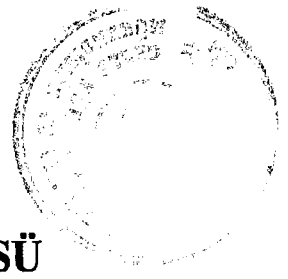


T.C.



GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ
MÜHENDİSLİK VE FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

77721

DOPPLER ULTRASOUND SİMULASYONU

Musa ARDOĞAN

77721

YÜKSEK LİSANS TEZİ
ELEKTRONİK ANABİLİM DALI

TEZ DANIŞMANI

Yrd. Doç. Dr. Nizamettin AYDIN

GEBZE
1998

Bu tez çalışması G.Y.T.E. Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun 04 / 02 / 1998 tarih ve 98 / 4 sayılı kararıyla oluşturulan jüri tarafından Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalında YÜKSEK LİSANS Tezi olarak kabul edilmiştir.

JÜRİ

ÜYE : Yrd.Doç.Dr. Nizamettin AYDIN
(Tez Danışmanı) (GYTE)



ÜYE : Doç.Dr. İnci ÇİLESİZ
(İTÜ)

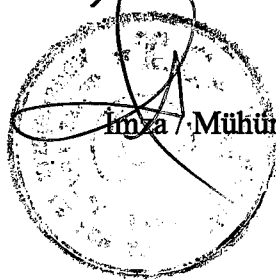


ÜYE : Yrd.Doç.Dr. Osman KILIÇ
(YTÜ)



ONAY

G.Y.T.E. Mühendislik ve Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun
.....23/02/1998..... tarih ve 98/08 sayılı kararı.



ÖZET

Tıp alanında Doppler tekniğine göre, ilk defa 1959 yılında Satomura S. tarafından kan akış hızını tespit etme başarılmıştır. Görüntüleme, işaret işleme ve veri çıkartma tekniğindeki yenilikler daha hassas sonuçlara ulaşmayı sağlamıştır. Eyer ve arkadaşları 1981 yılında renkli Doppler görüntülemeyi tamamlamıştır.

Uygulamalarda, bedene elektro-manyetik dalgalar şeklinde enerji gönderdiğimizden, canlı dokuların tahrip edilmemesi hareket serbestliğimizi sınırlar. Aynı zamanda dijital işaret işleme de bazı avantajlar sunmasına rağmen, ADC ve DAC birimleri sisteme değişik problemler katar.

Yapılan çalışmada, tipik kan akışının tespitinde çıkarttığımız sinyaller üretilmeye çalışılmıştır. Kalp atışına bağlı olarak belirli peryotta olan bu işaretler, frekans domaininde de çevrim özelliğini korur. Peryodik spektrum Doppler ultrasound uygulamalarında karşılaştığımız bir sonuçtur. CRT monitörlerde gri ölçekli çıktılar; daha güçlü sinyal bileşenleri daha parlak renkli noktalar şeklinde, zamana göre frekans değişimini verecektir.

Yazdığımız MATLAB programı Doppler ultrasound çıkışının bir peryodunda başarılı sonuçlar vermiştir. Pratik uygulamada elde edilen peryodik spektrum zarfının üst sınırı çalışmamızdaki hareket noktamızdır. Kullandığımız filtrenin üst kesim frekansı zamanla değiştirilerek bir “ zamanla değişen filtre “ tasarlanmıştır. Kesim frekansları peryodik tayfin her çevriminde kendini tekrarlamaktadır. Her bir peryot süresinde de zarfa göre değişim göstermektedir.

Karşılaştığımız esas problem, sonogram görüntüsü sınırının formülize edilebilmesi, ya da bir çevrimdeki frekans içeriklerinin hafızaya aktarılabilmesidir. Böylece, zamanla değişen filtrenin kesim frekansları tespit edildiğinde, filtreleme işlemi peryodik olarak yenilenecektir. Filtrelenecek sinyal ise Gaussian dağılımlı beyaz gürültüdür.

SUMMARY

In medicine, the determination of blood flow velocity by Doppler technique was successfully presented by Satomura S., in 1959. The researches and developments in imaging, signal processing and data extraction techniques lead to the more detail results. Eyer and friends were completed the first color Doppler imaging unit in 1981.

In practice, one of the constraint about the ultrasonic power is the application of the electro-magnetic wave energy to the living tissues; such that it should not damage them. However digital signal processing offer some advantages to the system, we would pay attention to ADC and DAC transformation limitations.

In this study, typical signals which are obtained from the blood flow are generated by a software. Depending on the pulsatile pressure these signals are periodically varying in time and frequency domains. When the frequency spectrum is plotted against time, sonogram picture comes up. The apperance on CRT is based on gri-scale, such as the most higher energy, the most brighfull color. The monitor shows time dependent frequency graph.

In MATLAB software, similar outputs to the Doppler ultrasound are simulated for only one period. The upper limit of the periodical spectrum envelope is the main point which we care to. By means of varying the cut-off frequency of the LPF with time, the time varying filter is designed. The cut-off frequencies are changing with respect to the periodical spectrum envelope and also repeated at every period

The main problem is to formulate the sonogram e.i. the envelope of the cut-off frequencies of one period. After determine the coefficients of the IIR LPF for only one period; these are stored in a bank. At each instants the values are called from memory. The filtered signal is Gaussian distributed white noise.

TEŞEKKÜR

Medical cihazlar alanındaki çalışmalar 19. yüzyıla kadar uzanmaktadır. Özellikle II. Dünya Savaşı 'nda geliştirilen teknoloji, sonraları tıp elektronigine adapte edilerek bu sahada ürünler verilmesini ivmelendirmiştir.

Doppler tekniğinin, radarlardan sonra tıp alanında da kullanılmaya başlamasıyla hastalık teşhis ve tedavisinde hissedilir yenilikler olmuştur. Özellikle dijital sistemlerin ve mikroişlemcilerin gelişmesi ultrasonik Doppler işaretlerinin işlenmesinde kolaylıklar sunmuştur. İşte bu konuda yapılan çalışmalar ve yayımlanan makaleler yabancı dilde olduğundan literatüre ulaşmakta sıkıntılar yaşanmıştır. Kaynaklara ulaşmamı kolaylaştıran Orta Doğu Teknik Üniversitesi, Merkez Kütüphanesi çalışanlarına ve sabırla detaylı kaynak taramasını üç defa gerçekleştiren TÜBİTAK / ULAKBİM personeline teşekkürlerimi bir borç bilirim. Aynı zamanda çalışmalarında engin hoşgörü gösteren Balıkesir Üniversitesi, Meslek Yüksek Okulu, Teknik Programlar Başkanlığı personelini de saygıyla anıyorum.

Doppler ultrasound konusunda yol gösterici ve aydınlatıcı yardımlarından dolayı Yrd. Doç. Dr. Nizamettin AYDIN 'a, MATLAB yazılımında destek sağlayan G. Y. T. E., öğretim elemanı Yrd. Doç Dr. M. Ragıp BAŞBUĞ 'a, Balıkesir Üniversitesi, öğretim elemanları arasından; akışkanlar konusundaki yardımlarından dolayı Yrd. Doç. Dr. Hüseyin BULGURCU 'ya, ultrason ve Doppler cihazları hakkındaki aydınlatıcı bilgisinden dolayı Bülent YAMAK 'a, çalışmalarına fırsat yaratan Yük. Müh. Kenan HAKTANIRLAR 'a, ve diğer emeği geçenlere Yrd. Doç Dr. Mustafa GÖKTEPE, Mehmet YÜKSEK ve Ümit YALÇIN 'a ayrı ayrı teşekkür ederim.

Destekleyici, moral verici ve teşvik edici olan eşime de en derin şükranlarımı sunarım.

İÇİNDEKİLER DİZİNİ

SAYFA

ÖZET	iv
SUMMARY	v
TEŞEKKÜR	vi
İÇİNDEKİLER DİZİNİ	vii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ	xi
ŞEKİLLER DİZİNİ	xvi
TABLolar DİZİNİ	xxi
 1 : GİRİŞ	 1
1 . 1) Tıpta Doppler Kullanım Tekniği	1
a) Sürekli dalga (CW) Doppler akışölçeri	2
b) Ani-darbeli (PW) Doppler akışölçeri :	4
 2 : DOPPLER KAYMASININ KAYNAĞI	 6
2 . 1) Ultrasound	6
2 . 2) Doppler İlkesi	8
2 . 2 . 1) Sesin Hızı	8
2 . 2 . 2) Tıpta Doppler	9
2 . 3) Akışkanların Özellikleri	12
2 . 3 . 1) Temel Konular ve Tanımlar	12
a) Yapışkanlık	12
b) Çizgisel ve kararsız akış	13
c) Kararlı akış	13
2 . 3 . 2) Sert Tüplerde Kararlı Akış	13
a) Poiseuille akış	13
b) Kararlı çizgisel akışlarda giriş etkisi ve uzunluğu	14
2 . 3 . 3) Kararsız Akış	15
2 . 4) Borularda Darbeli Akış	17
2 . 4 . 1) Sinusoidal Akış	17

2 . 4 . 2) Darbeli Vuruş Akışı	18
a) Darbeli vuruş akışına girişin etkisi	19
2 . 5) Elastik ve Visko-Elastik Tüplerde Darbeli Vuruş Akışı	20
a) Darbeli dalga hızı	20
b) Damarlardaki darbeli vuruşlar	21
2 . 6) Geometrik Değişikliklerin Etkisi	22
a) Büzülme ve sündürme	22
b) Kıvrımlar	24
c) Kollara ayrılma	25
d) İncelme (Küçülme)	25
2 . 7) Ultrasound Dalgalar	25
2 . 7 . 1) Güç ve Güç Yoğunluğu	25
2 . 7 . 2) Dalga Özellikleri	27
a) Notasyon	28
b) Yansıma ve kırılma	29
c) Girişim	33
d) Absorpsiyon ve zayıflama	33
2 . 7 . 3) Ultrasonik Dalgaların Özellikleri	35
a) Duran dalgalar ve rezonans	35
b) Non-lineer propagasyon	35
2 . 8) Saçılma	37
a) Bir noktasal hedeften sesin saçılması	39
b) Rastgele dağılımlı küçük hedeflerdeki saçılma	39
c) İstatiksel Saçılma Teorisi	42
2 . 9) Kan Yapısı	48
a) Damarlardaki hız profilleri	50
2 . 10) Özet	51
3 : İŞARETLER ve FİLTRELEME	55
3 . 1) Gürültü	55
a) Gaussian dağılım	55
b) Beyaz gürültü	57
3 . 2) Auto-korrelasyon ilişkisi	58

a) Kararlı-durağan sinyaller	60
b) Rastgele işaretler	63
c) Rastgele işaretlerin filtrelenmesi	65
3 . 3) Z-Dönüşümü	66
a) Ayrık işaretlerde enerji ve güç	68
b) Fark denklemleri	70
c) Durum Değişken Analizi	71
d) Ayrık zamanlı LTI sistemler	72
3 . 4) Dijital Filtreler	73
3 . 5) Dijital FIR (Rekursif Olmayan) Filtreler	76
3 . 5 . 1) Lineer Fazlı Filtreler	79
a) Simetrik ani-darbe cevaplı	80
b) Anti-simetrik ani-darbe cevaplı	81
3 . 5 . 2) FIR Filtre Katsayılarını Tespit Etme Metodları	83
a) Pencereleme	84
b) Frekans spesifikasyonları için Fourier serisi açılımı	86
c) En küçük çarpanların karesi	86
d) Frekans örnekleme fonksiyonu	87
3 . 6) Dijital IIR (Rekursif) Filtreler	88
a) 1. mertebeden filtreler	89
b) 2. mertebeden filtreler	90
3 . 6 . 1) Zaman Domeininde IIR Filtre Sentezi	91
3 . 6 . 2) Frekans Domeininde IIR Filtre Sentezi	95
3 . 6 . 3) Transformasyon	96
4 : DOPPLER İŞARETLERİNİN İŞLENMESİ	99
4 . 1) Alıcı / Verici Sistemler	99
4 . 1 . 1) CW Sistemler	99
a) Doppler frekans spektrumu	102
4 . 1 . 2) PW Sistemler	103
a) Genel uygulama	104
b) PW analizi	106
4 . 1 . 3) Frekans Modülasyonu	110

a) Temel ilkeleri	110
b) Bölgesel çözünürlülük	112
4 . 1 . 4) Rastgele Sinyal Kodlaması	113
a) Temel düzenek	114
b) Bölge-hız çözünürlülüğü	116
c) Sistemlerin karşılaştırılması	117
4 . 2) Demodülasyon	118
4 . 2 . 1) Non-Koherent Demodülasyon	118
a) Analiz	119
b) Koherent demodülasyonla karşılaştırılması	120
4 . 2 . 2) Koherent Demodülasyon	121
4 . 3) Yönlü Doppler Demodülasyonu	123
4 . 3 . 1) Tek Yanband (SSB) Dedektörü	123
4 . 3 . 2) Heterodyne Dedektör	125
4 . 3 . 3) Dikgen (Quadrature) Faz Dedektörü	127
a) Temel prensipler	128
4 . 4) Yön Bilgisi Dedektör İşlemleri	130
4 . 4 . 1) Zaman Domeini İşlemcileri	130
4 . 4 . 2) Faz Domeini İşlemleri	131
4 . 4 . 3) Frekans Domeini İşlemleri	133
4 . 4 . 4) Yön Kontrolü Sistemlerinin Karşılaştırılması	134
5 : YAPILAN ÇALIŞMA : PROĞRAM	136
5 . 1) Hazırlık	136
5 . 2) MATLAB Proğramı	138
5 . 3) Çıktılar	142
6 : SONUÇLAR ve ÖNERİLER	154
6 . 1) Öneriler	155
KAYNAKLAR	156
EK: SİU '98 İÇİN BİLDİRİ	164
ÖZGEÇMİŞ	174

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

AF	Audio frekans
ADC	Analog dijital dönüştürücü
ARMA	Auto Regressive - Moving Average
AR-YW	Auto Regressive - Yule Walker
A_I	Güç zayıflama katsayısı
A_p	Basınç zayıflama katsayısı
A_s	Saçılma katsayısı
$A_{N \times N}$	Sistem matrisi
a_n	Alyuvar sayısının yoğunluğunu
B	Bandgenişliği
BPF	Band geçiren filtre
BSF	Çentik (band durduran) filtre
$B_{N \times 1}$	Gözlem vektörü
B/A	Lineersizlik parametresi
CW	Sürekli dalga
CDF	Toplam dağılım fonksiyonu
CRT	Katod ışınli tüp
$C_{N \times 1}$	Kontrol vektörü
c	Ultrasonik ses hızı
$C(R, t)$	Basınç auto-korrelasyonu
D	Geçiş katsayısı
DAC	Dijital analog dönüştürücü
DFT	Ayrık Fourier dönüşümü
DSP	Dijital işaret işleme
dB	Desibell
E	Elastikiyet young modülü
$E[X]$	Tahmini umulan sonuç
FM	Frekans modülasyonu
FFT	Hızlı Fourier dönüşümü
FIR	Sonslu ani-darbeleri tepki
F_p	Radyasyon kuvveti

f	Frekans
f_D	Doppler frekansı
f_d	Doppler frekansı
f_h	Offset (heterodyne) frekansı
f_r	Alınan sinyal frekansı
f_{PRF}	Ani-darbe yenileme frekansında
$F_x(x)$	Toplam dağılım fonksiyonu
g	Tarama oranı
g	Yerçekimi ivmesi
$g(r_i - r_j)$	Korrelasyon fonksiyon çifti
HPF	Yüksek geçiren filtre
h	Borunun etkalınlığı
$H(f)$	Aktarım fonksiyonu
$h(n)$	LTI sistemin ani-darbe cevabı
IIR	Sonsuz ani-darbeli tepki
I_p	Güç yoğunluğu
I_s	Saçılan dalga güç yoğunluğu
I/Q	90° faz farklı sinyaller
K	Adiabatik sıkıştırılabilirlik
K	Bulk modülü
k	Dalga numarası
L	Uzunluk
LPF	Alçak geçiren filtre
LTI	Lineer zamanla değişmez sistem
MATLAB	Matrix laboratory
MaxFF	Maksimum frekans izleyici
MeanFF	Ortalama frekans izleyici
m_x	İstatiksel ortalama
N	Alyuvar sayısı
N_R	t birim aralığında ortalama değerini geçen p_{env} ortalama sayısı
N_t	Kaynak/alıcı birim yerdeğiştirmesinde, sabit bir zaman gecikmesinde ortalama değerini aşan p_{env} miktarı
n	Kırılma indisi

P	Güç
PV	Nabız hızı
PW	Ani-darbeli dalga
PDF	Olasılık yoğunluk fonksiyonu
PRF	Darbe yenileme frekansı
PWV	Darbeli akış hızı
p_c	Komplex basınç dalgası
p_r	Yansıyan basınç dalgası
p_s	Saçılan basınç dalgası
p_t	Kırılan basınç dalgası
$P_1(i)$	Singlet olasılık dağılımı
$P_{12}(ij)$	Doublet olasılık dağılımı
$P(X \leq x)$	Olasılık
$P_N(f)$	Güç spektral yoğunluğu
$P_T(s_i)$	Ortalama sinyal gücü
$p_x(x)$	Olasılık yoğunluk fonksiyonu
$p(z, t)$	z noktasında t anında basınç
Q	Filtrenin kalite faktörü
Q	Hacimsel madde akış miktarı
R	Dış yarıçap
RC	Direnç/Kondansatör
RF	Radyo frekans
Re	Reynold sayısı
r	İlgilenilen yarıçap
R_o	Transdüserin pozisyonu
$R(t)$	Dedekt edilen sinyal
$R_x(f)$	Spektral yoğunluk fonksiyonu
$r_x(\tau)$	Auto-korrelasyon
SC	Anahtarlamalı Kondansatör
SNR	Sinyalin gürültüye oranı
SSB	Tek yanband dedektörü
SSS	Mutlak anlamda durağan

SVD	Singular Value Decomposition (Tekil değere dönüştürme)
SIMULINK	Simulation of dynamic systems
S_p	Saptırılan toplam güç
T	Peryot
TF	Transfer fonksiyonu
t_d	Zaman gecikmesi
t_f	Gidiş/geliş zamanı
t_p	Vurum süresi
T_R	Tarama sınırı aralığında
T_{PRF}	Ani-darbe yenileme peryodunda
$T(t)$	Yayımlanan sinyal
$u(n)$	Durum vektörü
V	Hacim
VCO	Voltaj kontrollu osilatör
VLSI	Çok büyük ölçekli entegre devre
V_n	Hız profili katsayıları
v	Partikül hızı
$\bar{v}$	Ortalama hız
$v(r)$	Hız profili
WSS	Geniş kapsamlı durağan
w	Açısal frekans
w_p	Pilot frekansı
$w(n)$	Pencereleme fonksiyonu
x	Giriş uzunluğu
X^n	X 'in n. momenti
$x(n)$	Giriş kümesi
$y(n)$	Sistemin cevabını
Z	Akustik empedans
ZCD	Sıfır geçişli dedektör
z	Yükseklik
θ	Açı
σ	Poisson sabiti

σ_t	Toplam saçılma
σ_x	Standart sapma
σ_x^2	Varsians
$\sigma(\phi)$	Saçılma fonksiyonu
μ	Yapışkanlık
τ	Esnek noktasal hedefin hacmi
τ_g	Gurup geçikmesi
ρ	Yoğunluk
$\bar{\rho}$	Hedefin kütle yoğunluğu
ξ	Elastik tüp genişlemesi
δ	Sınır seviyesi kalınlığı
$\delta(r_i - r_j)$	Dirac-delta fonksiyonu
α	Kinematik benzerlik
α_v	Alyuvarları çevreleyen harici hacmin bir ölçüsü
$\bar{\chi}$	Hedefin adiabatik hacimsel modülü
Ω_v	Hacim
Γ	Kapalı kontour
λ	Dalgaboyu
Δp	Basınç değişimi

ŞEKİLLER DİZİNİ

	SAYFA
Sekil : 2-1 Uzun silindirik bir boruda bulunan kararlı çizgisel akış için parabolik hız profili.	14
Sekil : 2-2 Kararlı-hal parabolik hız profilinin bir tüp girişinde oluşması. Önceki düz hız profili girişten belirli bir uzaklıkta sınır seviyesinin etkisiyle değişimini tamamlayarak kararlı hale gelir.	15
Sekil : 2-3 Zamana bağımlı 3 boyutlu Doppler güç spektrumunun örnek çıkışı [Mo et.al 1988].	20
Sekil : 2-4 (a) Eğrilen bir tüpdeki flat (düz) hız profilindeki distorsiyon [Caro et.al 1980]. (b) Kıvrılan bir tüpte oluşan parabolik hız profilinin bozulması ve ikincil akışın teşekkül edişinin damarda kesit olarak gösterilmesi.	24
Sekil : 2-5 Transdüserin yerleştirildiği düzeneğe göre silindirik koordinat sistemi.	29
Sekil : 2-6 Bir arakesitteki ses dalgalarından çıkan dalga ilişkileri.	31
Sekil : 2-7 (a) Yayınlanan ani-darbe. (b) Geri saçılan yankı. (c) Zarfdaki transverse sapmalar.	42
Sekil : 2-8 r_1 noktasına yerleşik i. alyuvardan sinyalin saçılması.	44
Sekil : 2-9 Korrelasyon fonksiyon çifti.	46
Sekil : 2-10 Bandgenişliği fonksiyonu b^2 'nin logaritmik eğrisi.	47
Sekil : 2-11 Common femoral (soldaki) ve common karotid arterden alınan ortalama hız dalgaformlarının şekilleri.	49
Sekil : 2-12 İnsanın internal karotid arterinden alınarak kaydedilen gri ölçekli CW Doppler spektrumu. (a) Maksimum systole bölgesindeki normal damarı gösteren grafik. (b) Distal 'dan alınan ve %80 bölge darlığını gösteren, dolayısıyla spektral yayvanlaşmanın meydana gelmesi [Vaitkus and Cobbold 1988].	51

Sekil : 2-13 Normal internal karotid arterdeki CW Doppler işaretinden çıkartılan ortalama hız profilleri; (a) FFT, (b) ARMA-SVD, (c) AR-YW, yöntemleriyle 3 boyutlu sonogram ve 2 boyutlu spektogram şekilleri [Vaitkus et.al. 1988].	52
Sekil : 2-14 Beyaz gürültünün BPF çıkışı ile eksenel solmanın (N_R) karşılaştırılması.	54
Sekil : 3-1 0 (sıfır) ortalamalı ve birim varianslı olarak normalleştirilmiş Gaussian rastgele değişkeni.	56
Sekil : 3-2 Gaussian dağılımı için $\lambda=(x - m_x)/\sigma$ değişken değişimi yapılarak PDF 'nin hesaplanması.	57
Sekil : 3-3 Beyaz gürültü karakteristiği.	58
Sekil : 3-4 Bir enerji sinyalinin auto-korrelasyon fonksiyonu için algoritma.	60
Sekil : 3-5 Bir LTI sistemde auto-korrelasyon ilişkisinin açık gösterimi.	65
Sekil : 3-6 Laplace, DFT ve z-dönüşümlerinin tanımlı olduğu düzlemlerde bölgeler arası ilişkinin gösterimi.	67
Sekil : 3-7 Ayrık sistemin durum değişken modeline ait blok şeması.	72
Sekil : 3-8 Bir dijital sistemin şematik yapısı.	72
Sekil : 3-9 Ayrık zamanlı LTI sistemlerden dijital filtreler için genel şemalar.	74
(a) Direkt form-II IIR filtre.	
(b) Seri form FIR filtre.	
Sekil : 3-10 Lineer faz filtreye ait ani-darbe cevabının simetrik özelliğinin gösterilmesi.	81
(a) N tek, pozitif simetri.	
(b) N çift, pozitif simetri.	
Sekil : 3-11 Lineer faz filtreye ait ani-darbe cevabının anti-simetrik özelliğinin gösterilmesi.	82
(a) N tek, negatif simetri.	
(b) N çift, negatif simetri.	
Sekil : 3-12 Bir lineer fazlı filtrenin sistem fonksiyonundaki sıfırların, nerede bulunacağı olasılığının birim, çember üzerinde gösterilmesi.	83

Sekil : 3-13 Bir BPF 'ye ait frekans spektrumunun genel olarak çizimi.	88
Tasarımlarda 5 ayrı parametre kullanılır: N katsayı adedi, δ_1 iletim bandındaki maksimum hata, δ_2 kesim bandındaki hata, f_1 geçiş bandının en küçük frekansı, f_2 en büyük frekansı.	
Sekil : 3-14 Analog ve dijital filtrelere zaman domeininde uygulanan dönüşüm ilişkileri.	92
Sekil : 3-15 Zaman domeininde bir filtrenin analog ani-darbe cevabından hareketle örnekleme ilkesine göre, ayrık zaman prosesde şematik olarak elde edilmesi.	93
Sekil : 3-16 $h_a(t)$ ve $h_d(n) = h_a(nT)$ arasındaki ani-darbe ve ilgili frekans cevaplarını gösteren şematik ilişki.	93
Sekil : 3-17 $h(t) = A.e^{Bt}$ sistem fonksiyonunun ayrık zaman prensibine göre gösterilişi.	94
Sekil : 3-18 s-düzleminin z-düzlemine $z = 1/(1 - s.T)$ aracılığıyla görüntülenmesi.	97
Sekil : 3-19 s-düzleminin z-düzlemine $z = (2 + s.T)/(2 - s.T)$ aracılığıyla görüntülenmesi.	98
Sekil : 4-1 CW Doppler sistemi.	100
Sekil : 4-2 (a) CW akışkanmetreler için ultrasonik radyasyon yelpazesi. Yayımlanan sinyal (b) ve spektrumu (c). Alınan ekonun dalgaformu (d) ve spektrumu (e). Doppler fark sinyalinin şekli (f) ve spektrumu (g).	101
Sekil : 4-3 PW Doppler sisteminin prensip şeması.	105
Sekil : 4-4 PW sistemde Doppler fark işaretinin meydana gelişi.	107
Sekil : 4-5 (a) Bölgesel duyarlıklı PW sistemler için ultrasonik radyasyon kaynağı. Yayımlanan sinyal (b) ve spektrumu (c). Alınan ekonun dalgaformu (d) ve spektrumu (e). Doppler fark sinyalinin şekli (f) ve spektrumu (g).	109
Sekil : 4-6 FM sistem konfigürasyonu.	111

<u>Sekil : 4-7</u> Zaman (a) ve frekans (b) boyutlarında FM demodülasyonunun operasyon ilkeleri.	112
<u>Sekil : 4-8</u> Rastgele gürültü üreterek Doppler spektrumunu çıkartabilen sistem.	114
<u>Sekil : 4-9</u> Güç spektrumu (a) gösterdiğimiz auto-korrelasyon fonksiyonunun (b) Fourier dönüşümüdür.	116
<u>Sekil : 4-10</u> Non-koherent demodülasyon için temsili Doppler kaymasının oluşum aşamaları. A:Yankıda gürültü cinsinden yayımlanan frekanslı sinyal, B: Yankı dalgaformu, C: Birleştirilerek genlik değişimi, D: Alternansının doğrultulması, E: Doppler fark sinyali.	119
<u>Sekil : 4-11</u> Non-koherent demodülasyon için vektör analizi.	120
<u>Sekil : 4-12</u> Faz duyarlıklı olan sistemlerden koherent demodülasyonda temsili Doppler kaymasının oluşum aşamaları. A:Yayımlanan master osilatör sinyali, B: Yankı dalgaformu, C: Çarpımları, D: Doppler fark sinyali.	122
<u>Sekil : 4-13</u> Tek yanband (SSB) dedektörü.	124
<u>Sekil : 4-14</u> Heterodyne dedektör [Light 1970].	126
<u>Sekil : 4-15</u> Dikgen (quadrature) faz dedektörü.	128
<u>Sekil : 4-16</u> Dikgen faz demodülasyonundaki sinyaller. A:direkt kanal, B: Yankı sinyali, C: Dikgen kanal.	130
<u>Sekil : 4-17</u> Direkt ve dikgen (quadrature) kanal çıkışları şeklinde dedekt edilen sinyallerin zaman domeini işlemi [McLeod 1967; Coghlan and Taylor 1976].	131
<u>Sekil : 4-18</u> Direkt ve dikgen (quadrature) kanal çıkışları şeklinde dedekt edilen sinyallerin faz domeini işlemi [Bedrosian 1960; Nippa et.al 1975; Coghlan and Taylor 1976].	132
<u>Sekil : 4-19</u> Direkt ve dikgen (quadrature) kanal çıkışları şeklinde dedekt edilen sinyallerin frekans domeini işlemi [Coughlan and Taylor 1976].	133
<u>Sekil : 5-1</u> Zamanla değişken süzgeç tasarımının Gaussian gürültü sinyali ile konvolüsyonunu gösterir algoritma.	138

Sekil : 5-2 Sonogram verisine uygun peryodik spektrumdaki maksimum frekansın belirlenmesi.	142
Sekil : 5-3 Maksimum frekansın 128 eşit zaman dilimine ayrılması.	143
Sekil : 5-4 Chebychev-II türü LPF çıktısının bir periyodu (zaman/frekans/mutlak kazanç).	144
Sekil : 5-5 Chebychev-II türü LPF çıktısının bir periyodu (zaman/frekans/logaritmik (dB) kazanç).	145
Sekil : 5-6 Chebychev-II türü LPF çıktısının $t = 73$. m.s 'deki logaritmik (dB) kazanç/frekans grafiği.	146
Sekil : 5-7 Chebychev-II türü LPF çıktısının $t = 73$. m.s 'deki mutlak kazanç/frekans grafiği.	147
Sekil : 5-8 Frekans domainindeki gürültü.	148
Sekil : 5-9 Normalleştirilmiş LPF çıkışı.	149
Sekil : 5-10 LPF çıkışındaki sinyalin enerjisi.	150
Sekil : 5-11 Zaman/frekans düzleminde gri ölçekli sonogram.	151
Sekil : 5-12 73. m.s 'de zaman düzleminde ve frekans tayfında LPF girdi ve çıktısının karşılaştırılması.	152
Sekil : 5-13 292. m.s 'de zaman düzleminde ve frekans tayfında LPF girdi ve çıktısının karşılaştırılması.	153

TABLOLAR DİZİNİ

	SAYFA
<u>Tablo : 2-1</u> Pratikte karşılaşılan Doppler fark frekansları ve hız değişimi. (Transduser yerleştirme açısının 45° olduğu varsayılmıştır.)	11
<u>Tablo : 2-2</u> İnsan anatomisinde ölçülebilen bazı hemodinamik parametreler için tipik değerler [Callum et.al 1983; Ganong 1971; Milnor 1982; Payen et.al. 1982; Strandness and Summer 1975].	16
<u>Tablo : 2-3</u> Değişik ortamlardaki ultrasound dalganın hızları, zayıflama katsayıları ve akustik empedansları [Wells 1969; Goss et.al 1978; Bamber 1986]. (Zayıflama katsayısı 1 MHz 'de dB/cm olarak verilmiştir; ama daha yüksek frekanslarda MHz cinsinden frekans katsayısının çarpımıyla yaklaşık çıkartılır. Yoğunluğu bilinmeyen malzemelerin Z 'ları hesaplanamayabilir.)	30
<u>Tablo : 2-4</u> Yansıyan dalganın gelen dalga genliğine oranı ve yansıyan enerji yüzdesi [McDicken 1981].	32

BÖLÜM : 1

GİRİŞ

1 . 1) Tıpta Doppler Kullanım Tekniği

Günümüzde ultrasonik dalgalar tıpta çok yaygın olarak kullanılan elektronik tekniklerden birisidir. Ultrasound temel olarak teşhiste kullanılmasına rağmen artık tıbbi araştırmalarda, terapide, hatta ameliyatlarda bile gerekli araçlardan birisi haline gelmiştir. Örneğin ışık veya elektron mikroskopuyla incelenemeyen canlı hücrelerin yapıları, ultrasonik yöntemler kullanılarak araştırabilir. Yoğun ultrasound şok dalgalar böbrek taşlarını kırmak için vaz geçilmez olmaya başlamıştır.

Tıbbi uygulamalarda ultrasonik dalgalar piezoelektrik maddeden yapılmış bir dönüştürücü ile yaratılır. Bu birim darbelendirilmiş RF sinyallerini mekanik titreşimlere dönüştürerek ultrasound sinyaller şeklinde bedene yönlendirir. Dönüştürücünün geniş bir frekans bandına ve küçük eşleme katsayısına sahip olması gerekir. Eğer eşleme elemanı kullanılacaksa, kalınlığı dalgaboyunun $1/4$ 'i kadar seçilmelidir. Bu sinyaller vucüt içerisinde ilerlerken karakteristik empedansları farklı ortamlarla karşılaşarak enerjisinin bir kısmını geri yansıtır.

Ultrasonik görüntülemelerde çözünürlük, görüntünün kalitesi dalgaboyuyla ters orantılıdır. Frekans arttıkça, dalganın taşıdığı enerjinin dokuda ısıya dönüşmesine ve yansıyan enerjinin azalmasına sebep olacaktır. Böylelikle frekans, ses sinyalinin inmesi gereken derinlikle sınırlanır. Biyolojik dokularda, enerji azalması yaklaşık 1 dB/cm.MHz kadardır. 70 dB 'lik zayıflama tolere edilebilir olduğundan, tetkik edilecek uzaklık 250 dalgaboyu derinliğine kadar çıkabilir. Örneğin $10\text{-}20 \text{ cm}$ derinliği araştırabilmek için $2\text{-}3,5 \text{ MHz}$ arası frekanslı dalgalara ihtiyaç olacaktır.

Ultrasonik görüntüleme de temel prensip sonar da olduğu gibi, dalganın

gönderilmesi ile ekonun elde edilmesi arasında geçen zamana dayanır. Bu; yansımaya kaynaklık eden ortamın, yüzeye olan uzaklığına bağlıdır. Çoğu ultrasonik uygulamalarda belli bir alan taranır ve yankılar hastanın kesit görüntüsünü oluşturmak için değişik modlarda kullanılır.

Ultrasonik Doppler tekniği, gönderilen bir dalganın, hareketli bir cisimden yansımada frekansındaki değişim prensibine dayanır. Bu tekniğin gelişmiş uygulaması ise, bir çok durum için gerekli olan kan akış hızının ölçülmesidir. En basit tıbbi ultrasonik Doppler cihazları, sürekli dalga (CW) çalışma ilkesini kullanır. İki ayrı transdüser, gönderilen ve alınan sinyaller için çalıştığından girişim (crosstalk) engellenmiş olur.

a) Sürekli dalga (CW) Doppler akışölçeri : (Bkz. Şekil : 4-1).

Ses dalgaları yayan sabit bir kaynaktan uzaklaşan bir hedefin, yansıttığı dalganın frekansı Doppler etkisine göre azalır. Çok basit olarak şu eşitlik, bu bağıntıyı ifade etmektedir:

$$\frac{f_D}{f_0} = \frac{v}{c} \quad (1-1)$$

(f_D Doppler kayma frekansı; f_0 kaynak frekans; v hedefin hızı; c ortamda sesin hızı). Bu sistemlerde frekans iki defa düşer. Yani proba hedef arasında dalga; hedefe yaklaşırken, sonrasında da alıcıya dönerken aynı mesafeyi iki defa aşacaktır. Bu durum dikkate alındığında yukarıdaki eşitlik

$$\frac{f_D}{f_0} = \frac{2.v}{v + c} \cong \frac{2.v}{c} \quad (1-2)$$

şekline dönüşür.

Alıcı/verici olarak kullanılan piezoelektrik kristaller geniş frekans cevabına ve yüksek karakteristik empedansa sahip olmasına rağmen; empedans eşleme yöntemiyle 100Ω 'a kadar düştüğü mekanik rezonaslarda çalıştırılır. Küçük empedanslarda çalıştırıldığı için, ana osilatörün de, eşdeğer direncinin küçük olması

gerekir. AF çıkışında kullanılacak sıfır geçişli dedektör (ZCD), dedekt edilen sinyalin her sıfır geçişinde bir darbe üretir. Böylelikle frekans gerilime dönüştürülmüş olur. Bu işaret LPF 'den süzildükten sonra, kan hücrelerinin hızıyla orantılı bir çıkış meydana gelir. Bu basit ultrasonik akışkanmetrelerin dezavantajı ise; çıkış sinyalini tam dalga doğrultmasından dolayı, akış yönünü belirleyememesidir. Bu da Doppler fark frekansındaki artış yada azalmanın her iki yön için de aynı olmasına neden olur.

Yansıyan sinyaller iki nedenden ötürü tek frekanslı değildir. Hem kan partiküllerinin hepsi aynı hızda olamaz; hem de akustik dalga aynı eksen üzerinde ıslanmaz. Enerjinin bir kısmı radyasyon ekseni ile belli açılar yaparak ilerler.

Alıcı katındaki RF filtre küçük genlikli Doppler frekans bileşenlerini kuvvetlendirmek için yüksek kazançlı seçilmelidir. Öte yandan yüksek genlikli taşıyıcıdan dolayı, yükselteci doyuma sokmamak için kazancın yüksek olması sakıncalıdır. Frekans sapması, taşıyıcının 1/1000 'i kadar olduğundan dar bandgenişlikli RF katı yeterlidir. Dedektör ise kare-kuralıyla çalışan basit bir diyottur. AF katında arter çeperlerinin oluşturduğu yüksek genlikli gürültü sinyallerinin süzülmesi için kesim frekansı 100 Hz civarında olan bir HPF gerekir. Buradaki sınırlama ise, kenarlara yakın hareket halindeki küçük hızlı alyuvarların hızının ölçülmesini engellemesidir.

Sıfır geçişli dedektör çıkışında ise bir darbeler dizisi vardır. Kesim frekansı 25 Hz olan LPF ile buradaki yüksek frekanslı bileşenler atılır. Fakat dedektör girişi daha çok band sınırlı bir gürültü sinyaline benzemektedir. Bundan dolayı sabit bir hız için bile, darbeler düzenli aralıklarda değildir.

Kan hızının ölçülmesinde daha iyi bir yaklaşım ise, radar teknolojisinde kullanılan dikgen (quadrature) faz dedektörüdür. Eğer kan akışı ultrasonik ışınla aynı yönde ise Doppler frekansı taşıyıcı frekansından daha küçük olacak ve yansıyan

sinyalin fazı, referans taşıyıcı dalgayı takip edecektir. Akış dönüştürücüye doğru olduğunda, Doppler frekansı taşıyıcıdan daha büyüktür. Bu durumda da akış yönü faz bilgisinden çıkartılabilecektir.

b) Ani-Darbeli (PW) Doppler akışölçeri : (Bkz. Şekil : 4-3). Bir çok uygulamada kanın aktığı derinlik uzmanlar için önemli bir bilgi kaynağıdır. Hem derinliği hem de akış hızını ölçmek için, ses dalgaları kaynak tarafından paketler halinde gönderilir. Bu yöntemde ani-darbe vurum süresinin kısa olması, kaliteli bir uzaklık çözümü gerektirir. Fakat hız ayırımı ve yüksek SNR elde etmek için bu sürenin uzun olması lazımdır. Pratik uygulamalarda kullanılan çalışma frekansı 8 MHz ve vurum süresi 1 μ s 'dir.

Ani-darbe tekrarlama hızı için sınırlamalar şunlardır: İkinci darbeyi göndermeden önce ilk darbenin yankısı alınmalıdır. Bu amaçla

$$f_{PRF} < \frac{c}{2 \cdot z_m} \quad (1-3)$$

(z_m maksimum uzaklık) seçilmelidir. Diğer kısıtlama ise örnekleme teoremine uymalıdır:

$$f_{PRF} < 2 \cdot f_{D(max)} \quad (1-4)$$

Bu iki kural bildiğimiz Doppler eşitliğiyle

$$f_D = \frac{2 \cdot f_o \cdot v \cdot \cos\theta}{c} \quad (1-5)$$

birleştirildiğinde transdüser eksenindeki maksimum hızla uzaklığın çarpımının sınırlı olduğu açığa çıkar:

$$v_m \cdot \cos\theta \cdot z_m < \frac{c^2}{8 \cdot f_o} \quad (1-6)$$

Doppler kayma frekansları genellikle AF aralığında olduğu için çoğu zaman sadece bu sinyalleri dinlemek bile yeterli bilgiyi sağlayabilir. Fakat teknolojik yeniliklerin ışığı altında, daha detaylı bilgiler için Doppler sinyallerinin çok yeni

analiz metodları geliştirilmiştir.

Sinyalin sıfır geçiş frekansının ölçümü, bazı uygulamalarda yeterli olmakta, fakat aynı anda iki yönde kan akışının bulunduğu durumlarda hatalı sonuçlar vermektedir. Bunun için frekans tayfının analizi daha çok tercih edilir. Bu da hızlı Fourier dönüşüm (FFT) tekniğiyle yapılabilir.

Bugün ani-darbe Doppler tekniğinin en yaygın kullanım alanlarından birisi de damar sertliği gibi kan akışını engelleyen damar hastalıklarıdır. Hastalıkların tedavisinde uygulanan son yöntem ise; çıkartılan (gözlemlenen) dalga şeklini, daha önceden bir veri bankasında depolanmış ve her biri bilinen bir rahatsızlığa ait dalga şekilleriyle karşılaştırmaktır. Gözlenen dalga şekline en yakın olan; temel bileşenler analizi tekniğiyle veri bankasından seçilebilir. Sinyallerin Laplace dönüşümleri; damarların kan akışını ne kadar azalttığıнын bir ölçüsü olarak kullanılabilir.

BÖLÜM : 2

DOPPLER KAYMASININ KAYNAĞI

Doppler ultrasound hareketli yapıların hızlarını, ilişkisiz ve dolaylı yoldan ölçen ve meydana çıkaran önemli bir tekniktir. Doppler cihazından sağlanan sonuçların doğru yorumlanması, hem sonuçtaki Doppler sinyaline uygulanan işaret işleme metodunun, hem de fiziksel mekanizmanın tam anlaşılmasına bağlıdır.

Ultrasound görüntülerin niceliğini açıklamak üzerine yapılan çalışmalardan daha çok, Doppler işaretleri incelenmektedir. Dalga propagasyonunun anlaşılması hız, akış ve basınç değişimi gibi parametrelerin ölçümüne ve potansiyel hata kaynaklarının değerlendirilmesine yardımcı olmaktadır [McDicken 1981; Kremkau 1984; Hill 1986].

Çok çeşitli ultrasonik Doppler akışkan metreler; hareketli bir hedef ve gelen ses dalgası arasındaki etkileşim esasına dayanmaktadır. Doppler sinyalinin analizi; ses dalga teorisi temel konuları (örneğin bir düzlem dalganın arakesit yüzeyinden kırılma, yansıma ve nokta hedeflerin rastgele dağılımından kaynaklanan geri-saçılma ilkeleri) ile yapılır.

2 . 1) Ultrasound

İnsanın işitebileceği frekans limitlerinin (20 Hz-20 KHz) yukarısındaki ses, ultrasonik sinyaller bölgesidir. Ultrasonik dalgalar işitilebilir ses dalgaları gibi, yayılma ortamında kaynağın ileri/geri hareketiyle üretilen sıkıştırılabilir dalgalardır. Bu tür dalgalar; ortamdaki parçacıkların salınım hareketi propagasyon yönüne paralel olduğu için, boylamasına (transverse) dalgalar diye isimlendirilir.

Bir dalgayı tanımlayan genlik, frekans ve faz parametreleri hem Doppler tekniği uygulamalarında, hem de darbeli vuruş eko görüntülemeye önemlidir. Frekansdaki kaymadan kanın hızını, saçılan dalgaların fazından da yön bilgisini türetebilmekteyiz.

Görüntüleme ve Doppler cihazlarının çalışma prensibi, bedene ultrasonik sinyal demeti göndermek ve geri gelen yansımayı analiz etmektir. Görüntüleme cihazları, yansımanın kaynaklandığı koordinatları ve genliğe bağlı olarak da teşekkül ettirilecek beden görüntüsünün kesit şeklini tesbit eder. Doppler cihazları da yansımanın kaynaklandığı noktayı belirleyebilir; fakat asıl fonksiyonu geri gelen yansımanın frekansından hareket ederek, hareketli hedefin oluşturduğu Doppler fark frekansının çıkartılmasıdır.

Kaynak; vibrasyon elemanı uygun gerilimle beslenen bir parça piezoelektrik seramik veya kristal olan normal bir transdüserdir. Görüntüleme ve Doppler uygulamalarındaki en yaygın frekans bölgesi tıpta 1-20 MHz 'dir. Bu sınırlamada belirleyici olan dalgaboyudur. Buna karşılık gelen, yumuşak dokudaki ortalama dalgaboyu 1,3-0,07 mm 'dir. Darbeli vuruş eko görüntülemeye ise 2-20 MHz frekans bölgesi vardır. Doppler uygulamalarında daha küçük frekans kullanılmasının nedeni, yüksek frekanslarda örtüşme problemlerinin sıkıntı yaratmasıdır. Daha uzun dalgaboyu daha kötü bölgesel rezolüsyon oluşturur. Frekansa bağlı olarak da, yayılan gücün daha fazla zayıflaması meydana gelir. 1-20 MHz frekans bölgesindeki ultrasonik hız, frekanstan önemli derecede bağımsızdır. Yani dispersiyon etkileri dikkate alınmaz. Ufak sıcaklık değişiklikleri de ihmal edilebilirler.

Doppler cihazları ya CW, ya da PW ultrasound sinyaller üretir. PW uygulamalarında cihazın tasarımına bağlı olarak ani-darbelerin uzunluğu 2-10 peryot arasında değişir. CW ve PW üniteleriyle üretilen tipik güç yoğunlukları sırasıyla 100 ve 400 mW/m² ve basınç genlikleri de yaklaşık 0,05 ve 3,0 MPa 'dır. Bu değerler etrafında çok geniş çıkış yelpazesi olduğunu vurgulamalıyız. Fakat çıkış değerleri özellikle emniyet tedbirleriyle doğrudan ilgilidir. Diğer tür ultrasonik dalgaların (

gerdirme : shear, çapraz : transverse veya yüzey : surface) tıbbi uygulamaları yoktur. Gerdirmeye dalgalar, dokuda aşırı derecede zayıflar.

2.2) Doppler İlkesi

Bir gözlemci bir dalga kaynağına göre hareketli ise ölçtüğü frekans yaydığı frekanstan farklıdır. Kaynak ve gözlemci birbirlerine doğru hareketli iseler gözlemlediğimiz frekans yayılan frekanstan daha büyüktür. Eğer hareketleri zıt yönlü ise gözlemlenen frekans daha küçük olur. Bu basit ve önemli varsayım Avusturyalı fizikçi C. Doppler tarafından ileri sürülmüştür. Doppler ilkesinin en önemli uygulama alanları astronomi, yer küresi araştırmaları, askeri faaliyetler, meteoroloji ve tıbdır. Ultrasound ve laser Dopplerler beden içerisindeki hareketi ortaya çıkaran uygulamalardır.

Doppler ultrasound bedendeki çok değişik hareketlerin araştırılmasında kullanılmasına rağmen esas uygulama sahası kalpde, atardamarda ve toplardamarda akışın incelenmesidir. Bu kaynaklardan doğan Doppler işaretleri akış hakkında çok detaylı bilgi içerir. Çalışmaların ana amacı Doppler işaretinde gömülü olan kan akışı ve kan hızı profilidir. Akış ve basınç birbirinden ayrılmaz iki niceliktir. Kan hızının ölçülmesi veya tesbiti basınç bilgisinin de tanımlanmasını sağlamaktadır.

2.2.1) Sesin Hızı

Genellikle daha az sıkıştırılabilir malzemede daha yüksek ses hızı vardır. Tıbbi ultrasoundla tespit edilen ses hızlarından çıkartıldığına göre kandaki ultrasound dalganın hızı 1400-3600 m/s civarındadır. Değişik ortamlara ait hızlar, Tablo : 2-3 'de verilmiştir. Doppler çalışmalarında ultrasonik hızın öncelikli bir önemi yoktur. Fakat bir duplex sistemdeki örnek inceleme hacmi, eğer Doppler dalga demeti için ortalama hız 1540 m/s 'den çok farklı ise; görüntünün gösterdiği bölgeye tam olarak denk gelmeyebilir. Örneğin dalganın gidiş yolu üzerindeki yağdan dolayı 5 cm derinlikteki örnek inceleme hacmini; 1480 m/s hızındaki bir ultrasonik ses ile,

ekranda görüntülenen yerden, 2 mm farklı noktada tesbit edebiliriz. Bu ise sinyalin kaybolmasına ve tamamen yanlış işaretin oluşmasına neden olur.

Yumuşak dokulardaki sesin hızı bulk modülü K (adiabatik bulk modülü ve gerilme modülünün bir fonksiyonu) ve yoğunluk ρ 'ya bağlıdır.

$$c \cong \sqrt{\frac{K}{\rho}} = \sqrt{\left(-\frac{p_a}{\Delta V/V}\right) \cdot \frac{1}{\rho}} \quad (2-1)$$

(p_a uygulanan basınç; $\Delta V/V$ hacimdeki fraksiyonel değişiklik) [Wells 1969; Goss et.al. 1978; Wells 1977]. Herhangi bir noktadaki sesin hızı c ve partikül hızı v arasındaki ilişki

$$c \cong c_0 + \left(1 + \frac{B/A}{2}\right) \cdot v \quad (2-2)$$

(c_0 ufak genlikli dalgalar için ses hızı; B/A ortamının lineersizlik parametresi, su için 5,0 : kan için 6,3 ; karaciğer için 7,8 ; yağ için 11,1) ile bilinmektedir. Dalgaformundaki hızın değişimi yukarıda anlattığımız bozulmaya kaynaklık eder. Dalganın genliği arttıkça distorsiyon artar. Bu ise parçacık hızının artması demektir. B/A katsayısı sıvı ve yumuşak dokularda 2-13 arasındadır. Bu yalnızca fiziksel özelliklerle (makro-molekül konsantrasyonu, çözücü/çözelti etkileşimi ve doku yapısı gibi faktörlerle) ilişkili değildir [Bamber 1986].

Yumuşak dokuların karışımı için Doppler aletlerinin bölgesel kalibrasyonu basitçe gerçekleştirilebilir. Böylece ultrasound dalganın demet yelpazesi, doku sınırlarındaki kırılma ve saçılma gibi olaylarla çok büyük değişikliğe uğramaz. Bununla birlikte kemiklerdeki yüksek hızlar problem oluşturur. İster görüntülemenin yapıldığı isterse de Doppler radyasyonunun kullanıldığı teşhis bilgisi toplama çalışmalarında, mümkün olduğunca kemikten sakınılmalıdır.

2.2.2) Tıpta Doppler

Klasik Doppler metodunda hedefler kendiliğinden bir radyasyon meydana

getirmesine rağmen; tıpta istifade ettiğimiz Doppler ilkesi bu noktada biraz farklıdır. Bedene frekansı bilinen bir sinyal gönderip, hedeflerden kaynaklanan yansıma ve saçılma sebepleriyle yansıma sinyalindeki frekans değişikliğini tesbit etmeğe çalışır. Ultrasonik frekansdaki kayma

$$f_D = f_t - f_r = \frac{2 \cdot f_t \cdot v}{c} \cdot \cos\theta \quad (2-3)$$

(f_t yayılan ultrasonik frekans; f_r alınan ultrasonik frekans; v hedef noktanın hızı; θ ultrasonik dalga demeti ile hedefin hareket yönü arasındaki açı) eşitliğiyle bulunur. Bu denklem yeniden düzenlenerek hedef noktanın hızı şöylece yazılabilir:

$$v = \frac{c \cdot f_D}{2 \cdot f_t \cdot \cos\theta} \quad (2-4)$$

Pratikte Doppler fark frekansını oluşturan bir tek hedef olmadığı gibi, hedeflerin hepsi de aynı hızda olmayabilir. Bundan dolayı Doppler sinyali bir tek frekanslı değil, belirli bir frekans spektrumunu kapsar.

Doppler etkisine göre; bir dalganın gözlemlenen frekansında hareketden dolayı değişiklik meydana gelir. Bu hareket, kaynağın ve gözlemcinin hareketinden doğabilir. Gözlemci hareketsiz ve kaynak, dalganın gidiş yönünde v hızıyla gözlemciye yaklaşıyorsa veya gözlemcinin hareketinden gözlemci kaynağa doğru yanaşırsa; birim zamanda daha fazla sinyal geçtiğinden dolayı frekans artacaktır. Yani dalgaboyları sıkışır ve küçülür. Bu durumlarda alınan sinyaller sırasıyla

$$\begin{aligned} f_r &= f_t \cdot \frac{c}{c - v} \\ f_r &= f_t \cdot \frac{c + v}{c} \end{aligned} \quad (2-5)$$

frekanslarında olmaktadır. Eğer gözlemcinin hızı ve propagasyonunun yönü arasında bir θ açısı varsa, v hızı yerine dalga yönündeki hız bileşeni ($v \cdot \cos\theta$) yazılır. Sonuçtaki gözlemlenen frekans ve açıda dikkate alındığında; denklemin yeni hali, sırasıyla

$$f_r = f_t \cdot \frac{c}{c - v \cdot \cos \theta}$$

$$f_r = f_t \cdot \frac{c + v \cdot \cos \theta}{c} \quad (2-6)$$

olur. Bu hareketlerin her ikisi gözlemlenen frekanslarda değişikliklerin olmasına neden olur. Tıbbi ultrasonik uygulamalarda radyasyon dalga demeti hareketli kan hücrelerinden geri saçılırlar. Yukarıdaki etkileri birleştirerek ve $v \ll c$ özelliğini dikkate alarak, frekansdaki toplam Doppler kaymasını son olarak aşağıdaki gibi toparlayabiliriz:

$$f_r = \left\{ f_t \cdot \frac{c + v \cdot \cos \theta}{c} \right\} \cdot \frac{c}{c - v \cdot \cos \theta} = f_t \cdot \frac{c + v \cdot \cos \theta}{c - v \cdot \cos \theta} \quad (2-7)$$

$$f_D = f_t - f_r = \frac{2 \cdot f_t \cdot v \cdot \cos \theta}{c} \quad (2-8)$$

v (m/sn)	Ultrasonik Frekans			
	2 MHz	3 MHz	5 MHz	10 MHz
0,01	18 Hz	27 Hz	46 Hz	92 Hz
0,10	183 Hz	275 Hz	459 Hz	918 Hz
0,50	915 Hz	1,37 KHz	2,29 KHz	4,59 KHz
1,00	1,83 KHz	2,75 KHz	4,59 KHz	9,18 KHz
5,00	9,15 KHz	13,75 KHz	22,95 KHz	45,9 KHz

Tablo : 2-1 Pratikte karşılaşılan Doppler fark frekansları ve hız değişimi (Transduser yerleştirme açısının 45° olduğu varsayılmıştır).

İlk Doppler birimleri CW yön bilgisiz aletlerdi. Bunlar ya işitilebilir bir sinyali, ya da anlık ortalama frekansla ilişkili basit bir zarf sinyalini destekliyorlardı [Franklin et.al. 1961; Franklin et.al. 1963]. Günümüzde ise hemen hemen bütün Doppler aletleri transdusere doğru olan ve transduserden uzaklaşan hareketleri aynı

Doppler aletleri transdusere doğru olan ve transduserden uzaklaşan hareketleri aynı anda verebilen yön bilgili cihazlardır [Cross and Light 1971; Nippa et.al. 1975]. PW Doppler araçları ise operatöre, yayımlanan sinyalleri uygun peryotta açıp kapamayla istenilen bölgelerden sinyallerin seçilmesi imkanını sağlar [Wells 1969; Baker 1970]. Son gelişmeler kullanıcının, bedende bilinen bir noktanın örnek inceleme hacmi olarak alınıp, tetkikine veya kan dinamiğinin çıkartılmasına yöneliktir [Kasai et.al. 1985; Namekawa et.al. 1982; Fish 1985].

2.3) Akışkanların Özellikleri

Damardaki kan akışı karmaşıktır. Akış vuruşlu basınç şeklindedir. Kan homojen olmayan (non-Newtonian) bir sıvıdır. Visko-elastik damarlar kollara ayrılır, eğrilir ve uzadıkça incelir. Damar hastalığı ise bu karmaşıklığı biraz daha arttırır.

2.3.1) Temel Konular ve Tanımlar

a) Yapışkanlık : Sıvının bir seviyesi komşu diğer bir seviyeye göre hareket ettiğinde yapışkanlıktan dolayı aralarında sürtünme kuvveti oluşur. Yani yapışkanlık gerilmeye karşı sıvının direnç gösterebilme özelliğidir. Newtonian sıvılar olarak bilinen sade sıvılarda yapışkanlık gerilme oranlarından bağımsızdır. Gerilme oranı ise komşu seviyelerin, birbirleri üzerine çıkabilmeleri özelliğini verir. Çoğu sıvılar gerilme oranı ile yapışkanlığında değişiklik gösterir. Sade sıvı olmayan kan, plazmada kırmızı kan hücreleri birikintisidir. Küçük gerilme oranlarında anormal yapışkanlık özelliklerine ve sonlu büyüklükte burulma baskısı (yield stress) 'na sahiptir ve bulunduğu damarların ebatıyla karşılaştırıldığında anlamlı olabilecek hücrelerin boyutu vardır. Bunların hiç birisi 0,1 mm veya daha büyük çapta kan damarlarında önemli değildir. Ana damarlardaki kan akışının hesaplanmasında, mutlak (gerçek) yapışkanlığı yüksek gerilme oranlarına zorlayan dinamik (asimptotik) yapışkanlık şeklinde kullanımını sağlamak mümkündür. Kanın dinamik

yapışkanlığı ($\mu_d = 0,04 \text{ P} = 0,04 \text{ kg/m.s}$), sıcaklığa ve hematokriteye*¹ bağlıdır. Sıvı davranışını tanımlayan denklemlerde kullanılan kinematik yapışkanlık, mutlak yapışkanlığın yoğunluga bölümüyle hesaplanır. Kanın kinematik hızı ise $\mu_k = 0,038$ $\text{St} = 3,8 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ kadardır [McDonald 1974].

b) Çizgisel ve Kararsız Akış : Çizgisel ve kararsız diye bilinen iki çeşit sıvı akışkanlığı türü vardır. Çizgisel akışta sıvı tabakalar şeklinde ve her bir seviye (tabaka) de eksenden çeperlere doğru çok küçük dereceyle azalan bir akış özelliğine sahiptir. Yüksek hızlarda çizgisel akış, kararsız akış haline gelir. Kararsız akışta çok düzensiz zerrecik hareketi, ve rastgele yollar vardır. Dolayısıyla hız vektörlerinin yönü ve büyüklüğü daima gelişigüzel değişmektedir. Vasküler literatürde ise kararsız akış yerine vortex hareketler kullanılır.

c) Kararlı Akış : Bir akıntının herhangi bir noktasındaki hız, basınç gibi bütün özellikleri zamana göre değişmeyen sıvılar kararlı akışı oluşturur. Fakat alternatif bir tanımda şöyle yapılabilir: Her noktada hız, basınç gibi yapışkanlık şartları sabit bir ortalama değer etrafında eşit oranda değişen sıvılarda kararlı akış meydana gelir.

