.02
45	1.54	2.84	5.47
50	1.64	3.04	5.8
55	1.71	3.2	6.01
60	1.77	3.33	6.26
65	1.79	3.4	6.45
70	1.84	3.44	6.55
75	1.87	3.48	6.55
80	1.88	3.5	6.58
85	1.81	3.43	6.46
90	1.77	3.28	6.19
95	1.67	3.17	5.98
100	1.57	3	5.64
105	1.47	2.82	5.31
110	1.33	2.6	4.8
115	1.22	2.45	4.58
120	1.18	2.28	4.26
125	1.11	2.23	4.11
130	1.06	2.12	3.92

X: Rezonans tüpü açık ucundan yığın merkezine olan mesafe

ÖZGEÇMİŞ

İbrahim GİRGİN 1970 yılında Manisa'nın Ahmetli İlçesinde doğdu. 1988 yılında Deniz Lisesi'nden, 1992 yılında Deniz Harp Okulu Makine Mühendisliği bölümünden mezun oldu. Mezuniyetinin ardından Deniz Kuvvetlerinin çeşitli gemilerinde Makine bölümü branş subaylığı görevlerinde bulundu. 1996 yılının Mart ayında Monterey/California'da bulunan ABD Deniz Enstitüsünde (Naval Postgraduate School) Makine Mühendisliği yüksek lisans eğitimine başladı. 1998 yılı Haziran ayında yüksek lisans eğitimini tamamladı ve Tuzla Deniz Harp Okuluna Makine Öğretim Elemanı olarak atandı. Bu görevine 2005 yazına kadar devam etti. 2005 yılında Gölcük Tersanesine tayin oldu. 2000 yılından bu yana İTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Enerji programında doktora eğitimini sürdürmektedir.