2.3.2) Sert Tüplerde Kararlı Akış

Tüplerdeki Newtonian sıvıların kararlı akışı, damarlardaki kan akışının tanımlanmasında uygun yardımcı bir araçtır. Vuruşlu basınçdaki kan akışının, kararlı bileşen ve birkaç değişkenin toplamlarından oluştuğu düşünülebilir.

a) Poiseuille Akış : Uzun borulardaki kararlı çizgisel akış Poiseuille akış olarak isimlendirilebilir. Sıvı (kan) akışı eşmerkezli tabakaların hareketinden oluşmaktadır. Damar çeperlerinde hiç bir akış olmayan, merkez ekseninde ise maksimum akış olan bir hız profili vardır. R yarıçaplı bir kanaldaki, herhangi bir r

*¹ Hematokrite : Bütün kandaki hücrelerin hacimsel oranı.

yarıçaplı katmanın hızı

$$v(r) = v_{\max} \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right) \quad (2-9)$$

($v_{\max}$ sıvının maksimum hızı) eşitliğiyle hesaplanabilir.

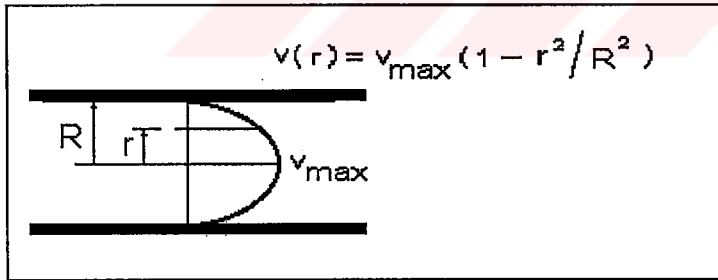
Parabolik akışın ilginç bir özelliği, Δv hız aralığındaki kan hücreleri sayısının hızdan bağımsız ve sabit olmasıdır. Ortalama hız damarın kesit alanı ile çarpıldığı zaman hacimsel akışı verir. Ortalama hız; parabolik hız profili olan kan akışları için maksimum hızın yarısıdır. Fakat formal bir eşitlik şöyledir:

$$\bar{v} = \frac{1}{\pi \cdot R^2} \cdot \int_0^{2\pi} \int_0^R v_{\max} \cdot \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right) \cdot r \cdot dr \cdot d\theta = \frac{v_{\max}}{2} \quad (2-10)$$

Kararlı parabolik akış profiline sahip bir tüp kesitindeki akış ve basınç değişimi arasındaki ilişki Poiseuille tarafından şöyle ifade edilmiştir:

$$\Delta p = \frac{8 \cdot \mu_m \cdot Q \cdot L}{\pi \cdot R^4} \quad (2-11)$$

(μ_m mutlak yapışkanlık; L borunun uzunluğu; Q hacimsel madde miktarı akışı).



Şekil : 2-1 Uzun silindirik bir boruda bulunan kararlı çizgisel akış için parabolik hız profili.

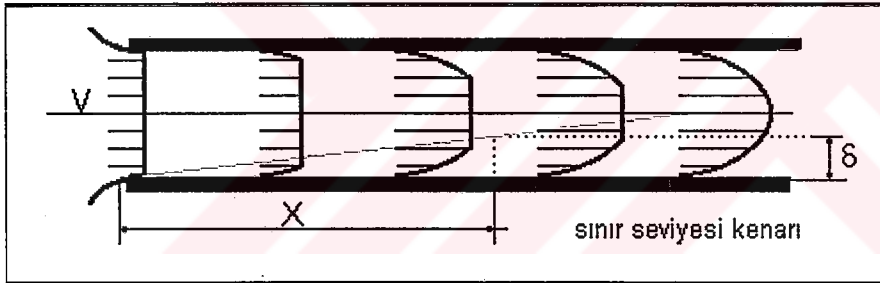
b) Kararlı Çizgisel Akışlarda Giriş Etkisi ve Uzunluğu : Sıvı, bir boruya girdiği zaman, kararlı-hal hız profili oluşturmada önce belirli bir miktar ilerlemektedir. Çünkü, tüpün cidarıyla etkisi birleşen yapışkanlık engeli, tüpün merkez eksenine doğru etkisini devam ettirebilir. Sınır seviyesi veya gerilme baskısı

bölgesinin oluşturulması elde edilebilir [Caro et.al 1978]. Başlangıçta, sıvının yalnızca tüpün giriş duvarıyla etkileşimi durağandır ve bu noktada büyük oranda hız değişimi vardır. Bu değişim; merkezde daha fazla sıvı gerildikçe azalacaktır. Borunun herhangi bir kesitinde hacimsel akış aynı olduğundan eksendeki sıvı, sınırdaki akış hızının azalmasını kompanze etmek için ivmelenmelidir. Sınır seviyesi kalınlığı (δ) 'nın; tüpün giriş noktasına olan x mesafesi, kinematik yapışkanlık μ_k ve gerilmesiz dış ortamdaki kararlı akış hızı V ile aralarında

$$\delta \propto \sqrt{\mu_k \cdot x / V} \quad (2-12)$$

orantısı vardır. Giriş uzunluğunda akışı ivmelendirmek için fazla enerji gerekeceği için bu bölgedeki basınç değişikliği daha fazladır. Hız profilinin en son kararlı-hal şeklini elde etmek için gerekli olan mesafe, giriş uzunluğu olarak bilinir ve Reynolds sayısı (Re) ile bulunur.

$$x = 0,06.R.Re \quad (2-13)$$



Şekil : 2-2 Kararlı-hal parabolik hız profilinin bir tüp girişinde oluşması. Önceki düz hız profili, girişten belirli bir uzaklıkta sınır seviyesinin etkisiyle değişimini tamamlayarak kararlı hale gelir.

2.3.3) Kararsız Akış

Yüksek hızlarda çizgisel akış kararsız hale dönüşür. Bu iki akış türü arasında geçiş sınırı tamamen bilinmemesine rağmen çoğunlukla Re sayısı ile alakalıdır ve yapışkanlıkla arasındaki eşitlik şöyledir:

$$Re = \frac{2 \cdot \bar{v} \cdot R}{\mu}$$

(2-14)

DAMAR	çap [mm]	akış miktarı [ml/dk]	akış hızı [cm/s]	Reynolds sayısı	α	x [cm]
Ascending aorta	31	6400	18	1500	21	140
Abdominal aorta	18	2000	14	640	12	34
Genel karotis	5,9	387	14	217	4,2	3,8
Böbrek arteri	6,2	725	40	700	4	13
External iliac	8,2	380	12	260	5,8	5,0
Superficial femoral	6,4	150	12	200	4	3,8
Posterior tibial	3,8	10	3,5	35	2,7	0,4

Tablo : 2-2 İnsan anatomisinde ölçülebilen bazı hemodinamik parametreler için tipik değerler [Callum et.al 1983; Ganong 1971; Milnor 1982; Payen et.al. 1982; Strandness and Summer 1975].

Akışın kararsız olmaya başlayacağı kritik Re sayısı borunun geometrisine ve akıntıdaki kararsızlığın şiddetine bağlıdır. Düzgün pürüzsüz arterlerde çoğunlukla çizgisel akış hakimdir ($Re < 2000$). Kritik Re sayısı (2000-2500) birbirine yaklaşan damarlarda artarken; kavisli, pürüzlü ve birbirinden uzaklaşan damarlarda azalır. Kararsız akışlarda gözlemlenen ortalama hız profili ve basınç değişimi çizgisel akıştan farklıdır. Herbir taneciğin izlediği düzensiz yollardan dolayı anlık hız profili ile ortalama hız profili arasını ayırmak gereklidir. Kararsız akışta bulunan ortalama hız profili çizgisel akıştakinden daha fazla yassılaşmıştır. Bu durumda, borunun merkezindeki maksimum hız ortalama hızdan yalnızca %20 kadar büyüktür. Basınç değişimi de daha fazla artmaktadır. Basınçın azalması akış hızıyla değil akış hızının karesiyle doğru orantılıdır. Doppler işaretlerinin yorumlanması açısından

bakıldığında kararsız akış, sağlıklı kanın devridaiminde nadiren görülür ve bunun oluşumu doğal olarak bir anormalliğin varlığını gösterir.

Kararsız akışlardaki giriş uzunluğu, çizgisel akıştakinden daha kısadır ve şu denklemle hesaplanır:

$$x = 1,38.R.\sqrt{Re} \quad (2-15)$$

2.4) Borularda Darbeli Akış

Buraya kadar açıkladığımız konular düzgün akışlarla ilgili idi. Damardaki kan akışı ise darbelidir (kalb vuruşunun ritmindedir). Eğer kan basıncı değişimi ile kan akışı arasında lineer bir orantı varsa, ve verilen bir frekansta aralarındaki bu ilişki biliniyorsa; kompleks basınç değişimden dolayı basit bir yöntemle akışı tahmin edebiliriz. Öncelikle basınç değişimi sinusoidal Fourier bileşenlerine ayrıştırılır. Sonra her bir frekansdaki akış bileşenlerinin genlik ve fazı o frekansdaki basınç değişiminden hesaplanır. Bu akış bileşenleri de toplam akış dalgasının tanımlanması için toplanır.

2.4.1) Sinusoidal Akış

Dikkate alınacak iki önemli sinusoidal akış tanımı vardır. Birincisi Poiseuille kuralının sinusoidal versiyonu olan basınç değişimi ve hacimsel akış arasındaki ilişkidir. İkincisi ise hacimsel akış ile hız profili arasındaki orandır. Poiseuille formülü (2-11), basınç ve darbeli vuruş akışı arasındaki orantının yeniden düzenlenmesiyle

$$Q = \frac{M_{10}}{\alpha^2} \cdot \frac{\pi \cdot R^4}{\mu \cdot L} \cdot \Delta p \cdot \sin(w \cdot t - \phi + \varepsilon_{10}) \quad (2-16)$$

($\Delta p \cdot \sin(w \cdot t - \phi)$ değeri tüpün ilgilendiğimiz kesit kısmındaki basınç farkı; w ortaya çıkartılan frekans) şeklinde yazılabilir. M_{10}/α^2 ve ε_{10} ; birimsiz α parametresi fonksiyonlarıdır. α

$$\alpha = R \cdot \sqrt{\frac{w}{\mu_k}} \quad (2-17)$$

eşitliğine göre sıvı hareketindeki kinematik benzerlikleri karakterize eder. M_{10} ve ε_{10} eğrileri, Womersley parametreleri olarak bilinir. w sıfıra yaklaşırken $M_{10}/\alpha^2 = 1/8$ ve $\varepsilon_{10} = 90^\circ$ olarak kabul edilebilir. Böylece bu eşitliği çok küçük α değerleri için yeniden sadeleştirirsek

$$Q \cong \frac{1}{8} \cdot \frac{\pi \cdot R^4}{\mu \cdot L} \cdot \Delta p \cdot \cos \phi \quad (2-18)$$

şeklinde yazabiliriz. α artarken (dolayısıyla frekans artar) ve atalet etkileri yapışkanlık etkisine baskın olmaya başladığı zaman; akış osilasyonunun genliği, bilinen basınç salınımlarına karşı olan tepkide daha da azalır, ve basınç değişiminin çok daha gerisine sürüklenir [Milnor 1982]. Ki bu durumda kanal bir alçak geçiren filtre gibi davranır. Basınç akış ilişkisinden çok daha önemlisi, belki de akış ile hız profili ilişkisidir. Çünkü bir damardan ortaya çıkardığımız hız profili Doppler sinyalini belirleyecektir. Hız profili, uzun sert tüplerdeki durağan akışlar için parabolik formda (2-9) olmasına rağmen, değişken akışlarda α parametresinin bir fonksiyonu olacaktır. Womersley denklemlerini tekrar türettiğimizde, $Q \cdot \sin(w \cdot t - \phi)$ sinusoidal akıştan ortaya çıkan hız profili

$$v\left(\frac{r}{R}\right) = \frac{Q}{\pi \cdot R^2} \cdot |\Psi| \cdot \cos(w \cdot t - \phi + \chi) \quad (2-19)$$

(χ kompleks fonksiyonun fazı) olur. [Evans 1982]. $|\Psi|$ özel fonksiyonu aşağıdaki gibidir:

$$\Psi = \frac{\alpha \cdot \sqrt{-j} \cdot \{ J_0(\alpha \cdot \sqrt{-j}) - J_0(r/R) \cdot \alpha \cdot \sqrt{-j} \}}{\alpha \cdot \sqrt{-j} \cdot J_0(\alpha \cdot \sqrt{-j}) - 2 \cdot J_1(\alpha \cdot \sqrt{-j})} \quad (2-20)$$

J_0 ve J_1 ise sırasıyla 0. ve 1. mertebeden Bessel fonksiyonlardır. Küçük α değerleri için hız profili paraboliktir ve katmanlar aynı fazda hareket etmektedir; α değeri arttıkça profil yayvanlaşmaktadır ve dış katmanlardaki hareket merkez katmana eşit olmakta hatta geçmektedir.

2.4.2) Darbeli Vuruş Akışı

Bir kararlı akış ve sinusoidal elemanlar kümesinin kombinasyonu; darbeli vuruş akışını Fourier serisi bileşenleri olarak göstermemizi sağlar. Bu düşünce sağlıklı bir kişide bulunabilecek hız profilleri türünün hesaplanmasında kullanılabilir. Hız işaretlerini Fourier serisi şeklinde yazabiliriz:

$$v(t) = V_0 + \sum_{n=1}^{\infty} V_n \cdot \cos(n \cdot w \cdot t - \phi_n) \quad (2-21a)$$

Hız profili katsayılarını ise

$$V_n(\text{reel}) = \frac{2}{T} \int_0^T v(t) \cdot \cos(n \cdot w \cdot t) \cdot dt$$

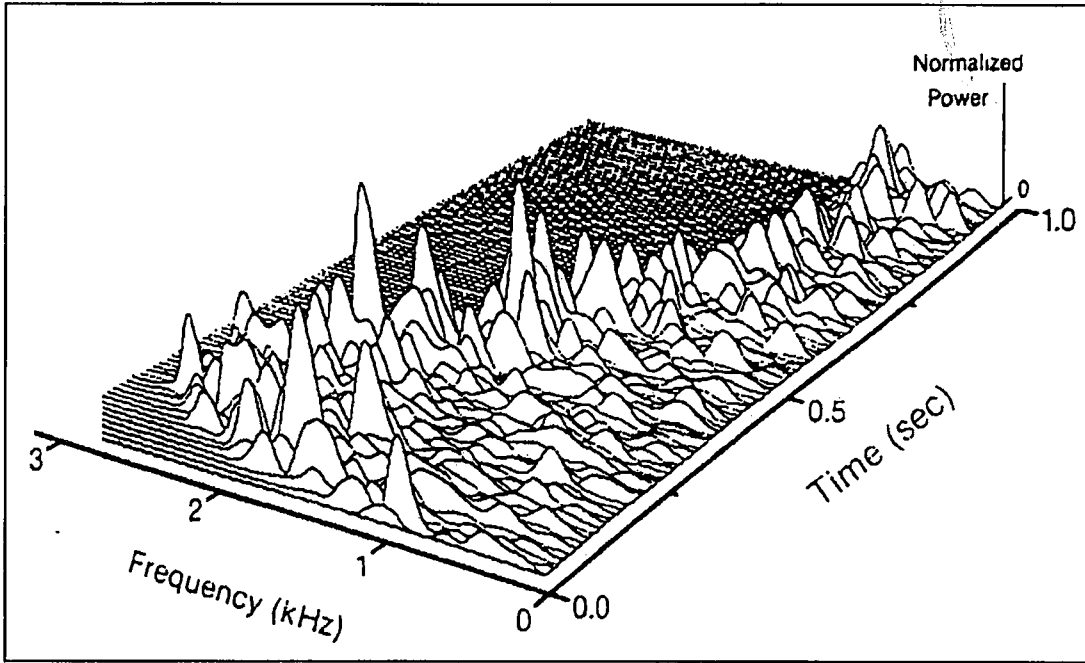
$$V_n(\text{sanal}) = \frac{2}{T} \int_0^T v(t) \cdot \sin(n \cdot w \cdot t) \cdot dt \quad (2-21b)$$

denklemleri sağlar. Eşitlikteki V_0 , V_n ve ϕ_n katsayıları, ultrasonik Doppler sinyallerinden çıkarılan ortalama hız grafiğinden hesaplanır. Her bir harmoniğe karşı gelen α değerleri de yukarıdaki eşitlik (2-17) 'le hesaplanır. Kalp ritminin her hangi bir fazında hız profilinin şekli, herbir harmonikten kaynaklanan hız profillerini toplamakla hesaplanabilir:

$$v\left(\frac{r}{R}\right) = 2 \cdot V_0 \cdot \left\{1 - \left(r/R\right)^2\right\} + \sum_{n=1}^{\infty} V_n \cdot |\Psi_n| \cdot \cos(n \cdot w \cdot t - \phi_n + \chi_n) \quad (2-22)$$

a) Darbeli Vuruş Akışına Girişin Etkisi : Darbeli vuruş akışına ait ortalama hız profilide, aynen durağan akışda olduğu gibi boru girişinden etkilenmektedir. Ani-darbeli akış profilinin bileşenleri durağan akışla birlikte bir miktar yol alır, fakat darbeli vuruş bileşenleri daha baskındır ve daha uzun sürelidir. v_{merkez} eksendeki hız olarak kabul edildiğinde buna ait giriş uzunluğu şu eşitlikle hesaplanır:

$$x_{\text{belirsiz}} \cong 3,4 \cdot \frac{v_{\text{merkez}}}{w} \quad (2-23)$$



Sekil : 2-3 Zamana bağımlı 3 boyutlu Doppler güç spektrumunun örnek çıkışı [Mo et.al 1988].

2.5) Elastik ve Visko-Elastik Tüplerde Darbeli Vuruş Akışı (PWV)

Damarlardaki kan hız profilinin hesaplanmasını geliştirmek için çoğunlukla araştırma amaçlı sert tüp modeli kullanılır. Belirli bir ölçüde de, basınç değişimi ve akış arasındaki ilişkide tanımlanabilir. Fakat damardaki nabız atışı veya ani-darbeli dalganın hızı hakkında bir bilgi sağlanamaz. Bunun için kan dinamiğinin bu noktalarını tanımlayabilen diğer modeller geliştirmek gereklidir.

a) Darbeli Dalga Hızı : Atardamarlarda bulunan iki çeşit akış hızı arasındaki ilişkiyi açıklamamız gerekir. Birincisi kanın kendi normal hızı; diğeri darbeli akış hızı (PWV) yani kalbin atış ritmine uygun kan akışıyla yayılan hızdır. Aralarındaki farkı canlandırmak; sert bir borudaki sıkıştırılmamış basınçsız sıvının akışıyla mümkündür. Eğer boru girişinde sıvıya herhangi bir kuvvet uygulanırsa sıvı sonlu bir hızda akacaktır; fakat borunun herbir noktasındaki sıvı aynı hızda harekete başlayacak ve aynı zamanda PWV sonsuza doğru artacaktır. Elastik tüplerde ise, bu

sonlu bir değerdir ve kan akış hızından fazladır.

PWV 'nin ne anlama geldiğini yeniden yorumlayalım. Eğer basınç (veya akış) dalgası ilerlerken şeklini değiştirmiyorsa bu anlaşılır; PWV basitçe birim zaman da dalga şeklinin herhangi bir özelliği değişmeksizin katetdiği mesafedir. Damar sisteminde ise darbe vuruşlu akış dalgası, dalganın yansıma etkisinden dolayı zayıflama ve faz hızının her ikisi de frekansa bağlı olduğundan, ilerledikçe şeklini değiştirir. Tanımlaması kolay ve yansımalarından daha az etkilendiğinden diastole 'un sonundaki (ki dalga yüzeyinin ani değişikliklerinin başladığı) noktada dalganın hızını ölçmek yöntemi önceleri kullanılmıştır.

Yapışkanlığı olmayan, sıkıştırılmamış bir sıvıyla dolu ince çeperli bir elastik tüpde ani-darbe propagasyonunun hızı Moens-Korteweg denklemiyle hesaplanır:

$$v = \sqrt{\frac{E \cdot h}{2 \cdot \rho \cdot R}} \quad (2-24)$$

(ρ sıvının yoğunluğu; h borunun etkalınlığı; E çevresel yönde elastikiyet young modülü) Doppler tekniği kullanarak PWV 'yi ölçmemiz ve böylece E 'deki değişiklikleri izlememiz mümkündür. E , kan basıncından etkileneceği için PWV değişiklikleri izlenerek kan basıncındaki farklılıklar gözlemlenebilir [Caro et.al 1978].

b) Damarlardaki Darbeli Vuruşlar : Damardaki darbeli vuruşlar bir kaç değişik noktadan Doppler çalışmalarıyla alakalıdır. Damar cidarıyla kan arasındaki sınır ultrasonik sinyallerin oldukça kuvvetli yansıtıcısıdır ve cidar vuruşu olarak bilinen yüksek genlikli küçük frekanslı Doppler işaretlerinin kaynağıdır. Bir kardiyak peryotta, damar çapında meydana gelen değişiklikler kan hızının ölçümünde hatalara sebebiyet verir. Eksenel genişlemeyi tam olarak kestirmek matematiksel olarak zordur, çünkü damar cidarının bütün karakteristikleri etkilenir. Çok gergin ve boydan sınırlanmış bir elastik tüpün cidarındaki genişleme formülüne edilmiştir:

$$\xi = R.(1 - \sigma^2). \frac{P.e^{j.w.t}}{2.p.c_0^2} \quad (2-25)$$

(σ Poisson sabiti - normal değeri 0,5; $P.e^{j.w.t}$ basınç dalgası) Bu eşitlikteki elastik tüp genişlemesi basınç dalgasıyla aynı fazdadır. Eğer boru daha az gerdirilmişse cidarın hareketi, basınç dalgasının önüne geçecek, fakat aşırı sınırlandırılmış boruda ise basınç dalgasının gerisinde kalacaktır.

2 . 6) Geometrik Değişikliklerin Etkisi

a) Büzülme ve Sündürme : Kan akışında büzülme ve sündürmenin etkileri, bu sebeblerin kazandırdığı sonucu tanımlamak ve sınıflandırmakta çoğunlukla kullanıldığı için özellikle önemlidir. Damar darlığından kaynaklanan basınç kaybı mekanizması muğlak hale gelir [Young et.al. 1977; Seeley and Young 1976; Young et.al. 1975]. Genel olarak üç değişik terimin neden olduğu kayıplar toplandığında damar darlığının neden olduğu basınç değişimi;

$$\Delta p = \Delta p_s + \Delta p_c + \Delta p_p \quad (2-26)$$

(Δp_s büzülmeden, Δp_c damardaki akış yolunun gerilmesinden, Δp_p ise damar darlığından sonraki genişlemeden kaynaklanan basınç kayıpları) ile hesaplanır. Bu üç terimin değerleri öncelikle damar darlığının geometrisine bağlıdır. Bir deliği geçtiğinde oluşan basınç azalması için kullanacağımız denklem; daralan kalp kapakcığındaki basınç değişimi hesaplamasında yararlandığımız Doppler hız ölçümlerinde, özellikle önemlidir. Sürtünmesiz ve sıkıştırılmamış sıvılarda hidrolik enerjinin konumunu, kararlı (durağan) akışlar için Bernoulli eşitliğiyle ifade edilir:

$$\text{sabit} = p + \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v^2 + \rho \cdot g \cdot z \quad (2-27)$$

(g yerçekimi ivmesi; z bir referans noktaya göre yükseklik) Akışın delik bulunan noktadan geçtiği bölgede basınçdaki azalma

$$\Delta p = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot (v_1^2 - v_2^2) \quad (2-28)$$

olmaktadır. Yerçekimi ivmesine bağlı potansiyel enerji dikkate alınmamıştır. Eğer daralma çok fazla ise ($v_1^2 \gg v_2^2$) $\Delta p \cong 4 \cdot v_2^2$ olarak kabul edilebilir.

Akıntı yönündeki ani genişlemeden doğan akış bozukluklarından dolayı, sıvının büzülen kısımdan geçerken kazandığı kinetik enerjinin çok az bir kısmı basınca dönüşür fakat ısı şeklinde kaybolur. Düzensiz rastgele akışlarda Bernoulli denklemindeki basınç değişimi

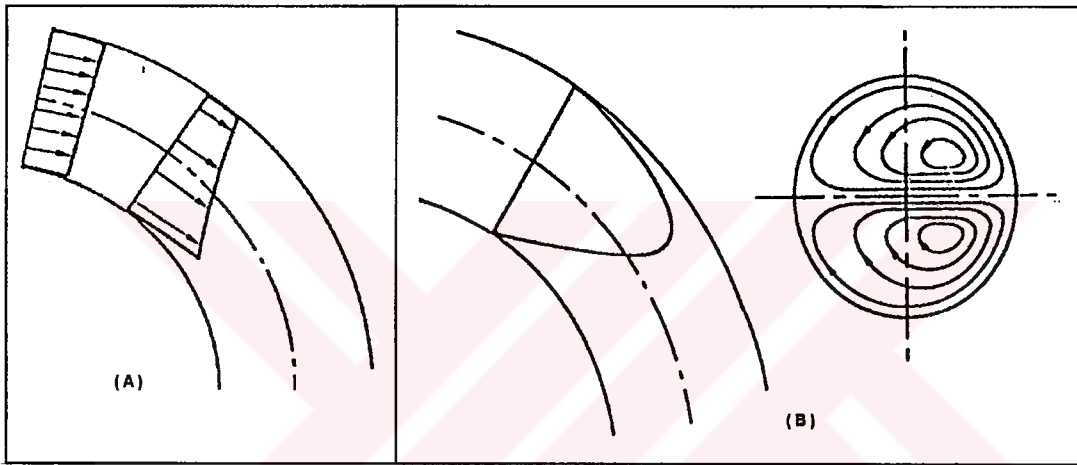
$$\Delta p = \frac{1}{2} \cdot \rho (v_2^2 - v_1^2) + \int_1^2 \rho \cdot \frac{dv(t)}{dt} \cdot dx \quad (2-29)$$

(x akış yönündeki pozisyon) halini alır. Ölçüm pozisyonuyla ilgili olan extra terimden kaynaklanan fark; hız değişiminin büyük olduğu özellikle kalp kapakcığının açılması ve kapanması sıralarında önem kazanır. Bu durumda hız ile basınç azalması arasında bir gecikme vardır [Hatle and Angelsen 1982]. Bu eşitlik systole başlangıcına uyarlanamamasına rağmen mitral ve aortik daralmalardaki basınç değişiminde kabul edilebilir sonuçlar verir.

Bir daralma bölgesinde akış ve basınç değişimi arasında doğrusal olmayan bir ilişki vardır. Bu durum; basınç azalmasının yalnızca Poiseuille türü kayıplardan kaynaklandığı daralma olayları için değil genel bir sonuçtur. Daralmanın hacimsel akış üzerine olan etkisi sadece bu baskıyla değil, aynı zamanda, daralmaya yakın ve uzak olan damar yatağının karakteristiklerine bağlıdır. Damar darlığının, ortalama akışı ve akış dalgaformunun nabız atışını azaltmaya meyili vardır. Ortak bir gözlem; damar kanalındaki ortalama sakin akış hızını etkilemeden önce, %80 kadar azaltması gerektiği yönündedir [Eklof and Schwartz 1970; Kindt and Youmans 1969]. Doppler ultrasound aynı zamanda damar kanalına yığılan tıkaç hareketlerinin, neden olduğu akış bozukluklarında da kullanılabilir. Bir akıntıdaki engel, küçük bir parça ise hemencecik sönmölenecek ufak eddy akımları teşekkül eder. Engel büyüdükçe eddy akımlarının boyutu fazlalaşacak ve Re sayılarına bağlı olarak çizgisel akışın tamamen kaybolması görülecektir. h yüksekliğinde damar kanalındaki keskin kıvrımlı bölgenin projeksiyonu, çizgisel akışı $h < \frac{4.r}{Re}$ şartına göre muhafaza edecektir [McDonald 1974]. Daralmanın neden olduğu akış bozuklukları belirli bir mesafede etkin olabilir, fakat damar çapının 12-16 misli kadar uzağında farkına

varılmayabilir [Clark 1980; Evans et.al. 1982].

b) Kıvrımlar : Bir tüpün bükülü kısmına akış girdiği zaman, hızının karesiyle doğru ve kavis yarı çapıyla ters orantılı olarak merkezkaç kuvveti etkisinde kalır. Sonuçta akış patterninde oluşan değişiklik, kavisli bölgeye girmezden önceki hız profiline bağlıdır. Eğer hız profili parabolik ise merkez eksendeki maksimum hızlı sıvı, en büyük kuvvete maruz kalır ve dolayısıyla kavisli borunun dış cidarına doğru



Sekil : 2-4 (a) Eğrilen bir tüpdeki flat düz hız profilindeki distorsiyon [Caro et.al 1980].

(b) Kıvrılan bir tüpte oluşan parabolik hız profilinin bozulması ve ikincil akışın teşekkül edişinin damarda kesit olarak gösterilmesi [Caro et.al 1978].

kayar. Yani hız profili dışa doğru  arpıklaşır. İkincil akışlar da kendi katmanlarında helikal yol izleyecek şekilde değişir. Kavis girişinde düz hız profili varsa bu durumda da, zıt yönde hız profili  arpıklaşır. Çünkü kıvrımın dışındaki basınç i eridekinden daha fazladır. Böylece sıvı akışının toplam enerjisi değişmeyecektir. Kıvrımın i  tarafındaki parçacıkların kinetik enerjisi daha fazladır. Bu etkiler doğrusal değildir. Kararlı düzgün akış profillerinde olduğu gibi, darbeli vuruş akış bileşenlerinin etkisini ayrıştırarak hesaplamak ve toplamak yöntemiyle, karmaşık darbeli vuruş akış dalga şeklinin davranışı kestirilemez.

c) Kollara Ayrılma : Damar sistemi sürekli kollara ayrılır ve her bir eklemden yeni hız profili meydana gelir. Damar eklemleri üç ana sınıfa ayrılır: Atardamar, toplardamar ve kılcaldamar. Füzyon eklemler genellikle toplardamar sisteminin özelliklerindendir [McDonald 1974].

Akış profilinin etkileri eklem geometrisine bağlıdır. Tam simetrik ana eklemlerde akış ikiye bölünür. Ana damarın merkez eksenindeki en büyük hız, kolların birleştiği iç tarafta hız profilinin çarpışmasını (helezonlaşmasını) meydana getirerek yollara ayrılır. Aynı zamanda bu iki akış kendi yollarına doğru döndükleri için ikincil hareketler de meydana gelir [Caro et.al 1978]. Bu ikincil hareketler, kollara ayrılan tüplerdeki hızlı hareket eden sıvının bir kısmını dış cidara doğru sürükler. Bir ana damardan yan kollara ayrılma konusunda çok değişik konfigürasyonlar vardır. Bu tür eklemlerdeki etkileri genelleştirmek zordur. Kollara ayrılmış damarların toplam kesit alanı, ana damarın alanından fazladır. Bundan dolayı ortalama akış hızı ve Re sayısı damarlar dallandıkça azalacaktır. Sonuç olarak akışta daha büyük kararlılık (kararlı-hal hız profili) oluşur.

d) İncelme (Küçülme) : Kılcal damarların haricindeki bütün damarlar bir dereceye kadar geometrik ve elastik incelme gösterir. Damarın elastik modülü uzunlukla belirgin şekilde değişir. Damar sistemindeki birbirine yakınlığın en büyük etkisi, çizgisel akışa istikrar kazandırmak, kritik Re sayısını yükseltmek ve hız profilini hemen hemen donuklaştırmaktır.

2.7) Ultrasound Dalgalar

2.7.1) Güç ve Güç Yoğunluğu

Bir radyasyon patterninde olduğu gibi transmisyon alanındaki herhangi bir noktada güç yoğunluğu; o noktadaki birim alandan geçen enerjinin akış hızıdır. Basınç genliği p ile, aralarındaki ilişki

$$I_P = \frac{p^2}{2 \cdot \rho \cdot c} \quad (2-30)$$

'dir. Parçacığın yerdeğiştirme miktarı x_0 ve parçacığın hızı v türlerinden denklemi yeniden düzenleyerek aşağıdaki gibi yazabiliriz:

$$I_P = \frac{\rho \cdot c \cdot (2 \cdot \pi \cdot f)^2 \cdot x_0^2}{2} = \frac{\rho \cdot c \cdot v^2}{2} \quad (2-31)$$

Basıncın güç ortalamasını çıkarmak için radyasyon yelpazesinin demet genişliği kesiti hesaplanabilir. Güç yoğunluğunu ölçmek için seçilen noktalar genellikle dalga demetinin odağıdır veya transdüser yüzeyinin 1-2 cm ilerisidir. CW 'e ait dalga demeti yoğunluğunu çıkarmak için spatial (ortam) tepe değeri I_{sp} ölçülebilir. PW 'de ise, spatial ortalama kadar temporal ağırlıkta tesbit edilir. Spatial tepe yoğunluğunun, bir kaç ani-darbe için ortalaması ölçülerek I_{spta} tespit edilir. Genel olarak ölçülebilen ilgili niceliklerin biyolojik etkileri araştırılmıştır [Duck et.al. 1986]. Kullanıcı açısından belkide I_{sp} veya I_{spta} 'yi araştırmak yeterlidir. Bu nicelikleri bilmek, farklı ünite çıkışlarının karşılaştırılmasını ve emniyetli kullanımının anlaşılmasını sağlar. İyi tasarlanmış bir Doppler biriminin I_{sp} veya I_{spta} değerleri 100 mW/cm^2 'den küçüktür. Yetişkinlerin kardiyolojisini ve beyindeki kan akışını araştırma çalışmalarında, normalde daha yüksek değerlerin kullanılması yaygındır.

Bir ultrasonik sinyal demetinin gücü; demetin kesit alanından geçen enerjinin akış hızıdır. Ölçülmesi nispeten kolay ve ortam (spatial) tepe değerini tanımlamaktan bağımsız olduğu için vurgulanması gereken popüler nicelikdir. Bir Doppler ünitesinden; yayılan enerji yoğunluğu veya gücü genellikle sabittir ve alıcı kazancıyla oynayarak hassasiyeti değiştirilebilir. Emniyet açısından maksimum seviyesinde kazancı sabitlemek ve güç ayarı yapmak en iyisidir.

Ultrasonik ünitelerdeki güç ve yoğunluk ölçüleri, çoğunlukla desibel gösterimi kullanarak etiketlenir. Örneğin kontrol altındaki maksimum güç yoğunluğunu I_0 aldığımızda diğer noktalardaki referans I değerleri buna göre

$$P_0(\text{ dB }) = 10.\log\left(\frac{I_p}{I_0}\right) \quad (2-32)$$

denklemleriyle çıkarılır. Gücü ve güç yoğunluğu kontrollerini bu yöntemle derecelendirmek; mutlak değerleri, mW ve mW/cm² türlerinden ölçmek oldukça zor olduğu ve her bir transduser için ayrı ayrı kalibrasyon gerekeceği için yapılır.

Ultrasonik güç yoğunluğunun ölçümü bir parça piezoelektrik eleman yerleştirilmiş ufak bir prob şeklindeki hydrophone ile yapılır. Ultrasonik güç normalde bir radyasyon basınç dengeleyici ile ölçülür. Radyasyon demetinin taşıdığı enerji akışıyla birlikte momentum akışı da vardır. Momentum akışı bir nesne ile engellendiği zaman, demetin gücüyle doğru orantılı bir kuvvet, obje üzerine tatbik edilir [Livett et.al. 1981]. Tam yansıtıcı düz yüzeye dik olarak gelen p gücündeki bir radyasyon demeti için kuvvet;

$$F_p = \frac{2.p}{c} \quad (2-33)$$

olmaktadır. Test edilen kuvvet 0,135 mg/mW 'dır. Eğer nesne sinyal demetini tamamen absorbe ediyorsa, yansımadaki durumda oluşan kuvvetin yarısı meydana gelir. Bu ufak kuvvetleri ölçmek için engel yoğunlukla, su altında bir hassas kimyasal dengeliyici içerisindeki muhafazaya yerleştirilir [Hill 1970; Rooney 1973]. Portatif radyasyon dengeliyiciler ultrasonik makineleri kolay taşımak için tasarlanmıştır. Doppler uygulamalarında güç ve yoğunluk konularıyla ilgilenmenin temel sebebi emniyet konusundaki çekincedir. PW Doppler cihazlarında; kabullenilmeyecek yüksek seviyelerde güç yoğunluğu üretilmediğinden, uygulamalarda özel bir özen gösterilmelidir.

2.7.2) Dalga Özellikleri

Ses dalga teorisi, mekanik salınım bozukluklarının propagasyonunu tanımlar. Bu salınımlar yoğunlukla ortama sinusoidal dalgaformları şeklinde yayılır. Bunlar ise dalgaların yansıma, kırılma, saçılma ve dağılma kurallarına uymaktadır. Ortam seri parçacıkların toplamı gibi düşünülebilir. Salınım (vibrasyon), ya bu parçaların yer değiştirmesi, ya da daha genel olarak parçacığın yer değiştirmesine neden olan basınç

(baskı) terimleriyle karakterize edilir. İnsan dokusunda üretilen en genel vibrasyon modu; propagasyonu yönünde parçacıkların salındığı boylamasına (longitudinal) dalgadır. Yan taraflara olan osilasyon transverse (enlemesine) veya gerilme (shear) dalgalarıdır ve örneğin yalnızca iskelet kemiği gibi katılarda oluşturulabilir.

a) Notasyon : Ultrasonik sinyal kaynağını kartezyen koordinat sisteminde orjine yerleştirerek, z eksenini yönünde yayılım yaptığını düşünelim. Zaman ilerledikçe basınç dalgası, z eksenine paralel, bir bütün halinde toptan hareket eder. Bir ses dalgasının propagasyonunu, tamamen anlamlı bir şekilde realistik bir gösterimle çizibilmemiz için 5 boyuta ihtiyacımız vardır. 3 tanesi uzaysal boyut bir tanesi zaman diğeri de baskı boyutudur. Fakat bir dalgaının gösterimini, yalnızca zamanın herhangi bir anında yalnızca basınç şiddetini göstererek değil; aynı zamanda eğrinin z ekseninin üstünde kalan yüksekliğini kullanarak, anlık baskı değerini temsil ettiği varsayımıyla sadeleştiriyoruz.

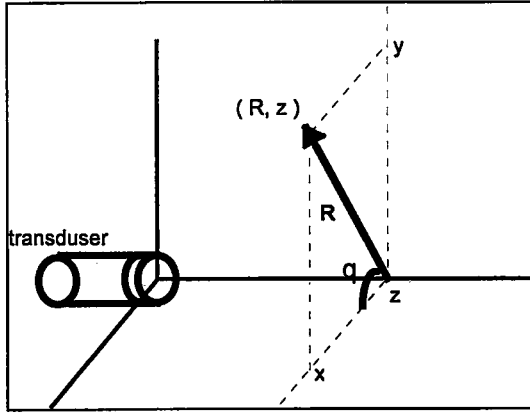
z eksenindeki (0, 0, z) herhangi bir noktada, t anındaki basınç matematiksel olarak

$$p(z, t) = p_0 \cdot \cos(k \cdot z - w \cdot t) \quad (2-34)$$

(p_0 maksimum basınç; $k = 2\pi/\lambda = w/v$ dalga numarası) yazılabilir. p baskısı; yer ve zamanın reel fonksiyonları olmasına rağmen, p_c kompleks nicelik (reel kısmı p) şeklinde ifade etmek çok uygundur.

$$p_c = p_0 \cdot e^{j(k \cdot z - w \cdot t)} \quad (2-35)$$

Silindirik simetrisi olan sistemlerde (örneğin Doppler akışkan metrelerde kullanılan silindirik transduserden elde edilen saçılma alanları) silindirik koordinat sistemi seçilerek, her bir nokta (R, z) parametresiyle tanımlanabilir.



Şekil : 2-5 Transduserin yerleştirildiği düzeneğe göre silindirik koordinat sistemi

b) Yansıma ve Kırılma : Ses dalgaları bir ara sınırla karşılaşana dek, doğrusal şekilde ilerler. Arakesitte dalga kırılabilir, yansiyabilir veya saçılabilir. Yansıma, saçılmanın özel bir durumudur. Süreksizliğin bir dalgaboyundan çok daha küçük olduğu pürüzsüz, düzgün yüzeylerde olmaktadır (Bkz. Kısım; 2 . 8) Saçılma) . Yansıma işleminde dokunun önemli olan fiziksel parametresi, malzemenin akustik empedansıdır. Bu ise dalga basıncının parçacık hızına bölünmesiyle ($Z = p/v$) bulunur. Çok az soğuran bir ortamdaki düzlem-dalga için akustik empedans

$$Z = \rho \cdot c \quad (2-36)$$

(ρ yoğunluk) olur. SI sisteminde akustik empedans birimi $\text{kg/m}^2\text{s}$ veya Rayl 'dır. Yumuşak dokularda $Z \approx 1,3-1,9 \times 10^6$ Rayl ve kan için ise $1,6 \times 10^6$ Rayl 'dır. Yoğunluk veya malzemenin sertliği fazlalaştıkça Z artar. Dokudaki sesin değişik hızlarından dolayı belirgin hatalar olabilir.

Farklı Z 'ları olan iki ortam arasındaki sınır bir arakesittir. Akustik empedansları Z_1 ve Z_2 olan iki ortam arasındaki arakesit yüzeyinin normaline θ_i açısıyla gelen p_i genlikli basınç dalgasını düşünelim. Sınır şartlarındaki kısıtlamaları (parçacık pozisyonu ve hızı, iki ortam birbiriyle komşu olduğu için sınırda sürekli) tanzim ettiğimizde basınç genliğinin yansıyan bileşeni;

$$p_r = p_i \cdot \frac{Z_2 \cdot \cos \theta_i - Z_1 \cdot \cos \theta_t}{Z_2 \cdot \cos \theta_i + Z_1 \cdot \cos \theta_t} = p_i \cdot \frac{\rho_1 \cdot c_1 - \rho_2 \cdot c_2}{\rho_1 \cdot c_1 + \rho_2 \cdot c_2} \quad (2-37)$$

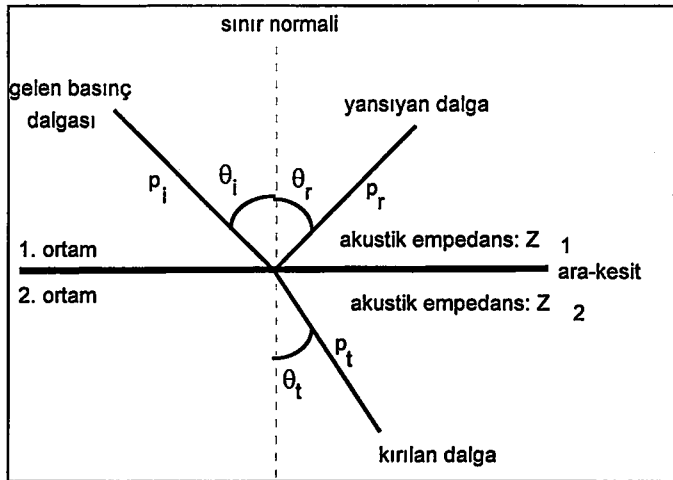
olur ve geliş açısına eşit açıyla yüzeyden ayrılır. Bu özellik spekülom yansıma olarak bilinir. Kırılarak ikinci ortama geçen baskının genliği ise

$$p_t = \frac{2.Z_2.\cos\theta_i}{Z_2.\cos\theta_i + Z_1.\cos\theta_t} \quad (2-38)$$

denkleminde çıkarılır.

Malzeme	Hız [m/s]	Z [kg/m ² .s]	Zayıflama katsayısı dB/cm
Hava (NTP)	330	0,4X10 ⁹	-
Kan	1570	1,61X10 ⁶	0,2
Kemik	3500	7,80X10 ⁶	10
Beyin	1540	1,58X10 ⁶	0,8 (yetişkin)
Su (20 °C)	1480	1,48X10 ⁶	0,002
Yağ	1450	1,38X10 ⁶	0,6
Böbrek	1560	1,62X10 ⁶	-
Göz bebeği	1620	1,84X10 ⁶	-
Kas	1580	1,70X10 ⁶	1,5
Karaciğer	1550	1,65X10 ⁶	0,7
Yumuşak doku	1540	1,63X10 ⁶	0,7
Diş	3600	-	-

Tablo : 2-3 Değişik ortamlardaki ultrasound dalganın hızları, zayıflama katsayıları ve akustik empedansları [Wells 1969; Goss et.al 1978; Bamber 1986]. (Zayıflama katsayısı 1 MHz 'de dB/cm olarak verilmiştir; ama daha yüksek frekanslarda MHz cinsinden frekans katsayısının çarpımıyla yaklaşık çıkartılır. Yoğunluğu bilinmeyen malzemelerin Z 'ları hesaplanamayabilir.)



Sekil : 2-6 Bir arakesitteki ses dalgalarından çıkan dalga ilişkileri

Dalga yüzeyi düzgün bir yüzeye belirli bir geliş açısıyla çarptığı zaman aynı açıyla ters yönde yansır [Kinsler and Frey 1962]. Ses hızları farklı iki ortam arasındaki sınırı; sinyal geçtiği zaman radyasyon demeti yelpazesindeki sapmaya kırılma diyoruz. Sonuçta oluşan propapasyon açısı Snell kuralıyla tesbit edilir.

$$\frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_t} = \frac{c_1}{c_2} \quad (2-39)$$

Bir ses dalgası ve düzlem kesit arasındaki detaylı etkileşim, sınırdaki Z değişikliği ve gelen radyasyon demetinin açısıyla karakterize edilir. Yansıyan bileşenin genliğinin empedansdaki uyumsuzlukla artması önemlidir. Aynı zamanda geliş açısı yüzeyin normali olduğu zaman; yansıyan dalga yaklaştığı yol boyunca geri dönecektir. İnsan dokusu sınırları, tamamen düz ve saydam değildir. Yüzeyin kabalığı (pürüzleri) bir bölgedeki geliş açısından; rastgele genişlikteki yansıyan sinyal yelpazesi üretmesine neden olur. Ses sinyal demeti etkileşim esnasında bir tek ışının izlediği yolu temsil eden çizgiyle gösterilir. Halbuki gerçek durumlarda gelen basınç dalgası; kaynağın saçılma etkisinden dolayı sürekli açılan sonlu büyüklükteki bir demet genişliğine sahiptir. Bu demet geliş açıları değişik bir çok ışının yayılmasından kaynaklanmaktadır. Çok daha doğru etkileşim gösterimi çıkarmak için, demetteki her bir ışına ilgili denklemler uygulanmalıdır. Difraksiyon etkisi basit

durumların aşırı karmaşıklaşmasına neden olur.

Yansıma Arayüzeyi	Yansıyanın, gelen dalga genliğine oranı	Yansıyan enerji yüzdesi
yağ / kas	0,10	1,08
yağ / böbrek	0,08	0,64
kas / kan	0,03	0,07
kemik / kas	0,64	41,23
yumuşak doku / su	0,05	0,23
yumuşak doku / hava	0,9995	99,9

Tablo : 2-4 Yansıyan dalganın gelen dalga genliğine oranı ve yansıyan enerji yüzdesi [McDicken 1981].

Yumuşak doku sınırlarındaki birkaç derecelik sapmaya rağmen; ultrasonik görüntüleme tecrübeler kan damarlarının açıkça tanımlanabileceğini ve kırılmanın çok önemli bir problem olmadığını göstermiştir. Doppler tekniği uygulamaları açısından; kan damarları çeperlerini görüntüleme, dupleks ve akış haritası sistemleri kullanıldığı zaman; kardiyak yapılarda yansıma birincil öneme sahiptir. Yansıma darbeleri sonlu uzunlukta olduğu için yapıların doğrulukla ölçülebilmesi (örneğin damar çapı) imkanı sınırlıdır. Bu kan akışının doğru ölçümünü doğal olarak önemli derecede etkiler. Kırılma bir ultrasonik sinyal demetini, damarın kas/kan arakesitini geçerken bozacaktır. Tıkayıcı plaka varlığından dolayı daha fazla katılan bir cidar olduğunda daha büyük sapmalar umulur. Kavisli yüzeylerdeki ultrasonik sinyal demetindeki bozulma, modellenmiş ve açıklanmıştır. Yinede kan damarlarındaki sinyal yelpazesinin kırılma olayları, detaylı bir şekilde çalışılmamıştır. Bir damar cidarındaki demetin distorsiyonu, damardaki sinyal güç yoğunluğu patternini değiştirecektir ve ortalama hız ölçümünde hatalar

çıkacaktır.

c) Girişim : Girişim iki veya daha fazla dalganın aynı ortamda karışmasıyla meydana gelir. Herhangi bir noktadaki toplam basınç, o noktadaki her bir dalganın basınçlarının cebirsel toplamıyla hesaplanır. Bu superpozisyon ilkesi matematiksel modeller kullanarak, ultrasonik alan şekillerini çıkarmamızda daima uygulanır. Örneğin transduser alanın şekli, kristal yüzeyini bir çok küçük parçalara bölerek modellemeye çalışılır. Her bir ufak parça için difraksiyon patterni hesaplanır, bunların etkileri birleştirilir ve toplam ultrasonik alan şeklini vermesi için toplanır.

d) Absorpsiyon ve Zayıflama : Absorpsiyon, dalganın hareket enerjisini ısıya dönüştürme işlemidir. VHF bölgesindeki frekanslarda; biyolojik malzemelerde ultrasonik propagasyon için absorpsiyona en büyük katkı gevşeme mekanizmasıdır [Wells 1975]. Bu mekanizmada ortamda dalgayla yükletilen gerilme, dokunun değişik enerji seviyelerine enerji akışıyla dağıtılır. Örneğin termal gevşeme (rahatlama) dalga enerjisinin internal moleküler enerjiye akışı demektir. Yapısal gevşeme ise değişik enerji seviyelerindeki doku yapısının değişmesidir. Gerilme, baskı; kaldırıldığı zaman enerjinin bir kısmı dalga enerjisi haline döner. Bu orjinal dalgayla zıt fazdadır ve toplam genlik azalır. Her bir reaksiyon mekanizması, özel bir frekansda (reaksiyon frekansı) çok daha fazla etkindir. Dokularda tahmin edilebileceği gibi benzeri bir çok rahatlama işlemleri vardır. Bunların etkileri birer birer ayrıştırılmaz [Bamber 1986]. İzole işlemler, yalnızca basit sıvılarda yapılabilir. Absorpsiyon, teşhis/tetkik çalışmalarında kullanılan frekans bölgesinde, doku içerisinde frekansla hızlıca çoğalır.

Pratikte tek başına absorpsiyonla nadiren ilgilenilir. Çünkü diğer prosesler, aynı anda dalganın toplam zayıflamasına katkıda bulunur. Bu işlemler saçılma, kırılma, yansıma, non-lineer propagasyon ve ultrasonik dalga demetinin yayvanlaşmasıdır. Bu faktörlerin çoğu frekansa bağımlı olduklarından, zayıflamanın 1-20 MHz frekans aralığında çok hızlı artması sürpriz değildir. Eko görüntüleme ve Doppler tekniği

düşünüldüğü zaman zayıflama katsayısını dB/cm birimiyle ortamın kalınlığı x 'e göre vermek ortak bir pratik çözümdür:

$$A_I = \frac{10}{x} \cdot \log_{10} \left(\frac{I_P}{I_0} \right) \quad (2-40a)$$

$$A_p = \frac{20}{x} \cdot \log_{10} \left(\frac{p}{p_0} \right) \quad (2-40b)$$

Kanda saçılan sinyallerdeki azalma, 1 cm 'lik çaplı damarda 2 MHz 'de 0,8 dB ve 5 MHz 'de 2,0 dB 'dir. Hatanın kaynağı çoğunlukla, ortalama hız hesaplamalarında ihmal edilirler. Bunlar PW Doppler uygulamalarında, alıcı amplifikatörlerdeki zayıflama kompanzasyonu ile hesaba katılır. Değişik formlardaki plakalarda zayıflama için veri yoktur. Buna rağmen katı/sert plakalar; şiddetli kırılma ve yansımayı aratacak ölçüde ultrasound dalgayı fazla zayıflatır.

Zayıflamanın frekansa bağlılığından dolayı, ultrasound dalganın yüksek frekanslı bileşenlerinin genliğinde, alçak frekanslı bileşenlere göre dikkate alınacak bir azalma vardır. Ultrasound darbeye oluşan distorsiyona günümüz uygulamalarında nadiren önem verilir. Ani-darbe bandgenişliğinin, merkez frekansını hissedilir derecede azalttığı bulunmuştur [Holland et.al. 1984].

Absorpsiyon ve zayıflama, Doppler tekniğinde önemli olduğundan etkileri çalışmalarda düşünülmelidir. Bir ultrasonik frekans gerekli tesiri göstermek için seçilir. Yüzeysel damarlar için 7 MHz civarında çalışan tipik Doppler cihazları kullanırken, derinlerdeki damarlar için 2 MHz frekansı uygulanır. Kemik ve hava kabarcığının etkileri, yetişkinlerin beynine ve thorax 'a ulaşarak incelemeleri sınırlamaktadır. Renkli akış görüntülemeye olduğu gibi bir seri bölgede Doppler işaretleri meydana çıkarılacağı zaman, zayıflama kompanzasyonu elektronik devrelerle desteklenmelidir. Böylece daha derinden alınan sinyallere daha büyük kazanç uygulanmaktadır.

2.7.3) Ultrasonik Dalgaların Özellikleri

a) Duran Dalgalar ve Rezonans : Aynı frekansdaki iki dalga zıt yönlerde ilerlerken birbirine girdiği zaman duran dalga oluşur. Eğer ikisi de aynı genlikte iseler kolaylıkla farkedilir. Basınç değişiminin test edilmesi, yüksek ve alçak basınç genliklerini; değişken durağan bölgelerin varlığını gösterir. Dokuda duran dalgalar olduğu zaman kılcal damarlardaki alyuvarların akışı engellenir. Yani kan dolaşımı hareketi durur [Dyson et.al 1974; TerHaar and Wyard 1978]. Kan hareketinin durması, maalesef teşhis tekniklerinde duran dalgalar ortaya çıktığı için oluşmaktadır.

Duran dalga patterni, iki paralel düz yüzey arasında ses dalgasının ileri geri yansıma hareketinden meydana gelmektedir. Eğer yüzeylerin uzaklığı yarım dalgaboyunun tam sayı katları ise basınç genliklerinde farkedilir bir artış gözlenir. Bu durum, rezonansı verecek dalga toplamalarının oluşmasından dolayıdır. Farkedilen rezonans; yüzeylerin yarım dalgaboyu aralıklı olması durumunda oluşur. Seramik transduser, çalışma frekansına eşdeğer 1,5 dalgaboyu kalınlığında kesilerek ultrasonik sinyalin verimli üretilmesi yapılır. CW Doppler transduserler çalışma frekanslarında salınır ve minimum damping katsayısına sahiptir. PW Doppler transduserlerdeki damping oranı ise çok küçüktür. Genel olarak, yapının (dokunun) büyüklüğü ile dalgaboyu arasında özel nümerik bir ilişki olduğu zaman bir rezonans salınımı oluşmaktadır. İlginç bir olasılık da kandaki küçük kabarcıkların, ultrasonik sinyalle tahriklenebilmesidir. Bu durumda salınım frekansı kan basıncıyla ilişkilidir [Fairbank and Scully 1977].

Duran dalgalar ve arakesitler transdüser tasarımcılarının özel ilgilendikleri konulardır. Bunlar operasyonun karmaşıklığını aydınlatan inceliklerdir ve transduserin bütün performansı ile ilgili özel olaylardan iki tanesidir.

b) Non-linear Propagasyon : Bu noktaya kadar yaptığımız açıklamalarda, dalgaformlarının malzemeden geçerken şeklini muhafaza ettiğini

varsaydık. Bu ise yalnızca zayıflatmaya neden olmayan su gibi ortamlardaki çok küçük genlikli dalgalar için geçerlidir. Daha büyük genlikli dalgalar için sesin hızı; herhangi bir anda arttırılan basınçla etkilenen dokunun kısımlarında, azaltılan basınçlı bölgelerdekilerden daha fazladır. Yoğunluk basınçla değiştiği için hız da değişir. Bundan dolayı dalganın pozitif yarısı negatif yarısıyla dalgaformunun distorsiyonu sonucu örtüşür. Propagasyon ortamının derinliği arttıkça distorsiyon; dalga, testere dişli şekilli olana dek çoğalacaktır. Dalgada keskin (ani) süreksizliklerin görülmesi şok dalgayı meydana getirir.

Tıbbi ultrasonik uygulamalarda non-lineer propagasyonun önemi teorilerle desteklenmiştir [Duck and Starritt 1984; Bacon 1984; Law et.al. 1985]. Non-lineer propagasyon en kolay ve yaygın bir şekilde yüksek genlikli ve yüksek frekanslı dalgalarda görülür. Şok dalga oluşumu suda kolaylıkla gerçekleşir. Bundan dolayı ultrasonik sinyal demetinin geçtiği sıvı veya su birikintileriyle alakalı teknikler özel ilgi konusudur. Çünkü dalganın şekillenmesini sağlayan yüksek frekans bileşenleri zayıflatılamaz. Tetkiklerde kullanılan güç seviyelerinde şok dalganın oluşumu, güç seviyesinin zayıfladığı dokuların (karaciğer ve baldır kaslarında) gösterilmesini sağlar [Duck et.al. 1986]. Non-lineer distorsiyon ultrasonik araştırma çalışmalarıyla alakalı durumlarda tesirli olmaktadır. Sinyalleri zayıflatan ortamlarda bu distorsiyonla yaratılan yüksek frekans bileşenleri öncelikle soğurulur ve ileriki aşamada da genliği azalmış daha düzgün (pürüzsüz) dalga şekilleri elde edilir. Non-lineer propagasyonla ilgili şu sonuçları yazabiliriz:

- i) Şok dalga formunda artan basınç genlikleri, emniyet açısından dikkate alınmalıdır.
- ii) Toplayarak kullanabildiğimiz sınırlı datadan, yumuşak dokunun, kanın ve diğer sıvıların ortak özelliklere sahip olduğu görülür.
- iii) Non-lineer propagasyondan dolayı sürekli veya ani-darbeli taşıyıcı dalganın frekans bileşenleri derinliğe bağlı olarak değişmektedir. Bunun için hatalar belkide nispeten küçüktür.
- iv) PW cihazlarındaki non-lineer distorsiyon CW cihazlardakinden daha şiddetlidir. Çünkü PW daha büyük genlikli dalgalar kullanılır.

2 . 8) Saçılma

Saçılma terimi, genellikle ultrasonik dalga ortamda ilerlerken; bir dalgaboyuna eşit veya küçük boyuttaki geometrisi birazcık bozuk bir objeye (süreksizliğe) çarptığı zaman; demetin yayvanlaşmasını (dağılmasını) tanımlamak için kullanılır. Daha dar sinyal demeti veya net odaklama, difraksiyonla sınırlanmıştır. Dalganın dağılması özellikle, dalgaboyuna göre kaynağın büyüklüğüne ve şekline bağlıdır. Mesela disk şekilli bir kristalin, radyasyon alan patterni (saçılma patterni) kısa bir mesafe için silindriktir. Bir dizi transduserin ufak bir elemanından alınan difraksiyon patterni transdusere yaklaştıkça açılır. Difraksiyon patterni içerisinde güç yoğunluğunda, özellikle de transdusere yakın noktalarda sapmalar vardır. Saçılma bir engelin ilerisinde de (örneğin dalga yüzeyini kısmi olarak bloke eden bir dizi slit açıklıkta) olabilir.

Saçılma, ultrasound sinyalleri kullanarak gerçekleştirilen teşhis tekniklerinde merkezi önemi olan işlemlerdendir. Çünkü bu durum, eko görüntüleme ve Doppler tekniğinin her ikisi için de sinyallerin çoğuna kaynaklık eder. Süreksizlikler, yoğunluk ve sıkıştırılabilirlikle değişir. Yumuşak dokulardaki süreksizliğin doğası hakkında detaylı bilgi yoktur. Fakat bunlar sıkı sıkıya toparlanmış saçılma merkezlerinin rastgele dağılımı gibi düşünülebilir. Bu merkezler, ayırık merkezler veya bir kontinumdaki sapmalar gibi modellenenebilir [Chivers 1977]. Bu tür yapılarla irtibatlı bir dalganın bilgisayar modeli, pratikte gözlemlenen özelliklere benzer saçılan bir dalgayı anımsatır. Simulasyonu yapılan yansıma sinyallerindeki istatistiksel sapmalar, görüntülerdeki leke/iz patterninde artışa neden olan sebeplere benzerdir. Tekli veya gurup halindeki alyuvarlar, saçılma merkezi gibi davranır ve Doppler tekniğinde kullanacağımız sinyalleri üretir [Burkhardt 1978; Abbot and Thurstone 1979].

Bir hedef nokta ile (veya materyalin birim hacmiyle) saptırılan toplam gücün S_p gelen güç yoğunluğu I_i oranına, hedefin veya materyal hacminin kesit kısmının

toplam saçılması denir.

$$\sigma_T = \frac{S_P}{I_i} \quad (2-41)$$

Bu oran da, değişik yapıların saçılma gücünü karşılaştırmak için kullanılır. Differensiyel saçılma kesit alanı $\sigma(\phi)$ ise; ortamda belirli bir yönde oluşturulan birim kaba açıdaki dağılan gücün, gelen güce oranıyla hesaplanır:

$$\sigma(\phi) = \frac{S_P(\phi)}{I_i} \quad (2-42)$$

Özel ilgilenilen konu gelen ultrasonik sinyal yönündeki 180° 'lik differansiyel kesit kısmıdır. Bu geri-saçılma kesit kısmı diye bilinir; ve görüntüleme ve Doppler tekniğinde transdusere geri dönen sinyalin büyüklüğünü belirler.

Bir malzemedeki saçılmanın teorik açıklaması, yeterli sadeleştirmeyle mümkündür. Absorbsiyon olmayan, yoğunluğunda (sıkıştırılabilirliğinde) ufak sapmalar bulunan ve çok yönlü yansıma üretmeyen, homojen ortamların; merkezindeki düzlem dalgaların saçılma şekilleri üzerine çalışılmıştır. Herhangi bir mesafedeki saçılan dalgaının yoğunluğu aşağıdaki gibi orantılanabilir:

$$I_s(s, \phi) \propto \frac{k^4}{s^2} [g_1(k, \beta) + g_2(k, \rho) \cos \theta]^2 \quad (2-43)$$

($k = 2\pi/\lambda = w/c$ dalga numarası; ϕ gelen ve yansıyan dalgalar arasındaki açı; $g_1(k, \beta)$ ve $g_2(k, \rho)$ ultrasonik frekansa bağlı sırasıyla hedef hacimdeki sıkıştırılabilirlik ve yoğunluk dağılım fonksiyonları) [Dickinson 1986]. Genel durumlar için aşağıdaki sonuçlar özetlenebilir:

- i) Saçılan dalga, sıkıştırılabilirlik ve yoğunluk dağılımlarına bağlı parametrelerden dolayı birkaç modifikasyonla küreseldir.
- ii) Eğer terimlerden sıkıştırılabilirlik ve yoğunlukdaki sapmalar küçük ise $g_1(k, \beta)$ ve $g_2(k, \rho)$ belirli bir frekans bölgesinde sabit kabul edilebilir. Saçılan güç yoğunluğu, frekansa 4. dereceden bağımlıdır. Bu da Rayleigh saçılmasıdır.
- iii) Saçılma yoğunluğu gözlem açısı ϕ 'ye bağlıdır.

a) Bir Noktasal Hedeften Sesin Saçılması : Küçük bir esnek hedeften; sesin saçılma ve dağılma teorisini tanımlamak için, p_i basınçlı düzlemsel ses sinyal demetinin P noktasına doğru geldiğini düşünelim. Eğer hedef ve çevresi arasında bir Z uyumsuzluğu varsa, gelen dalga hedef yüzeyinden p_s genliğinde saçılan dalga üreterek dağılır. Sınır şartlarına göre basınç (baskı) ve hızın normal bileşeni (dikey) küre yüzeyinde sürekli olmalıdır. Saçılan dalganın genliği; θ_s açısına bağlı olarak

$$p_s = p_i \cdot \frac{\tau_v \cdot k^2}{4\pi} \left[\frac{\bar{\chi} - \chi}{\bar{\chi}} + \frac{3(\bar{\rho} - \rho)}{2\bar{\rho} + \rho} \cdot \cos\theta_s \right] \quad (2-44)$$

(τ_v esnek noktasal hedefin hacmi; $\bar{\chi}$, $\bar{\rho}$ ve χ , ρ ise hedefin ve etrafını çevreleyen ortamın sırasıyla adiabatik hacimsel modülü ve kütle yoğunluğu) eşitliğiyle bulunur. $\theta_s = 0^\circ$ özel durumu için zıt yönde saçılma katsayısı aşağıdaki gibidir:

$$A_s = \frac{p_s}{p_i} = \frac{\tau_v \cdot k^2}{4\pi} \left[\frac{\bar{\chi} - \chi}{\bar{\chi}} + \frac{3(\bar{\rho} - \rho)}{2\bar{\rho} + \rho} \right] \quad (2-45)$$

Bu ifadeler yalnızca; gelen ultrasound sinyalin dalgaboyu, hedefin tipik boyutundan çok büyük olduğu durumlara uygulanabilir. Bu durum ise alyuvarları araştırmakta kullandığımız ultrasonik frekanslar olduğu zaman çok rahatlıkla sağlanmaktadır. Alyuvarlardaki geri-saçılma, geometrisinden bağımsız fakat hacmine ve çevresine göre empedans uyumsuzluğuna bağlıdır [Rschevkin 1963].

b) Rastgele Dağılımlı Küçük Hedeflerdeki Saçılma : Ufak hedeflerin oluşturduğu kesif bir dağılımda, dalga propagasyonunun saçılması çok karmaşıktır. Süperpozisyon ilkesini uygulayarak her bir alyuvarla üretilen difraksiyon patterninin pozisyonunu, büyüklüğünü ve şeklini hesaplayarak ve teker teker toplayarak eko yapısını belirlemek mümkündür. Fakat bu çözüm yöntemi her bir sapırtıcının pozisyonunu bilmeyi gerektirdiğinden kolay kontrol edilemez. Dahası bu

saptırıcının pozisyonunu bilmeyi gerektirdiğinden kolay kontrol edilemez. Dahası bu spesifik çözüm az kullanışlıdır; çünkü yalnızca özel bir hedef dağılım için yansıma yapısı tanımlanabilir. Daha iyi ve geçerli bir yaklaşım; geri-saçılma yansımasını karakterize eden temporal ve spatial ortalama datalarını hesaplamak için istatistiksel teknikler uygulamaktır.

Peryodik sinusoidal dalgalar kümesinin herhangi bir hacimdeki rastgele dağılmış saptırıcılarla geri saçılmasını şöyle tanımlayabiliriz : Geri saçılan sinyalin RMS değerini, yansıma katsayısı bilinen bir hedeften yansımayla karşılaştırarak, noktasal hedefler için “ hacimsel geri-saçılma kesit alanı “ belirleriz. Ultrasonik frekans bölgesinde alyuvarların hacimsel geri-saçılma kesit alanını tesbit etmek üzerine yapılan çalışmalar yoğunlaşmıştır [Sigelmann and Reid 1973; Shung et.al 1976; Atkinson and Berry 1974].

Saçılma kesit birimlerinin ölçülmesiyle ilgili literatür; bu ölçümlerin yapılması gerçekten zor olduğundan dolayı nadir bulunur. Örneğin ileri yönde (sinyalin propagasyon yönünde) saçılan ultrasound sinyali, orjinal demetten ayırma problemi; demetin fiziksel büyüklüğünü ve ölçümün açısai bölgesini sınırlayan yan loblar (kulakcıklar) sıkıntı yaratmaktadır. Saçılmayı belirli bir teoriye oturtma teşebbüsleri, durumun karmaşıklığını ortaya çıkarmaktadır. Genellikle model sadeleştirilmelidir. Öyle ki sonuçlar az çok sezgisel varsayımlarla doğrulanmalıdır. Saçılma ile ilgili tekniklerin geliştirilmesi teorik modellemeden çok deneysel araştırmalarla yapılmaktadır.

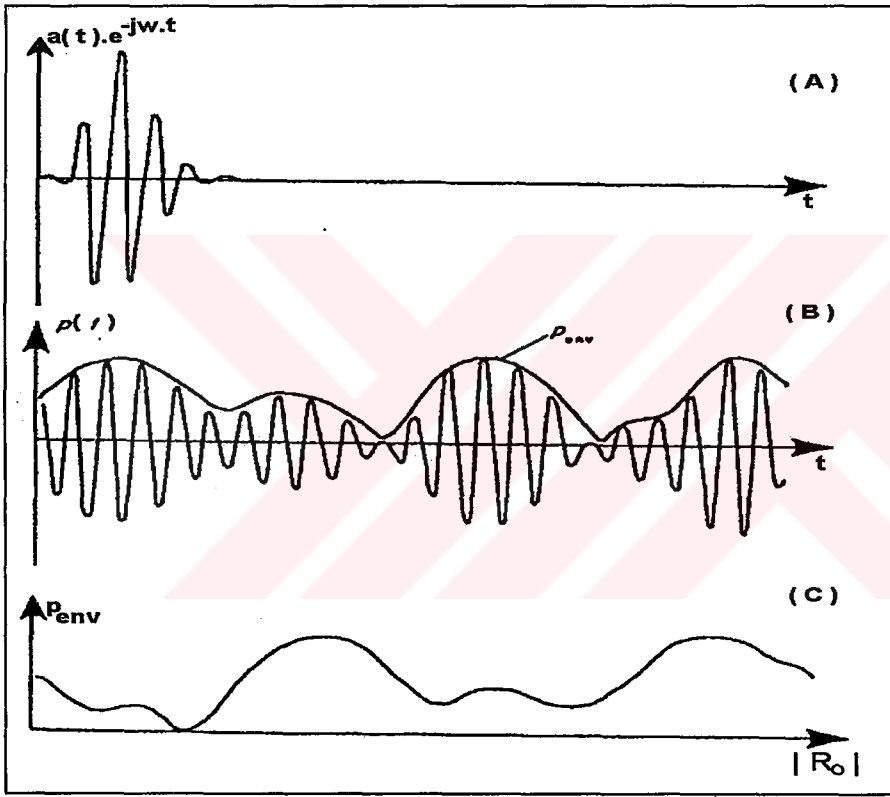
Analiz sonuçları, kan ve yumuşak dokuda yapılan sınırlı deneysel ölçümlerden çıkartılan saçılma değerlerinde, bizim anladığımız kavramları doğrulamaktadır. Dokularda saçılmanın toplam zayıflamaya katkısı %40 'lara kadar çıkmaktadır. Bu ilaveler dokuya ve sesin frekansına bağlıdır. Fakat nedenlerin bunlar olduğu zayıflama sebebi %10 'dan küçüktür. Saçılma yağ miktarı ve kollagen ile artarken dokudaki su miktarıyla azalır. Kandaki saçılmanın açısai dağılımı simetrik değildir.

Kandan saçılarak gelen sinyaller dokudan gelenlerden daha zayıftır. Yumuşak dokular için örnek inceleme hacmi sinyalleri, bundan dolayı kandakinden daha büyüktür. “ Wall-thump filter ” hareketli dokulardan kaynaklanan küçük frekanslı sinyalleri kaldırmak için kullanılır [Shung et.al. 1977; Shung et.al. 1976; Morse and Ingard 1968].

Ultrasound dalganın kandan saçılmasını tanımlamak için istatistiksel difraksiyon teorisini kullanacağız. Kısa süreli ultrasound sinyal kümesi yayınlandıktan sonra, kanla saptırılan geri-saçılma yankısı; bir zaman gecikmesi ve kaynak/alıcı ikilisinin lateral (yanlamasına) yer değiştirmesi fonksiyonudur. Büyük hacimli sıvıdan dönen zayıf eko dalgalarının, rastgele gruplara benzer bir kısmı Şekil : 2-7 ‘de görülmektedir. Sabit bölgeden doğan ekodaki benzer sapmalar, ultrasound kaynak/alıcı bileşenin transmisyon yönüne dik bir düzlemin yan taraflarına götürüldüğünde olmaktadır. Bu tanecikli eko, ölçekli gözlem bölgesindeki kanın herhangi bir özel yapısından dolayı değil, yalnızca rastgele dağılımlı alyuvarlarla saçılmadaki sapmadan kaynaklanmaktadır. Bu analizin önemli bir özelliği deneysel kazanılan tecrübedir ki; ultrasonik vuruşun boyutları algılanan sapmanın ölçüsünü belirler. Bunun nedeni ani-darbe eko tekniğinde alyuvarları teker teker ayırıp çözmenin mümkün olmamayıdır. Çünkü ultrasonik dalgaboyu hedef taneciğin boyutlarından büyüktür.

Kan hücreleri rastgele dağılımlı ise, aynı boyuttaki farklı küçük hacimlerde (V_{hacim}), rastgele kapsanan alyuvarların sayısı $n.V_{\text{hacim}}$ (n toplam sayısal yoğunluk) ile verilemez. Fakat bu bir ortalama değer civarında değişir. Bir ultrasonik ani-darbe gönderildikten sonra; eko meydana gelmesine kaynaklık eden örnek inceleme hacmi diyebileceğimiz bir bölgeden geri gelir. Örnek inceleme hacminin darbeleri vuruş uzunluğuyla eksene; kaynak/alıcı demet şekilleriyle yanıl sınırlamaları vardır. Eğer bir darbeleri eko sisteminin örnek inceleme hacmi V ise, ekoya kaynaklık eden alyuvarların sayısındaki sapmalar; saçılma gücü yardımıyla yapılan teşhis çalışmalarında değişmelere neden olur.

c) İstatiksel Saçılma Teorisi : Noktasal hedeflerin rastgele dağılımının neden olduğu ultrasonik saçılmayı analiz edelim. Bir silindirik transduserden yayılan birkaç peryot uzunluktaki kısa quasi-monokromatik darbelerin saçılma şeklini düşünelim. Bu ani-darbeler, uygun bölge ayrımı yapabilmeye elverişli yeterli kısıklıkta ve bir dominant ultrasonik merkez frekans meydana getirebilmeye yeter uzunlukta olmalıdır. Difraksiyon teorisi kompleks fonksiyon olarak tanımlanan p_c türünden (reel kısmı ultrasonik dalganın akustik basıncı) formulüze edilir. p_c quasi-monokromatik darbeler için ses dalgasının zarfıyla tanımlanır ($p_{env} = |p_c|$).



Şekil : 2-7 (a) Yayınlanan ani-darbe.

(b) Geri-saçılan yankı.

(c) Zarfdaki transverse sapmalar.

Önce bir koordinat sistemi seçilir. Bu durumda ultrasonik kaynak/alıcı z eksenini yönünü gösteren orjine yerleştirilir. Gelen dalganın baskı dağılımı $p_c(R, z, t)$ fonksiyonu ile tanımlanır. Bu fonksiyonun şekli, kristalden doğan ani-darbenin

zaman değişimine bağlıdır ve bunu birimsiz $a(t) \cdot e^{-j\omega t}$ çarpanı ve ultrasonik kaynağın difraksiyon demeti tanımlar. Bu analizin amacı için, difraksiyon demetinin yan kulaklıklarının ihmal edildiğini varsayacağız. Lateral basınç dağılımı, silindirik ve simetrik $b(R)$ boyutsuz fonksiyonuyla ifade edilir. İlgilendiğimiz bölgenin haricindeki transdüsera yakın alanda, $b(R)$ fonksiyonu basitçe exponensiyel azalan forma dönüşmektedir.

Herhangi bir (R, z) noktasında, t zamanında gelen basınç

$$p_c(R, z, t) = p_o \cdot a\left(t - \frac{z}{c}\right) \cdot b(|R - R_o|) \cdot e^{j(k \cdot z - \omega \cdot t)} \quad (2-46)$$

$(R_o, 0)$ silindirik koordinatta transdüserin pozisyonu olarak yazılabilir. Bu denklem $r_k(R_k, z_k)$ noktasındaki her bir alyuvaya gelen dalgayı tanımlıyor. Alyuvarlar; genliği mesafe ile lineer olarak azalan bir saçılan dalgayı meydana getiren esnek bir noktasal hedef gibi davranır. $r_k(R_k, z_k)$ noktasına yerleştirilmiş tek bir alyuvardan kaynağa geri ulaşan saçılan eko, şu şekilde ifade edilir:

$$s p_k(R_o, t) = \frac{p_o}{z_k} \cdot A_s \cdot a\left(t - \frac{2z_k}{c}\right) \cdot b(|R_k - R_o|) \cdot e^{j(2 \cdot k \cdot z_k - \omega \cdot t)} \quad (2-47)$$

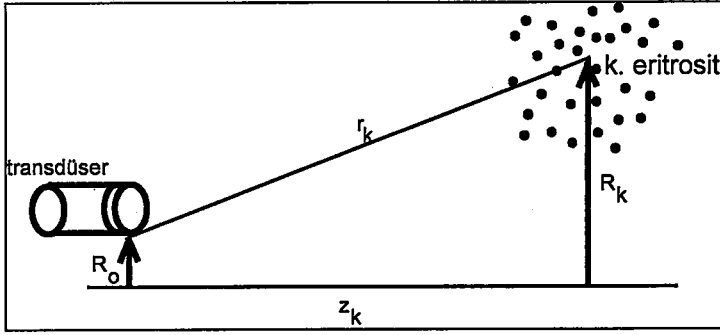
$(A_s$ bir alyuvardan ters yöndeki saçılma katsayısı; Bkz. (2-49)). Sonrasında saçılan dalga ikinci bir saçılmaya kaynaklık etmeden alıcıya ulaşır. Bütün alyuvarlardan alınan toplam eko sinyalini şu eşitliğe göre hesaplarız:

$$s p_c(R_o, t) = p_o \cdot A_s \cdot e^{-j\omega t} \sum_k \frac{e^{j2 \cdot k \cdot z_k}}{c} a\left(t - \frac{2 \cdot z_k}{c}\right) \cdot b(|R_k - R_o|) \quad (2-48)$$

$\frac{|R_k - R_o|}{z_k}$ 'nin ikinci ve daha büyük kuvvetli terimleri ihmal edilir. Bu varsayım z_k 'nin $|R_k - R_o|$ 'dan daha büyük olduğu transdüserden uzak çalışma sahalarında geçerlidir.

Matematiksel işlemleri kolaylaştırmak için demet şekli ve darbeli vuruş uzunluğunu, yalnızca transmisyon süresince tanımlı olduğunu varsaymak çalışmalarda tercih sebebidir. Alıcının ideal (radyasyon yelpazesinin çok geniş açıklıkta, genişbandlı frekans cevaplı, dolayısıyla yankı şeklini bozmadığı ve çok

yönlü özellikleri) olduğunu varsayalım. Aynı transduser alıcı ve verici için kullanıldığından ani-darbe şekillendirmenin ve demet oluşturma bir kısmı transmisyon sırasında bir kısmı da resepsiyon sırasında meydana gelir. Lineer sistemlerde bu iki etkiyi birleştirmek ve tam “ git/gel “ (gidiş-dönüş) darbe şekli diye tanımlamak uygundur.



Sekil : 2-8 r_k noktasına yerleşik k. alyuvardan sinyalin saçılması.

(2-48) ‘i, ani-darbenin maksimum değerinin transmisyona girdiği anı $t = 0$ olarak, yeniden yazabiliriz. $a(t)$ ’nin bir kompakt fonksiyon (süreli darbe) olduğunu düşünerek, bütün z_k değerlerini yaklaşık $c.t/2$ değeriyle değiştirebiliriz. Bu şartlar altında eko dekleminin en son hali

$$s_{pc}(R_o, t) = 2 \frac{p_o \cdot A_s \cdot e^{-j\omega \cdot t}}{c \cdot t} \sum_k a\left(t - \frac{2 \cdot z_k}{c}\right) \cdot b(|R_k - R_o|) e^{j2 \cdot k \cdot z_k} \quad (2-49)$$

olacaktır. Fazın değer aralığını belirleyen $e^{j2 \cdot k \cdot z}$ bileşeni, toplam sembolü altında $c.t/2$ ‘ye eşitlenemez. Aksi taktirde bütün önemli girişim etkileri bozulabilir.

$2 \frac{p_o \cdot A_s \cdot e^{-j\omega \cdot t}}{c \cdot t}$ ölçekleme terimi geri saçılmanın şiddetini tanımlıyor, ve genliğinin

$c.t/2$ değeriyle ters orantılı azaldığını gösteriyor. Toplam, nokta saptırıcıların rastgele dağılımından doğan teker teker bütün hedeflerin, superpozisyonunu ifade eder.

Geri gelen yansıma benzer yolla karakterize edilir. Geri-saçılma ekosunun şiddetini en iyi tanımlama metodu, eko zarfının ortalama değerini $\langle P_{env} \rangle$

hesaplamaktır. En basit şekli ise önce ortalama kare modülü $\langle |p_c|^2 \rangle$ 'yi bulmak sonra

$$\langle P_{env} \rangle = 0,5 \cdot \sqrt{\pi \langle |p_c|^2 \rangle} \quad (2-50)$$

'yi hesaplamaktır. Bir Gaussian rastgele değişken olduğu için $|p_c|^2$ Rayleigh dağılımına sahiptir.

Ultrasound darbe transmisyonuyla karşılaştırıldığında çok büyük Ω_v hacminde, rastgele dağılan toplam N alyuvar olduğunu varsayarak yukarıdaki denklem daha iyi yorumlanabilir. Bu, toplam singlet olasılık dağılımı $p_1(r_i) \cdot d\omega_{vi}$ konusuyla analiz edilebilir. Singlet olasılık dağılımı i. alyuvarın r_i merkezli $d\omega_{vi}$ küçük hacminde bulunma ihtimali diye tanımlanır.

$$p_1(r_i) \cdot d\omega_{vi} = \frac{d\omega_{vi}}{\Omega_v} \quad (2-51)$$

Yani basitce alyuvarların toplam hacme oranıdır. Aynı zamanda doublet olasılık dağılımı da toplam ifadesinin analizine aracılık eder. Bu dağılım ise i. alyuvarın r_i merkezli $d\omega_{vi}$ küçük hacminde; j. alyuvarın da r_j merkezli $d\omega_{vj}$ küçük hacminde bulunma olasılıklarını belirler ve

$$p_{12}(r_{ij}) \cdot d\omega_{vi} \cdot d\omega_{vj} = \frac{d\omega_{vi} \cdot d\omega_{vj}}{\Omega_v^2} g(r_i - r_j) \quad (2-52)$$

eşitliğiyle yazılır. $g(r_i - r_j)$ ise korrelasyon fonksiyon çiftidir. i ve j iyice ayrı tutulduğu zaman $g(r_i - r_j) = 1$ olur. Çünkü iki alyuvar arasında uzun bölge etkileşimi imkansızdır. Tam tersine $|r_i - r_j|$ bir kaç mikrondan küçük olduğu zaman $g(r_i - r_j) = 0$ olacaktır. Nedeni ise alyuvarların birbirine geçişemeyeceğidir. Ortalaması hesaplanacak fonksiyondaki en hızlı değişim λ_0 mertebesindeki mesafeler aşıldığında meydana çıkacağından ve λ_0 'dan 1000 kez daha küçük uzaklıktaki bölgelerde $g(r_i - r_j) \neq 1$ olacağı için, ikili korrelasyon fonksiyonu belirli bir yaklaşımla şöyle yazılabilir:

$$g(r_i - r_j) \cong 1 - \delta(r_i - r_j) \int (1 - g(r)) \cdot d\omega_v = 1 - \alpha \cdot \delta(r_i - r_j) \quad (2-53)$$

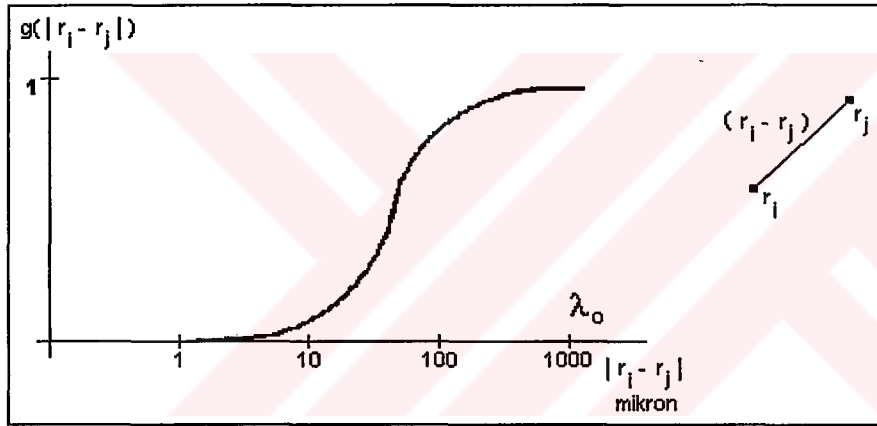
($\delta(r_i - r_j)$ Dirac-delta fonksiyonu; α alyuvarları çevreleyen harici hacmin ölçüsü)

Dirac-delta fonksiyonu $r_i = r_j$ haricindeki bütün noktalarda sıfırdır. Teorik tanımı ise r_i, r_j 'ye yaklaşırken δ sonsuz değere ulaşır. Harici hacim α çok küçük olduğundan $\alpha \cdot \delta(r_i - r_j)$ çarpımı, $r_i = r_j$ olan bölgede bir birime yuvarlanabilir.

Alyuvar sayısının yoğunluğunu $a_n = N/\Omega_v$ olarak tanımladığımızda, eko basıncının ortalama karesinin modülünü aşağıdaki gibi yeniden düzenleyebiliriz.

$$\langle |p_c|^2 \rangle = \frac{4\pi}{c} \cdot \left(\frac{p_0 \cdot A_s}{t} \right)^2 \cdot a_n \cdot (1 - \alpha \cdot a_n) \cdot \int_0^\infty R \cdot b^2(R) \cdot dR \cdot \int_{-\infty}^\infty a^2(t) \cdot dt \quad (2-54)$$

N-1 terimini N ile yer değiştirdiğimizde kan hacmindeki saptırcıların sayısı efektif sonsuz değere çıkar.



Şekil : 2-9 Korrelasyon fonksiyon çifti

Basınç zarfının ortalama değeri $\langle p_{env} \rangle$, (2-50) ve (2-54) formülleri birleştirilerek izlenir. Yayılan enerjiyi karşılayabilmek (dengeliyebilmek) için transduserin verimi ve anten kazancı, $\langle p_{env} \rangle$ hesaplaması amacıyla ifadenin normleştirilmesi uygundur. Bu ise $z = c \cdot t/2$ bölgesine yerleştirilmiş bir tam yansıtıcı yüzeyden alınan sinyal zarfının tepe değeriyle (P_{ref}) oranlayarak gerçekleştirilir. Elde edilen oran;

$$\frac{\langle p_{env} \rangle}{P_{ref}} = \frac{\pi \cdot A_s}{t} \cdot \sqrt{\frac{a_n \cdot (1 - \alpha \cdot a_n)}{c} \int_{-\infty}^\infty \left(\frac{a(t)}{a(0)} \right)^2 dt \cdot \int_0^\infty \left(\frac{b(R)}{b(0)} \right)^2 \cdot R \cdot dR} \quad (2-55)$$

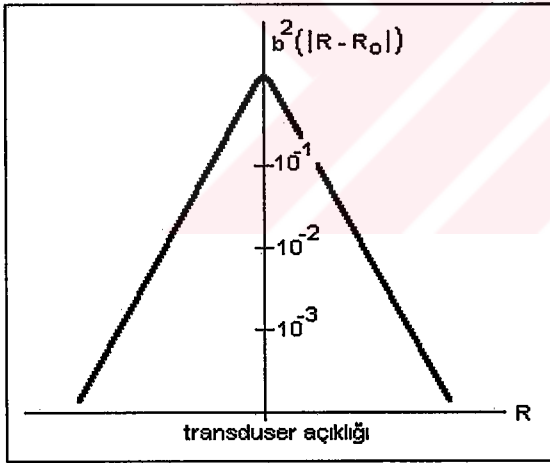
denklemleri yazılır. Tıbbi darbe/eko ultrasoniğinde kullanıldığı gibi kaliteli bir zayıflatıcı silindirik piezoelektrik transdüser; gerilim dürtüsüyle ani tahriklenerek, deneysel araştırmalarda iyi bir yaklaşım sergilemiştir.

$$\begin{aligned} a(t) &= \exp\left(-\frac{t^2}{2 \cdot T_L^2}\right) \\ b(R) &= \exp\left(-\frac{R}{R_B}\right) \end{aligned} \quad (2-56)$$

(T_L ani-darbe uzunluğu; R_B ise $z = c \cdot t/2$ 'deki demet yarı çapı). Son olarak (2-55)

$$\frac{\langle p_{env} \rangle}{P_{ref}} = \frac{\pi \cdot A_s \cdot R_B}{2 \cdot t} \cdot \sqrt{\pi \cdot T_L \cdot \frac{a_n \cdot (1 - \alpha \cdot a_n)}{c}} \quad (2-57)$$

haline gelir. ($\langle p_{env} \rangle / P_{ref}$)² değeri geri-saçılma gücüyle ilişkilidir. Ki bir ultrasonik akışkan metrenin tabiatındaki SNR yeteneğini sınırlayıcı bir faktördür. Analiz, kandan geri saçılan difraksiyon patterninin şeklini karakterize edecek şekilde tamamlanır.



Şekil : 2-10 Bandgenişliği fonksiyonu b^2 'nin logaritmik eğrisi

Zaman gecikmesi t_d ve transduserin pozisyonu R_0 değiştiği zaman, eko zarfı p_{env} ortalama değer etrafında sapmalara uğrayacaktır. Sapmaları karakterize eden en basit nicelikler iki ayrı solma hızıyla tanımlanabilir. Kaynak/alıcı pozisyonu R_0 sabit tutulduğunda t birim aralığında $\langle p_{env} \rangle$ ortalama değerini geçen p_{env} sayısı, N_R 'dir. Benzer şekilde N_t ise; kaynak/alıcının birim lateral yerdeğiştirmesi sırasında bir sabit

zaman gecikmesiyle $\langle p_{env} \rangle$ değerini geçen p_{env} sayısının ortalamasıdır. Böylece N_t ve N_R ultrasound sinyal demetine paralel ve buna dik yönlerde; yankı zarfındaki sapmaları karakterize etmektedir.

N_t ve N_R 'yi hesaplamak için, formül (2-49) 'daki $p_c(R_o, t)$ ekosunun spatial ve temporal istatistiksel dağılımını bilmek gerekir. Daha önce formulize ettiğimiz eko, herbir noktasal hedeften ayrı ayrı çok büyük sayıdaki istatistiksel bağımsız katkıların kombinasyonu ile yazılmıştır. Bu sayı örnek inceleme hacmindeki kırmızı kan hücrelerinin sayısına eşittir. Yaklaşık olarak $\pi \cdot a_n \cdot c \cdot R_B^2 \cdot T_L \cong 10^8$ 'dir. Eko dalga şekli $p_c(R_o, t)$ bundan dolayı yapısal olarak Gaussian random şeklindedir ve standart Gaussian gürültü teorisi kullanılarak analiz edilmiştir. Bu teori N_R ve N_t solma hızlarının, zarfa göre p_c kompleks eko basıncının, rastgele olmayan zaman faktörünü kaldırmak için $e^{j\omega t}$ ile çarpılarak auto-korrelasyon fonksiyonuyla hesaplanabileceğini göstermiştir.

Ani-darbe zarfı demet genişliği fonksiyonları bilindiği sürece; kan tarafından geri saçılan ekonun şeklini karakterize eden solma hızları da hesaplanır. Özellikle $a(t)$ ve $b(R)$ 'nin basit karakteristiği (2-56) ile tanımladığımız gibi ise, tipik klinik cihazlarda bulunan darbe/yankı kristali için geçerli olan en son integral hesaplarının sonucu şöyle bulunur:

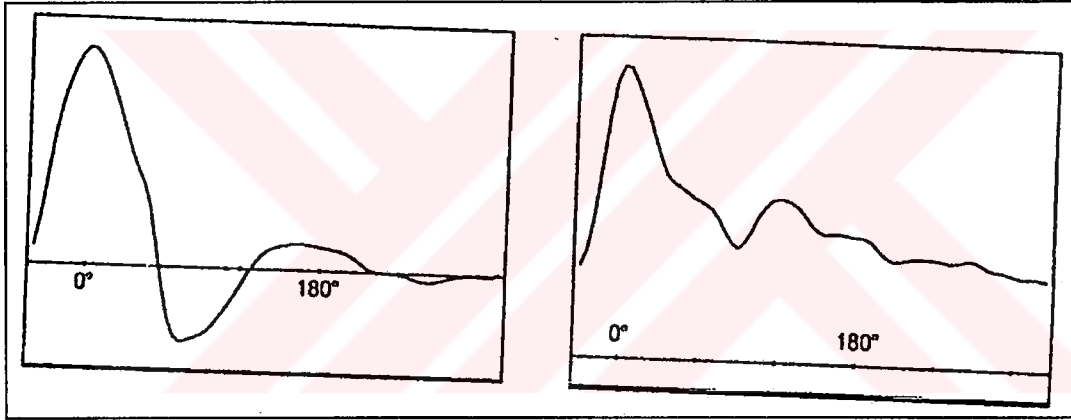
$$\begin{aligned} N_t &= \frac{e^{-\pi/4}}{T_L \sqrt{2}} = \frac{0,322}{T_L} \\ N_R &= \frac{e^{-\pi/4}}{R_B \sqrt{2}} = \frac{0,322}{R_B} \end{aligned} \quad (2-58)$$

2 . 9) Kan Yapısı

İnsan kanı, içinde alyuvar (eritrosit), akyuvar (lokosit), ve trombosit kompozisyonu bulunduran bir sıvı plazmasından oluşmaktadır. Alyuvarlar, ortalama çapı $7 \mu m$ ve kalınlığı da yaklaşık $2 \mu m$ olan esnek bikonkav disklerdir. Alyuvarların ortalama hacmi $90 \mu m^3$ 'tür ve $1 mm^3$ hacimde de yaklaşık 5 milyon tane alyuvar

vardır. Bu konsantrasyon % 45 civarında hematokriteye^{*2} karşılık gelir. Kandaki ultrasound sinyalin saçılmasının ana kaynağı, genellikle bu alyuvarların olduğu farzedilmiştir. Çünkü akyuvarlar daha büyük olmalarına rağmen sayıca çok daha azdır (7500 adet/mm³). Trombositler çok daha yoğun olarak dağılmasına rağmen (35000 adet/mm³) eritrositlerden daha küçüktür.

Klinik test cihazlarında kullandığımız ultrasonik frekanslarda hücre şekillerinin, saçılma karakteristiklerini tanımlayan hiç bir belirleyici rolü yoktur. Çünkü hücre ebatı, kendisini etken bir noktasal hedef yapacak ultrasonik dalgaboyundan daha küçüktür. Saçılma katsayısı, alyuvar hücrelerinin hacmine ve etrafını çevreleyen plazma ile aralarındaki Z eşitsizliğine bağlıdır.



Sekil : 2-11 Common femoral (soldaki) ve common karotid arterden alınan ortalama hız dalgaformlarının şekilleri

Alyuvarlar kendinden daha az yoğunluktaki plazmadan, santrifüj metoduyla ayrılabilirler. Böylece bu iki içeriğin fiziksel özellikleri ölçülebilirler. Özel ilgilenen parametreler adiabatik sıkıştırılabilirlik K ve hacimsel yoğunluk ρ 'dur. Propagasyon hız yöntemini kullanarak, 20°C 'deki ortamda bu nicelikler tespit edilmiştir:

$$K_{\text{plasma}} = 40,9 \times 10^{12} \text{ cm}^2/\text{dyne}$$

$$K_{\text{alyuvar}} = 34,1 \times 10^{12} \text{ cm}^2/\text{dyne}$$

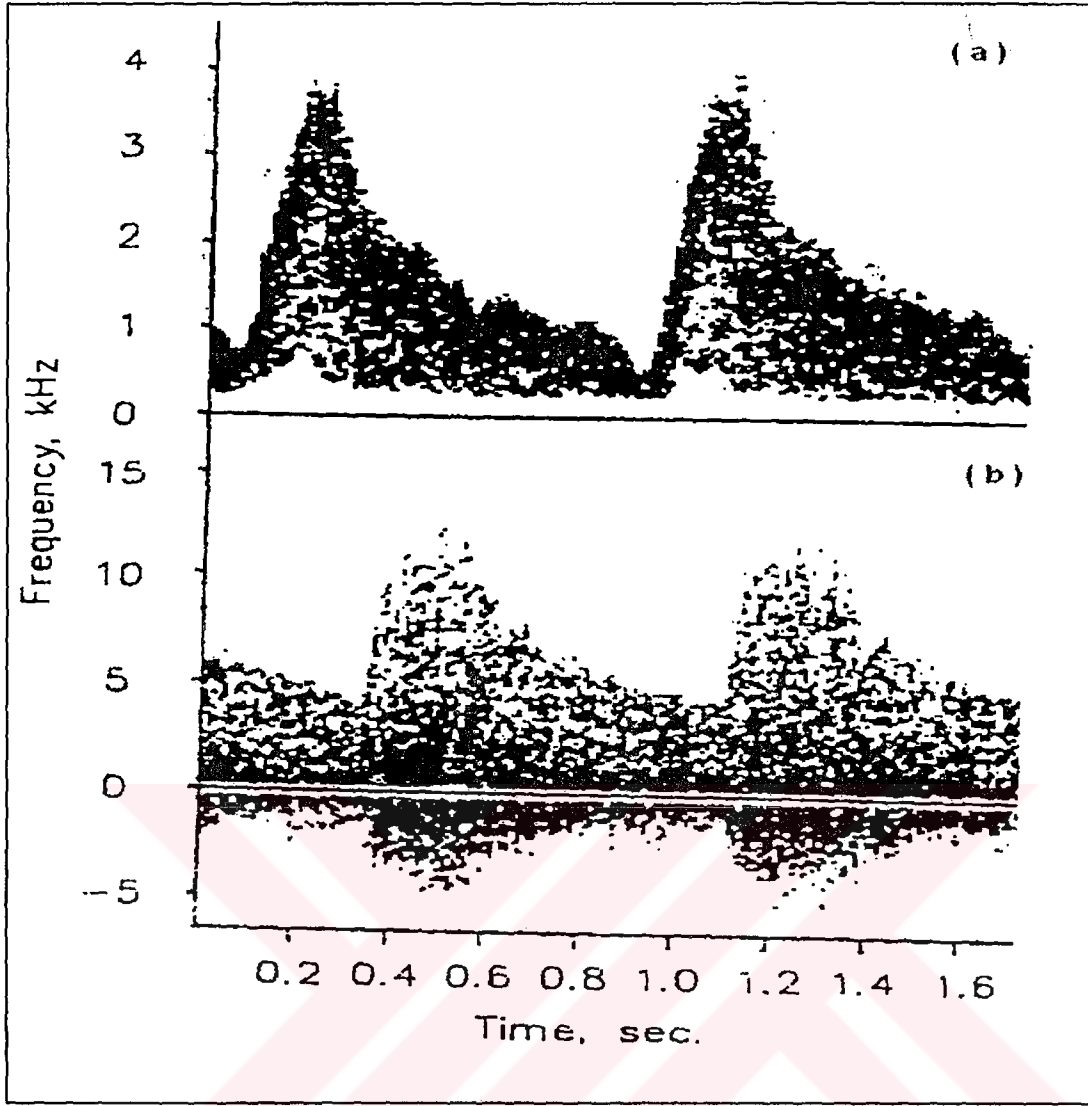
^{*2} Hematokrite : Bütün kandaki hücrelerin hacimsel oranı.

$$\rho_{\text{plasma}}=1,02 \text{ gm/cm}^3$$

$$\rho_{\text{alyuvar}}=1,092 \text{ gm/cm}^3$$

Kan normalde karakteristikleri çok iyi bilinen bir homojen sıvıdır. Patolojik şartlardan dolayı anormal özellikler meydana gelebilir. Hematokritteki minor değişiklikler ve roulax olarak bilinen alyuvar birlikteliğinin çok hücreli yığına (pıhtıya) dönüşmesi bunun için iki ayrı örnektir. Her iki durumda da kandan yansıyan geri-saçılma gücü belirgin derecede etkilenir. Çok dikkat ve özen gösterilmeden ele alınan kan inceleme örneklerinde, pıhtılaşma ve roulax oluşumu deneysel çalışmalar sırasında, ölçtüğümüz geri-saçılma katsayılarında çok büyük değişikliklere neden olabilir.

a) Damarlardaki Hız Profilleri : Damarlardaki hız profili üzerine yapılan deneysel çalışmalar, bölgesel ölçümlerin gerçekleştirilmesindeki zorluklardan dolayı sağlıklı değildir. Küçük damarlarda geliştirilecek hız profilleri için bu bölümde kabaca tekrarlanan teorilerden netice çıkarabiliriz. Doğal olarak bu durum da, çok daha karmaşık olan PW Doppler tekniğine yönelmemize neden olur. Profil, aorttan ayrıldıkça çok daha iyi şekilde dengelenecek; ve flat ve blunt hale gelmeye başlayacaktır. Damar çapına göre çizilen hız profilinde önemsenmeyecek derecede, simetriklik vardır. Bu simetrikliğin; aort kolunun (yayının) çok kaba kavisi, kol ve kafayı besleyen temel dallanmaların neden olduğu lokal bozulmanın uzantısı ve lateral (yanal) basınç değişiminin sonucundan kaynaklandığı düşünülebilir. Aort çapı 3,1 cm ve ortalama Re sayısı 1500 olduğundan kararlı-hal hız profilinin oluşması için gerekli giriş uzunluğu yaklaşık 1,4 m 'dir. Bu durum bütün aort uzunluğunun giriş bölgesi olarak kabulünü doğurur. Damar sistemi kollara ayrıldıkça çap ve Re sayısı azalır ve herbir eklem giriş olayının etkisini yeniden meydana getirir. Bazı arterlerde, (örneğin böbrek damarları) kararlı-hal ortalama hız profili asla teşekkül etmez. Bazılarında da (örneğin yüzeysel uyluk damarları) giriş etkisi çabucak kaybolur. Özel inceleme çalışmaları; damar tıkanıklığındaki akış bozukluklarının rolünden dolayı, koroner ve karotid sirkülasyona yöneliktir [Batten and Nerem 1982; Ku et.al. 1985]. Bu ve benzer çalışmalar insan arterindeki akışları anlamayı tamamlayıcı sonuçlar verir.



Şekil : 2-12 İnsanın internal karotid arterinden alınarak kaydedilen gri ölçekli CW Doppler spektrumu.

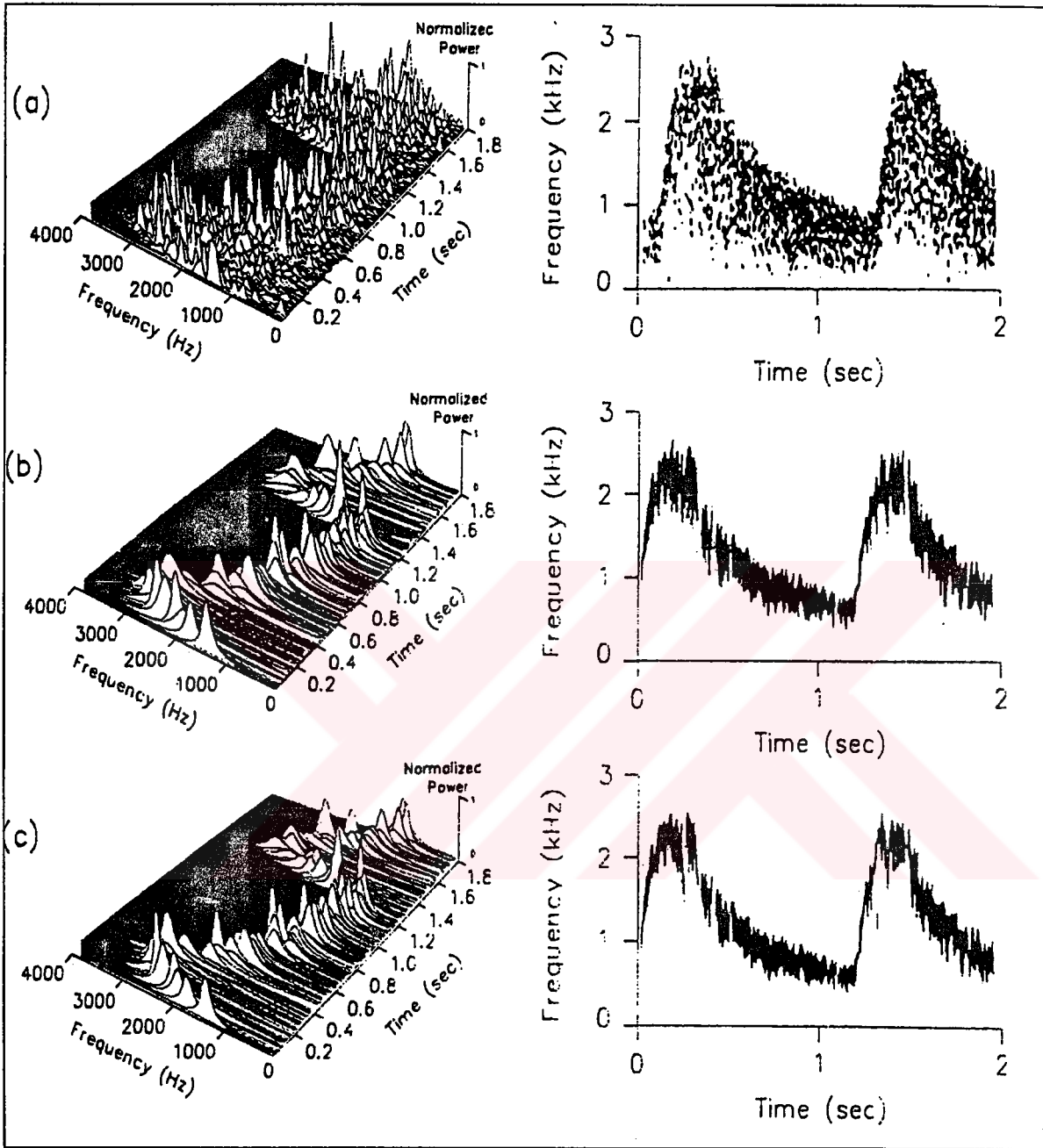
(a) Maksimum systole bölgesindeki normal damarı gösteren grafik.

(b) Distal 'dan alınan ve %80 bölge darlığını gösteren, dolayısıyla spektral yayvanlaşmanın meydana gelmesi [Vaitkus and Cobbold 1988]

2 . 10) Özet

Ultrasound sinyallerin kanla nasıl etkileştiğini bu bölümde tanımladık. Buna rağmen işlemlerin matematiksel ayrıştırması analizin anlamını ve amacını örtebilir. Saçılma işlemini çok daha fazla detayına inmeden kabaca düşündüğümüzde, teorinin pratik yorumunu yapabiliriz. Diğer rastgele gürültü olaylarındaki saçılma konusuyla

karşılaştırabileceğiz.

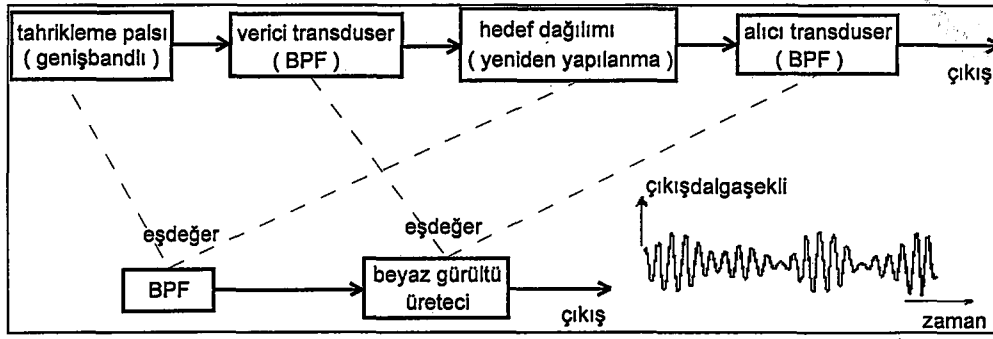


Sekil : 2-13 Normal internal karotid arterdeki CW Doppler işaretinden çıkartılan ortalama hız profilleri; (a) FFT, (b) ARMA-SVD, (c) AR-YW, yöntemleriyle 3 boyutlu sonogram ve 2 boyutlu spektogram şekilleri [Vaitkus et.al. 1988].

Kanın yapısını ve geri saçılan eko formunu karakterize eden en önemli özellik spatial (ortamsal) auto-korrelasyon fonksiyonudur. Bu ise formül (2-53) 'de görülen korrelasyon fonksiyonuna çok benzerdir. Spatial korrelasyon fonksiyonunun değeri bir boyutta düşünülür ve iki alyuvar merkezi belirli bir uzaklıkta ve iki ayrı hücre içice geçemeyeceğinden, spatial korrelasyon fonksiyonunun değeri orjine yakın yerlerde sıfırdır. Fakat aralık arttıkça sabit bir değere hızlıca yükselir (Bkz. Şekil : 2-9). Bu kandaki saçılma merkezlerinin örneğin bir kristal latisde olabileceği gibi tercih edilen mesafede olmadığını gösterir.

Ultrasonik dalgaboyu ölçeklerinde alyuvarların rastgele dağıldığı görülmüştür. Böylece kanın kendisi geri saçılmış diffraksiyon patterninin şekline herhangi bir katkı yapamaz. Tam aksine saçılma karakteristikleri tetkik amaçlı ani-darbenin şekliyle tanımlanır. Örneğin demet genişliği R_B lateral solma hızı N_R 'yi belirlemektedir. Eğer demet genişliği daha geniş tutulursa, tamamen farklı alyuvar sütununu ayrıntılıca incelemenden önce, transduserin daha öteyi görüntülemesi söz konusudur. Alyuvarların her bir sütunu eko genliğinden bağımsız bir karakteristiğe sahiptir. Demet daha fazla genişlerken, geri gelen eko genliği hissedilir derecede değişmeden önce, transduser daha ileriye götürülmelidir. Lateral solma hızı N_R , bundan dolayı analizle tahmin edilenden daha yavaştır.

Beyaz gürültüyü BPF ile süzerek aksenal solmayla karşılaştırırız. Beyaz gürültü, filtre geçiş frekansına merkezlenmiş ve genliğinde sapmalar olan dalgaformu üretmek için BPF ile süzülür. Bu sapmaların oluş hızı, filtrenin bandgenişliğiyle sınırlanmıştır. Daha büyük bandgenişliği daha hızlı sapma demektir. Transdüser şok tahrikleme (ani-darbe) si, kanda genişbandlı bir giriş kaynağı sağlıyor. Ki bu kaynak ilgilenilen bölgedeki rastgele dağılımlı noktasal hedeflerden saçılmayla artarak çoğalmaktadır. Etki beyaz gürültü işaretine çok benzer filtrelenmemiş eko üretmektir. Buna rağmen pratikte, alıcı/verici transduser bandgenişliğinin resonant özellikleri ekonun frekans uzantısını sınırlıyor. Eğer sistem lineer ise, işlem seviyesi önemsizdir ve işlemlerin hepsi benzer görünüşlü çıkış dalgaları üretmektedir. Filtre bandgenişliği eşit olduğunda solma hızları da aynıdır.



Şekil : 2-14 Beyaz gürültünün BPF çıkışı ile eksenal solmanın (N_R) karşılaştırılması.

BÖLÜM : 3

İŞARETLER ve FİLTRELEME

3 . 1) Gürültü

a) Gaussian Dağılım : Gaussian rastgele değişken, haberleşme sistemlerinin istatistiksel analizinde karşılaşılan en genel rastgele değişkenlerdendir. Bir $X(t)$ sinyal kümesi için düşünülecek olasılık dağılım fonksiyonları arasında özel ilgilendiklerimizden birisi Gaussian (normal) dağılımıdır. Normal rastgele dağılım herhangi bir lineer işlemde, örneğin konvolüsyon, filtreleme, türev ve integral; normal karakteristik özelliklerini korur.

Bir rastgele değişken sinyal kümesi $X(t)$ ve bunun içerisinde $x \geq X$ olma olasılığını düşünelim. Bu durumda olasılığı $P(X \leq x)$ şeklinde gösterirsek; olasılık geçici değişken x 'nin bir fonksiyonu anlamındadır ve X rastgele işaretlerinin toplam dağılım fonksiyonu CDF $F_x(x)$ denilmektedir. Herhangi bir x sonucunun inceleme altındaki X olayları içerisinde meydana gelme ihtimaline olasılık yoğunluk fonksiyonu PDF $p_x(x)$ denir. Yani bir rastgele sinyal her bir t anında tanımlanabilen belirli bir olasılık kuralıyla bilinen işaretdir. PDF $p_x(x)$, CDF $F_x(x)$ 'in bir türevidir. Bunlar matematiksel olarak sırayla

$$p_x(x) = \frac{dF_x(x)}{dx} \quad (3-1)$$
$$F_x(x) = P(X \leq x) = \int_{-\infty}^x p_x(l).dl$$

denklemleriyle ifade edilir. Bir sürekli rastgele değişkenin PDF 'u;

$$p_x(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma^2} \exp(-(x - m_x)^2 / 2\sigma^2) \quad (3-2)$$

eşitliğiyle tanımlanabiliyorsa buna Gaussian rastgele değişken denir. Değerlerin istatistiksel ortalaması m_x (tahmini umulan sonuç: $E[X] = \bar{x}$) ve variansı σ_x^2 sırasıyla

$$m_x = \int_{-\infty}^{\infty} x \cdot p_x(x) \cdot dx$$

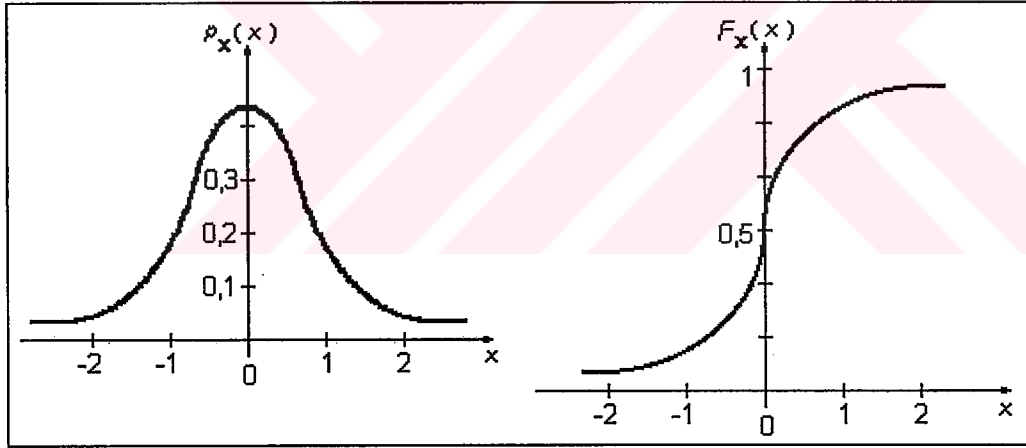
$$\sigma_x^2 = \int_{-\infty}^{\infty} (x - m_x)^2 \cdot p_x(x) \cdot dx \quad (3-3)$$

ile hesaplanır. Eğer ilgilendiğimiz $g\{X\}$ işaretler kümesi ve buna ait PDF $p_{g\{x\}}(x)$ ise bu durumda ortalama ve varians şöyle geliştirilebilir:

$$m_{g\{x\}} = E[g\{X\}] = \int_{-\infty}^{\infty} g\{x\} \cdot p_{g\{x\}}(x) \cdot dx \quad (3-4a)$$

$$\sigma_{g\{x\}}^2 = E[(g\{X\} - m_{g\{x\}})^2] = \int_{-\infty}^{\infty} (g\{x\} - m_{g\{x\}})^2 \cdot p_{g\{x\}}(x) \cdot dx \quad (3-4b)$$

$\{X\} = X^n$ olduğunda tahmini beklenen değer X 'in n . momentini verir. O halde 1. moment istatistiksel ortalama, 2. moment de karelerin ortalamasıdır. Standart sapma ise variansın karesidir.



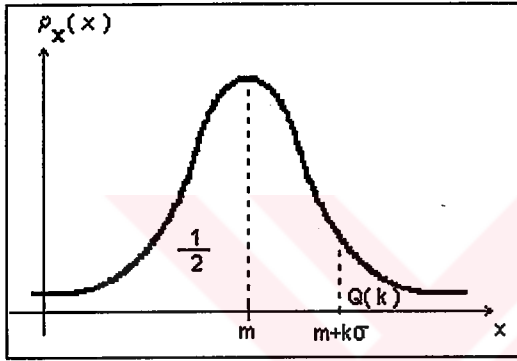
Şekil : 3-1 0 ortalamalı ve birim varianslı olarak normalleştirilmiş Gaussian rastgele değişkeni.

Ortalaması ve variansı bilinen bir Gaussian rastgele değişkenin $x > m_x + k \cdot \sigma$ şartına uygun, olasılık sonucu

$$p_x(x > m_x + k \cdot \sigma) = 1 - F_x(m_x + k \cdot \sigma) \\ = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma} \int_{m_x + k \cdot \sigma}^{\infty} \exp\left(-\frac{(x - m_x)^2}{2\sigma^2}\right) \cdot dx \quad (3-5)$$

ile çıkarılır. Bu denklemi çözebilmek için nümerik metodlarla üretilen normalleştirilmiş integral tabloları kullanılır. Bunun için $\lambda = (x - m_x)/\sigma$ değişim değişkenini kullanırsak denklem şu hale gelir:

$$Q(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_k^{\infty} \exp(-\lambda^2 / \sigma^2) \cdot d\lambda \quad (3-6)$$



Sekil : 3-2 Gaussian dağılımı için $\lambda = (x - m_x)/\sigma$ değişken değişimi yapılarak PDF 'nin hesaplanması.

Formül (3-5) ile verilen PDF $p_x(x)$ ifadesinin, Gaussian dağılım fonksiyonuna ait CDF $F_x(x)$ için denklem

$$F_x(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma} \int_{-\infty}^x \exp\left(-\frac{(\lambda - m_x)^2}{2\sigma^2}\right) \cdot d\lambda = \frac{1}{2} \cdot \left\{ 1 + \operatorname{erf}\left(\frac{x - m_x}{\sqrt{2} \cdot \sigma}\right) \right\} \quad (3-7)$$

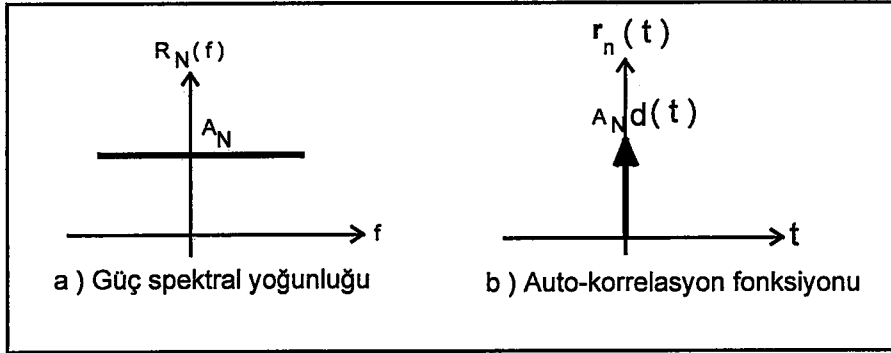
şeklindedir [Carlson 1986; Papoulis 1991; Haykin 1989; Bellanger 1989].

b) Beyaz Gürültü : Çok değişik kaynaklardan gelen istenmeyen elektriksel işaretlere gürültü denir. Gürültü kaynaklarının bir çoğunun çok geniş frekans bandında düz spektral yoğunluğu vardır ve Gaussian PDF özelliğine sahiptir. Bütün frekans bileşenlerinden aynı oranda olan sinyallere beyaz gürültü denir. Yani

beyaz gürültünün güç spektral yoğunluğu $P_N(f)$ frekansdan bağımsızdır. Bir sistemin girişindeki gürültünün bandgenişliği, sistemin bandgenişliğinden büyük olduğu sürece beyaz gürültüden bahsedilebilir. Beyaz gürültünün spektral yoğunluğunu

$$R_N(f) = A_N [W/Hz] \iff r_n(\tau) = A_N \cdot \delta(\tau) \quad (3-8)$$

Fourier dönüşüm çiftiyle tanımlayabiliriz.



Sekil : 3-3 Beyaz gürültü karakteristiği

Filtrelenen beyaz gürültünün sonlu enerjisi vardır ve ortalama güç bandgenişliğiyle orantılıdır. TF $H(f)$ olan bir sistemin bandgenişliği B ise çıkıştaki ortalama gürültü gücü

$$\int_{-\infty}^{\infty} R_N(f) \cdot df = \int_{-B}^B A_N |H(f)|^2 \cdot df \quad (3-9)$$

eşitliğiyle hesaplanır. İki bağımsız Gaussian beyaz gürültü sinyalleri ilişkisizdir ve istatistiksel olarak aynıdır. Bundan dolayı sabit güç spektrumu olan bir işaret osiloskopta görüntülendiğinde peşisıra olan taramalar her zaman birbirinden farklıdır.

3.2) Auto-korrelasyon İlişkisi

Auto-korrelasyon fonksiyonunun fiziksel anlamı, $X(t)$ rastgele proseslerin τ kadar farklı bir anını gözlemleyerek sağlanan iki değişik sonucun, karşılıklı bağımlılığını tanımlamaktır. Bundan dolayı zamana göre daha hızlı değişen $X(t)$ rastgele prosesin auto-korrelasyonu $r_x(\tau)$; $r_x(0)$ maksimum değerinden, τ arttıkça

daha fazla azalacağı anlamı çıkar. Yani yavaş değişen bir rastgele prosesin auto-korrelasyonu da, daha büyüktür.

Enerji sinyalleri $X(t)$ 'nin enerjisi $\int_{-\infty}^{\infty} x^2(t).dt$ yada, $F\{X(t)\} = X(f)$ 'yi

hesaplayarak $\int_{-\infty}^{\infty} X^2(f).df$ 'dan çıkartılabilir. Yani, spektral yoğunluk eğrisinin altında

kalan alan sinyalin enerjisine eşittir. Bu özellik Rayleigh enerji dağılımı teoremi sonucudur. Auto-korrelasyon fonksiyonu enerji sinyalinin, en azından zaman değişimi hakkında bilgi verir. Bunu aşağıdaki gibi formülize edebiliriz:

$$r_x(\tau) = E[x(t) \cdot x^*(t-\tau)] = \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \cdot x^*(t-\tau) \cdot p_x(t) \cdot dt \quad (3-10)$$

Eğer $|r_x(\tau)|$ büyük bir değere sahipse bundan kullandığımız τ değeri için $X(t-\tau)$ 'nun, $X(t)$ 'ye benzer olduğu sonucu çıkar. Bir $X(t)$ enerji sinyal kümesi için enerji spektral yoğunluk fonksiyonuna ait korrelasyonun özellikleri şunlardır:

i) Hermitian simetriktir $r_x(-\tau) = r_x^*(\tau)$.

ii) Merkezdeki maksimum değer, sinyalin gücüne eşittir

$$r_x(0) = \int_{-\infty}^{\infty} x^2(t) \cdot dt. \quad (3-11a)$$

iii) Eğer $X(t)$ reel ise $r_x(\tau)$ reel ve çift değerliklidir.

iv) $X(t)$ periyodik olduğunda $r_x(\tau)$ 'da aynı periyotta olur.

v) Konvolüsyon özelliğiyle karşılaştırdığımızda

$$r_x(\tau) = x(\tau) \otimes x(-\tau) = \int_{-\infty}^{\tau} x(t) \cdot x(t-\tau) \cdot dt \quad (3-11b)$$

formülü yazılabilir.

vi) $F\{r_x(\tau)\} = R_x(f)$ özdeşliğinden, $R_x(f) = X(f) \cdot X^*(f)$ formunda auto-korrelasyon ile enerjinin spektral yoğunluğu arasındaki ilişki bulunur.

$X(t)$ enerji sinyallerinin spektral yoğunluk fonksiyonu $R_X(f)$; frekans domainindeki enerji dağılımını gösterir. Buna göre toplam enerji

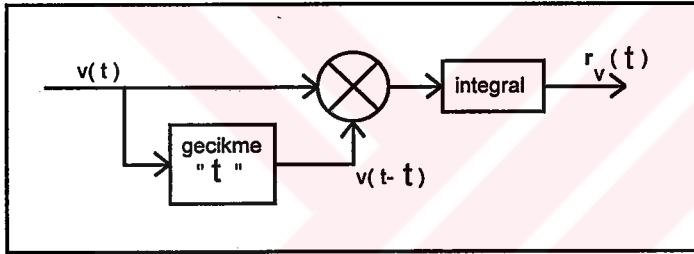
$$E = \int_{-\infty}^{\infty} R_X(f) df \quad (3-12)$$

ile hesaplanır. Aynı zamanda bir LTI sisteme $X(t)$ sinyalleri girildiğinde giriş ve çıkış spektral yoğunluk fonksiyonları arasındaki ilişki şudur:

$$R_Y(f) = |H(f)|^2 \cdot R_X(f) \quad (3-13)$$

Spektral yoğunluk fonksiyonu Wiener-Kinchine teoremiyle çıkartılır. Böylece önce sinyalin auto-korrelasyonunu daha sonra da Fourier dönüşümünü hesaplıyoruz. Yani ilişkileri aşağıdaki gibi özetleyebiliriz:

$$R_X(f) = F\{r_X(\tau)\} \iff r_X(\tau) = F^{-1}\{R_X(f)\} \quad (3-14)$$



Sekil : 3-4 Bir enerji sinyalinin auto-korrelasyon fonksiyonu için algoritma

a) Kararlı-Durağan Sinyaller : $X(t)$ rastgele prosesin tanımlı olduğu zaman aralığındaki $t_1, t_2, \dots, t_k$ anlarını düşünelim. Durağan rastgele işlemler, bütün zaman içerisinde karakteristikleri değişmeden kalan proseslerdir. Yani örnek işlemler kümesinin zaman başlangıcının herhangi bir değişimi, örneklerin istatistiksel özelliklerini (örneğin $p_{X(t)}(x)$) etkilemez. Bu özelliği veren işlemler mutlak anlamda durağan (SSS) istatistiksel işaret diye adlandırılır. Bir stokastik prosesin auto-korrelasyon fonksiyonu yalnızca zaman farkına bağlı ($\tau = t_1 - t_2$),

$$E[x(t_1) \cdot x(t_2)] = r_X(t_1 - t_2) \quad (3-15)$$

ve ortalama değeri de zamandan bağımsız

$$E[x(t)] = \bar{x} = m_x = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \cdot p_x(x; t) \cdot dt \quad (3-16)$$

ise bu tür proseslere geniş kapsamlı durağan (WSS) istatiksel işaretler denir.

Kararlı-durağan proseslerden çıkartılan sonuçlar şunlardır:

- i) Bir rastgele prosesin her zaman durağan olması beklenemez, fakat yalnızca bazı gözlem aralıklarında böyle olduğu kabullenilebilir.
- ii) Durağan prosesin özelliklerini tanımlamaya 1. ve 2. momentleri yeterlidir.

Birinci mertebeden PDF 'ları kümesini $p_x(x_i, t)$ ile sembolize edilen tek bir ifadeye dönüştürelim. $p_x(x_i, t)$ ile verilen herhangi bir t zamanındaki $X(t)$ 'nin istatiksel ortalaması $E[x(t)]$ ile hesaplanır. Otomatikman bu işlemde kestirim operasyonu esnasında t 'yi sabit kabul ediyoruz. Bu denklem örnek dalga-şekilleri kümesinin ortalamasını verir. Yani zaman sabit kabul edilerek, dalgaformları örneklerinin ortalaması hesaplanır.

Örnek fonksiyonlar kümesine ait auto-korrelasyon fonksiyonu; üç ayrı noktadan deterministik güç sinyalleri auto-korrelasyonundan farklıdır:

- i) Zamana göre ortalamayı hesaplama yerine, örnek fonksiyonların ortalamasını formül (3-16) ile hesaplıyoruz.
- ii) İlgimizi reel proseslerle sınırladığımız için kompleks eşleniği üretilemez.
- iii) $r_x(t_1 - t_2)$ bir tek τ değişkeni yerine t_1 ve t_2 değişkenlerine bağlıdır.

$$\begin{aligned} r_x(t_1 - t_2) &= E[v(t_1) \cdot v(t_2)] \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} x_1 \cdot x_2 \cdot p_{X_1|X_2}(x_1, x_2) \cdot dx_1 \cdot dx_2 \end{aligned} \quad (3-17)$$

$r_x(t_1 - t_2)$ deterministik auto-korrelasyona benzer bir yorumu vardır. Yani t_1 ve t_2 anlarındaki sinyaller arasındaki benzerlik ve farklılıkların ölçüsünü verir. SSS istatiksel işlemle ilgilendiğimiz zaman $\tau = t_1 - t_2$ olarak yazdığımız durumda formül (3-15); $r_x(\tau) = E[x(t) \cdot x(t-\tau)]$ ifadesiyle reel deterministik güç sinyalleri auto-

korrelasyonuna dönüşür. $\tau = 0$ kabul ettiğimizde $r_x(0) = E[x^2(t)] = \overline{x^2}$ şeklinde karelerinin ortalaması yazılabilir.

$r_x(\tau) = r_x(-\tau)$ ve $|r_x(\tau)| \leq r_x(0)$ örnek prosesler kümesine ait teorem sonuçlarıdır. Örnek fonksiyonlar kümesi periyodik ise T periyoduna göre $r_x(\tau \pm n.T) = r_x(\tau)$ olur. $x(\tau)$ ve $x(t \pm \tau)$ bağımsız değişkenler olduğunda $\lim_{\tau \rightarrow \infty} r_x(\pm\tau) = (\overline{x})^2 = m_x^2$ özelliğiyle ortalamanın karesi sağlanır.

Bütün örnek fonksiyonlar kümesinin ortalaması, bir rastgele sinyalin eşdeğer zaman ortalamalarına eşitse bu durumda proses ergodik olarak isimlendirilir. Ergodik işlemler tam anlamıyla istatistiksel olmalıdır. Zaman ortalaması işlemi ise

$$\overline{x_i} = \langle x_i(t) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \int_{-T/2}^{T/2} x_i(t) \cdot dt \quad (3-18)$$

özelliğinden çıkartılır. Ergodik ilkesi şu sonuçları verir:

$$i) m_x = \langle x_i(t) \rangle = E[x_i(t)] \quad (3-19a)$$

$$ii) \overline{x^2} = \langle x_i^2(t) \rangle = E[x_i^2(t)] \quad (3-19b)$$

$$iii) r_x(\tau) = E[x_i(t) \cdot x_i(t - \tau)] = \langle x_i(t) \cdot x_i(t - \tau) \rangle \quad (3-19c)$$

Telekomünikasyonda ergodik proses özellikleri olan işaret; değişken fazlı sinüsoidal sinyallerdir. Durağan Gaussian va bazı Poisson proseslerde ergodik olabilir. Bir rastgele proses $X(t)$ 'nin PDF $p_x(x_i, t)$; bütün t değerleri için Gaussian kalıpta ise ergodik Gaussian proses denir. Buna ait belli başlı özellikler aşağıdadır:

i) İşlem $\overline{x(t)}$ ve $r_x(t_1, t_2)$ ile tanımlanabilir.

ii) $r_x(t_1, t_2) = \overline{x_1(t) \cdot x_2(t)} \Rightarrow x(t_1)$ ve $x(t_2)$ birbiriyle ilişkisiz ve istatistiksel bağımsızdır.

iii) Eğer $X(t)$ WSS ise, proses SSS ve ergodiktir.

iv) $X(t)$ ile yapılan lineer operasyon bir diğer Gaussian prosesi üretir.

b) Rastgele İşaretler : Kararlı-durağan rastgele prosesden çıkarttığımız örnek fonksiyonlar kümesi $X(t, s)$ için $X(t)$ durağan rastgele sinyali temsil etsin. Durağanlığın doğal sonucu olarak her bir örnek fonksiyon $X_i(t) = X(t, s_i)$ güç işareti olmalıdır. O halde bir peryottaki ortalama sinyal gücü

$$P_T(s_i) = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} x_i^2(t) dt \quad (3-20)$$

olarak hesaplanır. Toplam enerji ise $\lim_{T \rightarrow \infty} T \cdot P_T(s_i)$ formunda limitle hesaplanır. Eğer enerji sonlu bir değer ise $|t| \rightarrow \infty$ 'a gidiyorken $|x_s(t)| \rightarrow 0$ 'a yaklaşır.

$P_T(s_i)$ 'yi genelleştirmek amacıyla bütün örnek fonksiyonlar kümesini $X(t, s) = X(t)$ 'yi kapsayan rastgele değişkeni düşünelim:

$$P_T(s) = \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} x^2(t) dt \quad (3-21)$$

Kaynağın ürettiği örnek fonksiyonu önceden bilmediğimiz için bu rastgele işaretin ortalama gücünü tanımlıyoruz:

$$\bar{P} = \lim_{T \rightarrow \infty} E[P_T(s)] = E[x^2(t)] \quad (3-22)$$

Durağanlıkla birlikte eğer kaynak ergodik de olursa şu sonuçlar çıkartılır:

$$i) E[x(t)] = m_x = \bar{x} = \langle x_i(t) \rangle \quad (3-23a)$$

$$ii) (\bar{x})^2 = E[x^2(t)] = \langle x_i^2(t) \rangle \quad (3-23b)$$

$$iii) \bar{P} = \overline{x^2} = \sigma_x^2 + m_x^2 = r_x(0) \quad (3-23c)$$

Zamana göre ortalama ve ergodik rastgele işaret fonksiyonları kümesinin ortalaması şu elektriksel sonuçları verir:

$$i) \text{ Ortalama değer dc bileşene eşittir } m_x = \langle x(t) \rangle.$$

ii) Ortalamanın karesi dc güce eşittir $m_x^2 = \langle x(t) \rangle^2$.

iii) Karelerinin ortalaması toplam ortalama güce eşittir $\overline{x^2} = \langle x^2(t) \rangle$.

iv) Varians ac güce veya $X(t)$ 'nin zamana bağımlı bileşenine eşittir

$$\sigma_x^2 = \overline{x^2} - (\overline{x})^2 = E[\{ x(t) - m_x \}^2]. \quad (3-24a)$$

v) Standart sapma ise zaman değişimli bileşenin rms değeridir.

$$\sigma_x = \sqrt{\overline{x^2} - m_x^2} \quad (3-24b)$$

Bir durağan rastgele $x(t)$ sinyalinin güç spektral yoğunluk fonksiyonu yani güç spektrumu $R_x(f)$; frekans domenindeki güç değişimi hakkında bize bilgi verir.

Bu

$$R_x(f) = F\{ r_x(\tau) \} = \int_{-\infty}^{\infty} r_x(\tau) \cdot e^{-j2\pi f \tau} d\tau \quad (3-25)$$

eşitliğine göre Fourier dönüşümüdür. Buradan çıkardığımız en önemli sonuç aşağıdakilerdir:

i) $X(t)$ reel olduğu için $r_x(\tau)$ reel ve çifttir.

$$ii) \int_{-\infty}^{\infty} R_x(f) \cdot df = r_x(0) = \overline{v^2} \quad (3-26a)$$

$$iii) R_x(-f) = R_x(f) \text{ ve } R_x(f) \geq 0 \quad (3-26b)$$

Rastgele sinyal $X(t)$ için güç spektrumunu

$$R_x(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \cdot E[|X_T(f,s)|^2] \quad (3-27)$$

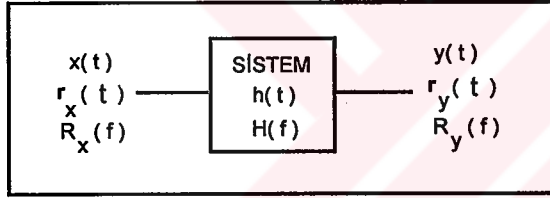
ile hesaplıyoruz. Sırasıyla filtrelenmiş fonksiyonların enerji spektral yoğunluğu $|X_T(f,s)|^2$ 'yi, sonra bu işaretler kümesinin ortalamasını bularak enerji dağılımını belirleriz $E[|X_T(f,s)|^2]$. Daha sonra T periyoduna (T rastgele işaretin örnekleme aralığı) bölerek spektral güç yoğunluğuna çeviririz. (3-27) deneysel spektral

hesaplamaların temelidir. Çok uzun bir zaman aralığında bir örnek fonksiyonu $X(t, s_i)$ gözlemleyerek güç spektral yoğunluğunu $\tilde{R}_x(f) = \frac{1}{T} \cdot E[|X_T(f, s)|^2]$ kestirebiliriz. Bu metod sismik kayıtlarda periodikliği çıkarmak için kullanıldığından periodogram diye bilinir.

c) Rastgele İşaretlerin Filtrelenmesi : Herhangi bir LTI sisteme yada filtreye uygulanan bir rastgele işaret çıkışa

$$y(t) = h(t) \otimes x(t) = \int_{-\infty}^{\infty} h(\lambda) \cdot x(t - \lambda) \cdot d\lambda \quad (3-28)$$

kuralına göre geçer. Lineer operasyondan dolayı eğer giriş Gaussian ise çıkış da Gaussian olur. $h(t)$ 'nin reel, $x(t)$ 'nin de reel ve durağan güç sinyali; sistemin de kararlı olduğunu varsayalım. O zaman $y(t)$ durağan güç sinyali olur.



Şekil : 3-5 Bir LTI sistemde auto-korrelasyon ilişkisinin açık gösterimi

Giriş-çıkış korrelasyon ilişkisi ani-darbe cevabıyla konvolüsyon yapmak demektir.

$$r_{yx}(\tau) = h(\tau) \otimes r_x(\tau) \quad (3-29)$$

$$r_y(\tau) = h(-\tau) \otimes r_{yx}(\tau) = h(-\tau) \otimes h(\tau) \otimes r_x(\tau)$$

Güç spektrumu $R_y(f) = |H(f)|^2 \cdot R_x(f)$ özelliğine sahiptir. Fourier dönüşümüyle alakalı olarak

$$R_y(f) = |H(f)|^2 \cdot R_x(f) \iff r_y(\tau) = F^{-1}\{R_y(f)\} \quad (3-30)$$

bildiğimiz sonuç her zaman yazılabilir. Toplam ortalama güç

$$\overline{y^2} = r_x(0) = \int_{-\infty}^{\infty} |H(f)|^2 \cdot R_x(f) \cdot df \quad (3-31)$$

ve $H(0)$ 'da sistemin dc kazancı olduğunda, çıkışın ortalama değeri

$$m_y = m_x \cdot \int_{-\infty}^{\infty} h(\lambda) \cdot d\lambda = H(0) \cdot m_x \quad (3-32)$$

eşitlikleriyle hesaplanır.

3.3) Z-Dönüşümü

Ayrık sistemlerin analiz ve sentezindeki temel araç z-dönüşümüdür. Bir ayrık sistem, giriş datası olan $x(n)$ kümesini çıkış datası $y(n)$ dizisine dönüştürür. LTI sistemin en belirgin özellikleri

$$x_1(n) + x_2(n) = a \cdot y_1(n) + b \cdot y_2(n) \quad (3-33)$$

$$x(n - n_0) = a \cdot y(n - n_0)$$

sırasıyla lineerlik ve zamandan bağımsız oluşudur. $x(n)$ giriş kümesine ait sistemin cevabını ortaya çıkaran $y(n)$ kümesi elemanlarını ise, LTI sistemin ani-darbe cevabı olarak tanımladığımız $h(n)$ kümesi elemanlarıyla; konvolüsyon özelliğini kullanarak hesaplayabiliriz:

$$y(n) = h(n) \otimes x(n) = \sum_m x(n) \cdot h(n - m) \quad (3-34)$$

Sistemin nedensellik özelliğine göre $n = n_0$ indisine ait çıkış, sadece $0 < n < n_0$ şartlı indislerin girişine bağlıdır. O halde $n < 0$ için $h(n) = 0$ olacağından çıkış

$$y(n) = \sum_{m=0}^{\infty} x(n) \cdot h(n - m) \quad (3-35)$$

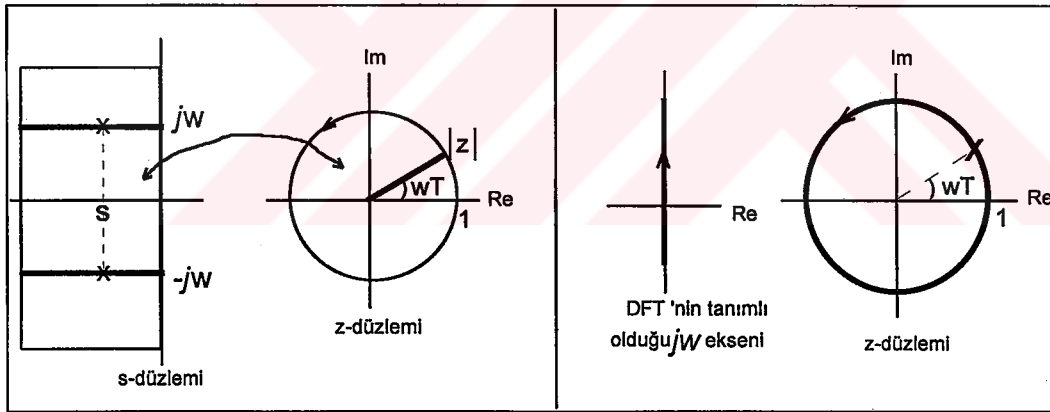
olur. Sınırlı bir genlikteki her bir giriş; eşdeğerlikli, sınırlı bir çıkış genliği veriyorsa LTI sistem kararlıdır. Bu durum için gerekli ve yeter şart $\sum_n |h(n)| < \infty$ olmasıdır.

$x(n)$ kümesinin z-dönüşümü, $X(z)$ 'nin tanımı şöyledir:

$$X(z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} x(n) \cdot z^{-n} \quad (3-36)$$

$z = e^{j\omega T}$ ile tanımlı kompleks değişkendir. $X(z)$ 'ye ait yakınsaklık bölgesi, koordinat eksenini merkezinde, $R_1 < |z| < R_2$ şartlı dairesel aralıktır. $x(n)$ kümesinin z-dönüşümü Fourier ve Laplace dönüşümleriyle özdeştir. Yani z-dönüşümle analizi yapılan ayırık bir sistemin frekans cevabı da $z = e^{j2\pi f T}$ değişken atamasıyla tespit edilir.

Laplace dönüşümü ile arasındaki ilişki değişkenlerin tanımlı olduğu bölgeler yardımıyla çıkartılır. $s = \sigma + j\omega$ 'yı z-dönüşümünde $z = e^{sT} = e^{(\sigma + j\omega)T}$ olarak kullanırız. $|z| = e^{\sigma T}$ modülünde $\sigma > 0$ ($|z| > 1$) sağ yarım s-düzlemine; $\sigma < 0$ ($|z| < 1$) sol yarım s-düzlemine karşılık gelir. O halde Laplace dönüşümündeki kararlı fonksiyonların s-düzleminde sağ yarım bölgede yada $j\omega$ ekseninde olmaması gereken kutupları; z-dönüşümünde birim çember dışında kalmaktadır.



Şekil : 3-6 Laplace, DFT ve z-dönüşümlerinin tanımlı olduğu düzlemlerde bölgeler arası ilişkinin gösterimi

z-dönüşümü ile DFT arasındaki benzerlikleri de belirleyelim. z değişken değişiminin büyüklüğü 1 birim olduğu zaman ($\sigma = 0$), z-dönüşümü Fourier dönüşümüne indirgenir. Bu kompleks z-düzlemindeki kontourda birim yarıçaplı bir daireye eşdeğerdir. Bu ilişkiden dolayı DFT gösteriminde $z = \exp(j2\pi m/N)$ şeklinde basit bir notasyon değişimiyle, z-dönüşümünü DFT 'ye çevirmiş oluyoruz.

$$X(z) \Big|_{z=\exp(2\pi m/N)} = X(e^{j2\pi m/N}) = \text{DFT}\{x(n)\} \quad (3-37a)$$

$$X(z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} x(n).z^{-n} \iff x(n) = Z^{-1}\{X(z)\} \quad (3-37b)$$

z-dönüşüm çifti oluşturmaktadır. Koordinat sisteminin merkezindeki kapalı bir Γ konturu içinde tekil noktalar (kutuplar ve sıfırlar) vardır. Bu tanıma göre

$$z^{m-1}.X(z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} x(n).z^{m-1-n} = x(m).z^{-1} + \sum_{n \neq m} x(n).z^{m-1-n} \quad (3-38)$$

yazdığımızda $x(m)$ katsayılarını şu yöntemlerden birisiyle bulabiliriz:

i) $X(z) = \frac{N(z)}{D(z)}$ formundaki z-dönüşümünün pay payda polinomlarını normal

işleme göre böleriz. Açılımı aşağıdaki gibi yazabiliriz

$$X(z) = x(0) + x(1).z^{-1} + x(2).z^{-2} + \dots + x(n).z^{-n} \quad (3-39a)$$

ii) $X(z) = \frac{N(z)}{D(z)}$ formundaki z-dönüşümünün paydasını çarpanlarına ayırarak

ifadeyi kutuplarına göre paylaştırırız.

$$X(z) = k_0 + \sum_{k=0}^M \frac{c_k \cdot z}{z - p_k} \Rightarrow x(n) = k_0 \cdot \delta(n) + \sum_{k=0}^M c_k \cdot p_k^n \quad (3-39b)$$

iii) Kapalı kontur Γ integrali hesaplanarak residue katsayıları bulunur.

$$x(n) = \frac{1}{2\pi j} \oint_{\Gamma} z^{n-1} \cdot X(z) \cdot dz \quad (3-39c)$$

$$\text{Res}\{X(z), p_k\} = \frac{1}{(n-1)!} \cdot \frac{d^{n-1}}{dz^{n-1}} \left\{ (z - p_k)^n \cdot X(z) \right\}_{z=p_k} \quad (3-39d)$$

Kararlılık şartına göre $x(n)$ kümesi sadece ve yalnız $|p_k| < 1$ şartlı $1 \leq k \leq M$ için kapsanmıştır. Yani $X(z)$ 'nin kutupları birim çember içinde olmalıdır.

a) Ayrık İşaretlerde Enerji ve Güç : $\{x(n)\}$ kümesi ile gösterilen bir sinyalin enerjisini hesaplayalım.

$$E = \sum_{n=-\infty}^{\infty} |x(n)|^2 = \sum_{n=-\infty}^{\infty} x(n) \cdot x^*(n) = \int_{-1/2}^{1/2} |X(e^{j2\pi f})|^2 df \quad (3-40)$$

Bu Bessel - Parseval ilişkisidir. Yani sinyalin enerjisi, enerji spektrumunun enerjisine eşittir. Bu özellik tamamen periyodik sinyallerdeki Fourier katsayıları aracılığıyla tanımladığımız frekans spektrumu enerji dağılımına benzemektedir.

$X(f)$ frekans normunu:

$$\|X\|^2 = \int_{-1/2}^{1/2} |X(f)|^2 df \quad (3-41)$$

şeklinde tanımlarız. z -dönüşümlü işaretler için de

$$\|X\|^2 = \frac{1}{2\pi j} \oint_{|z|=1} X(z) \cdot X(z^{-1}) \cdot \frac{dz}{z} \quad (3-42)$$

denklemini kullanılır.

Ayrık sistemlere ait $x(n)$ rastgele sinyalinin 1. mertebeden momenti (ortalaması) varsa $y(n)$ çıkışının umulan değeri

$$E[y(n)] = \sum_m h(m) \cdot E[x(n-m)] \quad (3-43)$$

konvolüsyon özelliğine göre çıkartılır. Eğer $x(n)$ durağan bir işaretse, kararlı bir sistem $y(n)$ durağan çıkış işareti verir. Durağan giriş sinyalinin 2. mertebeden momenti (variansı), $r_x(n)$ auto-korrelasyon fonksiyonuyla tanımlandığında, LTI sistemin çıkış auto-korrelasyon fonksiyonu aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$r_y(n) = E[y(n) \otimes y(n)] = \sum_m h(m) \cdot E[x(n-m) \cdot y(n-m)] \quad (3-44)$$

$x(n)$ ve $y(n)$ arasında kross-korrelasyon ifadesi:

$$\begin{aligned} r_{xy}(n) &= E[x(n) \otimes y(n)] \\ &= \sum_m h(m) \cdot E[x(n-m) \cdot x(n-m)] = h(-n) \otimes r_x(n) \end{aligned} \quad (3-45)$$

olur. Bunun doğal sonucu $r_y(n) = h(n) \otimes r_{xy}(n)$ 'dir.

b) Fark Denklemleri : Kesintisiz zamanlı sistemi modellemekte kullanılan differansiyel denklemlerin ayrık zamanlı sistemlerdeki karşılığı fark denklemleridir. Fark denklemleri zaman domeininde, ayrık zaman sistemiyle giriş datasına istenen çıkışı üretmek için yapılan gerçek operasyonları belirtiyor. LTI sistemlerin en ilginç özelliği giriş ve çıkış kümesi elemanlarının, sabit katsayılarla bir lineer fark denklemleri ilişkili olmasıdır. N. mertebeden bu türden bir sistem

$$y(n) = \sum_{k=0}^N a_k \cdot x(n-k) - \sum_{k=1}^M b_k \cdot y(n-k) \quad (3-46)$$

eşitliğiyle tanımlanır. z-dönüşümünü uyguladığımızda

$$Y(z) = \sum_{k=0}^N a_k \cdot z^{-k} \cdot X(z) - \sum_{k=1}^M b_k \cdot z^{-k} \cdot Y(z) \quad (3-47)$$

elde ettiğimiz bu sonuç $Y(z) = H(z) \cdot X(z)$ denklemi altında toplanabilir. Sistemin transfer fonksiyonuna göre;

$$H(z) = \frac{Y(z)}{X(z)} = \frac{a_0 + a_1 z^{-1} + a_2 z^{-2} + \dots + a_N z^{-N}}{1 + b_1 z^{-1} + b_2 z^{-2} + \dots + b_M z^{-M}} = \frac{\sum_{k=1}^N a_k \cdot z^{-k}}{1 + \sum_{k=1}^M b_k \cdot z^{-k}} \quad (3-48)$$

a_k ve b_k sistemin katsayılarıdır. Sistemin frekans cevabını bulmak için denklemde z değişkeni yerine $e^{j\omega t}$ yazmak yeterlidir. Aynı zamanda $N(z)$ 'yi sistemin sıfırlarını ve $D(z)$ 'yi de kutuplarını tespit etmek amacıyla çarpım formunda da düzenleyebiliriz:

$$H(z) = \frac{N(z)}{D(z)} = a_0 \cdot \frac{\prod_{k=1}^N (1 - z_k \cdot z^{-k})}{\prod_{k=1}^M (1 - p_k \cdot z^{-k})} = a_0 \cdot \frac{\prod_{k=1}^N (z - z_k)}{\prod_{k=1}^M (z - p_k)} \quad (3-49)$$

Sistemin çıkışı; şimdiki ve geçmiş girişler ile sistemin daha önceki çıkışlarının bir fonksiyonu olabilir. Sistemin çıkışı sadece şimdiki ve geçmiş giriş örneklerine bağımlı; önceki çıkış verilerinden bağımsız (geri beslemesiz) ise bu formüllerle verilen $b_k = 0$ olacaktır. Buna göre a_k katsayıları sistemin ani-darbe cevabını temsil eder ve normalde $h(k)$ ile gösterilir. Bu LTI sistem sınıfına FIR

sistemler (rekursif yapı) denir. Bu denklemlerdeki paydayı oluşturan katsayılardan en az biri sıfırdan farklı ise sistemin kutuplarından en az biri sıfırdan farklıdır ve LTI sistem bu defa IIR sistem (rekursif olmayan yapı) sınıfına girer (Bkz. Şekil : 3-9).

c) Durum Değişken Analizi : N. mertebeden bir sistemin n. andaki hali $u(n)$ durum vektörüyle temsil edilen en az N tane dahili değişkenler kümesiyle tanımlanır. Sistemin çalışması $u(n)$ durum vektörü ve giriş/çıkış sinyalleri arasındaki ilişkilerle anlaşılır. $x(n)$ giriş kümesinin uygulandığı bir sistemin davranışı ve $y(n)$ çıkış kümesi şu denklem çiftiyle tespit edilir:

$$u(n + 1) = A.u(n) + B.x(n) \quad (3-50)$$

$$y(n) = C^T.u(n) + D.x(n)$$

($A_{N \times N}$ sistem matrisi; $B_{N \times 1}$ gözlem vektörü; $C_{N \times 1}$ kontrol vektörü; D geçiş katsayısı). Bu denklem çiftine durum eşitlikleri denir. n. andaki sistemin durumu, 0. zamandaki başlangıç değerinden hareket ederek şu denklemle elde edilir:

$$u(n) = A^n.u(0) + \sum_{k=1}^n A^{n-k}.B.x(k) \quad (3-51)$$

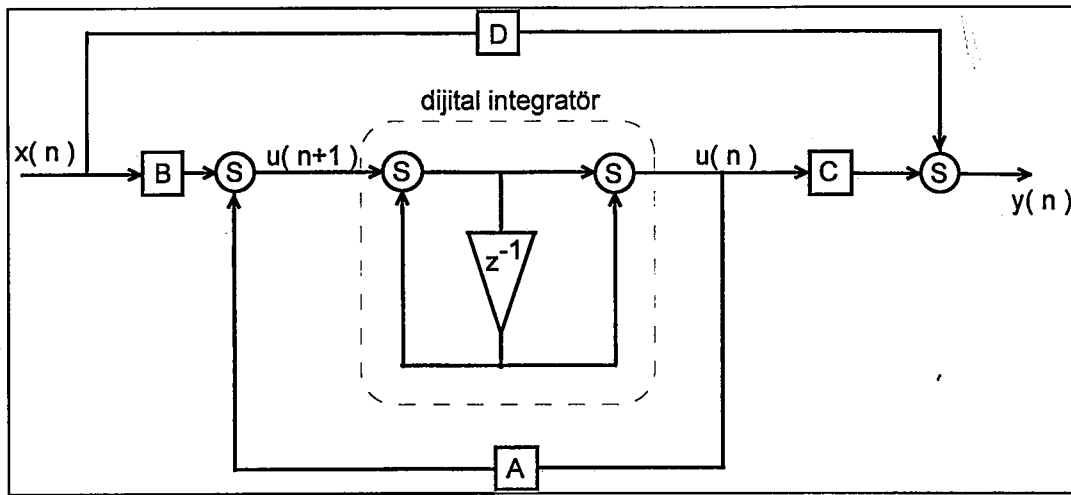
Doğal olarak bu türden bir sistemin davranışı A matrisinin ardışık üstel kuvvetlerine bağlıdır. Sistemin z domeini TF, durum denklemlerinin z-dönüşümü alınarak hesaplanır.

$$(z.I - A). U(z) = B.X(z) \quad (3-52)$$

$$Y(z) = C^T.U(z) + D.X(z)$$

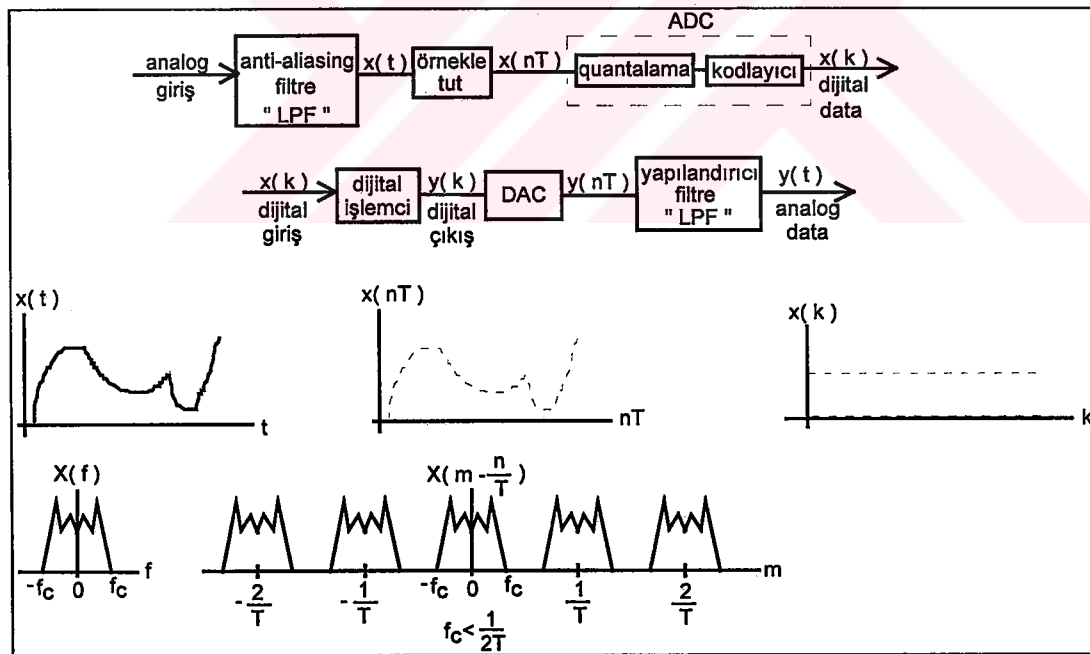
TF 'nun kutupları $|z.I - A| = 0$ yapan z değerleridir. Bu A 'nın karakteristik polinomunun kökleridir. Sonuç olarak TF 'nun kutupları A matrisinin özdeğerleridir ve sistemin kararlılığını sağlamak amacıyla 1 'den küçüktür.

$$H(z) = \frac{Y(z)}{X(z)} = C^T.(z.I - A)^{-1}.B + D \quad (3-53)$$



Şekil : 3-7 Ayırık sistemin durum değişken modeline ait blok şeması

d) Ayırık Zamanlı LTI Sistemler : Dijital sistemlerde $x(n)$ dijital giriş işaretleri üzerine işlem yapılarak $y(n)$ çıkış işaretleri üretilir. Bir gerçek zaman dijital sisteme ait basitleştirilmiş şematik diyagram aşağıda gösterilmiştir.



Şekil : 3-8 Bir dijital sistemin şematik yapısı

Lineer ayırık sistemlerden tırettiğimiz dijital sistem çeşitleri iki guruba ayrılır: IIR ve FIR. IIR sistem için çıkış dizisini rekursif form fark denklemleri ve sistemin

ani-darbe cevabıyla yaptığımız klasik konvolüsyon şeklinde iki ayrı formülde sırasıyla

$$y(n) = \sum_{k=0}^N a_k \cdot x(n-k) - \sum_{k=1}^M b_k \cdot y(n-k) \quad (3-54a)$$

$$y(n) = h(n) \otimes x(n) = \sum_{k=0}^{\infty} h(k) \cdot x(n-k) \quad (3-54b)$$

olarak yazabiliriz. FIR filtreye ait çıkış dizisi ise yine sırasıyla rekursif olmayan fark denklemleri ve sistemin ani-darbe cevabıyla yaptığımız konvolüsyon uygulamasıyla iki ayrı denklemde

$$y(n) = \sum_{k=0}^N a_k \cdot x(n-k) \quad (3-55a)$$

$$y(n) = h(n) \otimes x(n) = \sum_{k=0}^{N-1} h(k) \cdot x(n-k) \quad (3-55b)$$

ifade edilir. Bu iki denklem gurubundan anladığımıza göre sistemin ani-darbeye karşı cevabı sırasıyla sonsuz süreli ve sonlu sürelidir. Bu sistemlere ait TF; FIR ve IIR için aşağıdaki denklemlerle sırasıyla verilmiştir:

$$H(z) = \sum_{k=0}^{N-1} h(k) \cdot z^{-k} \quad (3-56a)$$

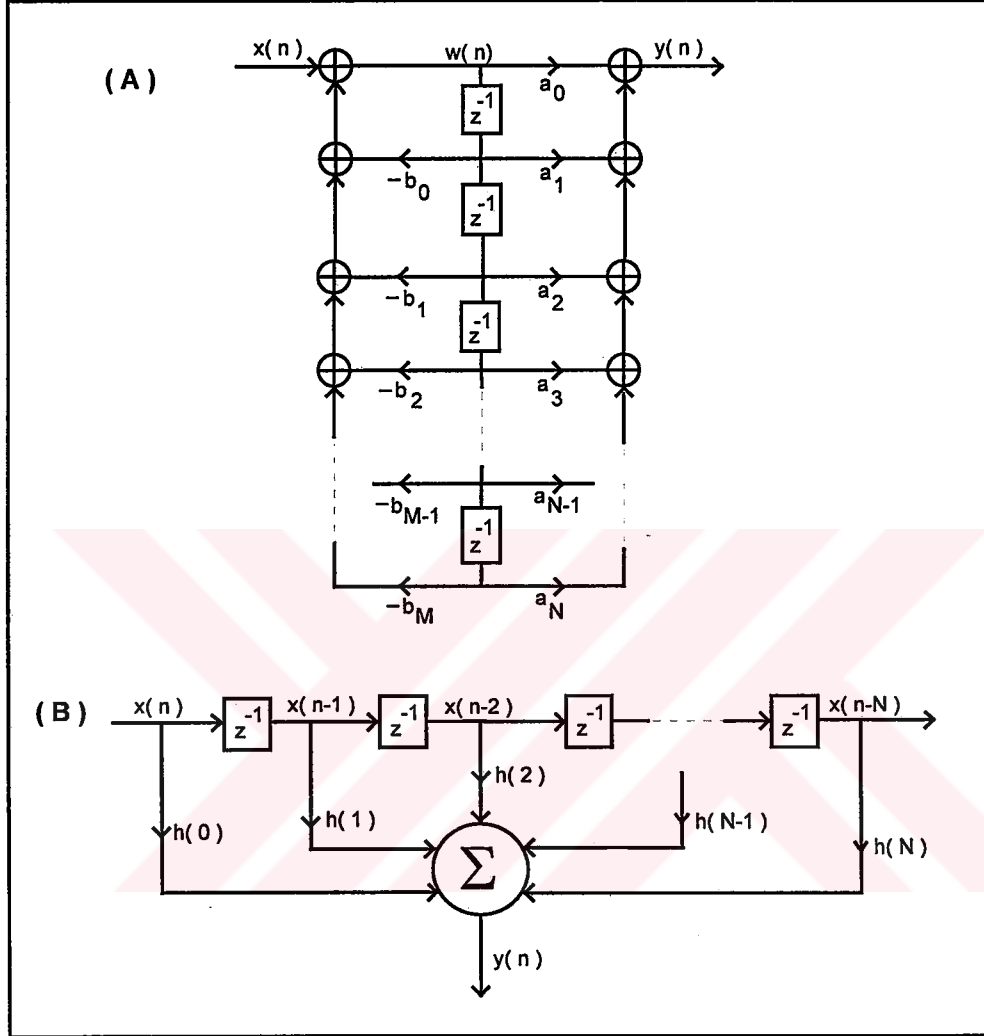
$$H(z) = \frac{\sum_{k=0}^N a_k \cdot z^{-k}}{1 + \sum_{k=1}^M b_k \cdot z^{-k}} \quad (3-56b)$$

TF 'nunda $z = e^{j\omega T}$ değişken dönüşümü yaptığımızda sistemin frekans cevabı çıkartırız. IIR ve FIR sistemlerden olan filtreler için örnek blok diyagram, aşağıda Şekil : 3-9 'da çizilmiştir.

3.4) Dijital Filtreler

Filtreler seçiciliği olan devrelerdir. Bu sayede bir sinyalin faz/frekans ve genlik/frekans karakteristiklerini istenilen tarzda değiştirirler. Doğal sonucu olarak

da dalga şeklinde değişiklik meydana gelir. Filtrelemenin ortak amacı sinyalin kalitesini arttırmak, gürültüyü azaltmak yada kaldırmak, işaretlerde gömülü olan bilgiyi çıkarmak, öncesinden multiplexer ile birleştirilen kanalları ayıştırmaktır.



Sekil : 3-9 Ayrk zamanlı LTI sistemlerden dijital filtrelere ait genel şemalar.

(a) Direkt form-II IIR filtre.

(b) Seri form FIR filtre.

DSP operasyonlarından en önemlisi filtrelerdir. Konvolüsyon formuyla ifade edilen $y(n)$ çıkışına ait eşitliklerdeki $h(k)$ katsayıları filtre karakteristiğini verir. Dijital filtreler donanım ve yazılımla gerçekleştirilebilen matematiksel

algoritmalarıdır. Analog filtrelerle dijital filtreleri karşılaştırdığımız zaman şu avantaj ve dezavantajlardan bahsedilir:

- i) Analog filtrelerle gerçekleştirilemeyen karakteristikler sağlanır. (Örneğin gerçek lineer faz cevabı)
- ii) Çevre şartlarından dijital filtrelerin performansı etkilenmez.
- iii) Eğer programlanabilir işlemciler kullanarak yapılmışsa frekans cevabı otomatikman ayarlanabilir.
- iv) Tek bir dijital filtreyle bir kaç kanal veya giriş sinyalleri filtrelenebilir.
- v) Filtrelenmiş ve filtrelenmemiş datalar, bir sonraki kullanım amaçları için kaydedilebilir.
- vi) Daha az güç tüketimi, ucuz maliyet ve küçük ebat VLSI teknolojisindeki gelişmelerle sağlanmıştır.
- vii) Hız sınırlaması: Dijital filtrelerin gerçek zamanda çözümleyebildikleri işaretlerin maksimum bandgenişliği analog filtrelerden daha küçüktür. Hem ADC hem de DAC elemanlarının sinyal dönüştürme zamanı filtre performansını (geçirilebilen en yüksek frekansı) sınırlar. Aynı zamanda dijital işlemcinin hızı ve yapılan aritmetik işlemler de bu durum için bir faktördür.
- viii) Kelime uzunluğu: Dijital filtreler, bir sürekli sinyali örnekleyip, quantaladıktan sonra kodlayan ADC aracılığıyla gürültü üretmeye meyillidir. Aynı zamanda sinyallerin sonlu uzunlukta kelime uzunluğu olduğundan sonuç etkilenir.
- ix) Uzun süren tasarım ve geliştirme zamanı.

Bu filtrelerin fark denklemleri, FIR için (3-56a) ve IIR için de (3-56b) 'de yazıldığı gibidir. Filtre tasarımında asıl amaç fark denklemlerinde verilen a_k ve b_k çarpanlarını tespit etmektir. IIR filtreye ait yazdığımız rekursif formdaki eşitliğin $b_k = 0$ olduğu özel durumunda, FIR filtre katsayıları (ani-darbe cevabı) tespit edilir. $b_k = 0$ olmasının anlamı, o ana kadarki (geçmiş) çıkışların, filtre cevabına etkisinin olmamayıdır. Halbuki IIR filtrede çıkış, hem geçmiş çıkışların hem de şimdiki

girişlerin bir sonucudur.

FIR ve IIR filtreleri karşılaştırdığımızda şu sonuçları yazabiliriz:

- i) FIR filtrelerin lineer faz cevabı vardır. Bundan dolayı filtre tarafından sinyale herhangi bir faz bozucu etki verilmez.
- ii) Rekursif olmayan formdaki FIR filtre katsayıları direkt hesaplamayla belirlendiğinden daima kararlıdır. Halbuki rekursif formda olan IIR filtrede bu garanti edilemez.
- iii) Filtreyi gerçekleştirmek için sınırlı sayıda kelime uzunluğu olmasının etkisi IIR filtrelerde daha fazla quantalama hatalarına ve sayıları tamlayana yuvarlama gürültüsüne neden olur.
- iv) FIR filtrelerde ideale yakın keskin kesim frekansları sağlamak için çok daha fazla katsayıya ihtiyaç vardır.
- v) Analog filtreler kolaylıkla eşdeğeri olan IIR dijital filtrelere dönüştürülebilir.

3.5) FIR (Rekursif Olmayan) Filtreler

FIR filtrelerin en önemli özelliği ani-darbe cevabının sonlu uzunlukta olmasıdır. Bu tasarımda başlama noktası analog filtreler değil; gerçekleştirmek istediğimize yakın frekans cevabı $H_D(f)$ 'dir. Ters Fourier dönüşümü yardımıyla ani-darbe cevabı $h_d(n)$ 'yi çıkartırız. Burada karşılaştığımız iki sebepten ötürü pratik filtre yapımı zorlaşır: $h_d(n)$ sonsuz sürelidir ve nedensel değildir ($n < 0$ için $h_d(n) \neq 0$). Tasarlanabilir transversal filtre için $h_d(n)$ uzunluğunu kabul edilebilir bir sayıyla sınırlandıracağız ve nedensel ani-darbe cevabı için yeterli kaydırma (geçiktirme) yapacağız. Birincisi için ani-darbe cevabını uygun bir $w(n)$ pencereleme fonksiyonuyla çarpacağız. Bu frekans domaininde konvolüsyon demektir. Sonsuz uzunluktaki ani-darbe cevabını sınırlamak frekans cevabında hatalara, örneklenmiş zaman domaininde kaydırma ise extra lineer faz kaymasına neden olur.

Lineer sabit katsayılı fark denklemleriyle karakterize edilen ayrık zamanlı sistemleri, katsayı çarpanları, kaydedicileri, geçiktiricileri ve toplayıcıları kullanarak uygun şekilde yapabiliriz. Bu tür filtrelerde ani-darbe cevabı için fark denklemi sonlu uzunluktadır.

Filtrenin faz karakteristiğinin sıfır veya lineer olması sık arzu edilen durumdur. Bundan dolayı çıkış sinyaline fazın etkisi, net bir zaman geçikmesidir. Eğer bir filtre nedensel ve lineer faz özellikli ise, ani-darbe cevabı sonlu uzunlukta olmalıdır.

FIR filtrelere ait genel fark denklemi

$$y(n) = \frac{1}{M+N+1} \sum_{k=-N}^M x(n-k) = \sum_{k=-N}^M b_k \cdot x(n-k) \quad (3-57)$$

($N+M+1$ komşu örnekleme noktaları sayısı) ani-darbe cevabı olarak karşımıza çıkar. Bunun frekans domainindeki cevabı da yazılabilir:

$$H(k) = \frac{1}{M+N+1} \sum_{n=-N}^M \exp\left\{\frac{2\pi \cdot n \cdot k}{T}\right\} \quad (3-58)$$

FIR filtreleri gerçekleştirmek Fourier serisi açılımı ve pencereleme metodunun kullanıldığı bilgisayar destekli tasarım algoritmalarıyla mümkündür. Bir dijital filtrenin sinusoidal kararlı-hal TF, örnekleme frekansına göre periyodiktir. O halde Fourier serisi açılımı şöyledir:

$$H(z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} h(n) \cdot z^{-n} \Rightarrow H(e^{j\omega \cdot T}) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} h(n \cdot T) \cdot e^{-jn \cdot \omega \cdot T} \quad (3-59)$$

Buradan TF 'nun reel ve sanal kısımlarını ayrı ayrı yazabiliriz:

$$\begin{aligned} H_R(k) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} h(n \cdot T) \cdot \cos(2\pi \cdot k \cdot n \cdot T) \\ H_I(k) &= - \sum_{n=-\infty}^{\infty} h(n \cdot T) \cdot \sin(2\pi \cdot k \cdot n \cdot T) \end{aligned} \quad (3-60)$$

Bu iki ayrımdan çıkardığımız sonuçlara göre eğer $h(n \cdot T)$ bir çift fonksiyon ise TF

'nun sanal kısmı, yok eğer $h(n.T)$ tekil bir dizi ise reel kısmı sıfırdır. Yani çift birim ani-darbe cevabı reel TF; tekil birim ise sanal TF ortaya çıkartır.

Dijital filtre tasarımında genellikle şu iki uygulamadan birisiyle karşılaşırız:

- i) Filtreleme: Sisteminin genlik cevabı asıl ilgilendiğimiz fonksiyondur. Faz bozulması olmaksızın sinyallerin çıkması istenir. 0 veya $\pm\pi$ radyan faz farkı olan FIR filtre (sadece reel TF olanlar) bu amaç için kullanılır.
- ii) Filtreleme ve quadrature faz kayması: Bunlar integratör, türev alıcı ve Hilbert dönüştürücülerdir. Genlik cevabıyla birlikte fazında da $\pm\pi/2$ radyan kadar bozulma istendiğinden TF sanal olan sistemler gereklidir.

$H(e^{j\omega.T})$ peryodik olduğundan TF 'nun reel ve sanal kısımları da peryodiktir. Filtrenin birim ani-darbe cevabı, Fourier katsayılarıyla ilişkilidir. TF'nun reel ve sanal kısımları için kullanacağımız eşitlikler;

$$\begin{aligned} h_e(n.T) &= \frac{1}{f_s} \int_{-f_s/2}^{f_s/2} H_R(f) \cdot \cos(2\pi \cdot f \cdot n.T) \cdot df \\ h_o(n.T) &= \frac{1}{f_s} \int_{-f_s/2}^{f_s/2} H_I(f) \cdot \sin(2\pi \cdot f \cdot n.T) \cdot df \end{aligned} \quad (3-61)$$

sırasıyla çift ve tek frekans fonksiyonuna ait sabitlerdir.

FIR filtrelerin en önemli özelliği ani-darbe cevabının sonlu uzunlukta olmasıdır. Orjinal giriş işareti $x(n)$ 'nin geçiktirici birimlerde depolandığı transversal filtrelerle benzer şekilde rekursif değildir. Dolayısıyla ani-darbe cevabı tasarımda merkezi öneme sahiptir. Bir diğer önemli özelliği ise lineer faz karakteristiğidir. Buna göre fazın türevi de

$$\tau_g(e^{j\theta}) = -\frac{d}{d\theta}(e^{j\theta}) = \text{sabit} \quad (3-62)$$

sabit gurup gecikmesini verir. Sabit gurup gecikmesi, farklı frekanslardaki sinyallerin filtrede eşit geçikmeye uğraması demektir.

3.5.1) Lineer Fazlı Filtreler

$f_s = 1/T$ frekansında periyodik bir işaret aracılığıyla örneklenen sinyali temsil eden sayıları dijital filtreler işlerler. $H(k)$ ile temsil edilen bu fonksiyon Fourier serisi açılımıyla gösterilir:

$$H(k) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} h_n \cdot e^{j2\pi \cdot k \cdot n \cdot T} \quad (3-63)$$

$$h_n = \frac{1}{f_s} \int_0^{f_s} H(f) \cdot e^{-j2\pi \cdot k \cdot n \cdot T} \cdot df$$

Filtrenin kararlılığı için, ani-darbe cevabı $\sum_n |h_n| < \infty$ şartını sağlamalıdır. Yani $n \rightarrow$

∞ 'a giderken $h_n \rightarrow 0$ 'a yaklaşmalıdır. Aynı zamanda nedensellik özelliğine göre reel bir filtrede çıkış, zaman domeininde girişin önüne geçemez. Yani bu durum, h_n katsayılarının $n < 0$ için 0 olma zorunluluğunu doğurur. Sonuç olarak herhangi bir nedensel dijital filtreye ait TF; FIR filtre TF 'na indirgenir:

$$H(k) = \sum_{n=0}^N h_n \cdot e^{-j2\pi \cdot k \cdot n \cdot T} \Rightarrow (z = e^{j2\pi \cdot f \cdot T}) \Rightarrow H(z) = \sum_{n=0}^N h_n \cdot z^{-n} \quad (3-64a)$$

ve buna ait ani-darbe filtre cevabı şu şekildedir:

$$y(n) = \sum_{k=0}^N h_k \cdot x(n-k) \quad (3-64b)$$

Lineer faz filtrelerinin frekans cevabını $H(f) = R(f) \cdot e^{-j\phi(f)}$ formunda yazarsak filtrenin lineer fazını çıkartabiliriz: $\phi = \phi_0 + 2\pi \cdot f \cdot \tau$. Ani-darbe cevabı ise ters Fourier dönüşümüdür:

$$h(t) = e^{-j\phi_0} \int_0^{\infty} R(f) \cdot e^{j2\pi \cdot f \cdot (t-\tau)} \cdot df \quad (3-65)$$

(τ filtrede sinyalin propagasyon geçikmesinden kaynaklanan faz kayması). $\phi_0 = 0$ alarak, örneklenen her bir dilime ait $2\pi \cdot f \cdot \tau$ faz bileşeni, sinyalin geçikmesini (propagasyon zamanını) gösterdiğinden FIR filtreler lineer faz filtreleri diye

isimlendirilir. $R(f) = P_e(f) + jI_o(f)$ formunda yazarak; bu filtrenin ani-darbe cevabını

$$h(t + \tau) = 2 \int_0^{\infty} P_e(f) \cdot \cos(2\pi f t) \cdot df + j2 \int_0^{\infty} I_o(f) \cdot \sin(2\pi f t) \cdot df \quad (3-66)$$

eşitliğine göre belirleriz. $h(t)$ fonksiyonunun reel olması şartını düşündüğümüzde

$$h(t + \tau) = 2 \int_0^{\infty} R_e(f) \cdot \cos(2\pi f t) \cdot df \quad (3-67)$$

ilişkisi $h(t)$ 'nin $t = \tau$ zaman eksenine göre simetrik olduğunu gösterir.

a) Simetrik Ani-Darbe Cevaplı : h_k filtre katsayıları birim kümeye karşı dijital filtre cevabını üretir. Kesintisiz ani-darbe cevaplı analog filtreyi sanki T periyodunda örnekleyerek dijital forma dönüştürdüğümüzü varsayabiliriz. Bunların frekans cevabı $P_e(f)$ çift fonksiyondur. Filtre katsayısı N 'nin tek veya çift olmasına göre, doğal olarak buradan iki çeşit konfigürasyon çıkartılabilir:

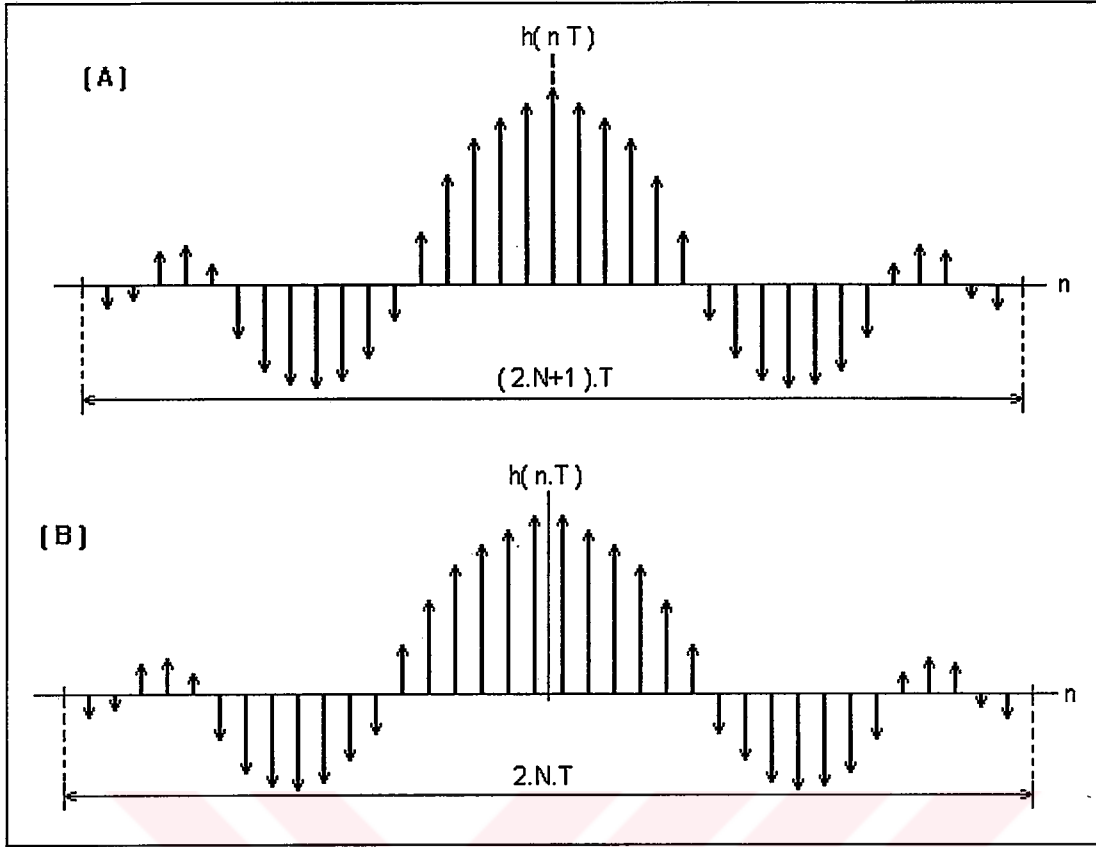
i) Tek katsayılı sistemin frekans domeinindeki TF:

$$\left. \begin{array}{l} n = 2.N + 1 \\ \tau = N.T \end{array} \right\} \Rightarrow H_a(k) = e^{-j2\pi k \tau} \left\{ h_0 + 2 \sum_{n=1}^N h_n \cdot \cos(2\pi n k T) \right\} \quad (3-68a)$$

ii) Çift katsayılı sistemin frekans domeinindeki TF:

$$\left. \begin{array}{l} n = 2.N \\ \tau = (N - 0,5).T \end{array} \right\} \Rightarrow H_b(k) = e^{-j2\pi k \tau} \left\{ 2 \cdot \sum_{n=1}^N h_n \cdot \cos\left(2\pi k \cdot \left(n - \frac{1}{2}\right) \cdot T\right) \right\} \quad (3-68b)$$

Bu duruma ait çok önemli bir özellik $\theta = \pi$ 'de; $TF = 0$ olduğundan HPF bu tür katsayılarla yapılamaz.



Şekil : 3-10 Lineer faz filtreye ait ani-darbe cevabının simetrik özelliğinin gösterilmesi.

(a) N tek, pozitif simetri.

(b) N çift, pozitif simetri.

b) Anti-Simetrik Ani-Darbe Cevaplı : Eğer $\phi_0 = \pi/2$ gibi sabit bir faz kayması, faz farkına orantılı şekilde frekansa ilave edilirse yine iki farklı filtre katsayısı formulüze edilir:

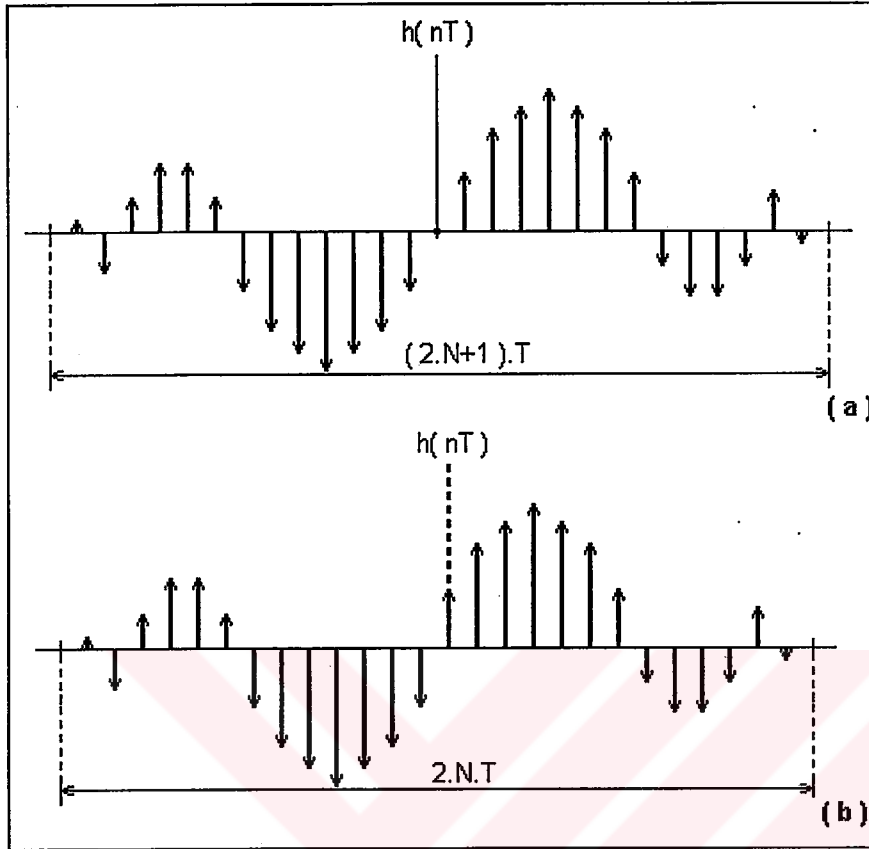
i) Tek katsayılı sistemin frekans domeinindeki TF:

$$\left. \begin{array}{l} n = 2.N + 1 \\ \tau = N.T \end{array} \right\} \Rightarrow$$

$$H_c(k) = -je^{-j2.\pi.k.\tau} \left\{ 2. \sum_{n=1}^N h_n . \sin(2.\pi.n.k.T) \right\} \quad (3-69a)$$

Bu eşitlikteki j sanal ifadesi, frekans domeinindeki cevabın sanal olduğunu gösterir. $\theta = 0$ ve $\theta = \pi$ için $TF = 0$ olduğundan yalnızca BPF

tasarlanabilir.



Sekil : 3-11 Lineer faz filtreye ait ani-darbe cevabının anti-simetrik özelliğinin gösterilmesi.

(a) N tek, negatif simetri.

(b) N çift, negatif simetri.

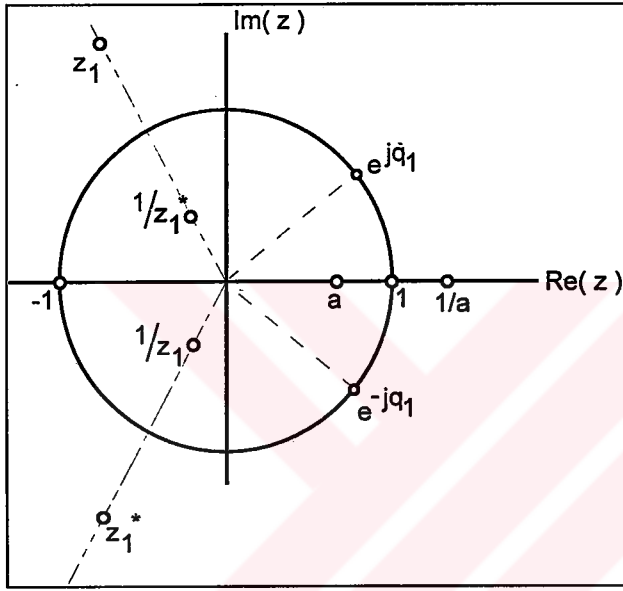
ii) Çift katsayılı sistemin frekans domeinindeki TF:

$$\left. \begin{array}{l} n = 2.N \\ \tau = (N - 0,5).T \end{array} \right\} \Rightarrow$$

$$H_d(k) = -je^{-j2.\pi.k.\tau} \left\{ 2. \sum_{n=1}^N h_n \cdot \sin \left(2. \pi. k. \left(n - \frac{1}{2} \right). T \right) \right\} \quad (3-69b)$$

Bunlar da LPF yapmaya elverişli olamaz.

Frekans domeini cevabındaki sıfırların yerine bakarak şu sonuçları yazabiliriz: $H_c(e^{j0}) = H_d(e^{j0}) = H_b(e^{j\pi}) = H_c(e^{j\pi}) = 0$. $H(e^{j0}) = 0$ ise aktarım fonksiyonunda $z = 1$ noktasında $H(z)$ 'nin sıfırı olduğu anlamına gelir. $H(e^{j\pi}) = 0$ ise $z = -1$ noktasına karşılık gelir. Lineer filtreleri daima FIR türünde olduğundan yalnızca sıfırları vardır ve orijin haricinde de kutupları yoktur. Lineer faz filtrelerin olabilecek bütün sıfırları $z = a$ ve $z = 1/a$; $z = e^{j\theta}$ ve $z = e^{-j\theta}$; $z = z_1$ ve $z = 1/z_1^*$ ve $z = 1/z_1^*$ noktalarındadır. (Bkz. Şekil : 3-12).



Şekil : 3-12 Bir lineer fazlı filtrenin sistem fonksiyonundaki sıfırların, nerede bulunacağı olasılığının birim, çember üzerinde gösterilmesi.

Kısaca özetlersek FIR filtrelerin en önemli özelliği, net lineer faz cevabının olmasıdır. Birkaç frekans bileşeni içeren sinyalin filtrede uğrayacağı faz geçikmesi, sinyaldeki her bir frekans bileşeninin filtreden geçerken kazanacağı zaman geçikmesidir. Grup geçikmesi ise, tümleşik sinyalin her bir frekans için değişeceği ortalama zaman geçikmesidir.

3.5.2) FIR Filtre Katsayılarını Tespit Etme Metodları

a) Pencereleme : Ani-darbe cevabının uygulanabilir tasarıma elverişli olabilmesi için TF, (3-57) denklemiyle ifade edilebilmelidir. FIR filtre tasarımında gerçekleştirilecek filtre için başlangıç noktası $H_D(f)$ frekans cevabıdır. Ters Fourier dönüşümünü alarak ideal ani-darbe cevabı $h_d(n)$ 'yi doğrudan çıkartırız.

$$\begin{aligned} h_d(n) &= \int_{-\pi}^{\pi} H_D(f) \cdot e^{j2\pi \cdot f \cdot n} df \\ &= \int_{-w_c/2\pi}^{w_c/2\pi} e^{j2\pi \cdot f \cdot n} df = 2f_c \cdot \text{sinc}(2\pi \cdot f_c \cdot n) \end{aligned} \quad (3-70)$$

Fakat bunun sonsuz uzunluğunu (süresini) kabul edilebilir bir sayıyla sınırlamamız ve nedensel olmayan özelliğini kaldırmamız için de yeterli bir geciktirme üretmemiz zorunludur. Kısaca dijital filtre N ile sınırlanarak ve N/2 kadar kaydırılarak nedensel filtreye uyarlanır. N ile sınırlama, birim ani-darbe cevabını bir pencereleme fonksiyonuyla çarparak yapılır. Kararlı-hal frekans cevabı ise, arzulanan frekans cevabı $H_D(f)$ ile $w(n)$ pencereleme fonksiyonunun Fourier dönüşümüyle konvolüsyon yapılarak çıkartılır.

$$h(n) = w(n) \cdot h_d(n) \iff H(f) = W(f) \otimes H_D(f) \quad (3-71)$$

Sonsuz uzunluktaki ani-darbe cevabını yuvarlamamız ayırık filtrenin frekans cevabında hatalara; zaman kaydırması da extra lineer faz kaymasına kaynaklık eder. Filtre uzunluğunu sınırlama, zaman domeininde bilinen uzunlukta bir pencereleme fonksiyonuyla çarpmak demektir. Pencereleme fonksiyonunun seçiminde aranan şartlar mümkün olduğunca dar frekans cevabının olması ve yan uzantılarda olabildiğince az enerji içermesidir. Belli başlı bilinen pencereleme fonksiyonları şunlardır.

i) Dikdörtgen pencereleme

$$w(n) = \begin{cases} 0 & \text{diğer durumlarda} \\ 1 & |n| \leq \left\lfloor \frac{N \cdot T}{2} \right\rfloor \end{cases} \iff W(f) = N \cdot T \cdot \text{sinc}(f \cdot N \cdot T) \quad (3-72a)$$

ii) Barlett pencereleme

$$w(n) = \begin{cases} \frac{2n}{(N.T/2)-1} & 0 \leq n \leq \frac{N.T}{4} \\ 2 - \frac{2n}{(N.T/2)-1} & \frac{N.T}{4} < n \leq \frac{N.T}{2} \\ 0 & \text{diğer yerlerde} \end{cases} \quad (3-72b)$$

iii) Hanning pencereleme

$$w(n) = 0,5 + 0,5 \cdot \cos\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot n}{N}\right) \quad |n| \leq \left|\frac{N-1}{2}\right| \text{ için} \quad (3-72c)$$

$$W(f) = 0,5 \cdot \delta(f) + 0,25 \cdot \delta(f+N.T) + 0,25 \cdot \delta(f-N.T)$$

iv) Hamming pencereleme

$$w(n) = 0,54 + 0,46 \cdot \cos\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot n}{N}\right) \quad |n| \leq \left|\frac{N-1}{2}\right| \text{ için} \quad (3-72d)$$

$$W(f) = 0,54 \cdot \delta(f) + 0,23 \cdot \delta(f+N.T) + 0,25 \cdot \delta(f-N.T)$$

v) Blackman pencereleme

$$w(n) = 0,42 + 0,5 \cdot \cos\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot n}{N-1}\right) + 0,08 \cdot \cos\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot n}{N-1}\right) \quad (3-72e)$$

$$W(f) = 0,42 \cdot \delta(f) + 0,25 \cdot \delta(f \pm N.T) + 0,02 \cdot \delta(f \pm 2.N.T)$$

vi) Kaiser pencereleme

$$w(n) = \frac{I_0\left\{\beta \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{2 \cdot n}{N-1}\right)^2}\right\}}{I_0(\beta)} \quad (3-72f)$$

$$I_0(x) = 1 + \sum_{k=1}^L \left(\frac{(x/2)^k}{k!}\right)^2$$

$$I_0\left\{\beta \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{2 \cdot n}{N-1}\right)^2}\right\} = 1 + \sum_{k=1}^L \left\{\frac{1}{k!} \left(\beta \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{2 \cdot n}{N-1}\right)^2} / 2\right)^k\right\}^2$$

olarak tanımlayabileceğimiz 0. metebeden yenilenmiş birinci türden Bessel fonksiyonudur. $L < 25$ şeklinde kabullenmek yeterlidir. β değeri kesim bandı zayıflama kıstasını verir. Örneğin kesim bandında $21 \leq A \leq 50$ dB

'lik zayıflama olduğunda $\beta = 0,5842(A-21)^{0,4} + 0,07886(A-21)$ 'e eşittir.

b) Frekans Spesifikasyonları İçin Fourier Serisi Açılımı : İletim ve kesim bandındaki dalgalanmaları azaltmanın sonucunda geçiş bandının genişliği artar. Verilen temel iletim bandına ait en küçük dalgalanmayı gösteren fonksiyon Dolf-Chebyshev fonksiyonudur ve

$$x_0 \leq x \leq 1-x_0 \text{ için } D(x) = \frac{\cos\{K \cdot \cos^{-1}(Z_0 \cdot \cos(\pi \cdot x))\}}{\cosh\{K \cdot \cosh^{-1}(Z_0)\}} \quad (3-73a)$$

$$0 \leq x \leq x_0 \text{ ve } 1-x_0 \leq x \leq 1 \text{ için } D(x) = \frac{\cosh\{K \cdot \cosh^{-1}(Z_0 \cdot \cosh(\pi \cdot x))\}}{\cosh\{K \cdot \cosh^{-1}(Z_0)\}} \quad (3-73b)$$

($x_0 = \frac{1}{\pi} \cdot \cos^{-1} \frac{1}{Z_0}$; K tamsayı; Z_0 bir parametre) denklemleriyle tanımlanır. Bu fonksiyonun temel bandgenişliği $2 \cdot x_0$ ve filtrenin kesim bandındaki bastırma oranı da $\cosh\{K \cdot \cosh^{-1}(Z_0)\}^{-1}$ 'dir. Filtre katsayılarının tespitindeki temel kısıtlama, iletim ve kesim bandlarındaki titreşim ve dalgalanmanın genliklerinin eşit olmasıdır.

c) En Küçük Çarpanların Karesi : Bir FIR filtrenin N adet katsayısını bu kritere göre hesapladığımızda TF yaklaşık istenen fonksiyona eşit olur. Ayırık Fourier dönüşümü (DFT) h_n kümesine uygulanır.

$$H_k = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} h_n \cdot e^{-j2\pi \cdot n \cdot k / N} \quad (3-74)$$

H_k elemanları $0 \leq k \leq N-1$ için f_s/N periyodunda filtrenin frekans cevabı örneklerini verir. Bunun tersi de doğrudur; yani N tane katsayıyı hesaplama problemi, $\{ 0, f_s \}$ bölgesinde N tane ayrı noktada frekans cevabını belirleme işlemidir. $H(f)$ fonksiyonu; $H_k \cdot \delta(f - \frac{k}{N} \cdot f_s)$ örnekler kümesinin, dikdörtgen pencerelemeden sonra Fourier dönüşümüyle yapılan konvolüsyonla açıklanan interpolasyon formülünden çıkartılır.

$$H(f) = \sum_{k=0}^{N-1} H_k \cdot \frac{\sin\{\pi \cdot N \cdot (f/f_s - k/N)\}}{N \cdot \sin\{\pi \cdot (f/f_s - k/N)\}} \quad (3-75)$$

Önce gerçekleştirilmek istenen filtrenin frekans domeinindeki TF $H_d(f)$ ele alınır: $0 \leq k \leq N-1$ için $H_d\{k \cdot f_s/N\}$ formunda $H_k(f)$ 'yı seçmek için ilk varsayım yapılır. En küçük çarpanların karesi kriterine göre, tasarlanan $H_k(f)$ ile gerçek $H_d(f)$ arasındaki hata $e(f) = H_k(f) - H_d(f)$ en aza indirilmeye çalışılır.

d) Frekans Örneklem Fonksiyonu : Bu metoda göre yapmak istediğimiz FIR filtrenin ani-darbe cevabı DFT yardımıyla $H_D(e^{j\theta})$ frekans domeini cevabına dönüştürülerek çıkartılmaya çalışır. Aynı zamanda frekans domeini örneklerinden ters-DFT alınarak ani-darbe cevabının değerleri hesaplanabilir.

Rekursif olmayan FIR filtre tasarlayarak, hem standart frekans seçici, hem de değişken frekans cevablı filtre gerçekleştirebiliriz. Bu metodun tek çekiciliği FIR filtre tasarımının rekursif adaptasyona elverişli olmasıdır. Frekans cevabı bilinen bir FIR filtrenin katsayılarını hesaplamak için $k \cdot f_s/N$ ilişkisine bağlı olarak frekans cevabını örnekliyoruz. Filtre katsayıları frekans örneklerinin ters-DFT 'sidir:

$$h(n) = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} H(k) \cdot e^{j2\pi \cdot n \cdot k/N} \quad (3-76)$$

Lineer faz filtrelerde simetrik ani-darbe cevabı vardır. Bu amaçla çift sayıdaki N için

$$h(n) = \frac{1}{N} \left\{ H(0) + \sum_{k=1}^{N/2-1} 2 \cdot |H(k)| \cdot \cos\left(2 \cdot \pi \cdot k \cdot \left(n - \frac{N-1}{2}\right) \cdot \frac{1}{N}\right) \right\} \quad (3-77)$$

eşitliği geçerlidir. N tek olduğunda toplamın üst sınır $(N-1)/2$ olur.

Yukarıda bahsettiğimiz tasarımlarda sonuçlandırdığımız ayrık filtre karakteristikleri, ideal formundan sapabilir. Özellikle bu geçiş bandlarında önemlidir. Amaç bu sapma hatalarını mümkün olabildiğince bütün frekanslara yaymaktır. Buradaki amaç en küçük hatayı bulmaktır. Titreşimlerin eşit olarak dağıldığı filtreler özel amaçlı yazılım programlarıyla tasarlanır [Rabiner and Gold 1975; Oppenheim

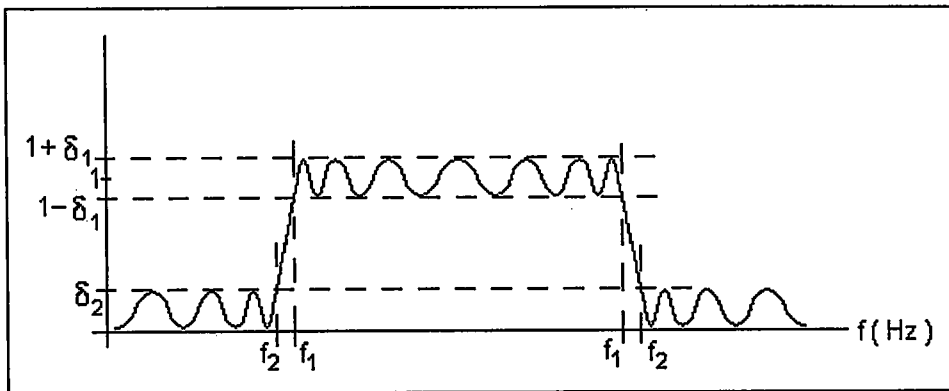
and Schafer 1975].

3.6) Dijital IIR (Rekursif) Filtreler

Sentez işlemiyle, tespit edilmiş filtreleme işlemi yapacak bir sistemin, lineer fark denkleminin katsayıları tespit edilebilir. Sonuçtaki yapılardan birisi, birim ani-darbe cevabının sonsuz süreli olduğu IIR filtreler, geribesleme düzeneğine (rekursif yapıya) sahiptir.

IIR formundaki dijital filtreler ayrık lineer sistemlerdir. Sonsuz sayıda terime dayalı konvolüsyon denklemiyle tanımlanır. Sonsuz hafıza gereksinimi çıkışın girişe geri beslenmesi anlamına gelmektedir, ki bundan dolayı da rekursif filtreler diye isimlendirilir. Çıkış sayılar kümesinin herbir elemanı, belirli sayıdaki giriş kümesinin ve daha önceki çıkışların ağırlıklı toplamlarıyla hesaplanır. Genel olarak IIR filtreler karmaşık eşdeğeri olan FIR filtrelerden daha fazla seçicidir.

IIR filtrelerin aktarım fonksiyonu $H(z)$ 'de, sıfır noktaları kadar kutuplar vardır. Konvansiyonel analog filtrelerle doğrudan eşleştirildiğinde, tasarıma başlangıç noktası tekil noktalarının tanımlanmasıdır.



Sekil : 3-13 Bir BPF 'ye ait frekans spektrumunun genel olarak çizimi. (Tasarımlarda 5 ayrı parametre kullanılır: N katsayı adedi, δ_1 iletim bandındaki maksimum hata, δ_2 kesim bandındaki hata, f_1 geçiş bandının en küçük

frekansı, f_2 en büyük frekansı).

IIR filtrenin sistem fonksiyonundaki kutupları, birim çemberin ($|z| = 1$) dışında olduğuda kararlı olmayan sonuçlarla karşılaşabiliriz. Farklı tasarım yöntemlerinde kararlı filtre elde edeceğimize dair önceden garanti yoktur. Dolayısıyla sonucu daima kontrol etmeliyiz. Aynı zamanda istediğimiz şartları sağlayan faz karakteristikleri önceden sezinlenerek filtre katsayıları da belirlenemez. Faz ve genlik için aradığımız spesifikasyonları verebilecek IIR filtre tasarlamakta izleyeceğimiz değişik metodlar vardır.

Analog tasarımlarda differansiyel denklemler cinsinden; ayrık zamanlı analiz ve sentezde de fark denklemleri türünden hareket ederek filtreleri yazabiliriz. IIR filtre tasarımına başlarken analog sistem TF; $H_a(s)$ 'yi düşünerek ayrık zaman sistemine ait TF $H_d(z)$ belirlenir

a) 1. Mertebeden Filtreler : $x(n)$ data kümesinden $y(n)$ çıkış elemanlarını üreten bir sistem; $y(n) = x(n) + b.y(n-1)$ eşitliğiyle tanımlı ise buna 1. dereceden filtre denir. Bu sistemin $u_0(n)$ birim girişe karşı cevabı $y_0(n)$ olacaktır:

$$u_0(n) = \begin{cases} 1 & n = 0 \\ 0 & n \neq 0 \end{cases} \Rightarrow y_0(n) = \begin{cases} 0 & n < 0 \\ b^n & n \geq 0 \end{cases} \quad (3-78)$$

Bu ilişki filtrenin ani-darbe cevabını verir. Kararlılık şartına göre $|b| < 1$ ve

$\sum_{n=-\infty}^{\infty} |b|^n < \infty$ olmalıdır. $x(n)$ girişine sistemin cevabı $y(n)$ çıkışı:

$$x(n) = \begin{cases} 0 & n < 0 \\ 1 & n \geq 0 \end{cases} \Rightarrow y(n) = \begin{cases} 0 & n < 0 \\ \frac{1 - b^{n+1}}{1 - b} & n \geq 0 \end{cases} \quad (3-79)$$

özelliğiyle tanımlanır. $n \rightarrow \infty$ 'a giderken, eğer sistem kararlı ise $y(n) = (1-b)^{-1}$ 'e yakınsar.

Eğer çıkış kümesi $\{ y(n) \}$; $n \geq 0$ için $x(t) = e^{j\omega t}$ sinyalinin $T = 1$ periyodunda örneklenmesiyle oluşuyorsa

$$y(n) = \frac{e^{j\omega n}}{1 - b \cdot e^{j\omega}} = \frac{b^{n+1} \cdot e^{-j\omega}}{1 - b \cdot e^{-j\omega}} \quad (3-80)$$

sonucu yazılabilir. Burada filtrenin frekans cevabı

$$H(\omega) = \frac{1}{1 - b \cdot e^{-j\omega}} = \frac{1}{1 - 2 \cdot b \cdot \cos \omega + b^2} \exp \left\{ j \cdot \tan^{-1} \frac{b \cdot \sin \omega}{1 - b \cdot \sin \omega} \right\} \quad (3-81)$$

'na eşit olan transient ve kararlı-hal terimlidir. Grup geçikmesi eşitliğiye şöyledir:

$$\tau_g(\omega) = \frac{d\phi}{d\omega} = \frac{b \cdot \cos \omega - b^2}{1 - 2b \cdot \cos \omega + b^2} \quad (3-82)$$

Örnekleme frekansı ile karşılaştırıldığında çok küçük olan frekanslarda, dijital devre RC filtresine benzer frekans cevabı gösterir. Birinci mertebeden filtrenin TF z-dönüşümü kullanarak belirlenir:

$$H(z) = \frac{Y(z)}{X(z)} = \frac{1}{1 - b \cdot z^{-1}} = \frac{z}{z - b} \quad (3-83)$$

Kararlılık şartına göre $z = b$ kutup noktası birim çember içerisinde olmalıdır. Tek taraflı z-dönüşümü transient cevabını üretir ve başlangıç şartlarını belirler:

$$\sum_{n=0}^{\infty} y(n) \cdot z^{-n} = \sum_{n=0}^{\infty} x(n) \cdot z^{-n} + b \cdot \sum_{n=0}^{\infty} y(n-1) \cdot z^{-n} \quad (3-84a)$$

$$Y(z) = \frac{X(z)}{1 - b \cdot z^{-1}} + \frac{b \cdot y(n-1)}{1 - b \cdot z^{-1}} \quad (3-84b)$$

$$X(n) = e^{jn \cdot \omega} \Rightarrow X(z) = \sum_{n=0}^{\infty} e^{jn \cdot \omega} \cdot z^{-n} = \frac{1}{1 - e^{jn \cdot \omega} \cdot z^{-1}} \quad (3-84c)$$

$y(n)$ ise ters z-dönüşüm formülünden hesaplanır:

$$y(n) = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot j} \oint_{\Gamma} z^{n-1} \cdot \left(\frac{1}{1 - e^{j\omega} \cdot z^{-1}} \cdot \frac{1}{1 - b \cdot z^{-1}} + \frac{b \cdot y(n-1)}{1 - b \cdot z^{-1}} \right) \cdot dz \quad (3-85)$$

b) 2. Mertebeden Filtreler : 2. mertebeden filtrenin genel fark denklemi ve TF 'nun z-dönüşümü sırasıyla şu denklemlerle ifade edilir:

$$y(n) = a_0.x(n) + a_1.x(n-1) + a_2.x(n-2) - b_1.y(n-1) - b_2.y(n-2) \quad (3-86)$$

$$H(z) = \frac{a_0 + a_1.z^{-1} + a_2.z^{-2}}{1 + b_1.z^{-1} + b_2.z^{-2}}$$

Tekil noktalardan sıfırlar z_z ve z_z^* ; ve kutuplar ise z_p ve z_p^* 'dir. Uygulamalarda iki ayrı genel durumla karşılaşılır:

- i) Filtreleme: Sıfırlar filtrenin zayıflatma özelliğini optimize etmek için hemen hemen birim çember üzerindedir.
- ii) Faz kaydırıcı: Sıfırlar kutupların harmonik eşleniğidir.

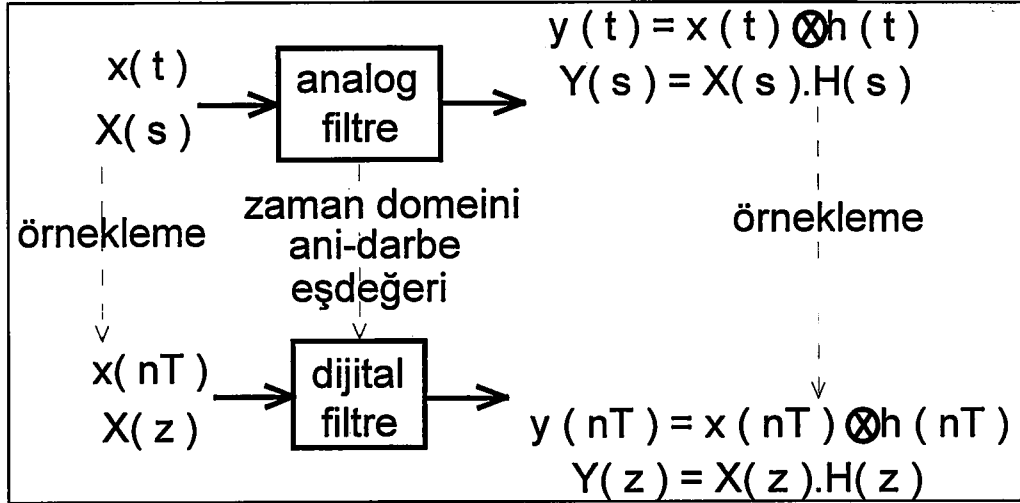
3.6.1) Zaman Domeininde IIR Filtre Sentezi

Zaman domeini konusu basit bir metottur. Ani-darbe sabit/değişmezlik manasında zaman domeininde eğer benzer girişler benzer çıkışları veriyorsa, dijital filtre analog filtreye eşdeğer olur. Zaman domeini sabit/değişmezlik genel konsepti Şekil : 3-14 'de gösterilmiştir. Filtrenin gerekli TF $H(z)$, aşağıdaki gibidir:

$$\begin{aligned} y(t) &= \mathcal{L}^{-1}\{H_a(s)X_a(s)\} \\ \Rightarrow y(nT) &= \left\{ \mathcal{L}^{-1}\{H_a(s)X_a(s)\} \right\}_{t=nT} \\ \Rightarrow Y(z) &= \mathcal{Z}\{y(nT)\} \end{aligned} \quad (3-87)$$

$x(t)$ 'nin örneklenmiş versiyonu olan $x(n.T)$ dijital filtreye uygulandığında; $y(n.T)$ çıkışı analog filtre çıkışı $y(t)$ 'ye eşdeğer olmalıdır. Eşitliğin en son bu formu için sabit bir çarpan; analog ve dijital filtre frekans cevaplarının aynı olmasını sağlamak amacıyla kullanılır. Yani bu amaç için filtre katsayıları yenilenmelidir: $H(z) = (\text{sabit}).Y(z)/X(z)$.

İlgili filtre sentez tekniği Şekil : 3-15 'de çizilmiştir. Bir ani-darbe sinyal kaynağı düşünelim. Analog filtrenin çıkışı, birim ani-darbe cevabı $h_a(t)$ 'dir. Bunun örneklenmesi $h_a(n.T)$ örnek değerlerini verir.



Şekil : 3-14 Analog ve dijital filtrelerin zaman domeininde uygulanan dönüşüm ilişkileri

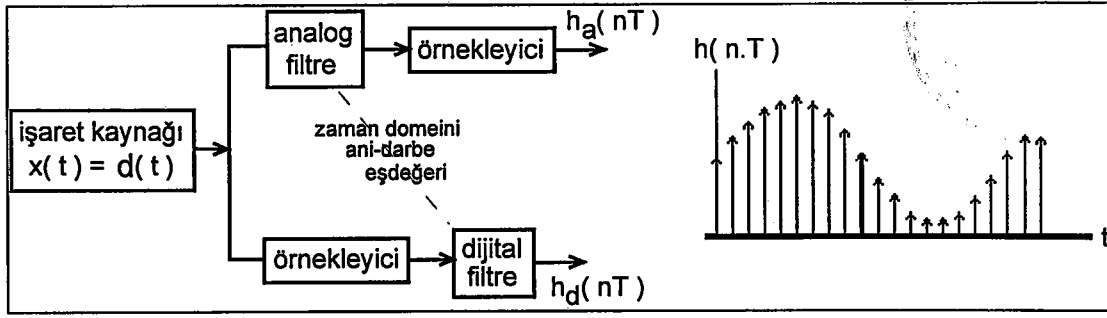
Birim ani-darbe fonksiyonunun ayrık zaman eşdeğeri birim darbe fonksiyonudur. (Ani-darbenin şiddeti örnek değerini gösterir.) Dolayısıyla dijital filtre çıkışı birim darbe cevabıdır. K tane farklı reel kutbu olan bir analog filtrenin TF ve bunun ters Laplace dönüşümü sırasıyla

$$H_a(s) = \sum_{k=1}^K \frac{A_k}{s + s_k} \Rightarrow h_a(t) = \sum_{k=1}^K A_k \cdot e^{-s_k \cdot t} \quad (3-88a)$$

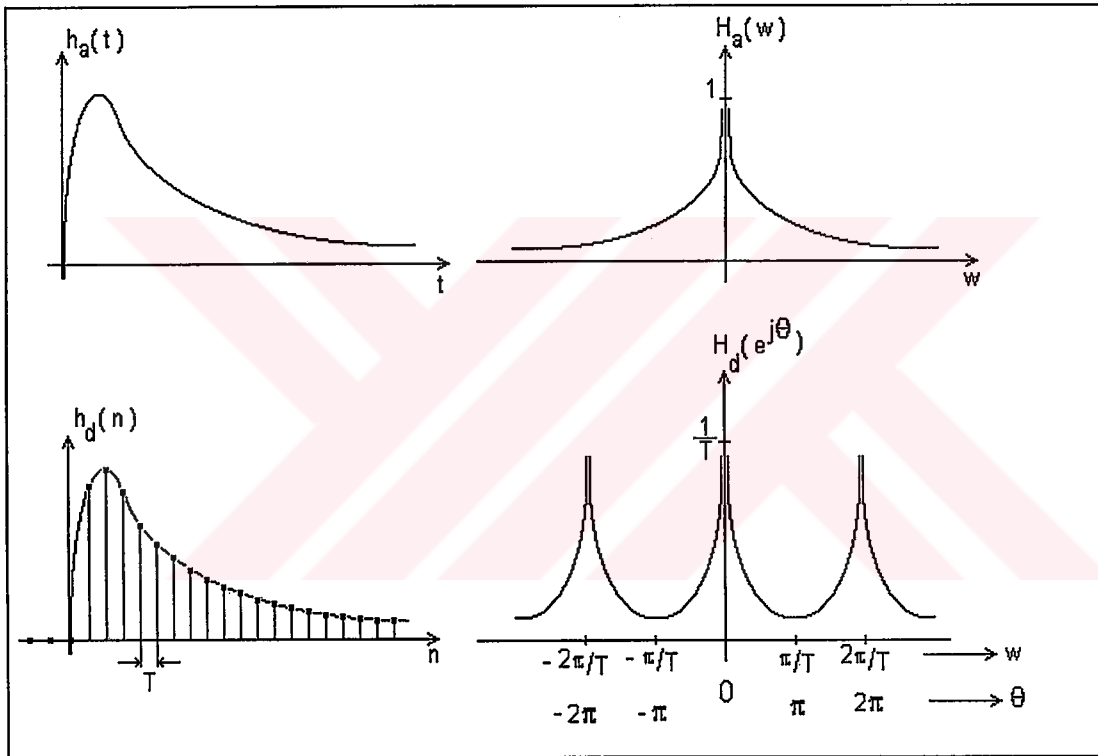
denklemleriyle hesaplanır. Bu aynı zamanda birim darbe cevabıdır. z-dönüşümü ise şudur:

$$H_d(z) = \sum_{n=1}^{\infty} h_a(n.T) z^{-n} = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{k=1}^K \left(A_k \cdot e^{-s_k \cdot T} \right)^n = \sum_{k=1}^K \frac{A_k}{1 - e^{-s_k \cdot T} \cdot z^{-1}} \quad (3-88b)$$

Çıkarttığımız en son bu denklem birim darbe cevabının, bir analog filtrenin örneklenmiş ani-darbe cevabına eşit olduğunu gösterir. Sonraları dijital filtrenin genlik cevabını örnekleme operasyonundan dolayı $f_s = 1/T$ ile ölçekleyeceğiz. Bu durumda da $H(z) = T \cdot H_d(z)$ olarak yazabiliriz.



Sekil : 3-15 Zaman domaininde bir filtrenin analog ani-darbe cevabından hareketle örnekleme ilkesine göre, ayırık zaman prosesde şematik olarak elde edilmesi.



Sekil : 3-16 $h_a(t)$ ve $h_d(n) = h_a(nT)$ arasındaki ani-darbe ve ilgili frekans cevaplarını gösteren şematik ilişki

Bu yöntemde analog filtrenin $h_a(t)$ ani-darbe cevabından başlıyoruz ve bunun $H_a(w)$ frekans cevabını alıyoruz. Tasarımdaki amacımız ise $h_d(n) = h_a(nT)$ 'yi sağlayacak $h_d(n)$ ani-darbe cevabı IIR filtreyi gerçekleştirmektir. $1/T$ ayırık sistemin örnekleme frekansıdır. Ayırık filtrenin $H_d(e^{j\theta})$ frekans cevabı ile analog filtrenin $H_a(w)$ frekans cevapları arasındaki ilişki $\theta = w.T$ ışığı altında

$$H_d(e^{j\theta}) = \frac{1}{T} \sum_{k=-\infty}^{\infty} H_a(w - \frac{2\pi.k}{T}) \quad (3-89)$$

denklemleriyle yazılır. Bu ilişkinin grafiksel çizimi de yapılabilir. (Bkz. Şekil : 3-16).

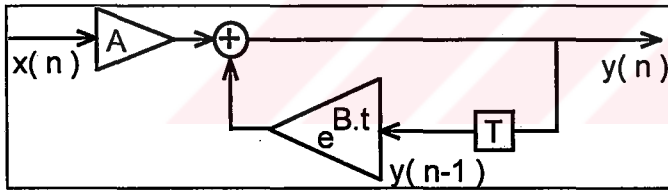
Bu metodun uygulanmasıyla birlikte T seçimine bağlı olarak frekans cevabında örtüşmeden dolayı bazı problemlerle karşılaşabiliriz. Bu yöntemi basitçe bir analog filtrenin frekans cevabını göstererek yorumlayabiliriz:

$$H_a(w) = \frac{A}{jw - B} \Rightarrow h_a(t) = \begin{cases} A.e^{B.t} & t \geq 0 \\ 0 & t < 0 \end{cases} \quad (3-90)$$

Buna ait ayrık sistem ani-darbe cevabı

$$h_d(n) = h_a(n.T) = A.e^{B.n.T} \\ \Rightarrow H_d(z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} h_d(n).z^{-n} \Rightarrow H(z) = \frac{A}{1 - e^{B.T}z^{-1}} \quad (3-91)$$

şeklinde yazılabilir ve blok şema olarak aşağıdaki gibi çizilebilir:



Şekil : 3-17 $h(t) = A.e^{B.t}$ sistem fonksiyonunun ayrık zaman prensibine göre gösterilişi.

Analog ve ayrık zaman sistemlerinin genel TF 'ları arasındaki ilişki şudur:

$$H_a(s) = \sum_{k=1}^N \frac{A_k}{s - B_k} \iff H_d(z) = \sum_{k=1}^N \frac{A_k}{1 - e^{B_k.T}z^{-1}} \quad (3-92)$$

Sistemin $w = B$ 'de bir kutupu varken, $H_d(z)$ olarak yazdığımız ayrık sistem karşılığında $z = e^{B.T}$ 'de kutupu olur. Doğal olarak çıkaracağımız genel bir sonuç analog filtredeki herbir kutupun karşılığı $z_k = \exp(p_k.T)$ 'dir. Bu durum bize kararlı

analog filtrelerin garantili bir şekilde kararlı dijital IIR filtrelere dönüştürülmesini sağlar. s-düzenleminin sol yarı kısmında bulunan kararlı sürekli filtre kutuplarının ($\text{Re}\{p_k\} \leq 0$) z-düzleminde birim çemberin üzerinde veya içinde ($|\exp(p_k.T)| \leq 1$) karşılıkları olduğunu gösterir.

3.6.2) Frekans Domeininde IIR Filtre Sentezi

Filtre sentezlemede zaman domeini sabit/değişmezi metodunu uygulamak kolaydır, ama uygulamalarda örtüşme problemi kullanımını engeller. Örtüşme problemi doğurmayan, sentezi oldukça kolay ve ters Laplace dönüşümü gerektirmeyen yöntem, frekans domeini uyarlamasıdır.

Örtüşmenin engellenmesi için analog filtrenin TF bandsınırlı olmalıdır: $-f_s/2 \leq f \leq f_s/2$. Tipik analog sistem TF 'ları böyle bir problem ortaya çıkarmadığından, öncelikle lineer olmayan bir dönüşümle bandsınırlanacak şekilde yenilenmelidir. s-düzenleminde $j\omega$ eksenini, s_1 -düzenleminde $-f_s/2 \leq f_1 \leq f_s/2$ bölgesine görüntüleyecek şekilde tüm kompleks s-düzlemi s_1 -düzlemine dönüştürülür. Pay ve payda polinomlarının oranı şeklinde, doğrudan dijital filtreye ait ani-darbe cevabının TF yazılabilir. Bu şartları sağlayan en basit transformasyon yöntemi

$$w = \text{sabit} \cdot \tan\left(\frac{w_1}{0,5 \cdot w_s} \cdot \frac{\pi}{2}\right) = \text{sabit} \cdot \tan\left(\frac{w_1 \cdot T}{2}\right) \quad (3-93)$$

ilişkisidir. Buna göre $w = \infty$; $w_1 = w_s/2$ 'ye özdeşir. İstenen herhangi bir w_r ve w_1 frekanslarında $\text{sabit} = w_r \cdot \cot\left(\frac{w_1 \cdot T}{2}\right)$ değeri çıkartılır. $w_r \cdot T/2 \ll 1$ durumunda w_r uygun seçildiğinde $C = 2/T$ olur.

(3--93) 'de $s = j\omega$ ve $s_1 = j\omega_1$ değişken değişikliği yaptığımızda kompleks s ve s_1 -düzlemleri arasındaki bağıntı

$$s = \text{sabit} \cdot \frac{e^{s_1 \cdot T/2} - e^{-s_1 \cdot T/2}}{e^{s_1 \cdot T/2} + e^{-s_1 \cdot T/2}} = \text{sabit} \cdot \tanh \frac{s_1 \cdot T}{2} \quad (3-94)$$

şeklindedir. $H_a(s_1)$ 'de $z = e^{s_1 \cdot T}$ yazarak dijital filtre belirlenir. Kısaca analog filtre

TF $H_a(s)$ eşitliğinde $s = \text{sabit} \cdot \frac{1 - z^{-1}}{1 + z^{-1}}$ olarak kabul ettiğimizde dijital filtreyi yazmış oluruz.

3.6.3) Transformasyon

Analog filtrelerden hareket ederek en yaygın kullanılan ayırık filtre tasarım yöntemidir. $x_a(t)$ giriş ve $y_a(t)$ çıkış içeren bir sistemi tanımlayan differansiyel eşitlik şöyledir:

$$y_a(t) = \sum_{k=0}^N b_k \cdot \frac{\partial^k x_a(t)}{\partial t^k} + \sum_{k=1}^M a_k \cdot \frac{\partial^k y_a(t)}{\partial t^k} \quad (3-95)$$

Burada türev ifadesini bir yaklaşım özelliğiyle yerdeğiştirirsek ayırık sistemin $y_d(n)$ çıkış dizisini çıkartabiliriz:

$$\left. \frac{dy_a(t)}{dt} \right|_{t=n \cdot T} = \frac{y_a(n \cdot T) - y_a(n \cdot T - T)}{T} = \frac{y_d(n) - y_d(n-1)}{T} \quad (3-96)$$

T periyot süresini kısalttıkça yaklaşım özelliğinin doğruluğu daha da iyileşir. Yazabileceğimiz özet sonuçlar şunlardır:

$$y_a(t) \longleftrightarrow Y_a(s)$$

$$y_d(n) \longleftrightarrow Y_d(z)$$

$$\frac{d}{dt} \{y_a(t)\} \longleftrightarrow s \cdot Y_a(s)$$

$$\frac{y_d(n) - y_d(n-1)}{T} \longleftrightarrow \frac{1 - z^{-1}}{T} Y_d(z)$$

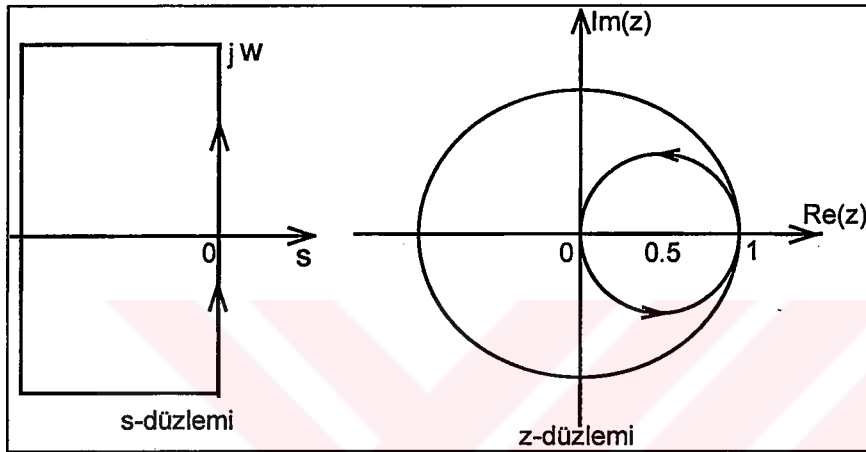
Dolayısıyla $s = (1 - z^{-1})/T$ değişken değişimi yaptığımızda z-düzleminde sistemin TF aşağıdaki gibi olur:

$$H_d(z) = \frac{\sum_{k=0}^N b_k \cdot \left(1 - \frac{z^{-1}}{T}\right)^k}{1 - \sum_{k=1}^M a_k \cdot \left(1 - \frac{z^{-1}}{T}\right)^k} \quad (3-97)$$

Bu durumda s-düzlemindeki herbir kutup (sıfır) $z = \frac{1}{1-s_k.T}$ dönüştürme

çarpanıyla z-düzleminde kutupa (sıfıra) dönüşmüş olur. Yani $z = \frac{1}{1-s_k.T}$ s-

düzleminin, z-düzlemindeki görüntü aracıdır. Bir kararlı analog sistemin s-düzlemindeki sağ yarımda bulunan bütün tekil noktalar; görüntülemenin etkisiyle ayrık sistem z-düzleminde birim çember içerisine taşınmış olur.



Sekil : 3-18 s-düzleminin z-düzlemine $z = 1/(1 - s.T)$ aracılığıyla görüntülenmesi

s-düzlemini z- düzlemine

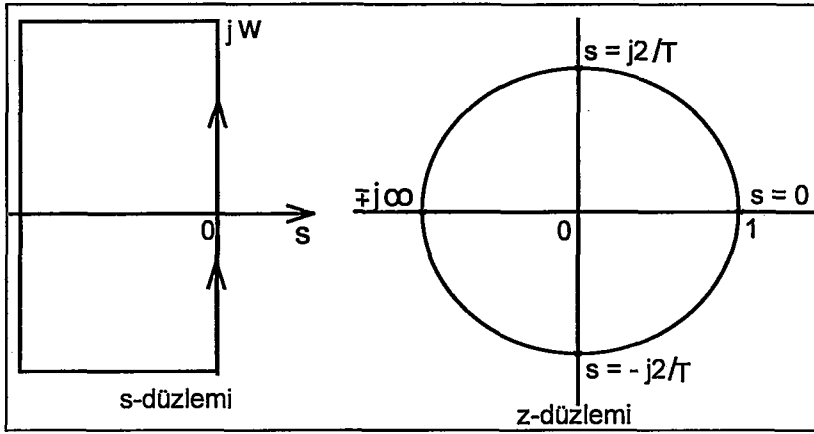
$$s = \frac{2}{T} \frac{1 - z^{-1}}{1 + z^{-1}} \quad (3-98)$$

özdeşliğiyle de görüntüleyebiliriz. Bu methodda kararlı/sürekli sistemler yine kararlı/sürekli sistem üretir. Transformasyonun en önemli bir özelliği, kesintisiz sistemin bütün frekans bölgesi ($-\infty < \omega_a < \infty$), ayrık sistemin birim aralığına ($-\pi \leq \theta \leq \pi$) eşlenir. Aralarındaki frekans ilişkisi ise

$$\omega_a = \frac{2}{T} \cdot \tan \frac{\theta}{2} \Leftrightarrow \theta = 2 \cdot \tan^{-1} \left(\omega_a \cdot \frac{T}{2} \right) \Leftrightarrow \omega_d = \frac{2}{T} \cdot \tan^{-1} \left(\omega_a \cdot \frac{T}{2} \right) \quad (3-99)$$

ω_d ve ω_a arasında lineer olmayan bir ilişki vardır. Bu etkiye sapma “warping” denir. Sapmanın belirgin avantajı frekans karakteristiğinde örtüşmenin meydana

gelmemesidir.



Sekil : 3-19 s-düzleminin z-düzlemine $z = (2 + s.T)/(2 - s.T)$ aracılığıyla görüntülenmesi

BÖLÜM : 4

DOPPLER İŞARETLERİNİN İŞLENMESİ

4 . 1) Alıcı / Verici Sistemler

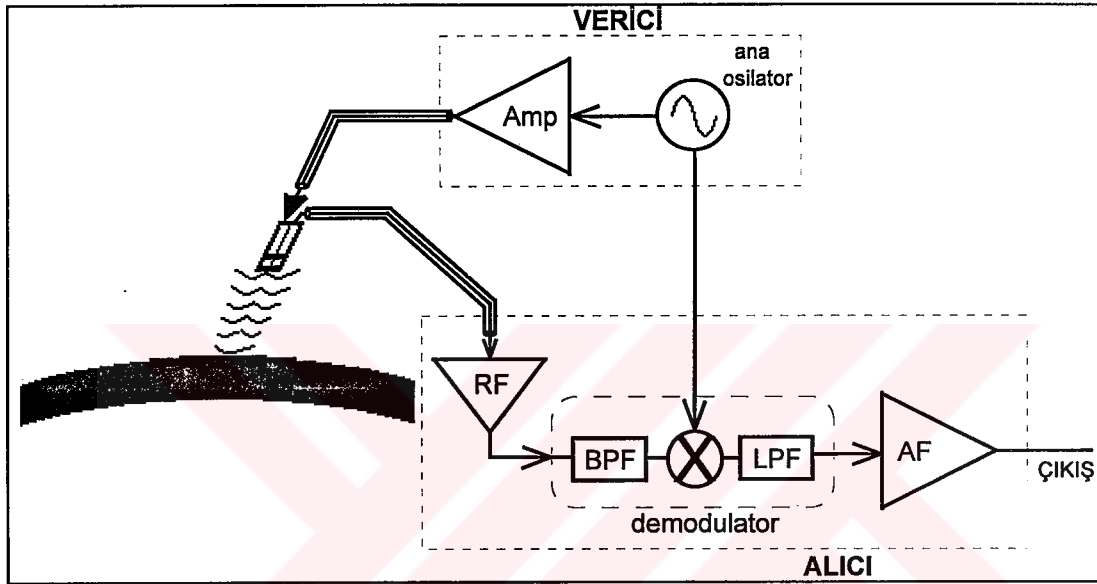
4 . 1 . 1) CW Sistemler

En basit Doppler cihazı CW sistemleridir. 1957 yılında seçilmiş bir damarda; irtibatsız şekilde kan hızının görüntülenmesi ilk olarak başarılmıştır. Böylece CW akışkanmetreler, effektiv klinik cihazlarından bir tanesi olarak kabul edilmeye başlamıştır.

Tipik bir CW Doppler sisteminin blok şeması Şekil : 4-1 'de verilmiştir. Ana osilatör sabit bir frekansta sinyal üreterek, amplifikatör aracılığıyla probdaki verici kristali sürmektedir. Bu tahrikleme, verici transdüserin saçılım alanını kapsayacak yapıda CW ultrasound demet meydana getirir. Ana osilatör frekansı 2-10 MHz aralığındadır. Genişbandlı verici amplifikatör 2-5 V gerilimi, 50/75 Ω elektriksel eşleme elemanı ile verici kristale sağlamaktadır.

Alıcının önkuvvetlendiricisindeki distorsiyon, demodülatörün performansını etkileyecektir. RF önyükseltici, transdüserden alınan sinyal seviyesini demodülatöre vermezden önce artırmakta kullanılır. RF önyükselticide ortaya çıkan distorsiyon bir çeşit sınırlamadır. Bu ya aşırı yükleme esnasında istemeyerek, ya da gürültüyü azaltmak için bilinçlice yapılmaktadır. Genişbandlı sinyallerde SNR keskin net sınırlamayla iyileştirilebilir. [Gardener 1967]. Fakat gürültü ve Doppler bileşenleri içeren bir ultrasound sinyalin net sınırlaması, hayali Doppler çıkışları üretebilir. Gürültünün bölgesel aç/kapa anahtarlamayla azaltılabileceği PW Doppler sistemlerinde, sınırlayıcı önyükselticinin kullanılması uygundur. Kısaca Doppler sistemlerinde non-lineer alıcı kullanıma elverişli değildir. [Peronneau et.al. 1974].

Probdaki alıcı/verici transdüser arasındaki etkileşimi giderebilmek için, akustik yalıtkanla ayrıştırılarak monte edilirler. Teoride ortak alıcı/verici kullanılabilmesi mümkün olmasına rağmen, tek transdüser uygulaması sinyal işlemlerinde pratik problemler doğuracağından, alıcı/verici elemanlarını ayrı ayrı çalıştırmak gerekmektedir. Piezoelektrik kristal ile vucüt arasındaki akustik eşleme tabakası için $\lambda/4$ kalınlığında epoxy sıvısı kullanılır.

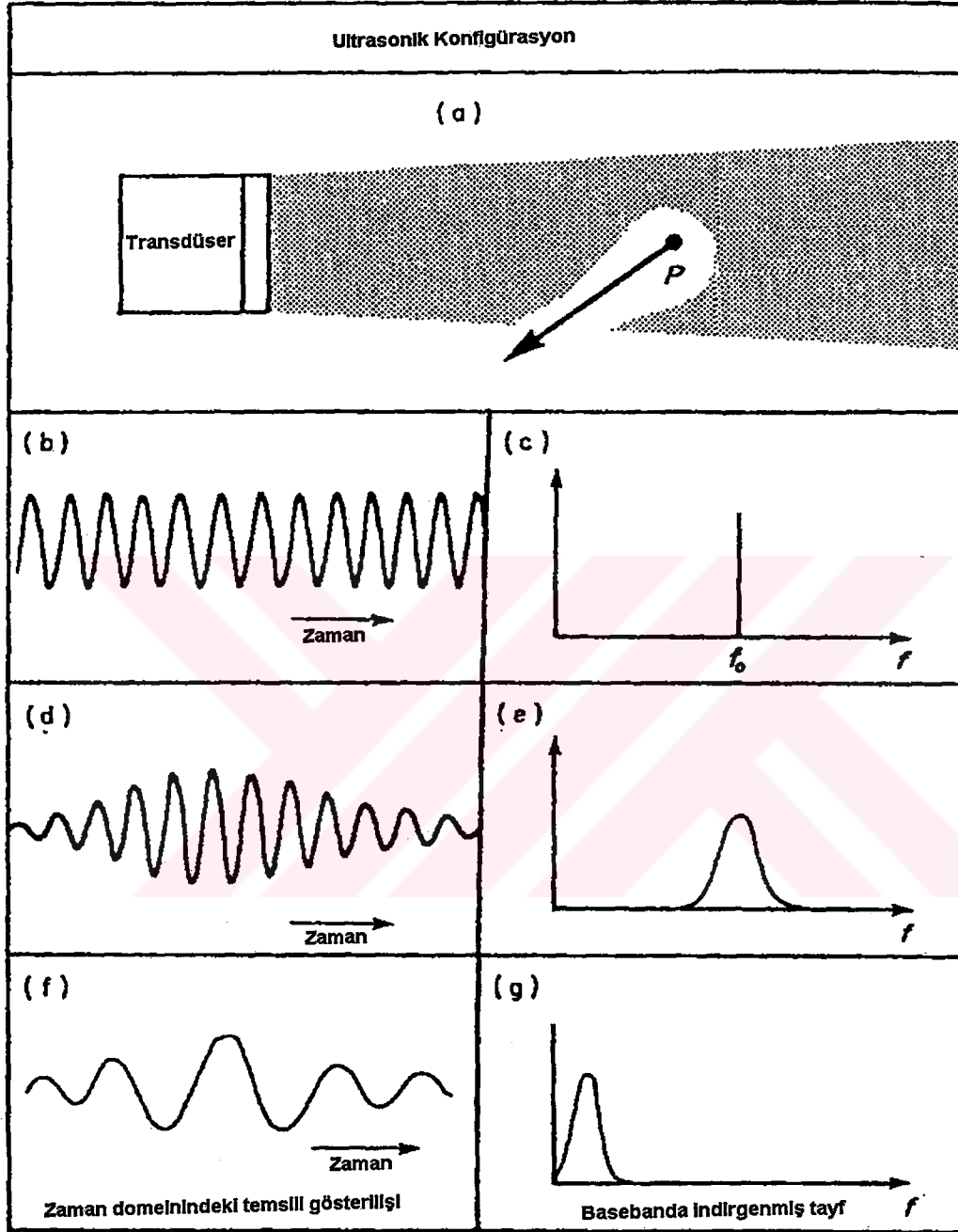


Şekil : 4-1 CW Doppler sistemi

Radyasyon yelpazesi içerisindeki hareketli ve durağan hedeflerden kaynaklanan eko, geri dönen ultrasound sinyali oluşturur. Bu, alıcı kristalle algılanarak RF kuvvetlendiriciye uygulanır. Demodülatör dedekt etmeden önce kullanılan alıcı RF amplifikatörü; 10-100 μV arası zayıf kristal gerilimini arttıran az gürültülü birimdir. Alıcının hassasiyeti 1 μV 'dan daha yüksek, dinamik duyarlılığı 80 dB 'den fazla ve bandgenişliği de 2-10 MHz 'dir.

Her iki transdüserin ortak kapsamı alanındaki hareketli hedefler Doppler fark frekansı çıkışına neden olur. Doppler demodülasyonu, algılanan dalgaformunun frekansını, yayılan sinyalle karşılaştırılmasıyla alakalıdır. Demodülatör çıkışı, f_D fark

frekansında Doppler dalgaformunu üretir. Bu işaret, ultrasonik demet içerisindeki hareket hakkında genlik ve frekansına göre bilgi içeren AF sinyallerini çıkarmakta



Şekil : 4-2 (a) CW akışkanmetreler için ultrasonik radyasyon yelpazesi.

Yayımlanan sinyal (b) ve spektrumu (c).

Alınan ekonun dalgaformu (d) ve spektrumu(e).

Doppler fark sinyalinin şekli (f) ve spektrumu (g).

kullanılır. Kullanılacak metodlar ise; sabit frekans için standart op-amp aktif filtre, değişen kesim frekanslı süzgeçler için de, SC filtreleme tekniği elverişlidir.

a) Doppler Frekans Spektrumu : Bir CW akışkanmetrenin ultrasonik dalga demeti içerisinde hareket eden bir noktadan kaynaklanan sinyal Şekil : 4-2 'de temsil edilmiştir. Hedefin hareketi, demetin eksenine paralel ve dik olmak üzere iki bileşene ayrılabilir. Eksene paralel olan hareket bileşeni Doppler fark sinyalini meydana getirirken; enlemesine hareket yansıyan eko sinyalinde genlik modülasyonuna neden olur. Bu ikinci durum Doppler spektrumunu yayvanlaştırır.

Geçiş zamanı etkisiyle genlik modülasyonlu dalgada birden fazla sinüs bileşeni ortaya çıkar. Zamanla değişen sinüs dalgasının zarfı frekans spektrumunun şeklini belirler. Genliğin hızlı değişimi daha geniş frekans dağılımı demektir. CW akışkan metrelerde genlik modülasyonunun değişim hızı, hedefin radyasyon yelpazesinden geçiş hızıyla belirlenir. Sabit bir hız için Doppler frekansı bandgenişliği, demet genişliğiyle ters orantılıdır. Sabit hızdaki hareketli tek bir hedef parçacık dahi Doppler fark frekans spektrumu çıkartabilir.

Spektral yayvanlaşma hız çözünürlüğünü sınırlar. Hedefin hesaplanabilir hızına ait hassasiyet Doppler spektrumunun genişliğiyle belirlenir. Bu ise demet genişliğiyle ters orantılıdır. Hedefin hesaplanabilir pozisyonuyla alakalı ortam çözünürlüğü de, demet genişliğiyle doğru orantılıdır. Hız ve ortam rezolüsyonunu bağlaştıran belirsizlik ilişkisine göre ikisinin çarpımı sabit bir değerdir. Örneğin radyasyon yelpazesini daraltarak ortam çözünürlüğünü arttırmak; geçiş zamanını azaltacak, böylelikle Doppler spektrumu genişleyecek, hız çözünürlüğü de bozulacaktır.

Kırmızı kan hücrelerinin rastgele dağılımı, ani-darbe uzunluğunun veya demet genişliğinin ölçeğinde sapmalar ortaya çıkaran tanecikli saçılma patterni

meydana getirir. Eğer alyuvarlar, CW radyasyon yelpazesinin yan taraflarına doğru hareketliyse saçılma gücü, bandgenişliğiyle belirlenen ölçekte değişir. Sabit kan hızı için Doppler işaretinin genlik modülasyonu, demet genişliğiyle ters orantılı bir hızda değişir.

4.1.2) PW Sistemler

CW akışkanmetrelerin esas dezavantajı, bölgesel ayrıştırma yeteneğinin olmamayıdır. CW transmisyonunda, transdüserin saçılma patterninin tamamını dolduracak ultrasonik demet yayımlanır. Bu demet içerisindeki bütün hedefler Doppler çıkışının kaynağıdır. Hareketli hedeflerin bölgesini ayrıştırılabilmek kabiliyetine sahip değişik sinyal kodlama ve işleme teknikleri vardır.

Ultrasound dalgayı şekillendirmede bilinen en genel metod, CW transmisyonun genliğini modüle etmektir. Bu, çoğunlukla PW Doppler sistemleridir. Transdüser yüzeyinden spesifik bir uzaklıkta Doppler işaretleri elde etmek için kullanılır. CW ve PW sistemler arasındaki temel fark alıcı/verici transdüserini daima uyarmak yerine, darbeli sinyaller şeklinde tahriklemektir. Böylece ani-darbe yenileme frekansında (f_{PRF}) hedef bölge sorgulanır ve geri yansıyan ekolar da Doppler frekans kayması için incelemeye tabii tutulur. Bu yöntem radar konusundaki geliştirilmiş teknikten uyarlanmıştır. [Wells 1969; Baker 1970].

Ani-darbeli Doppler; Doppler cihazının hız belirleme özelliğiyle, ani-darbe sisteminin bölge tanımlama kabiliyetini birleştirir. Sistemin çalışma ilkesi, düzenli aralıklarla hedef bölgeye doğru kısa süreli ultrasound sinyal paketleri yaymak ve ekonun gelmesi için beklemektir. Ses dalgaları insan vücudunda prensip olarak sabit hızda yayılacağı için, darbe transmisyonu başlangıcı ile geri dönen ekonun geliş zamanı arasındaki geçikme, hedefin bulunduğu bölgeye bağlıdır. Ani-darbe transmisyon başlangıcından herhangi bir zaman sonra, bütün ekoların kaynaklandığı örnek inceleme hacminin, hemen transdüserin önünde olduğu varsayılabilir. Bu hacmin boyutları eksenel olarak ani-darbe uzunluğuyla, yanlamasına da radyasyon

yelpazeyle sınırlıdır. Bu durumda hedef bölgenin maksimum hareket hızı, ultrasound sinyal hızının yarısıdır. Transmisyon sonra sabit bir zamanda ekolar örneklendiğinden, sonuçta elde edilen Doppler işaretleri, yalnızca seçilen geçikme zamanına eşdeğer örnek inceleme hacmi içerisindeki hareketli hedeflerden doğmaktadır.

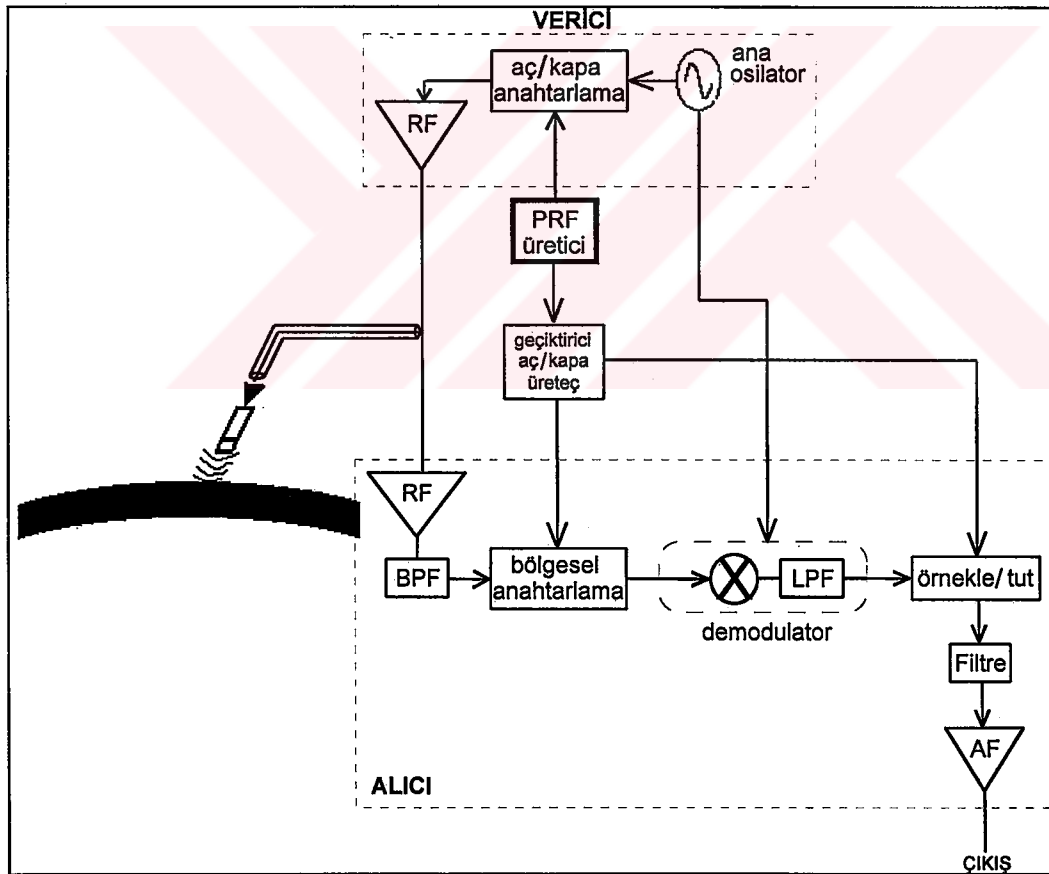
a) Genel Uygulama : Aşağıdaki Şekil : 4-3 'de tipik PW Doppler sisteminin temel elemanları gösterilmiştir. Ana osilator, transdüserin rezonans frekansında sinusoidal dalga üretir. Ani-darbe yenileme periyodunda (T_{PRF}) salınım sinyalinin birkaç çevrimi; transmisyon kontrol kapısı aracılığıyla geçirilir. Transdüseri tahriklemesi için kuvvetlendirilen ultrasound sinyal kümesinin uzunluğu, alışı fonksiyonu için tahsis edilen zamandan daha kısadır. Probun bandgenişliği, yayımlanan sinyalin bandgenişliği kadar geniş olmalıdır. PW problemler 1-10 μ s süreli 20-100 V arasında bir gerilimle tahriklenir. Alıcı içinde aynı transdüser kullanıldığından, vericinin çıkış gürültüsünü bastırabilmek için açma/kapama zamanlarındaki sinyal oranları 150 dB 'e kadar çıkmalıdır.

Geçiktirici kontrol kapısı, yayılan ultrasonik sinyal kümesinin, ilgilendiğimiz seçilen bölgeye gidip/gelebilmeye yetecek kadar bir zaman farkı üretir. Ultrasound dalganın yolu üzerindeki hedeflerden doğan, geri gelecek eko işaretleri aynı transdüserle alınır. Bu periyodik olarak yenilenir. Hareketli ve durağan hedeflerden dedekt edilen sinyaller eşit oranda kuvvetlendiğinden, doyuma girmemesi için amplifikatörün dinamik bölgesi, çok büyük olmalıdır. Alıcının; proba girişi direkt bağlı olan propagasyon sinyalinden etkilenmemesi için de, elektriksel koruma birimi gerekir. Alıcının bandgenişliği sistemin eksenel çözünürlüğüyle ters orantılıdır.

Geri dönen yansıyan sinyaller bölge kontrol kapısını açmak süretiyle örneklenir ve ana osilatörle sürülen koherent demodülatöre beslenir. Geri gelen anahtarlanmış her bir eko, demodülatörde kısa süreli çıkış ani-darbeleri meydana getirir. Bu sinyaller bölgesel bilgi içeriklidir. Yani her bir ultrasound sinyal kümesi için; referans olarak kullanılan osilator sinyalleri ile, tetkik edilen bölgeden alınan

sinyaller arasındaki faz farkı bilgisini kullanır. Bu; ortamdaki Doppler çıkışının bir kısmıdır.

Demodülatör çıkışı transmisyon ani-darbesinin başlangıcına göre istenilen bir zamanda örneklenir. Örnekleme frekansı $f_{PRF} \geq 2.f_D(\max)$ şartıyla Nyquist kriterine uygun olmalıdır. Örnekleme süresi, transmisyon ani-darbe uzunluğuyla birlikte hız bilgisinin toplanacağı bölgeyi (derinliği) ayarlar. Optimum performans için bu ikisi eşit yapılır. Yayımlanacak çıkış gerilimi azaltılarak sinyal süresi uzatılabilir. Damar çapını kullanımda tam olarak eşleyebilmek için, sinyal süresi ayarlanabilmelidir. Sistemin bandgenişliği aç/kapa anahtarlama süresiyle ters orantılıdır ve SNR oranı, bu süreyi arttırarak iyileştirilebilir.



Şekil : 4-3 PW Doppler sisteminin prensip şeması

Örnekleme zamanı dalganın, tetkik edilen derinliğe gidip/gelebilmesi

süresince geçen zamana eşdeğerdir. Eğer gerekirse bu örnekler, ardısıra gelecek olan bir sonraki transmisyon ani-darbesinin cevabı yenilenmeden önce saklanabilir. Böylece örnekle/tut tekniği daha pürüzsüz dalgaformu çıkartır. Doppler fark frekanslarının tamamını süzebilmek için kesim frekansı $f_{PRF}/2$ olan, 8 kutuplu LPF kullanarak bu değere kadar olan Doppler bileşenleri filtrelenir; HPF kullanarak da küçük frekanslı yüksek enerjili gürültü sinyalleri çıkartılır.

b) PW Analizi : PW Doppler sisteminin daha kolay anlaşılabilmesi için, transmisyonu gerçekleştirilen ani-darbelerin, bir sürekli referans sinusoidal dalgadan örneklendiğini varsayalım. Bu kısa süreli ultrasound ani-darbeler, t_p vurum süresince düzenli aralıklarla düzlemsel hedefe doğru yayılır. (Bkz. Şekil : 4-4). Düzlem de, çizimdeki transdüserin sol tarafında hareket halinde olsun. Hedef uzaklaştıkça ani-darbenin gidiş/geliş zamanı t_f , herbir ardışık transmisyonda birazcık artacaktır. Bu ise geri gelen ekonun, referans salınımına göre ölçekli olarak fazında değişikliklere neden olacaktır. Fazdaki zamana göre bu göreceli değişiklik, geri yansıyan ani-darbenin frekans içeriğinin yayınladığımızdan farklı olduğunu gösterir. Doppler frekans bileşenleri, geri dönen bu kısa süreli yansıyan dalgaların, bir referans işaretle koherent demodülasyonu yapılarak çıkartılır. Örnek sonuç, şeklin sağ tarafında gösterildiği gibi Doppler fark frekansında genlikleri değişen seri ani-darbelerden meydana gelir. Bu açıdan PW Doppler cihazlar CW 'ye benzemektedir. Tek fark CW sonucunun, f_{PRF} 'nda örneklenmesidir. Hedefi sürekli görüntüleyen CW Doppler sistemlerinden farklı olarak PW birimler, her ani-darbe yenileme peryodunda yalnızca bir kez örnek alır. Bu ise datanın toplama hızını belirler. Böylece Doppler dalgaformundaki maksimum frekans güncellenebilir.

Gönderilen ve alınan sinyaller arasındaki faz farkı ϕ , gidiş/geliş zamanına ve ana osilatör frekansına bağlıdır: $\phi = f_0 \cdot t_f \cdot \cos\theta$. *¹ Gidiş/geliş zamanı t_f ise, toplam katedilen mesafeden hesaplanır: $t_f = 2 \cdot z / c$. Herhangi bir sinyalin frekansı, fazın zamana göre değişim hızıdır. Dolayısıyla fazın türevi Doppler frekansıdır.

*¹ θ : Ultrasonik dalga ile eritrositlerin hareket yönü arasındaki açı

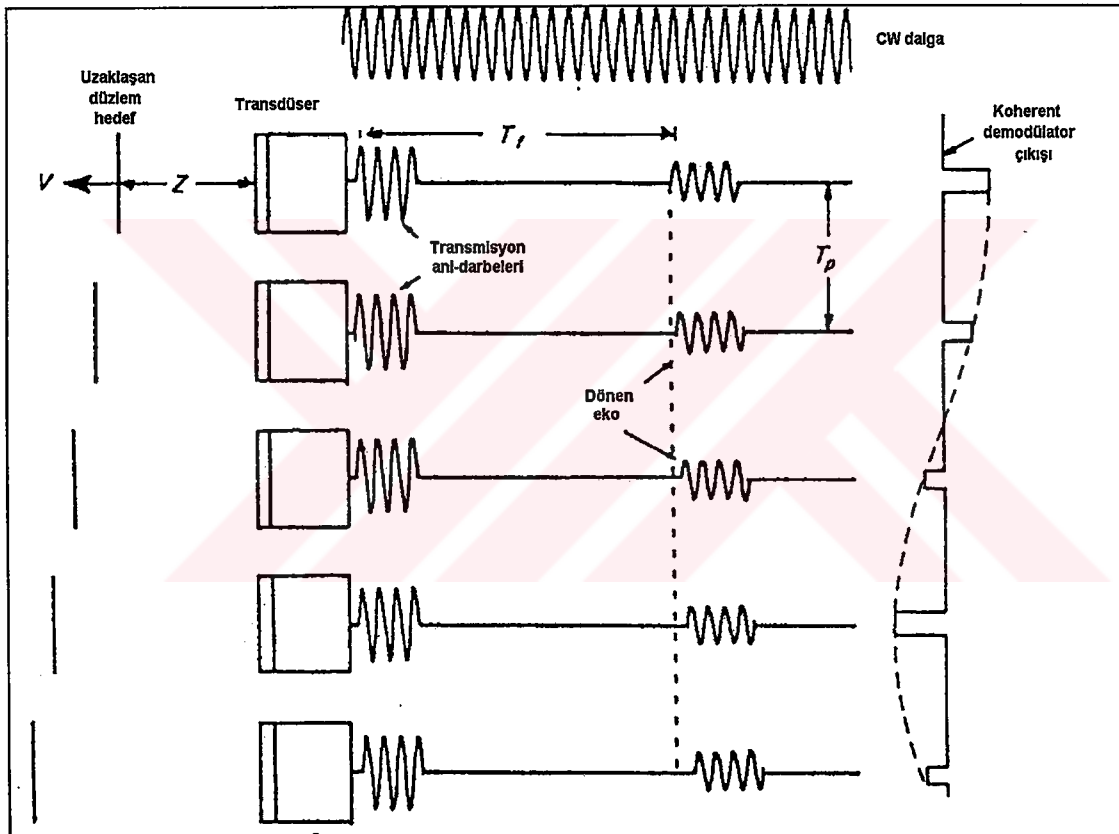
$$f_D = \frac{d\phi}{dt} = f_0 \cdot \frac{dt_f}{dt} \cdot \cos\theta = f_0 \cdot \frac{2}{c} \cdot \frac{dz}{dt} \cdot \cos\theta = \frac{2 \cdot v}{c} \cdot f_0 \cdot \cos\theta \quad (4-1)$$

Maksimum Doppler frekansı, Nyquist kriterine göre $\{ f_D(\max) \leq f_{PRF}/2 \}$ sınırlıdır.

Dedekt edilebilen maksimum hız değeri ise şudur:

$$v_{\max} = \frac{c \cdot f_D(\max)}{2 \cdot f_0 \cdot \cos\theta} = \frac{\lambda_0}{4 \cdot \cos\theta} \cdot f_{PRF} \quad (4-2)$$

Bunun anlamı herbir ani-darbe yenileme periyodunda, hedef parçaçığının en fazla $\lambda_0/4$ kadar hareket etmesidir.



Sekil : 4-4 PW sistemde Doppler fark işaretinin meydana gelişi

Hız sınırlamasına ilave olarak PW sistemler, maksimum bölge sınırlamasına da maruz kalırlar. Yanlışlık yapmamak için bir diğer sinyal kümesini yayınlamazdan önce, en uzak hedefteki yansıyan işaretlerin dönmesi gerekir. bu uzaklık

$$z_{\max} = \frac{c}{2} \cdot T_{\text{PRF}} \quad (4-3)$$

eşitliğiyle ifade edilir.

Gözlemlenebilen en uzak bölge ve maksimum hız sınırlamasının çarpımı sabit değerliklidir:

$$v_{\max} \cdot z_{\max} = \frac{\lambda_0 \cdot c}{8 \cdot \cos \theta} = \frac{c^2}{8 \cdot f_0 \cdot \cos \theta} = \text{sabit} \quad (4-4)$$

Eğer bir damar maksimum hız ve bölge sınırlamasının dışında ise, ultrasonik anidarbenin gidiş/geliş süresi içerisinde, alyuvarlar çeyrek dalgaboyundan daha uzun hareket etmiş demektir. Bu durumda faz değişikliğini gözlemlemek mümkün olmaz.

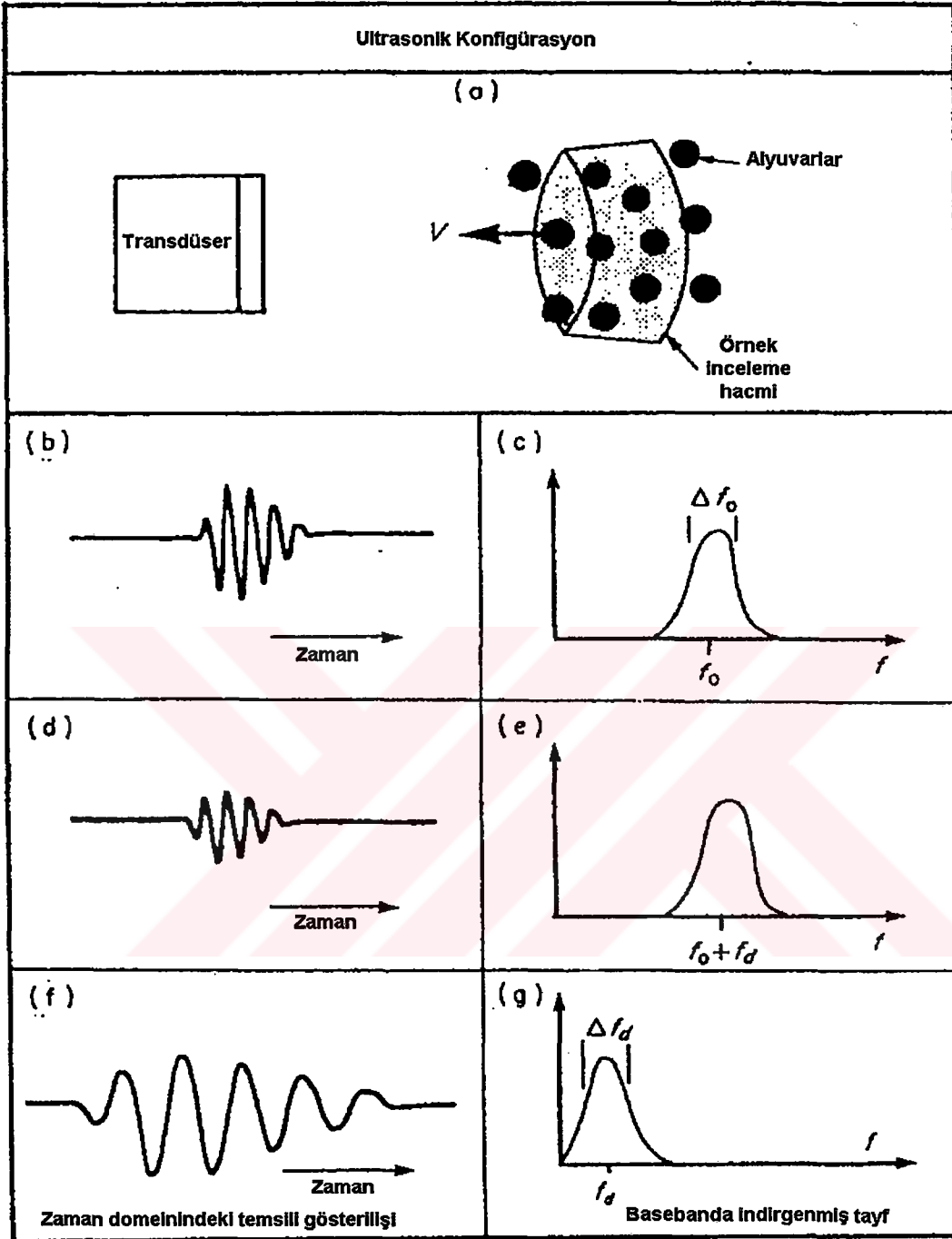
Kısa süreli sinyal kümesinin transmisyonunda Fourier dönüşümü, geniş bandgenişliği gösterir. PW sistemde vericide üretilen periyodik vurumlu sinusoidal dalganın Fourier katsayılarının açılımı şöyledir:

$$u(t) = K \cdot \left\{ \frac{2 \cdot t_p}{T_{\text{PRF}}} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{n \cdot \pi} \cdot \sin \frac{n \cdot \pi \cdot t_p}{T_{\text{PRF}}} \cdot \cos \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot n \cdot t}{T_{\text{PRF}}} + \phi_n \right) \right\} \sin(2 \cdot \pi \cdot f_0 \cdot t) \quad (4-5a)$$

$$\phi_n = \tan^{-1} \left\{ \frac{1}{\cos \left(2 \cdot \pi \cdot n \cdot t / T_{\text{PRF}} \right) \cdot \sin \left(2 \cdot \pi \cdot n \cdot t / T_{\text{PRF}} \right)} \right\} \quad (4-5b)$$

(K sabit; t_p sinusoidal vurum süresi; f_0 ana osilatör frekansı). [Korürek 1996]. Kısa süreli transmisyon sinyallerinin Fourier dönüşümü geniş bir frekans bandgenişliğine sahiptir. Bunun merkez veya ortalama frekansı, Doppler kaymasını hesaplamak için kullanılır. [Newhouse et.al. 1976]. Doppler spektrumunu yayvanlaştıran bu bileşenler, yayımlanan ultrasonik spektrumun küçültülmüş ölçekli bir versiyonudur.

Örnek inceleme hacminin aksel uzunluğu Δz ise, v hızındaki bir hedef parçağın radyasyon yelpazesinden geçiş zamanı $\Delta t = \Delta z / c$ olacaktır. Buradan Dopp-



Şekil : 4-5 (a) Bölgesel duyarlıklı PW sistemler için ultrasonik radyasyon kaynağı.

Yayımlanan sinyal (b) ve spektrumu (c).

Alınan ekonun dalgaformu (d) ve spektrumu(e).

Doppler fark sinyalinin şekli (f) ve spektrumu (g).

ler kaymasının bandgenişliğini $\Delta f_D = 1/\Delta t$ denklemi verecektir. Aynı zamanda Doppler spektral genişlik hız rezolüsyonuyla alakalıdır:

$$\Delta f_D = \frac{2 \cdot \Delta v}{c} f_o \cdot \cos \theta \quad (4-6)$$

Örnek inceleme hacmindeki eksenel hareketin; hedef noktanın hızı ve yerdeğiştirmesi çarpımlarıyla doğru orantılı bir şekilde değiştiği görülebilir: $\Delta z \cdot \Delta v = v \cdot \lambda_o / c$. Hız çözünürlüğü iyileştirilirse ortam (bölge) çözünürlüğü bozulacaktır.

4 . 1 . 3) Frekans Modülasyonu

PW Doppler cihazları medikal uygulamalar için, bölgesel duyarlıklı (bölge tanımlayıcı) ultrasonik akışkan metrelerin, belki de en basit ve en popüler çeşitidir. Buna rağmen bu usül, basit transmisyon kodlama tekniği kullandığından, sistemin performansı bölgesel hız belirsizliğiyle sınırlanır. Ayrıca yayılan enerji kısa süreli ultrasound ani-darbelerle yoğunlaştırıldığından, propagasyon gücünün tepe seviyesinin ortalama seviyesine oranı oldukça fazladır. Ortalama güç yoğunluğu nihayetinde sistemin hassasiyetini tanımlayacağı ve yüksek değerlikli ortalama güç yoğunluğu da dokudaki canlı yapıları tahrip edebileceği için, PW Doppler sistemlerinin SNR ölçüsü hastanın emniyet tedbiri açısından sınırlanmıştır. Bundan dolayı tepe seviyesinin ortalama güç yoğunluğuna oranını azaltmaya müsait, FM uyarlaması; kullanışlı alternatif bir transmisyon kodlama tekniği sağlamıştır. [McCarty and Woodcock 1974].

a) Temel İlkeleri : Bir FM düzeneği, lineer değişken ultrasonik frekansı yayımlamaya ve ekonun, özel kodlanmış herbir frekansta hedef noktadan geri yansımadaki geçen süreyi ölçmeye çalışır. Frekansı kodlamanın en kolay yöntemi zamanla değişen bir lineer rampa fonksiyonudur. Bu tür transmisyon çıkışı, üçgen dalga şeklini VCO 'ya uygulayarak elde edilir. Alıcı transdüserin dedekt ettiği yankılar kuvvetlendirilir ve mixerde koherent demodüle edilir.

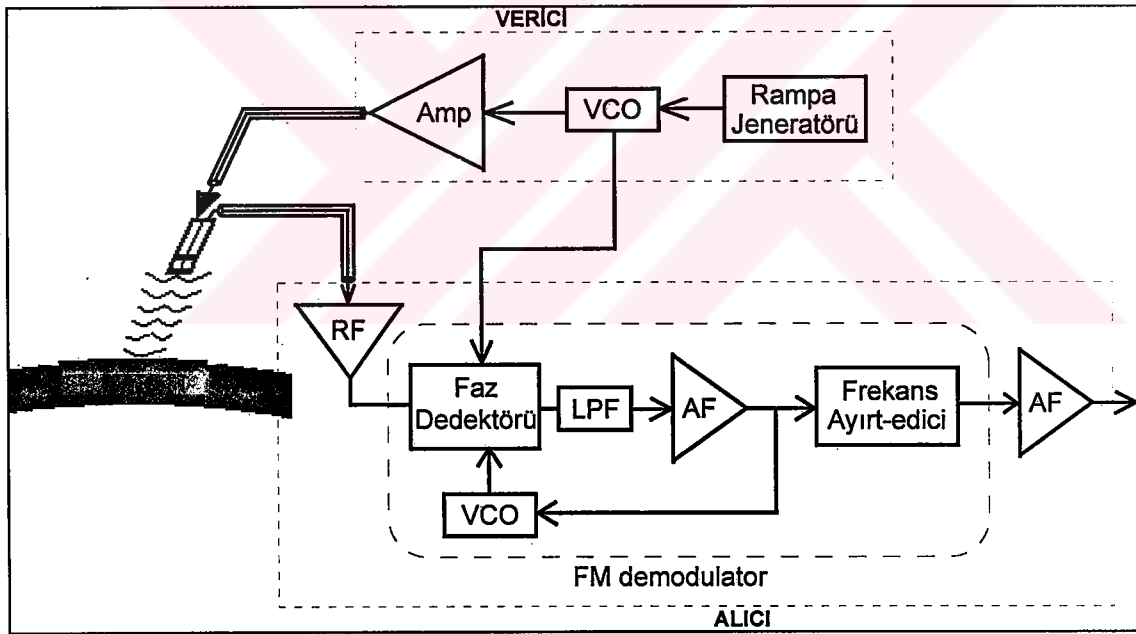
Frekans domaininde, t_1 zamanında f_1 frekansında yayılan işaretler hedefe çarpıp yansıdıktan sonra, t_2 zamanında proba geri döner. Bu arada yayınlanacak sinyalin frekansı f_2 'ye çıkmıştır. Algılanan ve o anda transfer olunacak ultrasound sinyal bileşenleri arasındaki frekans farkı f_b , gidiş/geliş zamanının bir fonksiyonudur:

$$f_b = f_2 - f_1 = g.(t_2 - t_1) \quad (4-7)$$

g yayımlanan dalgaformunun zamana karşılık frekans değişiminin tanımıdır. Sabit ultrasonik propagasyon hızı c için fark frekansına ait ifade şöyledir:

$$f_b = f_2 - f_1 = g.\{2.z/c\} \quad (4-8)$$

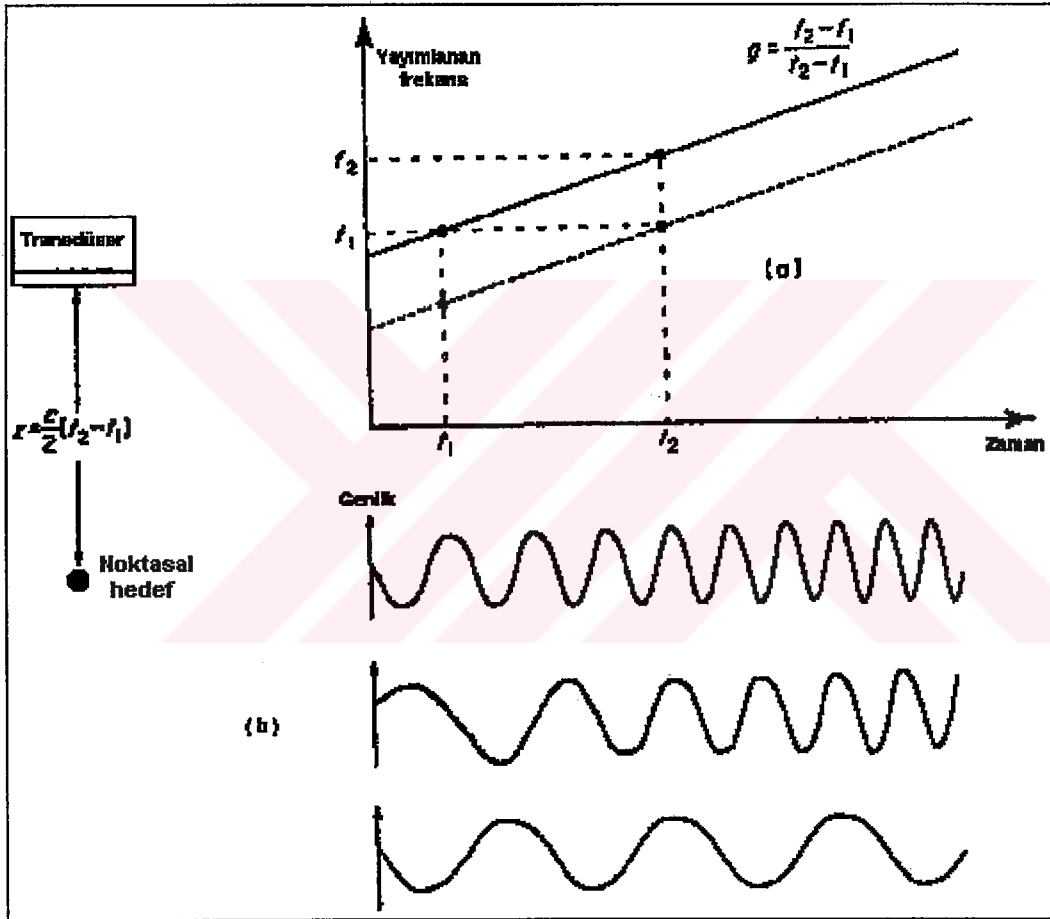
(z hedef bölgenin uzaklığı). Transmisyon frekansı zamanla lineer olarak arttığı sürece yayılan ve alınan frekanslar arasındaki fark sabittir ve hedef bölgesiyle orantılıdır.



Şekil : 4-6 FM sistem konfigürasyonu

Zaman domaininde hedefe doğru olan ultrasonik yol, algılanan dalgaformunu zaman düzleminde geriye doğru efektif şekilde kaydırır. Böylece yayılan sinyalin geçiktirilmiş versiyonunu oluşturur. Mixerde bunlar çarpıldığı zaman, zaman geçikmesi ve hedef bölge uzaklığıyla orantılı sabit bir fark frekansı meydana getirir.

b) Bölgesel Çözünürlülük : Pratik uygulamalarda, transdüser elemanının bandgenişliği karakteristiği sınırladığı için, transmisyon frekansı kontrolsüz olarak arttırılamaz. Bundan dolayı modülasyon dalgaşekli, ya üçgen dalga modülasyonu meydana getirmek için azalmaya başlayacak, ya da testere-dişli dalga modülasyonu üretmek için yenilecektir. Her iki durumda da fark frekansı süresizdir ve net açık bir şekilde hedef bölgeyle ilişkili değildir.



Şekil : 4-7 Zaman (a) ve frekans (b) boyutlarında FM demodülasyonunun operasyon ilkeleri.

Transmisyon için elverişli maksimum bandgenişliğinin B olduğunu varsayalım. Tarama oranı g ; tarama sınırı aralığında ($T_R = B/g$), ya tersine azalarak, yada sıfırlanarak kendini yenilemelidir. Mixer çıkışı, T_R aralığınca sürebilen f_b

frekansında, sinusoidal dalgalar kümesi olacaktır. Azalma veya sıfırlama anlarındaki modülasyon dalgasındaki süreksizlikler, mixer çıkışının devamlılığını engelleyen yüksek frekanslı vuruşları doğurur. İki yakın noktadaki hedefi ayırtırmak için, mixer çıkışındaki dalgaların frekans analizi yapılmalıdır. Çıkış parametrelerinden sadece tarama zaman aralığı T_R , sabit olacağından; ulaşılabilecek en iyi frekans çözünürlüğü Δf_b , $1/T_R$ 'yle sınırlıdır:

$$\Delta f_b = g \cdot \{ 2 \cdot \Delta z / c \} \quad \text{ya da} \quad \Delta f_b = 1/T_R = g \cdot \{ 1/B \} \quad (4-9)$$

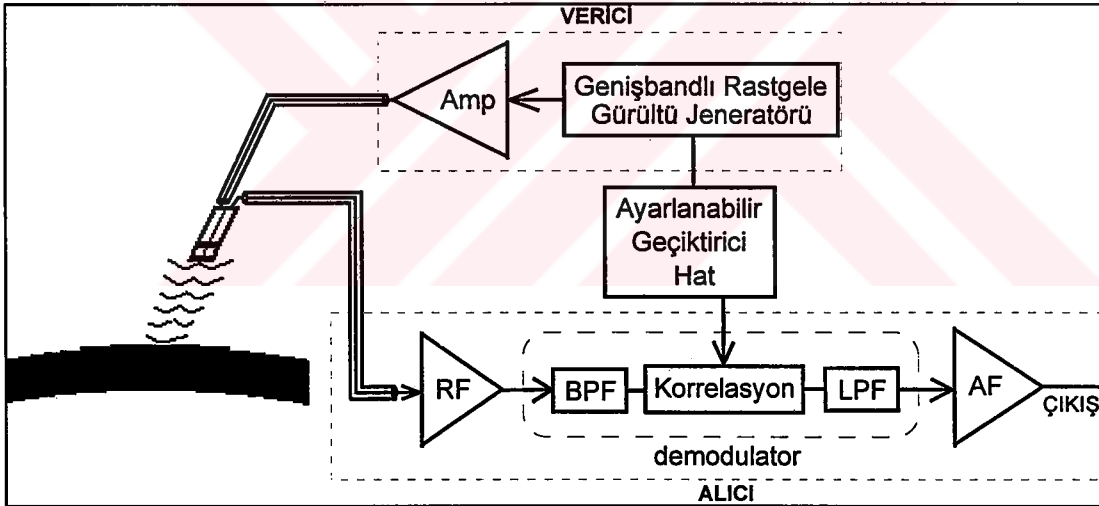
Sınırlı bölgesel çözünürlülük Δz ise; $\Delta z = c/2B$ olarak belirlenebilir. Bu durum, sınırlı bir bandgenişliğinde çalışan herhangi bir bölgesel eko sisteminde karşılaşılabileceğimiz eksenel rezolüsyon sınırlamasına benzer. FM sisteminin eksenel çözünürlülük kapasitesi, modülasyon oranından bağımsız, yayımlanan frekansların spektral büyüklüğüyle alakalıdır. Bundan dolayı tarama hızını arttırmak, frekans rezolüsyonunda azalmaya neden olacaktır. Eğer frekans/zaman modülasyon rampa oranı g daha fazla arttırılırsa, yakındaki hedef noktalardan yansıyan sinyallerin, mixer çıkışındaki frekans bileşenleri arasındaki fark artacaktır. Frekans/zaman modülasyon rampa oranı azaldıkça, ultrasonik bandgenişliğini daha uzun süreli tarayacağından, daha uzun mixer çıkışı üretecektir. [Bertram 1979].

4 . 1 . 4) Rastgele Sinyal Kodlaması

Ultrasonik dalga propagasyonunda ister genliği, isterse de frekansı değiştirme teknikleri, bölge ve hız belirsizliklerini gideremezler. Hız sınırlaması; bir noktasal hedef, transmisyon kodlama dizileri arasında $\lambda/4$ dalgaboyundan daha uzun gidebilecek yüksek bir hızla hareket ettiği zaman ortaya çıkar. Ani-darbe yenileme hızını arttırmak bu problemi giderirken, sistemin bölgesel duyarlılığını sınırlamaktadır. Bölgesel belirsizlik, ardışık transmisyon dizisi ayırtırlamadığı için oluşur. Dolayısıyla birden fazla dizinin propagasyonu gerçekleştirilemez. Buna rağmen, eğer peşisıra yapılan transmisyonlar değişik yollarla kendi varlıklarını koruyabiliyorlarsa; ilave ani-darbeler bir öncekiler gelmeden, hedefin hareketini araştırmak için gönderilir. Bu ultrasoniğe uyarlanmış akış ölçüm sistemlerinde, rastgele sinyal ilkesinin ve kodlanmış ani-darbe sistemlerinin temelidir. Rastgele

sinyal üreticileri beyaz gürültü yayarken, kodlanmış ani-darbe sistemi hayali rastgele dağılımlı binary diziler yayar.

a) Temel Düzenek : Rastgele gürültü elemanının temel bileşeni Şekil : 4-8 'deki blok diyagramda çizilmiştir. Kaynak transdüser genişbandlı gürültü jeneratörüyle beslenerek bir sinyal yayar. Bu rastgele gürültü sinyali sadece transdüserin bandgenişliğiyle sınırlıdır. Bu iletimin, yenileme hızında ortaya çıkan ve tamamı birbirinden biraz farklı kısa süreli seri darbelerden oluştuğu düşünebilir. Yenileme hızı, rastgele genlik ve fazda bir sürekli dalga üretebilecek ardışık darbelerin, üst üste çakışmasını sağlayacak kadar yüksek olmalıdır. Bu sinyal hedef noktaya çarpıp geri yansıyor ve alıcı elemana dönecektir. Rastgele gürültü sinyali aynı zamanda, değiştirilebilir geçiktirici birimden (hattan) geçirilerek, alınan sinyalle korrelasyonu yapılır.



Şekil : 4-8 Rastgele gürültü üreterek Doppler spektrumunu çıkartabilen sistem

Yayımladığımız rastgele gürültü sinyalinin geçirilmiş versiyonuyla, alınan eko işaretinin korrelasyonu hesaplanır. Korrelasyon çıkışının ortalaması sıfır ise; geçikme hattındaki sağlanan sinyal ile transdüserin dedekt ettiği sinyal, birbiriyle tamamen alakasız anlamı çıkacaktır. Eğer korrelasyon çıkışı maksimum değerlikli ise

sorguladığımız hedef noktanın hızı sıfır olacaktır.

Rastgele sinyal tekniğinin matematiksel analizi; rastgele gürültülü akışkanmetrelerin bölgesel çözünürlülük kapasitesinin, eşit transmisyon frekansı ve bandgenişliği kısıtlamaları için bir PW Doppler 'e veya FM akışkanmetrelere oldukça benzediğini göstermiştir. [Bendick and Newhouse 1974]. Yayılan sinyali $T(t)$ fonksiyonuyla tanımlayalım. Transdüsera doğru v hızıyla hareket eden tek bir nokta saptırıcıdan alınan eko sinyali $R(t)$ şu formda olur:

$$R(t) = A.T\left\{\left(1 + \frac{2.v}{c}\right).t - t_f\right\} \quad (4-10)$$

(A hedefin geri saçılma kesiti; t_f sinyalin gidiş/geliş zamanı). Bu eşitlik algılanan işaretin, iletilen sinyalin doğal bir kopyası olduğunu, fakat t_f kadar geçtiğini ifade etmektedir. Hedef parçaçık transdüsera doğru v hızında hareket ettiğinde, bu gidiş/geliş süresi $2.v/c$ oranında değişir.

Yayımlanan sinyal aynı zamanda bir geçiktirme hattında yapay yolla t_d zamanı kadar geçiktirilir: $L(t) = T(t - t_d)$. $R(t)$ ve $L(t)$ sinyalleri, korrelasyon girişi için kullanılır. Zaman bazında ortalaması hesaplanmış korrelasyon değeri

$$C(t) = E\left\{A.T\left[\left(1 + \frac{2.v}{c}\right).t - t_f\right].T(t - t_d)\right\} \quad (4-11)$$

ile ifade edilir. Denklemdaki $E\{ \dots \}$; $T(t)$ iletilen sinyalin auto-korrelasyonunun zamana göre ortalamasını vermektedir. $T(t)$ 'nin auto-korrelasyonunu kullanarak bu sonuç yeniden düzenlenebilir:

$$C(t) = A.Z\left[\frac{2.v.t}{c} - (t_f - t_d)\right] \quad (4-12)$$

Auto-korrelasyon çıkışı $C(t)$; $T(t)$ transmisyon fonksiyonunun kendisini ve zamanda geçiktirilmiş versiyonunu çarparak zaman bazında ortalamasını hesaplamak demektir. Buradaki zaman geçikmesi; gidiş/geliş zamanı t_f ve geçiktirme hattında yapay yolla üretilen geçikme süresi t_d zamanları arasındaki farktır. Auto-korrelasyon fonksiyonunun Fourier transformu orjinal sinyalin güç spektrumuna benzemektedir.

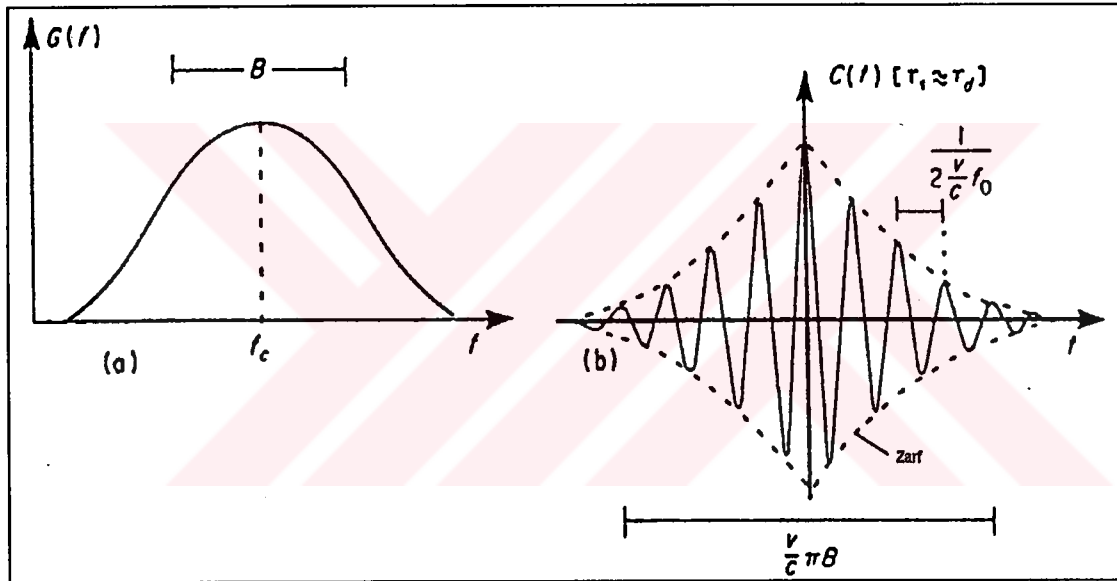
Bu durumda yayılan güç spektrumu ultrasonik transdüserin frekans cevabıyla sınırlıdır ve çoğunlukla Gaussian şekilli fonksiyonla tanımlanır:

$$G(f) = \frac{2 \cdot \pi \cdot B}{\pi^2 \cdot B^2 + [2 \cdot \pi \cdot (f - f_0)]^2} \quad (4-13)$$

Ters Fourier dönüşümü ise auto-korrelasyon fonksiyonunu verir ve genel formu aşağıdaki gibidir:

$$Z(t) = e^{-\pi \cdot B \cdot t} \cdot \cos(2 \cdot \pi \cdot f_0 \cdot t) \quad (4-14a)$$

$$C(t) = A \cdot \exp\left\{-B \cdot \left(\frac{2 \cdot v \cdot t}{c} - (t_f - t_d)\right)\right\} \cdot \cos\left\{2 \cdot \pi \cdot f_0 \left[\frac{2 \cdot v \cdot t}{c} - (t_f - t_d)\right]\right\} \quad (4-14b)$$



Şekil : 4-9 Güç spektrumu (a) gösterdiğimiz auto-korrelasyon fonksiyonunun (b) Fourier dönüşümüdür.

b) Bölge/Hız Çözünürlülüğü : Noktasal hedef sistem analizi, kan akışını örneklemek için kullanılır. Reel durumla arasındaki fark, geri yansıyan eko sinyalinin genliğini (dolayısıyla korrelasyon çıkışı); değişik yoğunlukta alyuvarların akışkanmetrenin rezolüsyon hücresinden geçtiği sırada, zamanla sapmasından kaynaklanmaktadır. Sonuçta da Doppler fark frekans spektrumu, geçiş zamanı etkisiyle yayvanlaşır. Kan akışı araştırmalarında, yayılan sinyalin güç spektral

yoğunlukları aynı olduğu sürece, PW Doppler çıkışı gibi; rastgele gürültülü sistemin korrelasyon çıkışı da, tamamen aynı spektral karakteristikler üretir. [Newhouse et.al. 1976]. Korrelasyon ifadesinin çıkışı $t_f - t_d = 1/B$ sağlandığında sıfıra yaklaşmaktadır. Bölgesel rezolüsyon ise $\Delta z = c/2.B$ ifadesiyle PW sisteme benzemektedir. Hız ve bölgesel çözünürlülük terimleri açısından rastgele gürültülü sistemin diğerlerinden bir avantajı yoktur. Yalnızca bir farkı bölge/hız çözünürlülüğü bağımsız şekilde kontrol edilebilir.

c) Sistemlerin Karşılaştırılması : Rastgele sinyal üretici sistem, PW Doppler sistemlerine göre iki noktadan daha avantajlıdır:

Hız/bölge çözünürlülüğü, yayımlanan ani-darbenin uzunluğuna değil, yayımlanan gürültünün bandgenişliğine bağlıdır. Dolayısıyla transmisyon gücü, daha uzun zaman dilimine dağıtılabilir. Maksimum gücün ortalama güce oranı azaltılabileceğinden, hastanın emniyeti riske alınmamış olur. Hassasiyeti de PW sistemlere nazaran daha iyidir.

Rastgele sinyal kullanan akışkan metreler, bölge/hız sınırlamasından bağımsızdır. Seri rastgele gürültülü işaretler kümesinde, herbir aralık (veya sinyal kümesi) birbirinden farklı olduğundan bölgesel belirsizlik oluşmayabilir. Bunun anlamı bir sinyal paketi diğeriyle ilişkisiz olacağından; bir sonraki sinyal paketini yayımlamadan, bir öncekinin dedekt edilmesi için beklemek gereksizdir. Sonuç olarak tespit edilecek maksimum Doppler frekansında Nyquist sınırlaması yoktur.

Bunlara rağmen, eğer gürültü işareti sürekli yayımlanırsa, örnek inceleme hacminin dışarısında sağlanan kuvvetli eko sinyalleri, sistemin SNR performansında bozulmaya neden olur. Bunun çözümü ise ayrı alıcı/verici elemanları düzenleyerek kullanmaktır. [Bendick and Newhouse 1974; Furgason et.al. 1975]

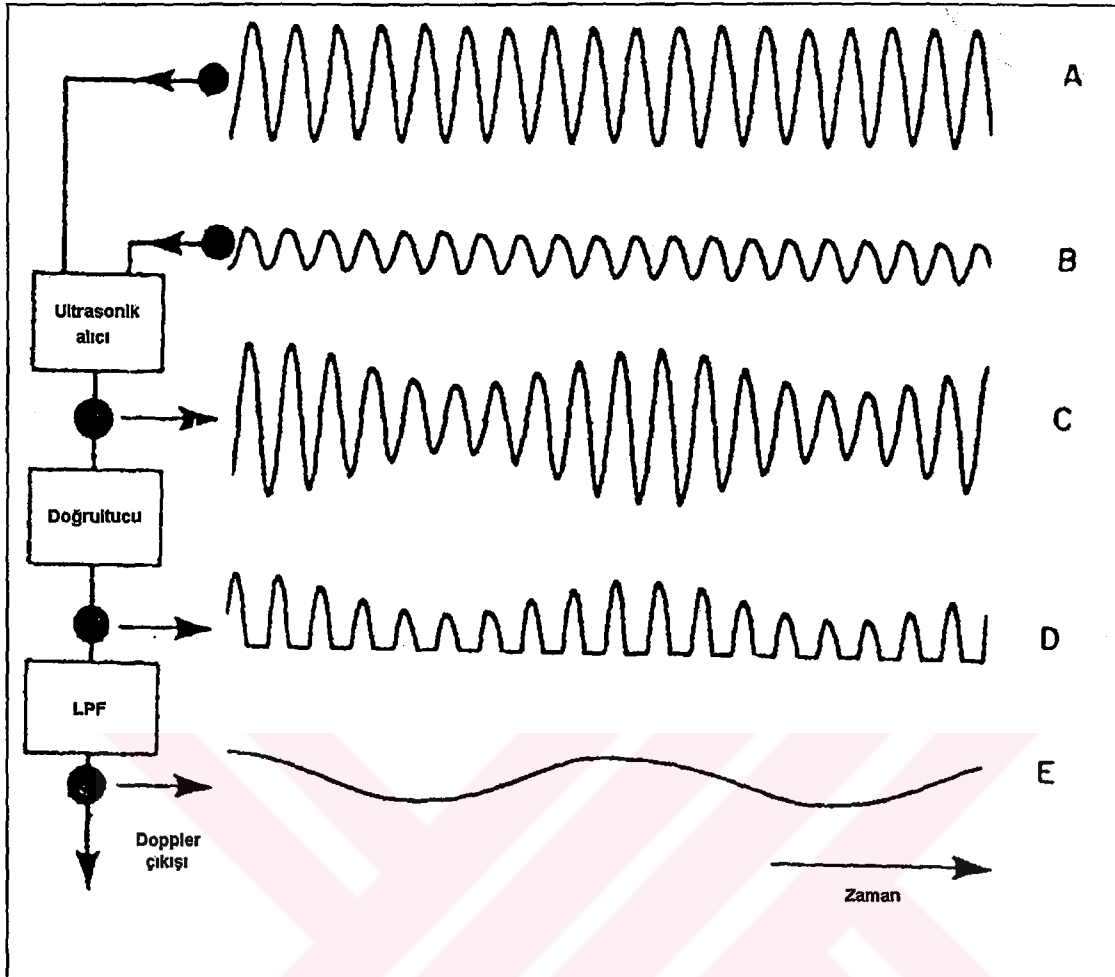
4.2) Demodülasyon

Modülasyon bir bilgi sinyali taşıyıcı dalgaya gömme prosedir. Demodülasyonun amacı, alıcı transdüserden gelen sinyaldeki taşıyıcı frekansını çıkarmak ve bilgi işaretini veren çıkışı sağlamaktır. Kan akışının araştırılması ve incelenmesindeki bilgi işaretleri Doppler sinyalleridir ve eritrositlerden, damar çeperinden, diğer doku arakesitlerinden ve hareketsiz yapılardan kaynaklanan yankılarla tümleşiktir. Yani aralarında ayırıştırma yapmak imkansızdır. Doppler akışkan metrelerde hareketli hedefler, gönderilen ultrasound dalganın frekansını ve genliğini şekillendirmektedir. Demodüle ederek, geri gelen yansımadan frekans kayması olarak Doppler bilgisi (Doppler fark frekansı bileşenleri) eko sinyallerinden ayırıştırılır ve çıkarılır.

Doppler akışkanmetrenin alıcı transdüserine gelen yansıma kombinasyonunda çoğunlukla hareketli hedeflerden kaynaklanan Doppler fark frekansları olduğu kadar, gürültü ve örnek inceleme hacmi içerisinde yerleşik çok yavaş hareketli ve hareketsiz hedeflerden doğan istemediğimiz sinyaller de vardır. Kandan geri yansıyan sinyal, büyük yapılardan doğan yansımadan daha zayıftır. Dolayısıyla istenmeyen bu bileşenler, çoğunlukla gerçek Doppler sinyallerinden çok daha büyük genliktir. Ayrıca v/c faktörü çok küçük olduğu için; başarılı demodülasyonda küçük genlikli Doppler bileşenlerinin algılanması ve ortaya çıkartılmasında dikkat edilecek nokta; en küçük Doppler frekansının, vericinin taşıyıcı frekansından %1 'inden daha küçük ve genlik olarak daha büyük gürültü sinyallerinin gömülü olmasıdır.

4.2.1) Non-Koherent Demodülasyon

Durağan hedeflerden yansıyan gürültü sinyalleri, yayımlanan dalganın zayıflamış ve faz kaydırılmış versiyonu olarak kabul edilebilir. İlkesel olarak, transmisyon sinyaliyle aynı frekansta olacağından bu gürültü bileşeni; Doppler fark frekanslarını çıkarmak amacıyla referans olarak kullanılabilir. Yankı sinyali, referans faz ve frekansın direkt kendisini sağladığı için, bu tür proses non-koherent demodülasyon olarak bilinir.

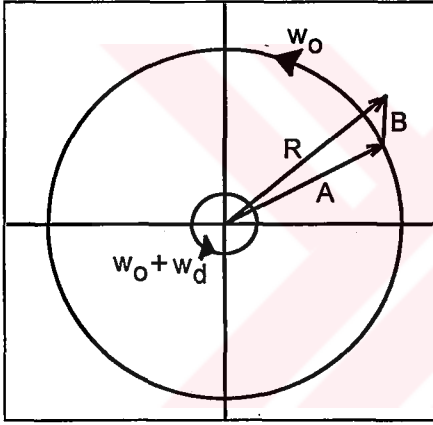


Sekil : 4-10 Non-koherent demodülasyon için temsili Doppler kaymasının oluşum aşamaları, A:Yankıda, gürültü cinsinden yayımlanan frekanslı sinyal, B: Yankı dalgaformu, C: Toplanmış genlik değişimi, D: Alternansının doğrultulması, E: Doppler fark sinyali.

a) Analiz : Gürültü yalnızca hareketsiz hedeflerden kaynaklanmaz, aynı zamanda komşu alıcı ve verici transdüser elemanları arasındaki elektriksel ve ultrasonik enerjinin direkt sızıntısından da doğmaktadır. Kaynağı ne olursa olsun gürültü sinyali çoğunlukla, kandan geri saçılan yankı sinyalinden daha büyüktür. Bu iki bileşenin ultrasonik kombinasyonu alıcıyla dedekt edilen genlik modülasyonlu şekildedir. Doppler fark bileşenleri gürültü bazındaki referansla karşılaştırılarak alınan işaretde genlik değişiklikleri üretir. Bu değişiklikler, sinyali doğrultarak ve LPF 'de filtreleyerek Doppler dalgaformu haline gelir.

Gürültüyü temsil eden A vektörünün açısal hızı w_0 iken, Doppler fark bileşenin genliği B ve dönüş hızı $w_0 + w_d$ 'dir. Toplam R vektörünün genliği Doppler frekansına w_d göre değişir. Alıcı transdüserde algılanan eko sinyali R 'nin reel kısmıdır ve yatay eksene izdüşümü olarak tanımlanır.

Gürültü sinyalinin genliği; kan hücrelerinden yankılanan eko sinyalinin genliğinden büyük olduğu sürece, tümleşik alınan sinyal $R(t)$ içeriği; gürültü ağırlıklı ve genlik ve fazı da Doppler fark frekansına göre modüle edilen bir işarettir. Basit bir genlik dedektor sisteminde, yarım yada tam dalga doğrultucu, taşıyıcıyı atacak ve $B \cdot \sin(w_0 t + \phi_d)$ Doppler bileşenini ortaya çıkaracaktır.



Şekil : 4-11 Non-koherent demodülasyon için vektör analizi

Doppler frekansı, çevresel faktörlerden ve kan hücrelerinden doğan yankı sinyallerinin frekansları arasındaki farktır. CW akışkanmetrelerin genel türlerinde günümüzde hala non-koherent demodülasyonun, bu doğrudan sonuç çıkarma yöntemi yaygındır. Verici/alıcı etkileşimi dominant referans sinyal kaynağı olarak kullanılmaktadır. Bu sistem yön bilgisiz demodülasyon için oldukça elverişlidir.

b) Koherent Demodülasyonla Karşılaştırılması : Non-koherent modülasyonun bölge tanımlayıcı akışkanmetreler olarak kullanılacağı zaman

koherent demodülasyona göre adeta avantajları var gibi gözükmemektedir. Referans sinyal, yalnızca örnek inceleme hacmikk içerisindeki hedef boyutları eritrositlerden çok daha büyük olan durağan yapılardan sağlanmaktadır. Eğer bu gürültü üretici hedefler çok yavaş hareket ediyorsa (örneğin nefes alma/verme esnasında), Doppler fark frekanslı dalgaşekli kanın hızını, çevresine göre verecektir. Halbuki koherent demodülasyonla çıkartıldığı gibi transdüsere göre mutlak hız olmalıdır. Aynı zamanda gürültü sinyalleri koherent demodülasyonun tesiri altında olmayacaktır. Damar çeperlerinin hareketleri gibi küçük hareketler, koherent demodülasyonda görüldüğü şekilde Doppler sinyali fark frekansında, yüksek genlikli küçük frekans değişiklikleri vermeyecektir. Gürültü genliğindeki sapmalar, koherent demodülasyonla üretilen gürültü bileşenlerinden daha küçük frekanslıdır. Noktasal sapırcıların rastgele dağılımında, eko genliğindeki değişiklikler bir dalgaboyu ölçeğinde değil, ani-darbe uzunluğu ölçeğinde meydana gelmektedir.

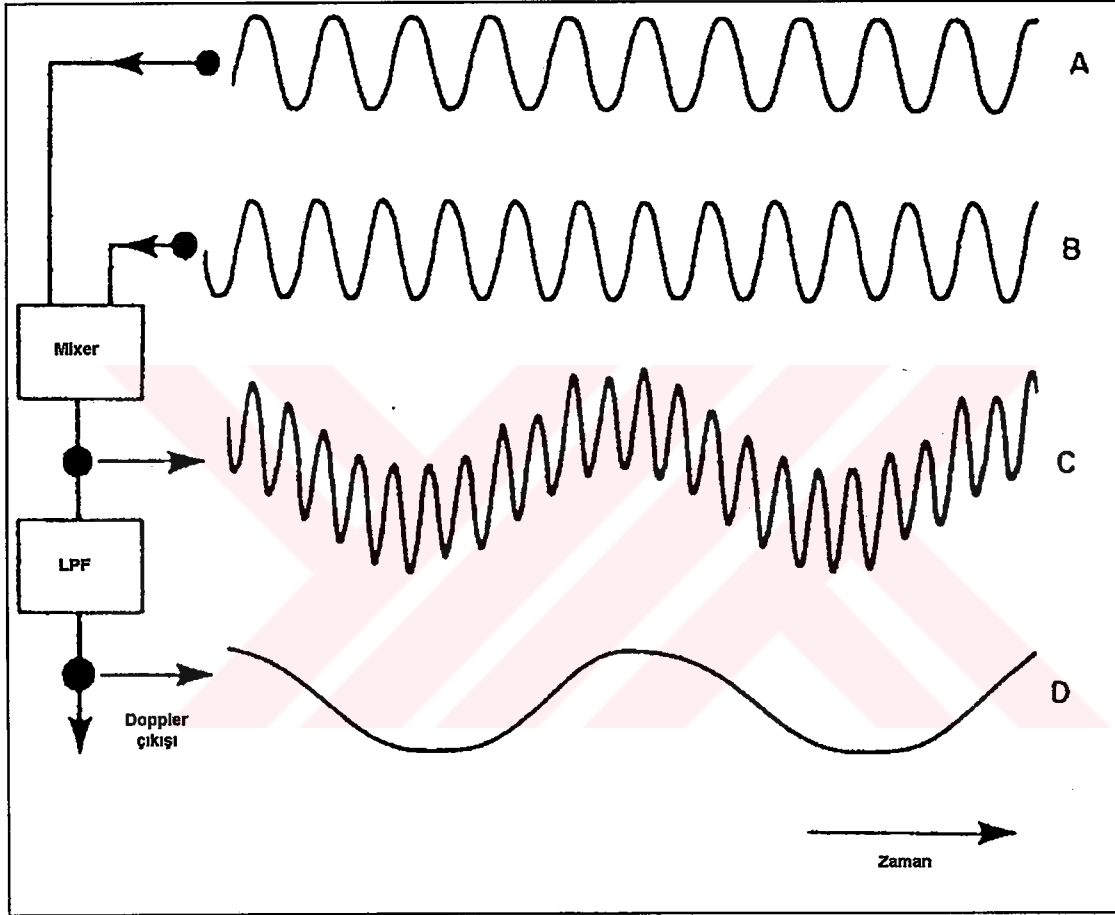
Temeli zarf dedektörü olan non-koherent demodülasyonda gürültü ve kan alyuvarlarından kaynaklanan Doppler frekansı bandının, iyice ayrıştırılmasıyla sonuçlandırıldığı görülmüştür. Bu doğal olarak koherent demodülasyondan sonra yapılabilecek daha efektif filtrelemeye elverişlidir. [Atkinson and Follett 1976].

Bölge tanımlayıcı akışkan metrelerde non-koherent demodülasyon uygulamanın zor noktası, örnek inceleme hacmi referans dalga formu olarak uygun gürültü sinyali sağlayacak bir hedefi mutlaka ihtiva etmelidir. Yeterince kuvvetli gürültü sinyalinin olmaması, Doppler sinyalinin kaybolmasına neden olur. Dolayısıyla non-koherent demodülasyon bölge tanımlayıcı cihazlarda nadiren kullanılmaktadır. [Baker 1970].

4 . 2 . 2) Koherent Demodülasyon

En basit Doppler üniteleri koherent demodülasyon tekniğini kullanır. Pratikte transmisyon sinyali, referans işaret üreten bir lokal osilatörden alınarak faz duyarlıklılı dedektörde, eko sinyaliyle birleştirilir. Bu işlem alınan bütün dalgaşekilleri için; sabit

faz ve frekanslı referans lokal osilatör sinyaline sahip olduğundan, koherent demodülasyon olarak bilinir. Kısaca; hareketli ve durağan hedeflerden kaynaklanan çok gürültülü Doppler eko sinyalini direkt kullanma yerine; ana osilatörden alınan referans sinyal tercih etmektir. Koherent demodülasyon yönlü bilgiyi desteklemez. Çünkü proba doğru yaklaşan ve uzaklaşan parçacıkların ürettiği Doppler sinyallerinin üst ve alt yanbandları, temel bandın aynı bölgesine kaydırılırlar.



Şekil : 4-12 Faz duyarlıklı olan sistemlerden koherent demodülasyonda temsili Doppler kaymasının oluşum aşamaları A:Yayımlanan master osilatör sinyali, B: Yankı dalgaformu, C: Çarpımları, D: Doppler fark sinyali.

Doppler sapması ultrasonik frekansa göre çok küçük olduğu için; taşıyıcıdan direkt Doppler işaretini dedekt etmek çoğunlukla pratik değildir. En kolay yöntem geri dönen yansıma sinyalinin frekansı ile yayımlananı karşılaştırmak, böylece

Doppler fark frekanslarındaki bileşenleri üretmektir. Bir lineer sistem olan faz duyarlıklı kod çözücünün temel birimleri aşağıda (Bkz. Şekil : 4-12) gösterilmiştir. Durağan hedeflerden alınan eko işaretleri referans sinyale göre sabit fazda olduğu için; girişteki herhangi bir gürültü, çıkıştaki sinyale yalnızca bir dc seviye ilave eder.

Koherent demodülasyon taşıyıcıyı çıkarır ve sinyal bilgisini frekans spektrumunun temelbandına çeker. Alyuvarların, transdüsere doğru yaklaşan ve uzaklaşan hareketlerinden dolayı üretilen pozitif ve negatif fark frekansları, üst ve alt yandandları meydana getirir. Fakat bunların her ikisi de temelbandın aynı bölgesinde demodüle edilir. Doğal olarak yapılan bu doğrudan demodülasyon, geri gelen sinyalde saklı bulunan yönlü bilgiyi bozar.

4 . 3) Yönlü Doppler Demodülasyonu

Klinik çalışmalarında yalnızca kan akış hızını görüntülemek yeterli değil, aynı zamanda yönünü de bilmek önemlidir. Fakat önceki bölümde açıkladığımız doğrudan demodülasyon teknikleri, Doppler frekansı yanbandlarını, temelbandın aynı bölgesine kaydıracağı için yönlü bilgiyi tahrip etmektedir. Genel iletişim teorisi konularında karşılaştığımız alt ve üst yanbandları ayırıştırma uygulamaları; yönlü Doppler demodülasyon problemlerine de uyarlanmıştır.

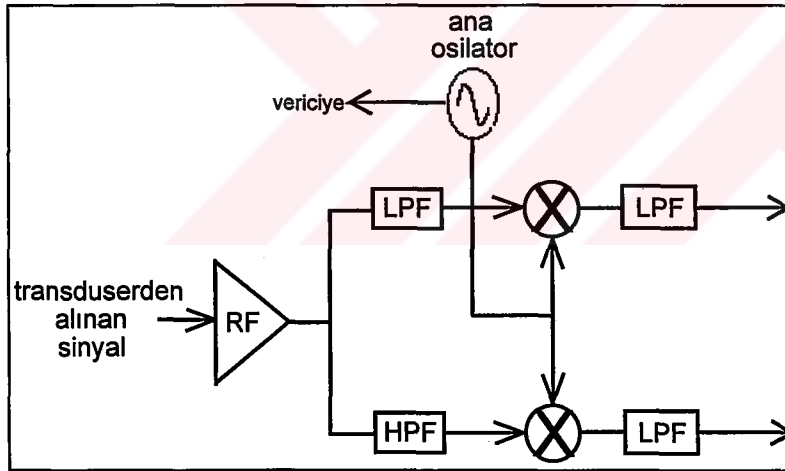
Doppler frekansı, yayımlanan ve algılanan sinyal frekansları arasındaki farktır. Yankı sinyalinden Doppler içeriklerini (yönlü bilgiyi) çıkarmanın; farklı teknikleri vardır. Alternatif olarak başarıyla uygulanabilen üç ayrı demodülasyon çözüm metodu geliştirilmiştir: Tek yanband dedektörü, heterodyne dedektör ve dikgen faz dedektörü.

4 . 3 . 1) Tek Yanband (SSB) Dedektörü

Frekans dönüşümünü yapabilen pratik SSB dedektör blok şeması, Şekil : 4-13 'de çizilmiştir. Demodülasyonda yönlü bilgiyi direkt çıkartma metodlarından en çok

bilineni, Doppler frekansı yanbandlarını çok hassas akort edilmiş RF filtreler kullanarak ayırıştırma. Transdüserden alınarak RF amplifikatörde kuvvetlendirilen ultrasound yankı sinyali, yalnızca alt ve üst Doppler yanbandlarını süzmek için tasarlanan sırasıyla LPF ve HPF 'den geçirilir. Bu yanbandlar birbirinden bağımsız olarak, ayrı audio işaretleri üretmek için ayrı kanallarda koherent demodüle edilir. Bir tanesi transdüserde doğru olan akış yönüne, diğeri de probdan uzaklaşan akış yönüne karşılık gelmektedir. Bu metodun uygulanmasındaki ana problem, uygun kanal ayrımı gerçekleştirebilmek için, filtrelerin olabildiğince keskin eğimli seçilmesidir. [DeJongh et.al 1975].

Teorik olarak basit bir yaklaşımı olan bu filtrelerin dezavantajı, oldukça uzun süre kararlı olmasını ve çok hassas tasarımı gerektirmesidir. Filtreler bir bandı geçirip diğerini durdurmalıdır. Yanbandların frekans dağılımı taşıyıcı frekansına çok yakın olduğundan, filtrenin kalite faktörü Q , yaklaşık 10^5 değerini aşmalıdır. Yüksek filtre



Sekil : 4-13 Tek yanband (SSB) dedektörü

performansını sağlamak için uygulanabilen pratik metod, çok basamaklı kristal filtre kullanmaktır. Bu filtreler kristal kontrollü ana osilatör kullanıyor ve böylece kesim frekansı her iki filtrenin iletim bandına sürüklenmiyor. Eğer hassas frekans kararlılığı sağlanamazsa, propagasyon frekansı alıcı frekansının iletim bandına taşacak, bu da ileri/geri yön akış kanalları arasında karışmaya neden olacaktır. Eğer transmisyon

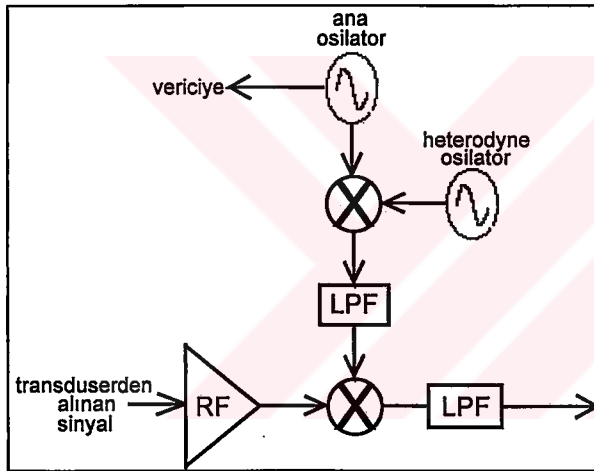
frekans ı üst yanbanda kayarak sürüklenmişse, transdüserden uzaklaşan hedeflerden doğan bazı negatif Doppler fark frekansları, HPF filtrenin iletim bandında olacaktır. Bu ise ileri akış yönü kanalının yanlış yorumlanmasına neden olacaktır.

4.3.2) Heterodyne Dedektör

Koherent demodülasyon, alt ve üst Doppler yanbandlarının her ikisini, temelbandın aynı bölgesine kayd ırdığı için yön bilgisini bozmaktadır. Geri yansıyan yankıda Doppler işaretlerinin frekansları ayrıştırılmış olmasına rağmen, demodülasyondan sonra, yaklaşan ve uzaklaşan hedeflerden meydana gelen Doppler fark spektrumu üstüste çıkışabilir. Bunun kaynağı ise, hareketsiz hedeflerden gelen ekonun sıfır Doppler frekansına demodüle edilmesidir. Negatif frekansın pratikte herhangi bir anlamı olmadığı için, transdüser e yaklaşan veya uzaklaşan alyuvarların hareketleri aynı (pozitif) Doppler fark frekans bileşenleri üretirler.

Halbuki transdüserin kendisinin de hedeflere doğru hareket ettiğini varsayabiliriz. Sabit hedeften kaynaklanan yankının Doppler fark frekansı, bu durumda transdüser hızıyla orantılı pozitif bir frekansa f_h karşılık gelir. Transdüser e doğru olan hedefin hareketinden dolayı Doppler fark frekansı daha fazla artar. Çünkü göreceli hız fazlaşmıştır. Aynı şekilde transdüserden uzaklaşan bir hedefin Doppler fark frekansı azalacaktır. Transdüseri sabitleyerek, hareketli kaynağın sanal hızına eşdeğer, referans frekansına offsetleyebiliriz (denkleştirebiliriz). Bu frekansa çoğunlukla heterodyne f_h frekans denir. Doppler yanbandlarda korunan yön bilgisi bu yeni sıfır hıza karşılık gelen temel çizginin (referans frekansının) karşılıklı iki tarafına toplanmıştır. sinyalin koherent demodülasyonla temelbandına, çekilmesi, offset noktasına kaydırılması gibi düşünülebilir. Böylece Doppler fark sinyalleri heterodyne frekansın herbir tarafında görülecektir. Vurgulanması gereken önemli bir nokta transdüser hızı, karşılaşılabilecek hedef noktaların hızından daha büyük olmalıdır. Eğer transdüserin referans hareketinden daha hızlı olan hedef noktalar varsa; demodüle edilen sinyallerin üst üste çıkışmasından dolayı sonuç Doppler fark frekansı yine anlamsız yanlışlıklara sebep olur.

Pratik uygulamalarda elbette transduseri hedefe doğru sürekli olarak orantılı hareket ettirmek imkansızdır. İleri yön transdüser hareketi elektronik düzenekle kazandırılabilir. Geri dönen ekoyu yayımlanan sinyalle değil; frekansı transdüser hareketine eşdeğer offset sinyaliyle karşılaştırırız. Durağan hedefler, offset frekansı f_h değerini veren heterodyne referans sinyali temsil etmektedir. Hareketli hedef noktalar ise, hareketsiz transdüserden uzaklaşması veya yaklaşmasına bağlı olarak offset frekansından daha küçük veya büyük sinyal bileşenleri üretir. Heterodyne frekans f_h , transdüserin algılayabildiği hedeflerden alınan en yüksek Doppler fark frekansından daha büyük olmalıdır. Böylece heterodyne frekansın her bir tarafına yerleşmiş ve tamamen ayrıştırılmış ileri/geri yön Doppler bileşenleri çıkartılır.



Şekil : 4-14 Heterodyne dedektör [Light 1970].

Transdüser ana osilatörle, ya doğrudan CW modunda veya bir aç/kapa anahtarlama devresiyle PW modunda çalışması için dolaylı olarak sürülür. Heterodyne dedektör, yansıyarak geri dönen ultrasound sinyali koherent demodülasyon yapar. Burada iki aşamalı mixer uygulanır. Offset referans dalgaformu, mixerde ana osilatör ile, ürettiği işaretin frekansı bundan biraz küçük olan heterodyne osilatör sinyalini karıştırarak meydana getirilir. Çıkan sinyal LPF 'den geçirilerek yalnızca fark frekansına eşit değerlikli sinyalin seçilmesi sağlanır. Bu küçük frekanslı işaretle; proba yaklaşan hedeflerden kaynaklanan Doppler

işaretlerinin açısal hızı w_f ve uzaklaşan hedeflerden kaynaklanan açısal hız w_r , koherent demodülatörde heterodyne frekansı ile ikinci bir mixerde karıştırılır. Çıkışındaki LPF 'de; bileşenleri heterodyne frekans f_h merkezli ve bunun her iki tarafına yerleştirilmiş $(f_h + f_f)$ ve $(f_h - f_r)$ yönlü Doppler fark frekansları bulunur.

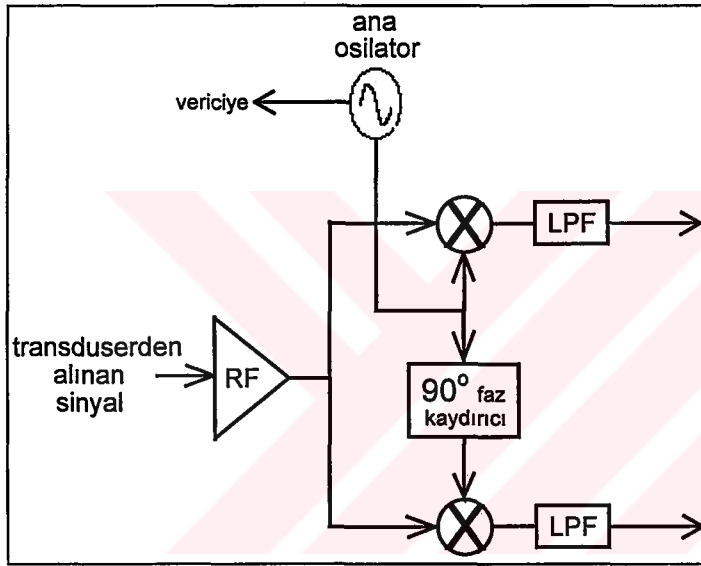
Hareketsiz nesnelerden kaynaklanan gürültü sinyali heterodyne frekansta w_h dedekt edilir. Yönlü Doppler bileşenleri ise bu değerin her bir tarafına oturturulmuştur. Offset frekansı yukarıda belirttiğimiz gibi karşılaşabileceğimiz her türlü Doppler fark frekansından daha büyük olmalıdır. Aksi takdirde alt yanbandtaki sinyaller sıfır frekans civarında yansyarak pozitif frekanslara katlanacaktır. Bu da demodülatör çıkışında anlamsız sonuçlar üretecektir.

Burada gereksiz bileşen heterodyne frekansındaki sinyaldir. Offset frekanstaki büyük genlikli heterodyne bileşeni silbilmek için, w_h 'ye hassas şekilde akort edilmiş kesim bandı çok dar bir çentik filtre (BSF) kullanmak zorunludur. Bu tür çıkış özellikle spektral analiz tekniğine uygundur. Çünkü ileri/geri yöndeki akış sinyalleri tek bir analiz kanalı kullanılarak incelenebilir. Gürültü bileşeninin alıcıyı veya mixerı aşırı yüklemesini engellemek de gerekir. Aksi takdirde filtrelemeyle ortaya çıkan harmonikler silinemez. [Cross and Light 1974; Kato and Izumi 1966].

Heterodyne işlemcinin avantajı; çıkış dalgaformunun frekans analizine uygun, yönlü bilginin halihazırdaki görünüşünü vermesidir. Bu metotta hatırlatacağımız önemli nokta, filtre çıkışındaki sinyali bir audio kanala uyguladığımız zaman, alışıık olduğumuz sesler olmadığından yorumlamak zorlaşır. Doppler bileşenleri heterodyne frekanstan az miktarda (yaklaşık 3-6 KHz) sapmıştır. Temelbanddaki konvansiyonel Doppler işareti birkaç oktav kadar değişebilir. Nedeni ne olursa olsun dinleyici daima sinyalin belirli bir kalitesini anlayacaktır.

4 . 3 . 3) Dikgen (Quadrature) Faz Dedektörü

Daha önce tanımladığımız yön bilgisi demodülasyon sistemleri, filtrelemeyi ve Doppler frekanslarını çıkarmak amacıyla alt ve üst yanbandları kaydırma işlemlerini, frekans domeininde işlemektedir. Bu yöntemlere alternatif bir teknik ise, yaygın olarak kullanılan yön bilgisi demodülasyon çeşidi, dikgen faz dedektörüdür. Bu demodülasyonda amaç, reel ve sanal Doppler sinyali fark bileşenlerinin kaybolmasını engellemek, yani reel ve sanal Doppler fark bileşenlerinin her ikisine birden, dikgen faz demodülasyonu uygulayarak dedekt etmektir. Bu ise geri yansıyan Doppler sinyali, bir ana osilatörde üretilen sinyalle ve bunun 90° faz kaydırılmış ikinci bir sinyalle koherent demodüle ederek gerçekleştirilir.



Şekil : 4-15 Dikgen (quadrature) faz dedektörü

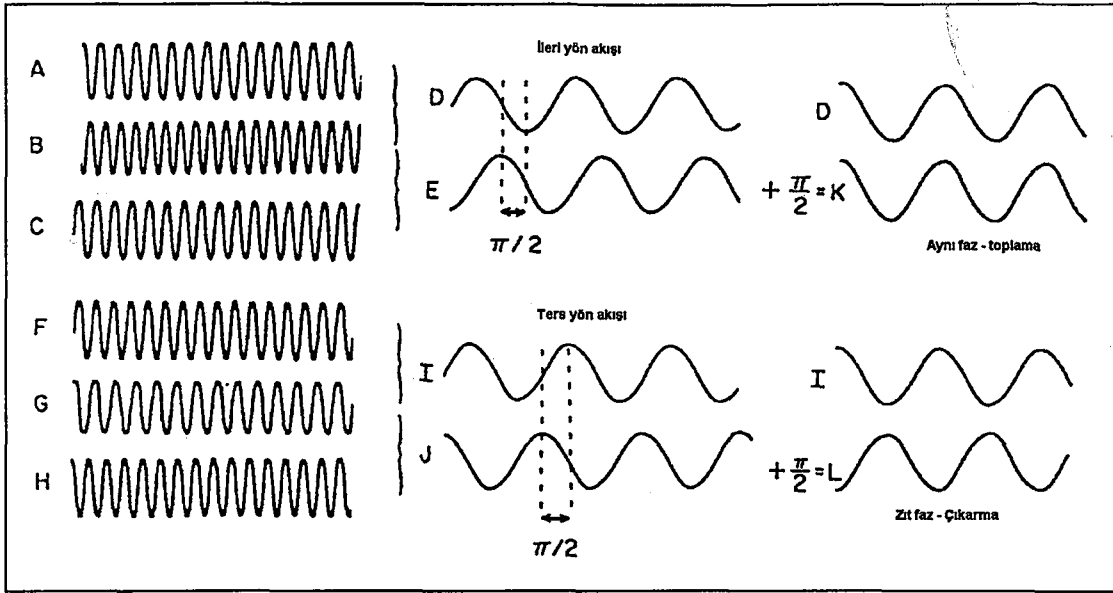
a) Temel Prensipler : Dikgen faz demodülasyonu, alınan sinyalin iki ayrı kanalda koherent dedekt edilmesiyle alakalıdır. Dikgen referans sinyaller, frekansları eşit fakat aralarında $\pi/2$ radyan faz farkı olan dalgalardır. Verici transdüserler, bir ana osilatör işaretiyle CW operasyonda olduğu gibi direkt, yada PW sistemdeki gibi aç/kapa anahtarlama aracılığıyla beslenir. Alınan sinyaller ikiye bölünerek iki ayrı koherent demodülasyon kanalına uygulanır. Dedektörler referans dalgayı, master osilatörden ya direkt (direkt kanal), yada 90° faz kaydırıcı (dikgen kanal) aracılığıyla kullanacaktır. Bu iki kanal çıkışı daha sonra yönlü bilgiyi desteklemek için birleştirilir. Dikgen demodülasyonun; ileri ve geri yön

ayrıştırılmasında niçin ilk adım olduğunu anlamak için, Şekil : 4-16 'da çizdiğimiz dalgaformlarını düşüneceğiz.

Aldığımız sinyale direkt ve dikgen kanallarda koherent demodülasyon uyguladığımız zaman; ileri yön (proba yaklaşan) akış kanalını temsil eden çıkışta; direkt kanal dikgen kanaldan 90° faz geridedir. Geri yön (probdan uzaklaşan) akış kanalını temsil eden çıkışta ise; dikgen kanal direkt kanaldan 90° faz geridedir. Dolayısıyla dikgen faz demodülasyonunda alt ve üst Doppler yanbandları, henüz bu noktada ayrıştırılmamasına rağmen, aralarındaki faz ilişkisine göre kararlaştırılabilir. İleri yön akış için, dikgen kanal direkt kanaldan; ters yön akış için, direkt kanal dikgen kanaldan 90° faz ileridedir.

İleri ve geri akış yönü faz ilişkisinin nasıl olduğunu anlamak için, yaklaşan bir hedeften alınan sinyali düşünelim. Bu; gönderdiğimiz frekanstan biraz büyük bir sinusoidal dalgadır. Direkt kanal referansı, dikgen kanal referansından ileri olacağından algıladığımız Doppler fark sinyali; dikgen kanaldaki benzer faz durumuyla karşılaşmadan önce; direkt kanalla fazları çakışacak ve $\pi/2$ radyan fazda taşınacaktır. Böylece direkt demodüle sinyal, dikgen demodüle sinyalin $\pi/2$ radyan faz önüne geçecektir. Aynı şekilde ters yön akışta alınan eko sinyali, frekansı ana osilator frekansından biraz küçük sinusoidal dalga gibi düşünülebilir. Bu durumda öne geçen dikgen referans sinyaliyle karşılaştırılır. Böylece dikgen Doppler fark dalgaformu direkt kanal çıkışının önüne geçmiştir.

Şekil : 4-15 'de gösterilen iki ayrı çıkış arasında şu ilişki vardır: Proba doğru akıştan kaynaklanan direkt sinyal, dikgen sinyalden 90° faz geridedir. Aynı zamanda transdüserden uzaklaşan akıştan üretilen direkt sinyal, dikgen sinyalden 90° faz ileridedir. Bununla birlikte, ileri/geri akış yönlerini tamamen ayırtırmadan değişik amaçlara uygun değişik sinyal işleme esasları vardır.



Şekil : 4-16 Dikgen faz demodülasyonundaki sinyaller. A: direkt kanal, B: Yankı sinyali, C: Dikgen kanal.

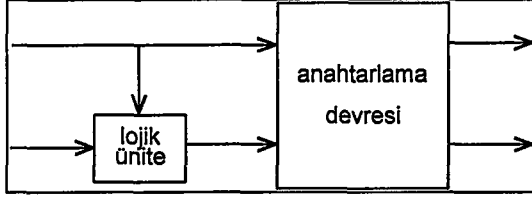
4 . 4) Yön Bilgisi Dedektör işlemleri

Dikgen demodülasyon, yönlü Doppler bilgisi üreten sistemler için esas düşüncedir. Doppler sistemindeki çıkış işaretleri dikgen faz özellikli yapıdadır ve ileri/geri yöndeki akışı temsil edilen sinyalleri tamamen ayırtmak için daha detaylı çalışma gerekir. Bu amacı gerçekleştiren üç ayrı metod vardır: Zaman domeini işlemcileri, faz domeini işlemcileri ve frekans domeini işlemcileri

4 . 4 . 1) Zaman Domeini İşlemcileri

Dikgen demodülasyondan sonra ileri ve geri yön akış dalgaformları arasındaki bağıntı, ileri/geri faz ilişkisiyle anlaşılabilir. Yön duyarlıklı Doppler sistemlerinin esas özelliği, bu prensibi kullanmaktır. Dikgen faz dedektörüyle elde edilen I/Q kanallarından hangisinin ileri, hangisinin geri olduğunu belirlemek için bir lojik ünite kullanılır. Fazın ileri/geri şartlarına bağlı olarak demodüle edilmiş I/Q kanallarından bir tanesinin çıkışı, ileri akış yada geri akış kanalı olarak anahtarlanır. Yön bilgisi, demodülasyon kanalları arasındaki faz ilişkisini, doğrudan zaman boyutunda

karşılaştırarak tanzim ettiği için bu teknik, zaman domeini işlemi diye isimlendirilir. Dikgen kanaldaki ileri yön akış, direkt kanaldaki ileri yön akışından $\pi/2$ radyan ileridedir. Dikgen kanaldaki geri yön akış ise, direkt kanaldaki geri yön akışından da $\pi/2$ radyan geridedir.

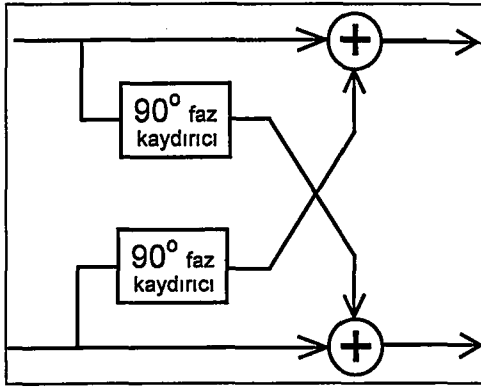


Şekil : 4-17 Direkt ve dikgen (quadrature) kanal çıkışları şeklinde dedekt edilen sinyallerin zaman domeini işlemi. [McLeod 1967; Coghlan and Taylor 1976].

Bu basit metod tasarım prensiplerinden dolayı, akış yalnızca tek yönlü olduğu zaman doğru şekilde çalışır. Eğer her iki yönde olan akış sinyalleri simultane alınırsa, direkt ve dikgen sinyaller arasındaki faz ilişkisi karmaşıklaşır ve akış yönü çözümlenemez. Dahası bu sistem çoğunlukla anahtarlama düzeneğinden genellikle olumsuz yönde etkilenir. Aynı zamanda küçük frekanslı yüksek genlikli sinyal bileşenlerinin varlığından özellikle etkilenir. Buna rağmen bu ilkeye göre çalışan ticari cihazlar, geçtiğimiz yıllarda çok değişik klinik uygulamalarında popüler olmuşlardır.

4.4.2) Faz Domeini İşlemleri

Doppler çıkışları I/Q işaretlerini, ileri/geri yön sinyal bilgileri olarak aynı anda çözümlemeye en etkili yöntem; iki ayrı yöndeki akış kanalını ayırtmak için faz kaydırma prensibini kullanmaktır. Aşağıda Şekil : 4-18 'de bunun temel uygulaması çizilmiştir. Çıkışlara manipülasyon yapılacağı zaman, dikgen faz demodülasyonunun orjinal amacı çok daha anlamlı ve açık olmaktadır.



Şekil : 4-18 Direkt ve dikgen (quadrature) kanal çıkışları şeklinde dedekt edilen sinyallerin faz domeini işlemi. [Bedrosian 1960; Nippa et.al 1975; Coghlan and Taylor 1976].

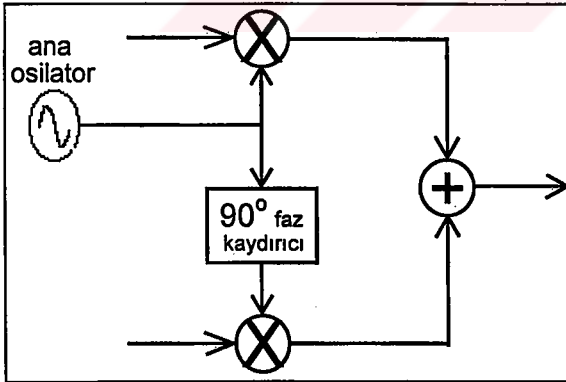
Uygulamalarda pozitif ve negatif Doppler kayması, şekilde gösterildiği gibi ayrıştırma yapmadan, geri dönen sinyalle birleştirilebilir. İlk önce yalnızca dikgen kanal dalgaformunun, $\pi/2$ radyan kadar ilerleyen fazının etkisini düşünelim. (Bkz. Şekil 4-16). İleri yön akışı için $Q_{\pi/2}(t)$ 'yi K dalgası, ters yönü de L dalgası temsil etsin. Direkt kanal çıkışı $D(t)$; D ve I dalgaları olarak çizilmiştir. İleri akış için D ve K dalga şekilleri aynı faza karşılık gelirken; ters yön akışına ait I ve L sinyalleri de, tam tamına ters faza düşmektedir. Böylece $D(t)$ ve $Q_{\pi/2}(t)$ 'yi toplayarak ileri yön akış bileşeninin genliğini ikiye katlarken, ters yön akış bileşenleri tamamen sıfırlanır. Diğer bir ifadeyle sadece Doppler üst yanbandları, bu tür bir prosesden doğmaktadır. Tam tersine direkt kanalı $\pi/2$ radyan kadar kaydırdığımızda $D_{\pi/2}(t)$ meydana gelir ve bunu $Q(t)$ ile topladığımızda, ters yön akış bileşeninin genliği iki katına çıkarken, diğeri elimine olmaktadır. Özetle direkt ve dikgen kanallarının her ikisi 90° faz kaydırılır ve bir diğerinin orjinal sinyaliyle toplanır. Çıkış iki ayrı yön bilgisinin tamamen ayrıştırılmış halidir.

Eğer her bir Doppler bileşeni tam net olarak $\pi/2$ radyan kaydırılırsa; tespit edilmiş Doppler frekansındaki istenmeyen Doppler yanbandları silinebilir. Bundan dolayı 90° faz kaydırıcı; Doppler dalga şeklinin her bir bileşenini, Doppler fark frekansının tersiyle orantılı şekilde bir peryot geçiktirmesi gerekmektedir. Daha

yüksek frekanslarda $\pi/2$ radyan faz kayması meydana getirebilmek için, daha kısa süreli zaman geçikmesi ister. Yanbandların ayrıştırılması iki ayrı kanaldaki kazançların daha hassas dengelenmesini zorunlu kılar. Aksi takdirde istenmeyen yanband tamamen giderilemez Faz kaydırma çok geniş frekans aralığında tam olarak 90° 'yi desteklemelidir. Faz ve kazanç nitelikleri açısından eşleme ünitesiyle, girişimi 40 dB azaltmak mümkündür.

4.4.3) Frekans Domeini İşlemleri

Üçüncü çeşit işlemin blok diyagramı Şekil : 4-19 'de çizilmiştir. Dikgen frekans demodülasyon sinyallerinin frekans domein prosesi; yön bilgisini bozmadan korurken, bir pilot frekansa Doppler sinyalini kaydırır. Direkt ve dikgen demodüle kanallar, w_p pilot frekansında sinüs ve kosinüs dalgalarıyla uyartılan simetrik çarpıcı devrelere girer. İki çarpıcının çıkışı toplayıcı amplifikatörde toplandığında bir heterodyne frekansına offsetlenir. Yani Doppler yanbandları pilot frekansının herbir tarafına yerleşir. Sonuçta ise pilot frekansının üst tarafında bir yöndeki; alt tarafında ise diğer yöndeki akışı temsil eden ayrıştırılmış işaret elde edilir. Durağan hedeflerdeki gürültü ise, spektrumda pilot frekansla örtüşür.



Şekil : 4-19 Direkt ve dikgen (quadrature) kanal çıkışları şeklinde dedekt edilen sinyallerin frekans domeini işlemi. [Coghlan and Taylor 1976].

Frekans domeini işlemcisi Doppler dalgalarını tek kanallı ileri ve geri akış sinyalleri formuna getirir. Bu özellik sıfır geçişli dedektör (ZCD) veya ortalama

frekans izleyici (MeanFF) gibi, Doppler sinyallerinin frekans içeriklerini tetkik etmek gerektiği zaman önemlidir. Eğer ayrık frekans bandlarında sinyalin frekans analizi yapılacak ise, ileri ve geri yön akış bileşenlerini birleştirmek bazı zamanlarda avantajlıdır. Bu durumda bir tek frekans analizörü gerekir. Frekans analizi tek bir kanallı sinyal ürettiğinden sonogram çıktısına elverişlidir. Her bir kanalın faz ve kazanç tepkisini dengeleyebilmek için girişimi 40 dB mertebesine azaltmak avantaj sağlar.

4 . 4 . 4) Yön Kontrolü Sistemlerinin Karşılaştırılması

SSB filtrelemenin gerçekleştirilmesi zordur. Çünkü kristal osilatör ve filtreler, ultrasonik transdüserle eşlenebilecek şekilde, dikkatlice seçilmelidir. Aynı zamanda çıkışın tek kanallı spektrum analizörde gösterilebilmesi için bazı ilave işlemlere ihtiyaç vardır. Tam tersine, heterodyne detektör, yönlü bilgi vermesine rağmen çıkış; frekans offsetlenmesinden dolayı ZCD 'de veya maksimum frekans izleyicide (MaxFF) araştırmaya elverişli değildir. Fakat dikgen demodülasyon, faz ve frekans domeini işlemcilerinin her ikisini izleyerek gelen kaliteli bir kanal ayrıştırması üretir ve tek kanallı spektrum analizörde, yönlü bilginin tam olarak gösterilebilmesi için bazı avantajlar sunar.

Bu üç çeşit yön bilgisi işlemcilerinin tamamı yaygın olarak kullanılmasına rağmen, faz domein prosesi önerilmemektedir. Dikgen sinyallere faz domeini işlemlerinde, aşırı sınırlama uygulanan temel bir yöntemdir. Dolayısıyla gürültülü karmaşık sonuçlar verecektir. Bunun için özenle kullanılmalıdır.

Faz domeini işlemcisinden ayrı olarak; verimlice akort edilen diğer teknikler, kanallar arasında 40 dB civarında hatların karışmasını azaltabilecek kabiliyete sahiptir. Bir kez tasarlanan kristal filtre uzun süre kararlı kalabilmektedir. Heterodyne ve dikgen sistemlerde daha sık filtre ayarı istenirken, fazı eşitleme ve kazanç performansı için frekansa özel önem gösterilmelidir. Uygun olarak tasarlandığında, zaman ve frekans domeini proseslerinin performansı, başarılı akış yönü ayrıştırma

yöntemlerinde çok yüksektir. Bunlardan ikincisinde tek bir çıkış kanalında pilot frekansının üst ve alt yanbandlarına paylaştırılmış ileri/geri yön akış bileşenleri üretilirken, birincisinde iki ayrı çıkış kanalı bu amaçlar için meydana getirilir. Çift kanallı çıkışlar, bazı analog zarf çıkartımı uygulamaları için daha çok tercih edilir. Halbuki diğeri özellikle spektrum analizi çalışmalarına uygundur.



BÖLÜM : 5

YAPILAN ÇALIŞMA : PROĞRAM

5 . 1) Hazırlık

Bu çalışmada zamanla değişken süzgeç tasarımına ait bir yazılım geliştirilmiştir. Gerçek zaman işlemlerinde karşılaşılan sabit olmayan frekans tayfı, yapılan simülasyonla üretilirken, rastgele dağılımlı (Gaussian) gürültü sinyalleri kullanılmıştır. Önce gerçek zaman işlemlerinde karşılaştığımız frekans tayfı tekrarlamaları (periyodik spektrum) tespit edilir. Bu çevrim bazında sinyaller kümesini oluşturan maksimum frekanslı işaretler çıkartılır. Bu bize değişik anlarda farklı maksimum frekansları olan bir zarf verir. İşte bu zarf zamanla değişken süzgeçin üst kesim frekansları içindir.

Loupas ve McDicken (1990), Doppler simülasyonu üzerine yaptığı çalışmada çizgisel ve kararsız akış hız profili seçeneğini kullanarak standart sapması değiştirilebilen beyaz gürültüyü üst kesim frekansı sabit bir süzgeçin ani-darbe cevabıyla konvolüsyon yapmıştır. Wang ve Fish (1996) ise çalışmasında zamanla değişken ani-darbe cevablı süzgeçi kullanarak Doppler ultasound işaretiyle ilişkili olan ortalama frekansı, bandgenişliğini, sinyal gücündeki varyasyonları ve vortex simülasyonunu gözlemlemiştir.

Süzgeç çeşidi olarak simülasyon çalışmasında, alçakband geçiren süzgeç (

işlemin yapılmasına neden olacağından tahsis edilen süre yetersiz kalabilir. [Ifeachor and Jervis 1993]. Her bir dilimde kesim frekanları farklı olan LPF katsayıları hesaplanmıştır. Analog süzgeçlere daha çok benzeyen, katsayı uzunluğu daha az ve geçiş bandı daha kısa olan özyinelemeli (rekürsif) yapıda IIR süzgeç tercih edilmiştir. Zamanla değişken Chebyshev-II türü süzgeçin aktarım fonksiyonu, z-dönüşümü katsayılarıyla $1 \leq t \leq 128$ için

$$H_{k,t}(z) = \frac{B_{k,t}(z)}{A_{k,t}(z)} = \frac{\sum_{k=0}^8 b_{k,t} \cdot z^{-k}}{1 + \sum_{k=1}^8 a_{k,t} \cdot z^{-k}} \quad (5-1)$$

denklemleriyle hesaplanmış ve buna ait ani-darbe cevabı $h_{k,t}(n)$ 'de, polinomların klasik bölme metoduna göre ters z-dönüşümü yardımıyla belirlenmiştir.

Frekans tayfı peryodunda bir kez üretilen bu katsayılar saklanarak, sonraki gelen peryot dilimlerinde giriş işareti ile konvolüsyon yapılır. Giriş işareti olarak her bir dilim ($1 \leq t \leq 128$) için 50 tane sinusoidal dalga zaman tabanında şu formda üretilmiştir:

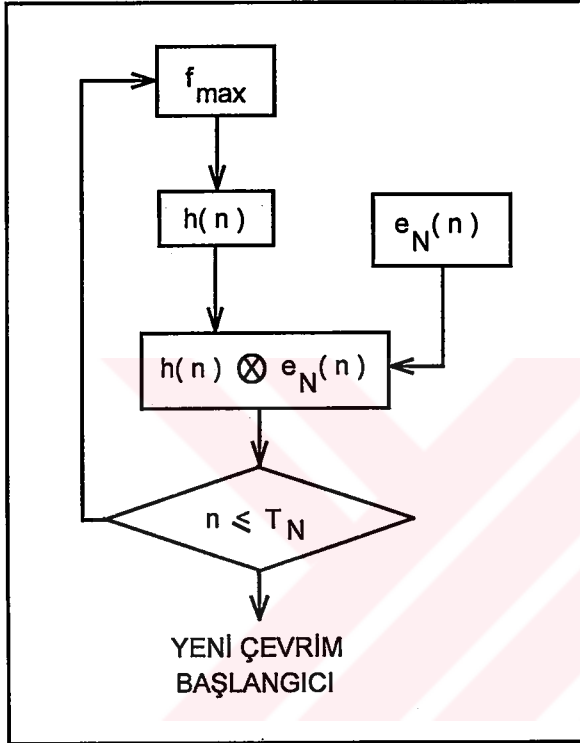
$$v(t,n) = \sum_{k=1}^{50} v_{k,t} \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot f_{k,t} \cdot n + \theta_{k,t}) \quad (5-2)$$

Simülasyon yaparken dikkat ettiğimiz nokta gürültünün frekans tayfını, sinyal genliğini ve fazını zamana göre değiştirmek olmuştur. [Wang and Fish 1996]. Bu değerler rastgele dağılımlı ortalaması 0-1 arasında değişen, variansı da 1 olan işaretlerdir. Peryodik spektrumun her bir diliminde ürettiğimiz Gaussian özellikli gürültü, sistemin ani-darbe cevabıyla konvolüsyon yapılarak

$$y_t(n) = \sum_{k=0}^{511} h_{k,t}(k) \cdot v_t(n-k) \quad (5-3)$$

zaman tabanında LPF çıkışı üretilir. [Kristoffersen and Angelsen 1988].

Geliştirilen yazılıma ait akış şeması Şekil : 5-1 'de çizilmiştir. Bu yazılımda Cheybshev-II türü LPF uygulanmasına rağmen diğer tür süzgeçlerde denenmiş ve arzulanan sonuçlar elde edilmiştir. Çalışmamızda yerden tasarruf amacıyla sadece Cheybshev-II türü LPF 'ye yer verilmiştir. Bu simülasyon çalışmasında peryodik spektrum olarak ultrasonik sonogram fonksiyonu seçilmiş ve Doppler simülasyonu yapılarak biomedikal uygulamalarında bildiğimiz sonuçlar gösterilmeye çalışılmıştır.



Şekil : 5-1 Zamanla değişken süzgeç tasarımının Gaussian gürültü sinyali ile konvolüsyonunu gösterir algoritma

```

t1 = m*950/104.1;
t2 = t1(1+t0*8);
s = exp(sqrt(-1).*wR);
H = [1 1 1 1 1 0 0 0 0];

```

% SONOGRAM TF 'NA AİT MAX FREKANSI HESAPLIYORUZ.

```

maxfreq = -1220./(0.005*(m.^3)+0.8) + 265./(0.001*((m-10).^2)+0.04) ...
- 790./(0.01*((m-25).^2)+0.3) + 1150./(0.01*((m-35).^2)+1) + 1200;

```

% MAX FREKANSI 1/8 ORANINDA ÖRNEKLİYORUZ VE ÖRNEKLEME
FREKANSIYLA NORMALLEŞTİRİYORUZ.

```

freqsamp = round(maxfreq(1+t0*8))/fs;

```

% LPF KATSAYILARI HESAPLANIYOR.

% LPF 'NİN KESİM FREKANSINI ÇIKARTIYORUZ.

```

band(1,:) = freqsamp(1,:);

```

% LPF 'NİN TF 'NA UYGUN FREKANS NOKTALARINI BELİRLİYORUZ.

```

Lfreq(1,:) = freqsamp(1,+)/4;

```

```

Ufreq(1,:) = (1-freqsamp(1,))/4;

```

```

for t = 1:128

```

f(t,:) = [0	Lfreq(1,t) ...
2*Lfreq(1,t)	3*Lfreq(1,t) ...
4*Lfreq(1,t)-0.001	freqsamp(1,t)+0.001 ...
freqsamp(1,t)+Ufreq(1,t)	freqsamp(1,t)+2*Ufreq(1,t) ...
freqsamp(1,t)+3*Ufreq(1,t)	freqsamp(1,t)+4*Ufreq(1,t)];

% FİLTRENİN TF 'NA AİT PAY VE PAYDA KATSAYILARINI BULUYORUZ.

```

% [B(t,:), A(t,:)] = yulewalk(12, f(t,:), H(1,:));

```

```

[B(t,:), A(t,:)] = cheby2(8, 40, band(1,t));

```

```

% [B(t,:), A(t,:)] = cheby1(6, 0.01, band(1,t));

```

```

% [B(t,:), A(t,:)] = butter(6, band(1,t));

```

% BPF 'NİN Z-DÖNÜŞÜMÜNÜ ALIYORUZ.

```

na = max(size(A(t,:)));

```

```

nb = max(size(B(t,:)));
a(t,:) = [ A(t,:) zeros(1,256-na) ];
b(t,:) = [ B(t,:) zeros(1,256-nb) ];
h(t,:) = polyval(b(t,:),s) ./ polyval(a(t,:),s);
% FREKANS DOMEİNİNDEKİ GENLİKLERİ HESAPLIYORUZ.
hmag(t,:) = abs(h(t,:));
% Faz açıları hesaplanabilir : hphase(t,:) = angle(h(t,:));
end

```

% RASTGELE GÜRÜLTÜ SİNYALİ ÜRETİLİR VE FİLTRELENİR.

```
for t = 1:128
```

% HERHANGİ BİR ÖRNEKLEME ZAMANI İÇİN 50 TANE RASTGELE İŞARET ÜRETİLİR.

```

    ramp = rand(1,50);
    rfreq = 0.85*fs*randn(1,50);
    rphase = randn(1,50);
    % HERBİRİ SİNÜSOİDAL FORMDA YAZILIR.
    for ta = 1:50
        tz = 0:1/fs:511/fs;
        gu(ta,:) = ramp(1,ta)*( cos( (2*pi*rfreq(1,ta))*tz + rphase(1,ta) ) );
    end
end

```

% TEK BİR ANA KARŞI GELEN SİNYALLER TOPLANIR.

```

    gurultu(t,:) = sum(gu(1:50,:));
% ÜRETİLEN GÜRÜLTÜNÜN FREKANS DOMEİNİNDEKİ DURUMUNU
GÖRMEK İÇİN FFT 'Sİ ALINIR.

```

```

    fftgurultu(t,:) = fft(gurultu(t,:), 512);
% HER BİR SİNYALLER KÜMESİ LPF 'DEN GEÇİRİLİR.
    cikis(t,:) = filter( B(t,:), A(t,:), gurultu(t,:) );
% FİLTRE ÇIKIŞININ FREKANS DOMEİNİNDEKİ DURUMUNU GÖRMEK
İÇİN FFT 'Sİ ALINIR.
    fftcikis(t,:) = fft(cikis(t,:), 512);
end

```

% SIRASIYLA GENLİK, SPEKTRAL ENERJİ; VE İSTENİRSE FAZ VE AÇI HESAPLANIR.

```
gengurultu = abs(fftgurultu);
```

```
spectgurultu = fftgurultu.*conj(fftgurultu);
```

```
% for t=1:128
```

```
    % fazgurultu(t,:) = phase(fftgurultu(t,:));
```

```
    % acigurultu(t,:) = angle(fftgurultu(t,:));
```

```
% end
```

% FİLTRE ÇIKIŞININ GENLİK, SPEKTRAL ENERJİ; VE İSTENİRSE FAZ VE AÇI HESAPLANIR.

```
gencikis = abs(fftcikis);
```

```
spectcikis = fftcikis.*conj(fftcikis);
```

```
% for t=1:128
```

```
    % fazcikis(t,:) = phase(fftcikis(t,:));
```

```
    % acicikis(t,:) = angle(fftcikis(t,:));
```

```
% end
```

% GENLİK VE SPEKTRAL ENERJİ DEĞERLERİ NORMALLEŞTİRİLİR.

```
gennorgur = gengurultu/max(max(gengurultu));
```

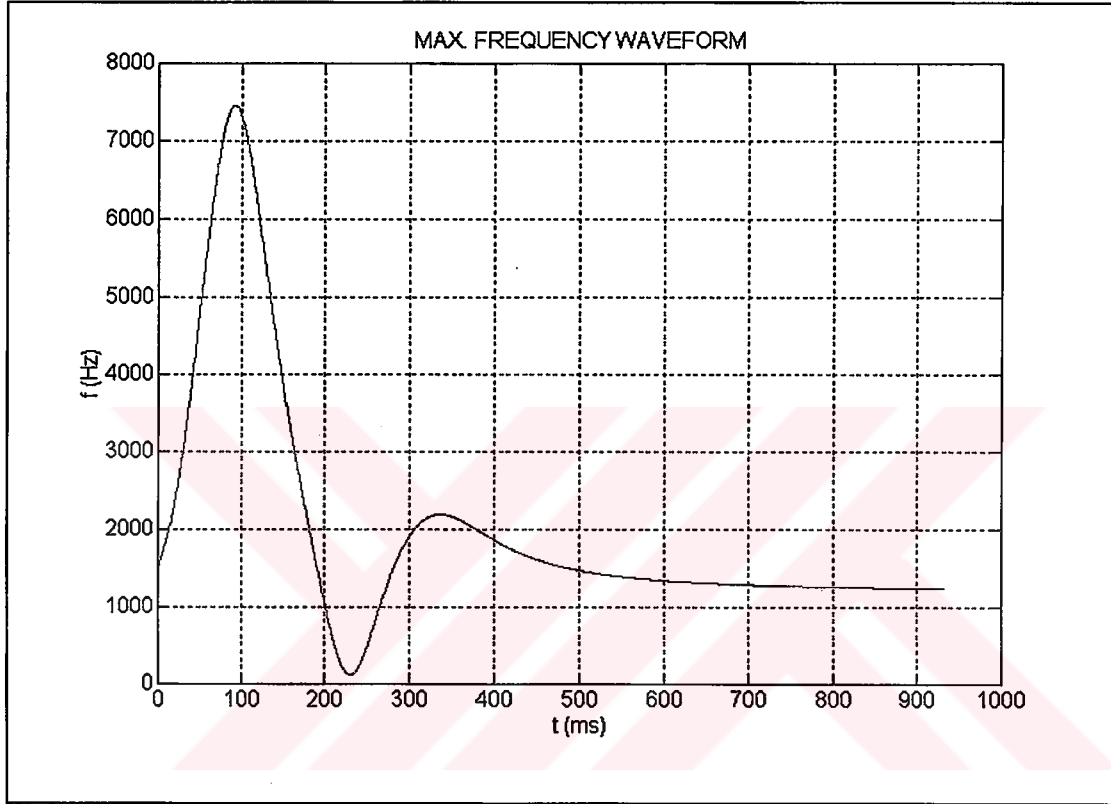
```
spectnorgur = spectgurultu/max(max(spectgurultu));
```

```
gennorcik = gencikis/max(max(gencikis));
```

```
spectnorcik = spectcikis/max(max(spectcikis));
```

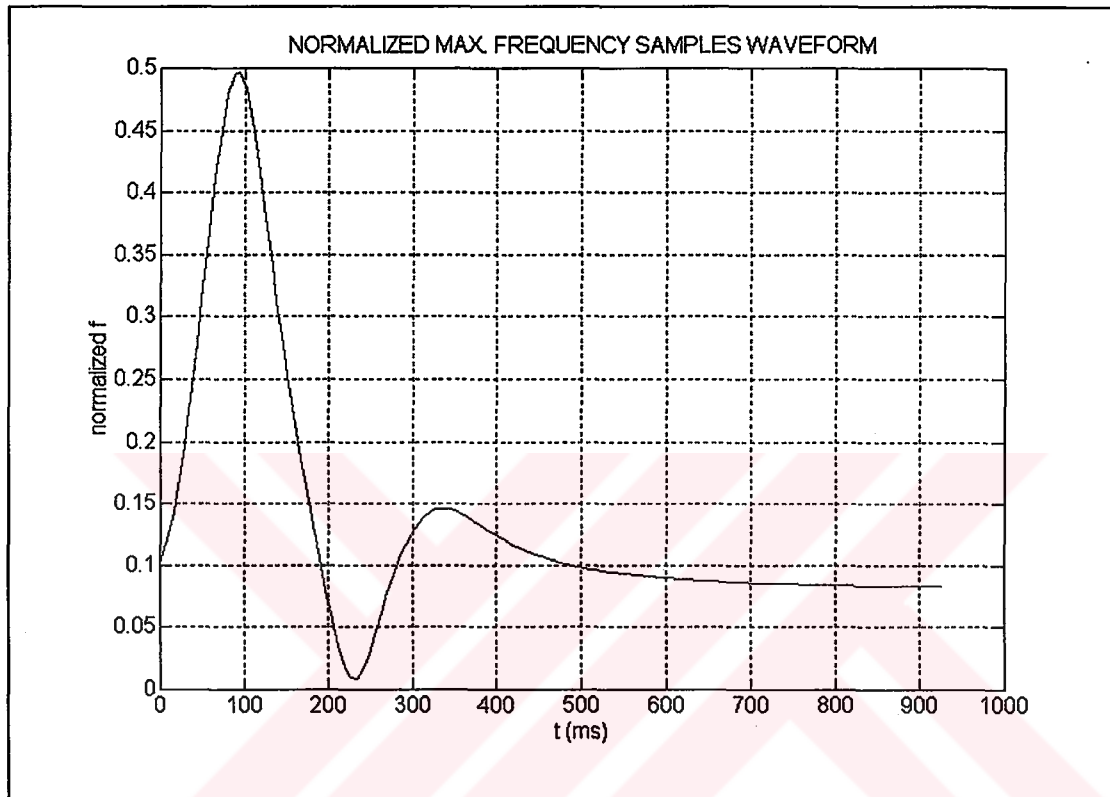
5.3) Çıktılar

```
plot(t1, maxfreq),
grid,
title('MAX. FREQUENCY WAVEFORM'),
ylabel('f (Hz)'),
xlabel('t (ms)'),
```



Şekil : 5-2 Sonogram verisine uygun periyodik spektrumdaki maksimum frekansın belirlenmesi.

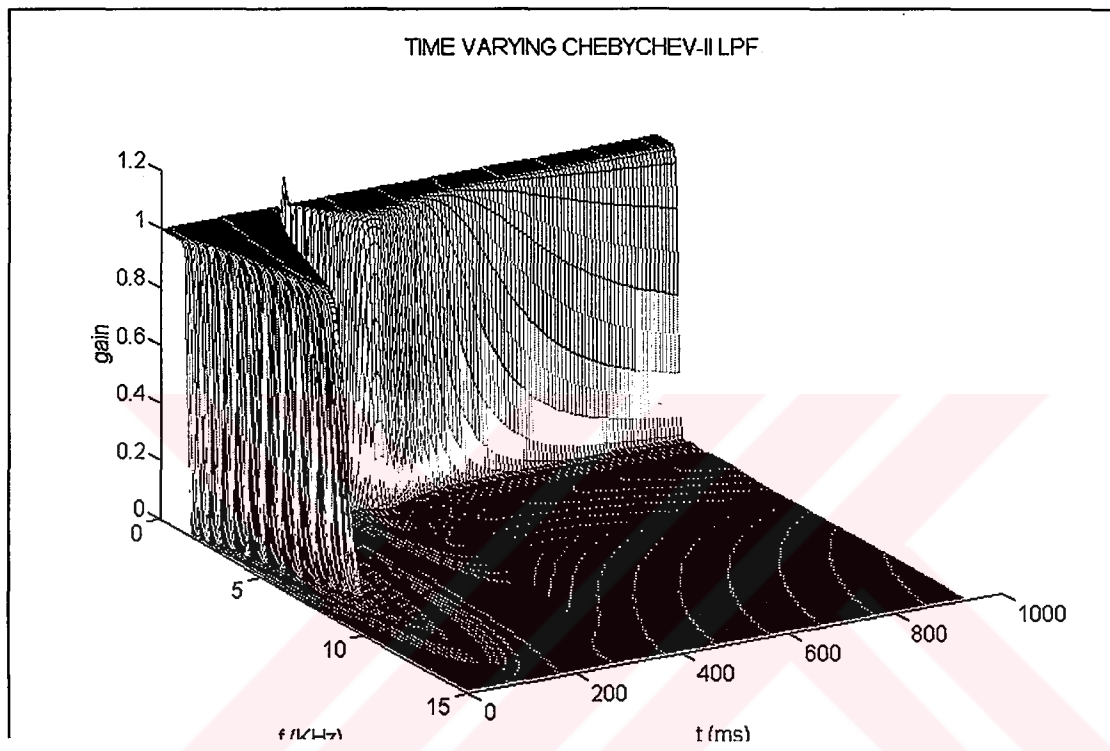
```
plot(t2, freqsamp),  
grid,  
title('NORMALIZED MAX. FREQUENCY SAMPLES WAVEFORM'),  
ylabel('normalized f'),  
xlabel('t (ms)'),
```



```

mesh(wH/1000, t2, hmag(:,1:256)),
title('TIME VARYING CHEBYCHEV-II LPF'),
ylabel('t (ms)'),
xlabel('f (KHz)'),
zlabel('gain'),
view(60, 30),

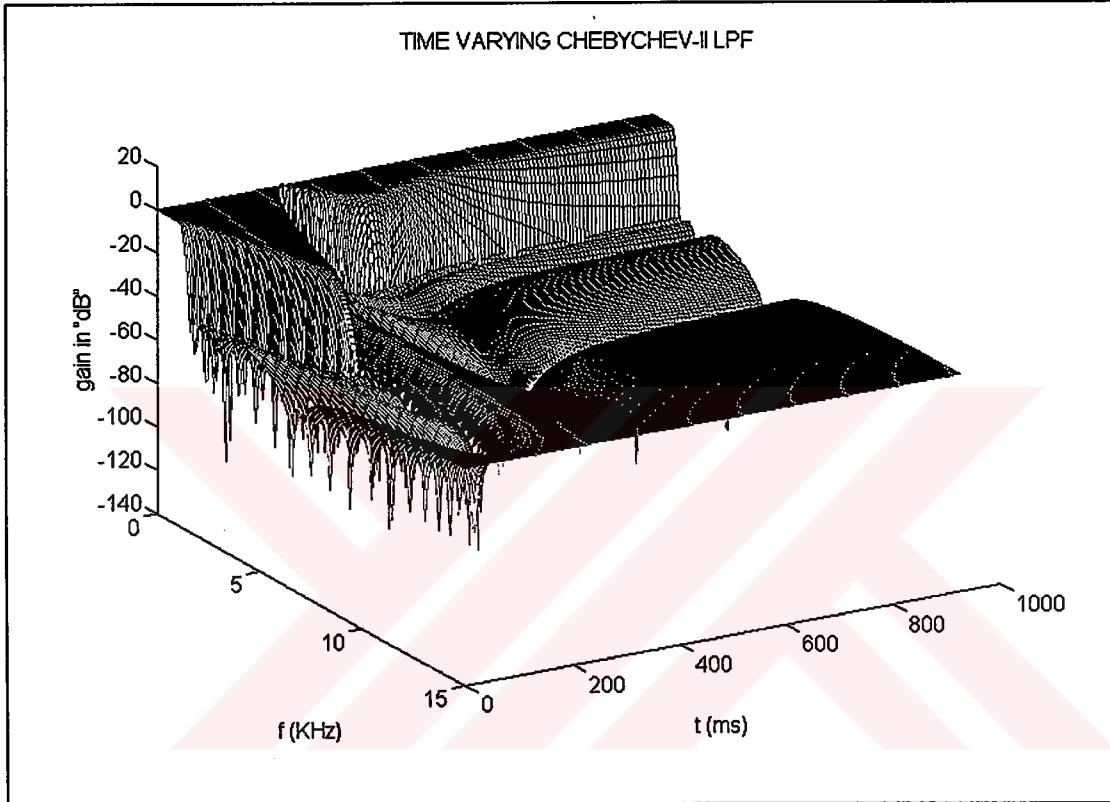
```



```

mesh(wH/1000, t2, 20*log10(hmag(:,1:256))),
title('TIME VARYING CHEBYCHEV-II LPF'),
ylabel('t (ms)'),
xlabel('f (KHz)'),
zlabel('gain in "dB"',
view(60, 30),

```

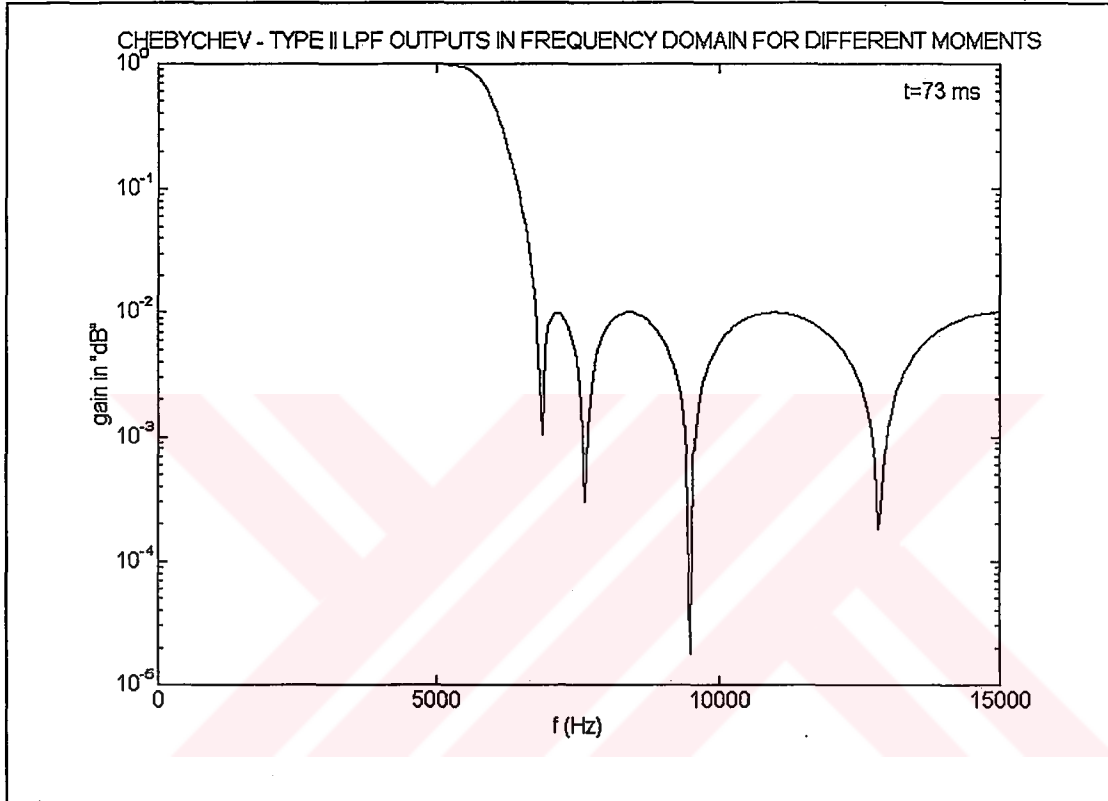


Şekil : 5-5 Chebychev-II türü LPF çıktısının bir periyodu (zaman/frekans/logaritmik (dB) kazanç).

```

semilogy(wH,hmag(11,:),'b-'),
title('CHEBYCHEV - TYPE II LPF OUTPUTS IN FREQUENCY DOMAIN FOR
      DIFFERENT MOMENTS'),
text(13300,0.6,'t=73 ms'),
xlabel('f (Hz)'),
ylabel('gain in "dB"'),

```



Şekil : 5-6 Chebychev-II türü LPF çıktısının $t = 73$. m.s 'deki logaritmik (dB) kazanç/frekans grafiği.

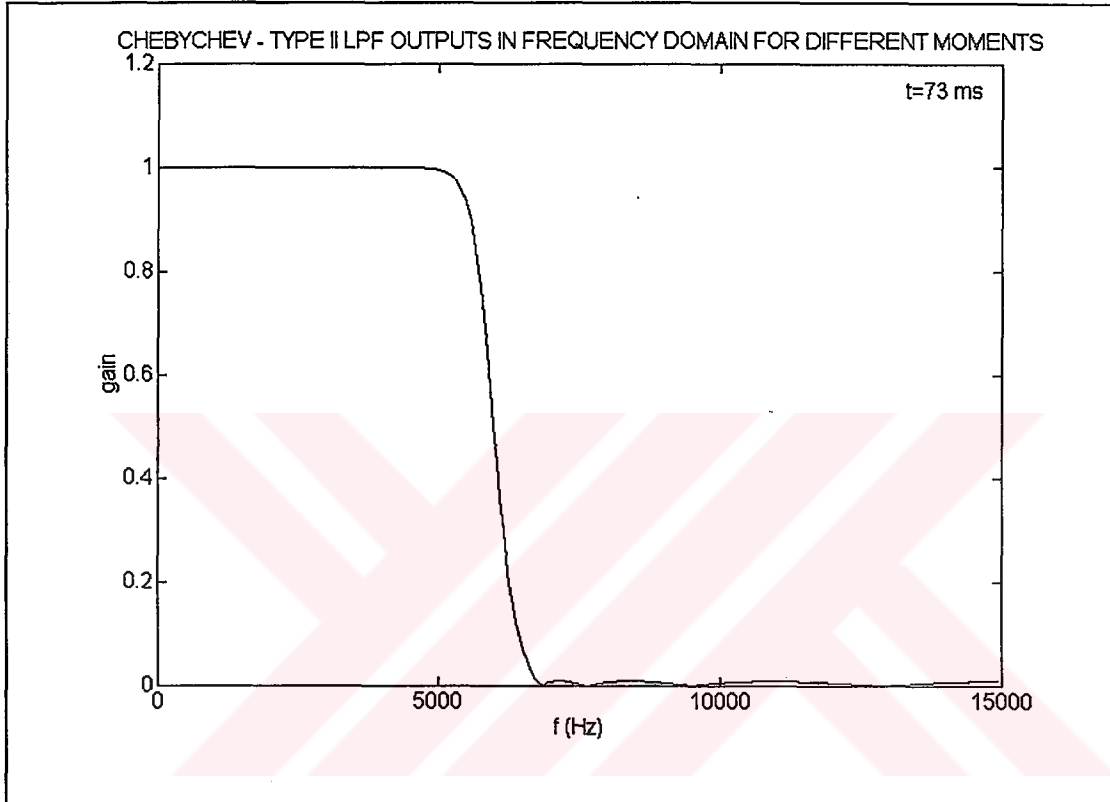
```
plot(wH,hmag(11,:),'b-'),
```

```
title('CHEBYCHEV - TYPE II LPF OUTPUTS IN FREQUENCY DOMAIN FOR  
DIFFERENT MOMENTS'),
```

```
text(13300,1.15,'t=73 ms'),
```

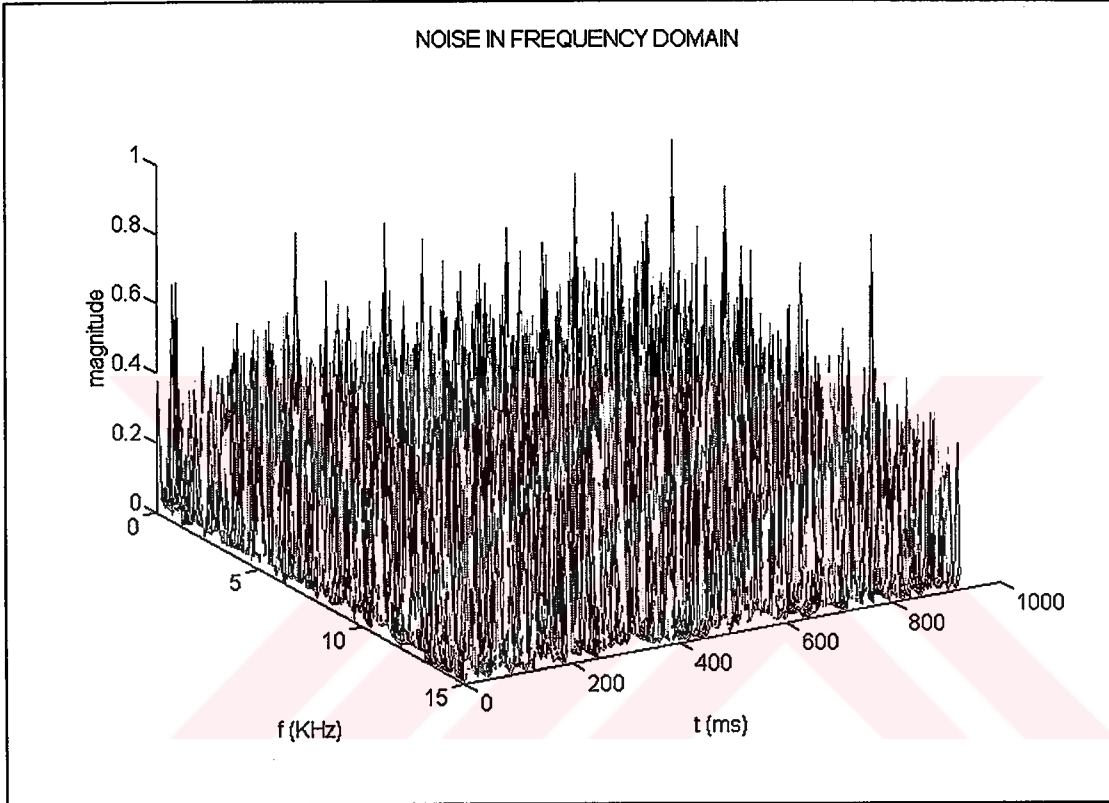
```
xlabel('f (Hz)'),
```

```
ylabel('gain'),
```



Şekil : 5-7 Chebychev-II türü LPF çıktısının $t = 73$. m.s 'deki mutlak kazanç/frekans grafiği.

```
mesh(wH/1000, t2, gennorgur(:,1:256)),  
title('NOISE IN FREQUENCY DOMAIN'),  
ylabel('t (ms)'),  
xlabel('f (KHz)'),  
zlabel('magnitude'),  
view(60, 30),
```

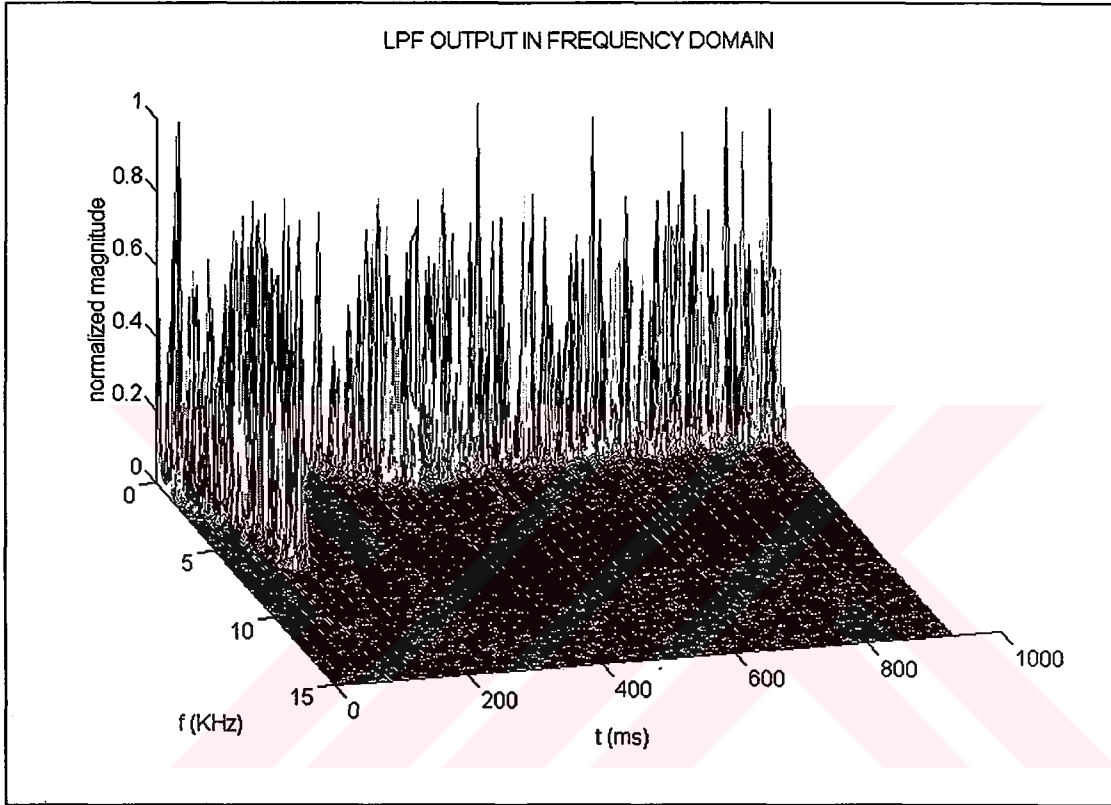


Sekil : 5-8 Frekans domeinindeki gürültü.

```

mesh(wH/1000, t2, gennorcik(:,1:256)),
title('LPF OUTPUT IN FREQUENCY DOMAIN'),
ylabel('t (ms)'),
xlabel('f (KHz)'),
zlabel('normalized magnitude'),
view(75, 30),

```

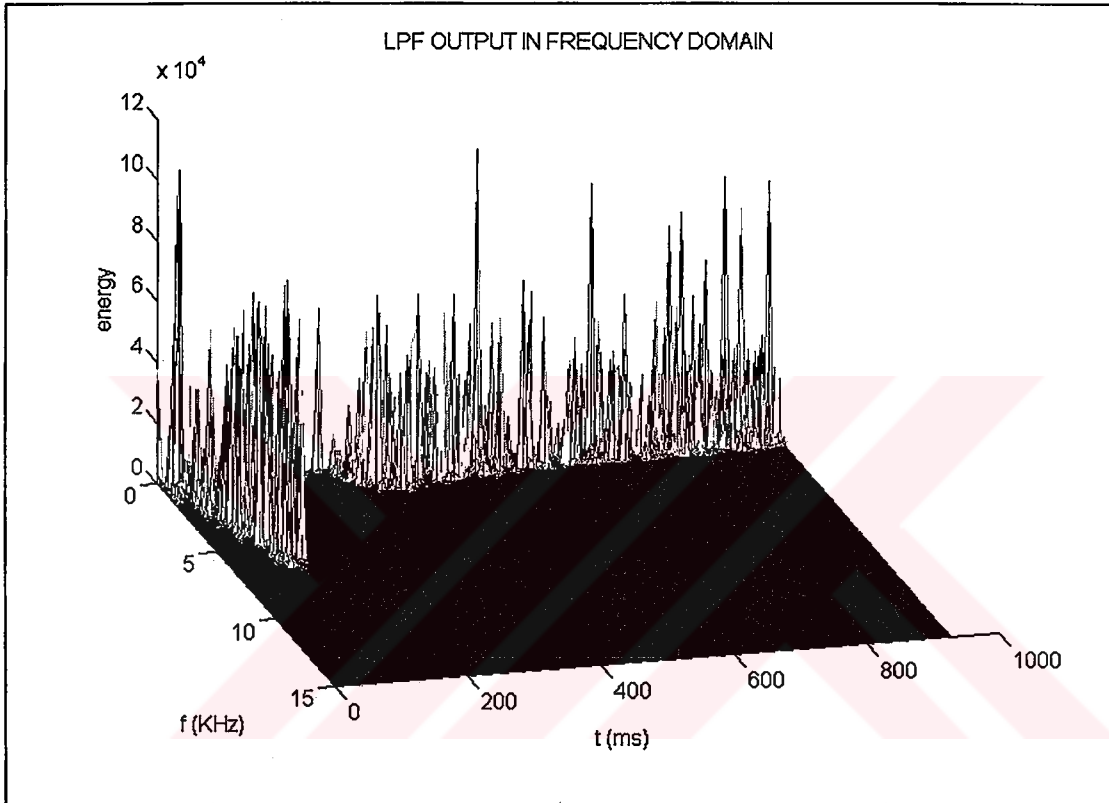


Şekil : 5-9 Normalleştirilmiş LPF çıkışı.

```

mesh(wH/1000, t2, spectcikis(:,1:256)),
title('LPF OUTPUT IN FREQUENCY DOMAIN'),
ylabel('t (ms)'),
xlabel('f (KHz)'),
zlabel('energy'),
view(75, 30),

```

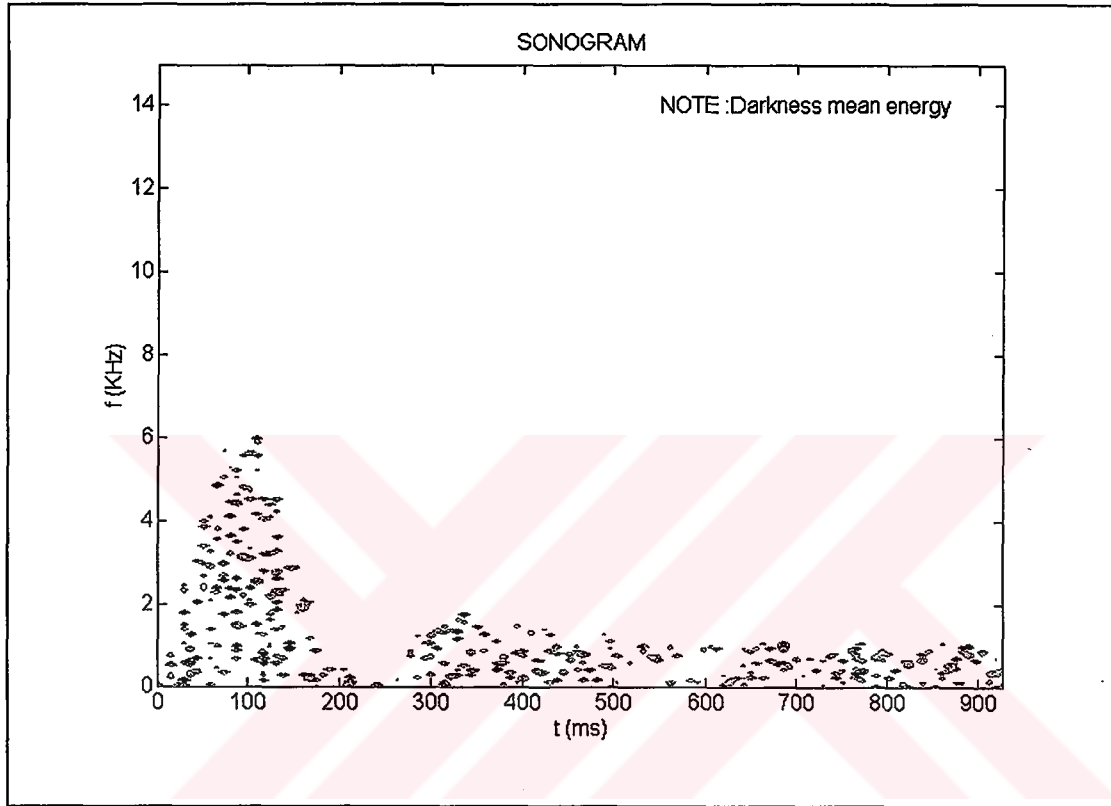


Şekil : 5-10 LPF çıkışındaki sinyalin enerjisi.

```

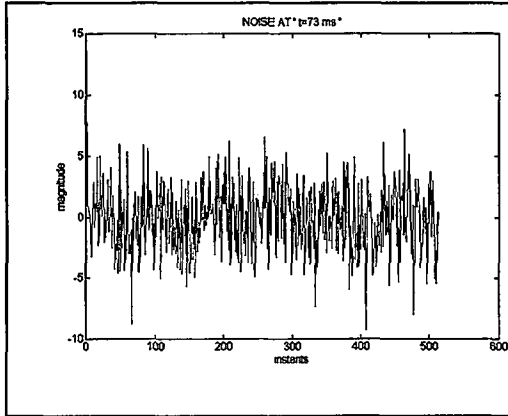
contour(t2, wH/1000, spectcikis(:,1:256)'),
title('SONOGRAM'),
ylabel('t (ms)'),
xlabel('f (KHz)'),
text(550,14,'NOTE : Darkness mean energy'),

```

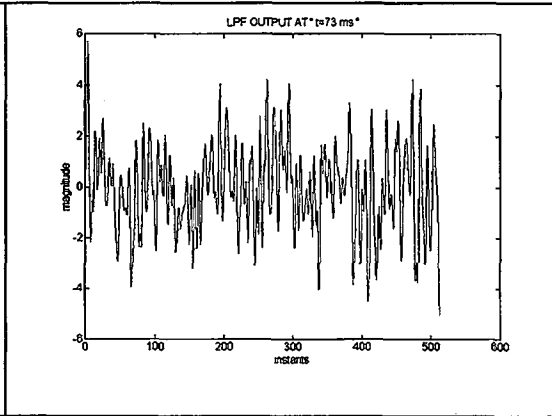


Şekil : 5-11 Zaman/frekans düzleminde gri ölçekli sonogram.

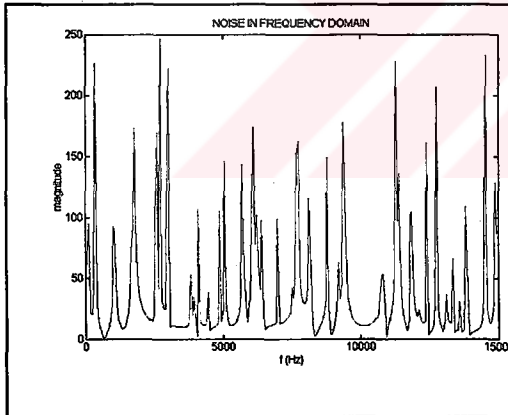
```
plot(gurultu(11,:),
title('NOISE AT " t=73 ms "'),
xlabel('instants'),
ylabel('magnitude'),
```



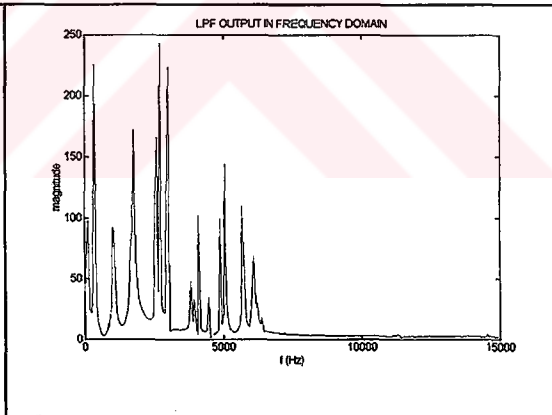
```
plot(cikis(11,:),
title('LPF OUTPUT AT " t=73 ms "'),
xlabel('instants'),
ylabel('magnitude'),
```



```
plot(wH, gengurultu(11,1:256)),
title('NOISE IN FREQUENCY
DOMAIN'),
xlabel('f (Hz)'),
ylabel('magnitude'),
```



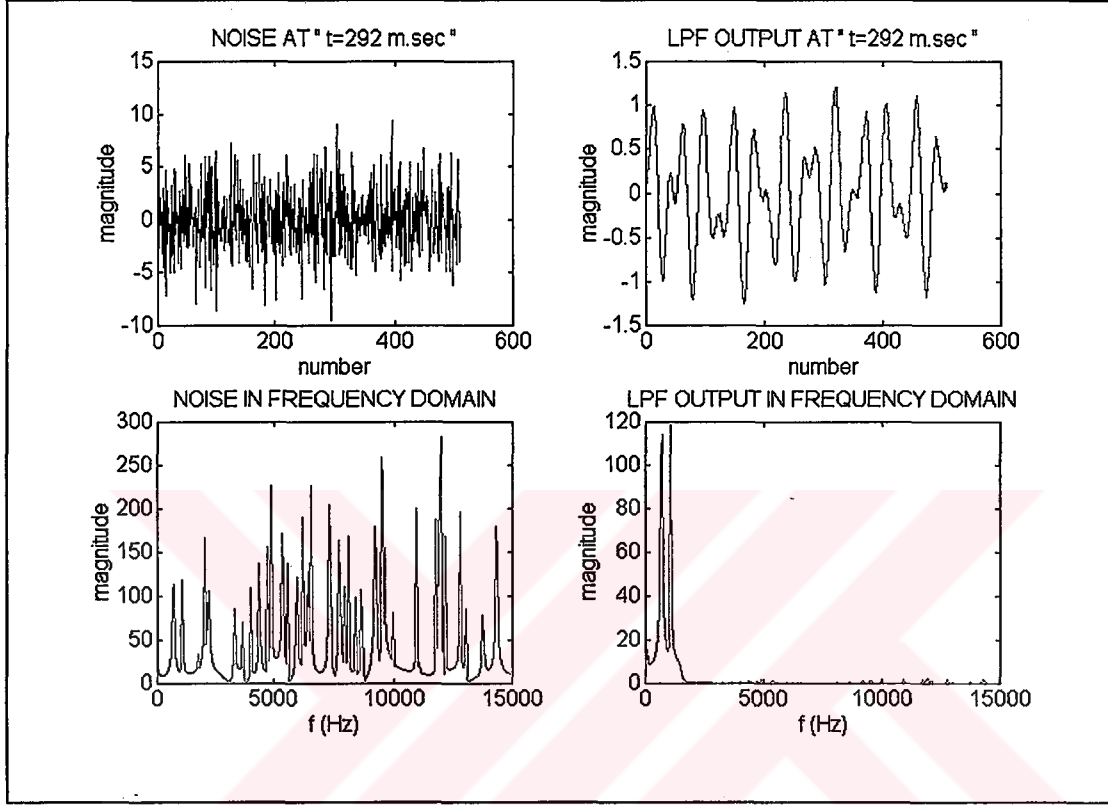
```
plot( wH, gencikis(11,1:256 ) ),
title('LPF OUTPUT IN FREQUENCY
DOMAIN'),
xlabel('f (Hz)'),
ylabel('magnitude'),
```



Şekil : 5-12 73. m.s 'de zaman düzleminde ve frekans tayfında LPF girdi ve çıktısının karşılaştırılması.

```
plot(gurultu(41,:)),
title('NOISE AT " t=292 ms "',
xlabel('instants'),
ylabel('magnitude'),
```

```
plot(cikis(41,:)),
title('LPF OUTPUT AT " t=292 ms "',
xlabel('instants'),
ylabel('magnitude'),
```



```
plot(wH, gengurultu(41,1:256)),
title('NOISE IN FREQUENCY
DOMAIN'),
xlabel('f (Hz)'),
ylabel('magnitude'),
```

```
plot( wH, gencikis(41,1:256) ),
title('LPF OUTPUT IN FREQUENCY
DOMAIN'),
xlabel('f (Hz)'),
ylabel('magnitude'),
```

Şekil : 5-13 292. m.s 'de zaman düzleminde ve frekans tayfında LPF girdi ve çıktısının karşılaştırılması.

BÖLÜM : 6

SONUÇLAR ve ÖNERİLER

Doppler prensibi özellikle radarlarda kullanılmasına rağmen, 1950 'li yıllardan itibaren vazgeçilemeyecek klinik araçlarından biri haline gelmeye başlamıştır. Gelişen AR/GE desteğiyle de, renkli Doppler ultrasonografi cihazları marketlerde 1983 'lerde kullanıma sunulmuştur.

Bu tez çalışmasında, öncelikle kan akışından kaynaklanan Doppler fark frekansı açıklanmıştır. Bu amaçla ikinci bölümde Doppler ilkesine göre hareketli hedefin, yayımlanan sinyalin frekansını nasıl değiştirdiği belirlenmiştir. Akışkanların özellikleri, kararlı ve kararsız akışkanlar ile yapışkanlık konuları aydınlatılmıştır. Darbeli akışkanlarla ilgili hız profilleri ve arterlerdeki elastikiyet incelemeleri tekrarlanmıştır. Geometrik değişikliklerin dalgaların propagasyonunu nasıl saptırdığını, yansıma ve kırılma ile birlikte eritrositlerden ultrasonik sinyalin saçılması açıklanmıştır.

Beyaz gürültü, rastgele işaretler, olasılık ve korrelasyon fonksiyonlarından hareket ederek işaret özellikleri çıkartılmıştır. z, Laplace ve Fourier dönüşümleri incelenmiş; ayrık sistemlerin enerji dağılımı, durum değişken analizi ve fark denklemleri gösterilmiştir. Dijital filtreler kısaca tekrarlanmış, filtre tasarımında dikkate alınacak noktalar hatırlatılmıştır.

Doppler kaymasının analizi için gerekli demodülasyon algoritmaları çizilmiştir. CW ve PW sistemlere ilave olarak, FM ve rastgele sinyal kodlaması prensipleri de açıklanmış ve aralarında karşılaştırmalar yapılmıştır. Demodülasyon için kullanılan koherent, heterodyne, dikgen (quadrature) v.d. teknikler de araştırılmıştır. I/Q demodülasyon metodundan sonra kullanılabilecek zaman, frekans va faz boyutu işlemleri, bize alternatif sinyal çıkartım imkanı sunar.

Yaptığımız esas çalışmada, Gaussian dağılımlı beyaz gürültü olarak sistemin bandgenişliğinden daha büyük gürültü üretilmiş, bu Chebychev-II türü LPF 'den geçirilmiştir. Filtre zamanla değişken olduğundan kesim frekansı sabit değildir. Üreteceğimiz periyodik spektruma uygun olan kesim frekansları, eşit zaman aralığına paylaştırılarak kullanılır.

6.1) Öneriler

Çalışmamızda yalnızca tek bir çevrim örneği vardır. Bunun en azından 5 peryotu kapsaması yerinde olur. Sadece Chebychev-II türü LPF kullanılmış olmasına rağmen, eliptik, butterworth ve FIR filtre seçenekleri de denenmelidir. Fakat getirisini ve götürüsünü iyi tartmamız lazımdır. Yalnızca zamanla değişken filtre tasarımını değil, bu üretilen sinyallerin I/Q analizi de gerçekleştirilebiliriz.

Bu çalışmadan hareketle zamanla değişken süzgeç tasarımının çıkışındaki işaretlerin analizi de yapılabilir. Maksimum frekans, ortalama frekans, bandgenişliği, frekans sapması, ileri yön ve ters yön işaretlerinin ayrıştırılması v.d. üretilen sinyallerde tespit edilebilir.

KAYNAKLAR

-
- Abbott J.G., Thurstone F.L.** "Acoustic speckle, theory and experimental analysis"; Ultrasonic Imaging, 1, 303-324.
- Atkinson P., Berry M.V.** "Random noise in ultrasonic echoes diffracted by blood "; Journal Of Physiology, A7, 1293-1302, 1974.
- Atkinson P., Follett D.H.** "Problems of signal extraction in ultrasonic Doppler systems"; Clinical Blood Flow Measurement (Editor Woodcock), 33-37, Sector, London, 1976.
- Atkinson P., Woodcock J.P.** "Doppler Ultrasound And Its Use In Clinical Measurement"; Academic Press, London, 1982.
- Aydın N.** "Computerised Graft Monitoring"; PhD. Thesis, University of Leicester, 1994.
- Bacon D.R.** "Finite amplitude distortion of the pulsed fields used in diagnostics ultrasound"; Ultrasound In Medicine And Biology, 10, 189-195, 1984.
- Baker D.W.** "Pulsed ultrasonic Doppler blood-flow sensing"; IEEE Transactions On Sonics And Ultrasonics, SU-17, 170-185, 1970.
- Bamber J.C.** "Attenuation and absorption"; Physical Principles Of Medical Ultrasonics (Editor Hill), Chapter 5, Ellis Horwood, Chichester, 1986.
- Bastos C.A.C., Fish P.J.** "A Doppler signal simulator"; Clinical Physics And Physiological Measurements, 12, 177-183, 1991.
- Batten J.R., Nerem R.M.** "Model study of flow in curved and planar arterial bifurcations"; Cardiovascular Researches, 16, 178-186, 1982.
- Bedrosian S.D.** "Normalised design of 90 degree phase-difference networks"; IRE Transactions On Circuit Theory, CT-7, 128-136, 1960.
- Bellanger M.** "Digital Processing Of Signals Theory And Practice"; John Wiley, New York, 1984.
- Dandekar D. I., Newhouse V. I.** "Ultrasonic random-signal flow measurement

- Burckhardt C.B.** "Speckle in ultrasound B-mode scans"; IEEE Transactions On Sonics And Ultrasonics, SU-25, 1-6, 1978.
- Callum K.G., Thomas M.L., Browse N.L.** " A definition of arteriomegaly and the size of arteries supplying the lower limbs"; British Journal Of Surgery, 70, 524-529, 1983.
- Carlson A.B.** "Communication Systems"; McGraw Hill, Singapore, 1986.
- Caro C.G., Pedley T.J., Schroter R.C., Seed W.A.** "The Mechanics Of The Circulation"; Oxford University Press, Oxford, 1978.
- Chivers R.C.** "The scattering of ultrasound by human tissues - some theoretical models"; Ultrasound In Medicine And Biology, 3, 1-13, 1977.
- Clark C.** "The propagation of turbulence produced by a stonosis"; Journal Of Biomechanics, 13, 591-604, 1980.
- Coghlan B.A., Taylor M.G.** "Directional Doppler techniques for detection of blood velocities"; Ultrasound In Medicine And Biology, 2, 171-188, 1976.
- Cross G., Light L.H.** "Direction resolving Doppler instrument with improved rejection of tissue artifacts for transcutaneous aortovelography"; Journal Of Physiology, London, 217, 5-7, 1971.
- Cross G., Light L.H.** "Non-invasive intra-thoracic blood velocity measurement in the assessment of cardio-vascular function"; Biomedical Engineering, 9, 404-471, 1974.
- DeJong D.A., Megens P.H.A., DeVlieger M., Thon H. Holland W.P.J.** "A directional quantifying Doppler systems for measurement of transport velocity of blood"; Ultrasonics, 13, 138-141, 1975.
- Dickinson R.J.** "Reflection and scattering"; Physical Principles Of Medical Ultrasonics (Editor Hill), Chapter 6, Ellis Horwood, Chichester, 1986.
- Duck F.A., Starritt H.C.** "Acoustic shock generation by ultrasonic imaging equipmant"; British Journal Of Radiology, 57, 231-249, 1984.
- Duck F.A., Starritt H.C., Hawkins A.J.** "Observations of finite-amplitude distortion in tissue"; Proceedings In Instrumentation And Acoustics, 18, 71-77, 1986.
- Dyson M., Pond J.B., Woodward B., Broadbent J.** "The production of blood cell stasis and endothelial damage in blood vessels of chick embryos treated with

- ultrasound in a stationary wave"; *Ultrasound In Medicine And Biology*, 1, 133-148, 1974.
- Eklof B., Schwartz S.I.** "Critical stenosis of the carotid artery in the dog"; *Scandinavian Journal Of Clinical Laboratory Investigations*, 25, 349-353, 1970.
- Evans D.H.** "Some aspects of the relationship between instantaneous volumetric blood flow and continuous wave Doppler ultrasound recordings"; *Ultrasound In Medicine And Biology*, 8, 617-623, 1982.
- Evans D.H., Macpherson D.S., Asher M.J., Bentley S., Bell P.R.F.** "Changes in Doppler ultrasound sonograms at varying distances from stenoses"; *Cardiovascular Researches*, 16, 631-636, 1982
- Evans D.H., McDicken W.N., Skidmore R., Woodcock J.P.** "Doppler Ultrasound Physics, Instrumentation And Clinical Applications"; JohnWiley, Colchester, 1989.
- Fairbank W.M., Scully M.O.** "A new noninvasive technique for cardiac pressure measurement: Resonant scattering of ultrasound from bubbles"; *IEEE Transactions On Biomedical Engineering*, BME-24, 107-110, 1977.
- Fish P.J.** "Nonstationarity broadening in pulsed Doppler spectrum measurements"; *Ultrasound In Medicine And Biology*, 17, 147-155, 1991.
- Fish P.J.** "Multichannel, direction-resolving Doppler angiography"; *Proceedings Second European Cogress On Ultrasonics In Medicine*, 153-159, Expcerta Medica, Amsterdam, 1985.
- Franklin D.L., Schlegel W., Rushmer R.F.** "Blood flow measured by Doppler frequency shift of back-scattered ultrasound"; *Science*, 134, 564-565, 1961.
- Franklin D.L., Schlegel W.A., Watson N.W.** "Ultrasonic Doppler shift blood flowmeter: circuitry and practical applications"; *Biomedical Science Of Instrumentations*, 1, 309-311, 1963.
- Furgason E.S., Newhouse V.L., Bilgutay N.M., Cooper G.R.** "Application of random signal correlation techniques to ultrasonic flow detection"; *Ultrasonics*, 13, 11-17, 1975.
- Ganong W.F.** "Review Of Medical Physiology"; Lange Medical Publications, Los Altos, California, 1971.
- Gardener F.M.** "Phaselock techniques"; John Wiley, New York, 1967.

- Goss S.A., Jonhston R.L., Dunn F.** "Comprehensive compilation of empirical ultrasonic properties of mammalian tissues"; Journal Of Acoustical Society Of America, 64, 423-457, 1978.
- Hatle L., Angelsen B.** "Doppler Ultrasound In Cardiology - Physical Principles And Clinical Applications"; 24-26, Lea and Febiger, Philadelphia, 1982.
- Haykin S.** "Digital Communications"; John Wiley, Canada, 1988.
- Haykin S.** "An Introduction To Analog And Digital Communications"; John Wiley, Canada, 1989.
- Hill C.R.** "Calibration of ultrasonic beams for biomedical applications"; Physics In Medicine And Biology, 15, 241-248, 1970.
- Hill C.R.** "Physical Principles Of Medical Ultrasonic"; Ellis Horwood, Chichester, 1986.
- Holland S.K., Orphanoudakis S.C., Jaffe C.C.** "Frequency-dependent attenuation effects in pulsed Doppler ultrasound: Experimental results"; IEEE Transactions On Biomedical Engineering, BME-31, 626-631, 1984.
- Ifeachor E.C., Jervis B.W.** "Digital Signal Processing A Practical Approach"; Addison-Wesley, USA, 1993.
- Kasai C., Namekawa K., Koyano A., Omoto R.** "Real-time two dimensional blood flow imaging using an autocorrelation technique"; IEEE Transactions On Sonics And Ultrasonics, SU-32, 458-464, 1985.
- Kato K., Izumi T.** "On a method of indication of reverse flow in the ultrasonic Doppler flowmeter"; Proceedings Tenth Meeting Of The Japan Society Of Ultrasonics In Medicine, 78, 1966.
- Killen H.B.** "Modern Elektronik İletişim Teknikleri"; Milli Eğitim Bakanlığı Yayınları, Ankara, 1994.
- Kindt G.W., Youmans J.R.** "The effect of stricture length on critical arterial stenosis"; Surgery In Gynecology And Obstetrics, 128, 729-734, 1969.
- Kinsler L.E., Frey A.R.** "Fundamentals Of Acoustics"; Wiley, New York, 1962.
- Korürek M.** "Tıp Elektronikinde Tasarım İlkeleri"; İstanbul Teknik Üniversitesi Yayınları, İstanbul, 1996.
- Kremkau F.W.** "Diagnostic Ultrasound: Principles, Instrumentation And Exercises"; Grune ans Stratton, New York, 1984.

Kristoffersen K., Angelsen B.A.J. "A time-shared ultrasound Doppler measurement and 2-D imaging system"; IEEE Transactions On Biomedical Engineering, BME-35, 252-294, 1988.

Ku D.N., Giddens D.P., Phillips D.J., Strandness D.E. "Hemodynamics of the normal human carotid bifurcations: in vitro and in vivo studies"; Ultrasound In Medicine And Biology, 11, 13-26, 1985.

Law W.K., Frizzell L.A., Dunn D. "Determination of the nonlinearity parameter B/A of biological media"; Ultrasound In Medicine And Biology, 11, 307-318, 1985.

Livett A.J., Emery E.W., Leeman S.J. "Acoustic radiation pressure"; Journal Of Acoustical Society Of America, 76, 1-11, 1981.

Loupas and McDicken "....."; IEEE Transactions On Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, UFFC-37, 1990.

MATLAB "High-Performance Numeric Computation And Visualization Software"; Math Works, USA, 1993.

McCarty K., Woodcock J.P. "The ultrasonic Doppler shift flowmeter - A new development"; Biomedical Engineering, 9, 336-341, 1974.

McDicken W.N. "Diagnostic Ultrasonics: Principles And Use Of Instruments"; Wiley, New York, 1981.

McDonald D.A. "Blood flow In Arteries"; Edward Arnold, London, 1974.

McLoed F.D. "A directional Doppler flowmeter"; Digest Of Seventh International Conference On Medical And Biological Engineering, 213, 1967.

Milnor W.R. "Hemodynamics"; Chapter 6, Williams and Wilkins, Baltimore, 1982.

Mo L.Y.L., Cobbold R.S.C. "A nonstationary signal simulation model for continuous wave and pulsed Doppler ultrasound"; IEEE Transactions On Ultrasonics, Ferroelectrics And Frequency Control, UFFC-36, 522-530, 1989.

Mo L.Y.L., Cobbold R.S.C. "Speckle in continuous wave Doppler ultrasound spectra a simulation study"; IEEE Transactions On Ultrasonics, Ferroelectrics And Frequency Control, UFFC-33, 747-752, 1986.

Mo L.Y.L., Yun L.C.M., Cobbold R.S.C. "Comparison of four digital maximum frequency estimators for Doppler ultrasound"; Ultrasound In Medicine And Biology, 14, 355-363, 1988.

- Morse P.M., Ingard K.U.** "Theoretical Acoustics"; McGraw Hill, New York, 1968.
- Namekawa K., Kasai C., Tsukamoto M., Koyano A.** "Realtime bloodflow imaging system utilizing autocorrelation techniques"; Ultrasound ' 82, (Editors Lerski. and Morley), 203-208, Permagon Press, New York, 1982.
- Newhouse V.L., Bendick P.J., Varner L.W.** "Analysis of transit time effects on Doppler flow measurement"; IEEE Transactions On Biomedical Engineering, BME-23, 381-387, 1976.
- Nippa J.H., Hokanson D.E., Lee D.R., Sumner D.S., Strandness D.E.** "Phase rotation for separating forward and reverse blood velocity signals"; IEEE Transactions On Sonics And Ultrasonics, SU-22, 340-346, 1975.
- Oppenheim A.V., Schafer R.W.** "Digital Signal Processing"; Prentice-Hall, New Jersey, 1975.
- Oppenheim A.V., Willsky A.S., Young I.A.** "Signals And Systems"; Prentice Hall, USA, 1983.
- Papoulis A.** "Probability, Random Variables And Stochastic Processes"; McGraw Hill, Singapore, 1991.
- Peronneau P.A., Bournat J.P., Bugnon A., Barbet A., Xhaard M.** "Theoretical and practical aspects of pulsed Doppler flowmetry: Real-time application to the measurement of instantaneous velocity profiles in vitro and in vivo"; Cardiovascular Applications Of Ultrasound (Editor Reneman), 66-84, North-Holland, Amsterdam, 1974.
- Rabiner L.R., Gold B.** "Theory And application Of Digital Signal Processing"; Prentice-Hall, Englewood Cliffs, 1975.
- Rooney J.A.** "Determination of acoustic power outputs in the microwatt-milliwatt range"; Ultrasound In Medicine And Biology, 1, 13-16, 1973.
- Rschewkin S.N.** "A Course Of Lectures On The Theory Of Sound"; Permagon Press, Oxford, 1963.
- Seeley B.D., Young D.F.** "Effect of geometry on pressures losses across models of arterial stenoses"; Journal Of Biomechanics, 9, 439-448, 1976
- Sheldon C.D., Duggen T.C.** "Low-cost Doppler signal simulator"; Medical And Biological Engineering And Computing, 25, 226-228, 1987.

- Shung K.K., Yuan Y.W., Fei D.Y., Tarbell J.M.** "Effect of flow disturbance on ultrasonic backscatter from blood"; Journal Of Acoustical Society Of America, 75, 1265-1272, 1984.
- Shung K.K., Cloutier G., Lim C.C.** "The effects of hematocrit, shear rate and turbulence on ultrasonic Doppler spectrum from blood"; IEEE Transactions On Biomedical Engineering, BME-39, 462-468, 1992.
- Shung K.K., Sigelmann R.A., Reid J.M.** "Scattering of ultrasound by blood"; IEEE Transactions On Biomedical Engineering, BME-23, 460-467, 1976.
- Shung K.K., Sigelmann R.A., Reid J.M.** "Angular dependence of scattering of ultrasound from blood"; IEEE Transactions On Biomedical Engineering, BME-24, 325-331 1977.
- Sigelmann R.A., Reid J.M.** "Analysis and measurement of ultrasound back-scattering from an ensemble of scatterers excited by a sine-wave bursts"; Journal Of Acoustical Society Of America, 53, 1351-1355, 1973.
- SIMULINK** "Dynamic System Simulation Software"; Math Works, USA, 1993.
- Strandness D.E., Summer D.S.** "Hemodynamics For Surgeons"; Chapter 9, Grune and Stratton, New York, 1975.
- Talhami H.E., Kitney R.I.** "Maximum likelihood frequency tracking of the audio pulsed Doppler ultrasound signal using a Kalman filter"; Ultrasound In Medicine And Biology, 14, 599-609, 1988.
- TerHaar G., Wyard S.J.** "Blood cell banding in ultrasonic standing wave fields: A physical analysis"; Ultrasound In Medicine And Biology, 4, 111-123, 1978.
- Unbehauen R., Cichocki A.** "MOS Switched-Capacitor And Continuous Time Integrated Circuits And Systems"; Springer-Verlag, Germany, 1989.
- Vaitkus P.J., Cobbold R.S., Johnston K.W.** "A comparative study and assessment of Doppler ultrasound spectral estimation techniques, estimation methods"; Ultrasound In Medicine And Biology, 14, 661-672, 1988.
- Vaitkus P.J., Cobbold R.S.** "A comparative study and assessment of Doppler ultrasound spectral estimation techniques, methods and results"; Ultrasound In Medicine And Biology, 14, 673-688, 1988.
- VanDen Enden A.W.M., Verhoeckx N.A.M.** "Discrete-Time Signal Processing An Introduction"; Prentice Hall, Cambridge, 1989.

- VanLeeuwen G.H., Hoeks A.P.G., Reneman R.S.** "Simulation of real-time frequency estimators for pulsed Doppler systems"; *Ultrasonic Imaging*, 8, 252-271, 1986.
- Wang Y., Fish P.J.** "Arterial Doppler signal simulation by time domain processing"; *European Journal Of Ultrasound*, 3, 71-81, 1996.
- Webster J.G.** "Medical Instrumentation Application And Design"; Houghton Mifflin, Boston, 1978.
- Wells P.N.T.** "A range-gated ultrasonic Doppler system"; *Medical And Biomedical Engineering*, 7, 641-652, 1969.
- Wells P.N.T.** "Physical Principles Of Ultrasonic Diagnosis"; Academic Press, London, 1969.
- Wells P.N.T.** "Absorption and dispersion ultrasound in biological tissue"; *Ultrasound in Medicine and Biology* 1, 369-376, 1975.
- Wells P.N.T.** "Biomedical Ultrasonics"; Academic Press, London, 1977.
- Wells P.N.T.** "Medical ultrasonics"; *IEEE Spectrum*, 18, 44-51, 1984.
- Yazgan E., Korürek M.** "Tıp Elektroniği"; İstanbul Teknik Üniversitesi Yayınları, İstanbul, 1996.
- Young D.F., Cholvin N.R., Roth A.C.** "Pressure drop across artificially induced stenoses in the femoral arteries of dogs"; *Circulation Researches* 36, 735-743, 1975.
- Young D.F., Cholvin N.R., Kirkeedie R.L., Roth A.C.** "Hemodynamics of arterial stenoses at elevated flow rates"; *Circulation Researches* 41, 99-107, 1977.
- Ziemer R.E., Tranter W.H., Fannin D.R.** "Signals And Systems Continuous And Discrete"; Macmillan, New York, 1983.

“ SİU / 98 “ VI. SİNYAL İŞLEME VE UYGULAMALARI KURULTAYI ‘NA
SUNMAK İSTEDİĞİMİZ

Bildiri Başlığı

“ZAMANLA DEĞİŞKEN SÜZGEÇ TASARIM SİMÜLASYONU”

Bildiri Konusu

“ Frekans tayfı periyodik özellik gösteren bir sistemin simülasyonunu gerçekleştirmektir. Karakteristiği bilinen bir çevrime ait işaret meydana getirilirken gürültü sinyaliyle; eşit N tane dilime ayrılmış periyodik spektrumun her bir karşılığı için IIR sayısal süzgeç aktarım fonksiyonunun ters z-dönüşümü konvolüsyonu uygulanmıştır. Süzgeç katsayıları saklanarak bir sonraki çevrimde tekrar kullanılmıştır. “

Musa ARDOĞAN

Balıkesir Üniversitesi
Meslek Yüksekokulu
Haberleşme Teknolojisi Bölümü
Çağış Kampüsü
10100, BALIKESİR
Tel: (0-266) 612 12 09/139
Fax: (0-266) 6121 11 64
e-mail: mardogan@zambak.balikesir.edu.tr

Dr. Nizamettin AYDIN

Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü
Elektronik Mühendisliği Bölümü
Çayırova Fabrikalar Yolu
No: 101, P.K:141
41400, Gebze, KOCAELİ
Tel: (0-262) 653 84 97/1393
Fax: (0-262) 653 84 90
e-mail: aydin@penta.gyte.edu.tr

ZAMANLA DEĞİŞKEN SÜZGEÇ TASARIM SİMÜLASYONU

Musa ARDOĞAN
Balıkesir Ünv. Meslek Yüksekokulu
Haberleşme Teknolojisi Bölümü
BALIKESİR

Nizamettin AYDIN
Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü
Elektronik Mühendisliği Bölümü
Gebze, KOCAELİ

AMAÇ

Uygulamalarda elde ettiğimiz frekans tayfları çevrimsel bir özellik göstermektedir. Örneğin sesötesi Doppler işaretleri, yerküresi incelemeleri, kozmik çalışmalar, ve sismografik işaretlerin frekans spektrumu sabit değildir. Belirli bir çevrim süresinde tayf kendini yenilemektedir. Spektrum tekrarlamaları gerçek zaman bazındaki ölçümlerde doğal olarak var olmasına karşın, simülasyon çalışmalarında bu özellikteki sinyaller değişik metodlarla üretilmektedir.

Gaussian dağılımına göre ürettiğimiz gürültüyü kesim frekansı sabit olan bir süzgeçten geçirmek yerine; deneylerle sonuçlandırılmış periyodik frekans spektrumuna uyumlu zamanla değişken süzgeç tasarlayarak simülasyon çalışmaları için gerekli olan işaret meydana getirilmektedir.

YÖNTEM

Bu çalışmada zamanla değişken süzgeç tasarımına ait bir yazılım geliştirilmiştir. Gerçek zaman işlemlerinde karşılaşılan sabit olmayan frekans tayfı, yapılan simülasyonla üretilirken, rastgele dağılımlı (Gaussian) gürültü sinyalleri kullanılmıştır. Önce gerçek zaman işlemlerinde karşılaştığımız frekans tayfı tekrarlamaları (periyodik spektrum) tespit edilir. Bu çevrim bazında sinyaller kümesini oluşturan maksimum frekanslı işaretler çıkartılır. Bu bize değişik anlarda farklı maksimum frekansları olan bir zarf verir. İşte bu zarf zamanla değişken süzgeçin üst kesim frekansları için kullanılır.

Loupas ve McDicken [1] Doppler simülasyonu üzerine yaptığı çalışmada çizgisel ve kararsız akış hız profili seçeneğini kullanarak standart sapması değiştirilebilen beyaz gürültüyü üst kesim frekansı sabit bir süzgeçin

ani-darbe cevabıyla konvolüsyon yapmıştır. Wang ve Fish [2] ise çalışmasında zamanla değişken ani-darbe cevaplı süzgeçi kullanarak Doppler ultasound işaretiyle ilişkili olan ortalama frekansı, bandgenişliğini, sinyal gücündeki varyasyonları ve vortex simülasyonunu gözlemlemiştir.

Süzgeç çeşidi olarak simülasyon çalışmasında, alçakband geçiren süzgeç (LPF) kullanılmıştır. Simülasyonlarda bu tür süzgeç tercihi olayın tamamı kontrolümüz altında olduğundan bir yanlışlığa sebebiyet vermez. Gerçek zaman işlemlerinde ise en mantıklı seçim band geçiren süzgeç (BPF) 'dir. [3]. Çünkü küçük frekans içerikli yüksek enerjili sinyal bileşenlerini süzmemiz gerekir.

Peryodik spektrum 128 farklı dilime bölünmüştür. Bu sayının artırılması daha net peryodik spektrum sağlamasına karşın, çok daha yoğun matematiksel işlemin yapılmasına neden olacağından tahsis edilen süre yetersiz kalabilir. [4]. Her bir dilimde kesim frekanları farklı olan LPF katsayıları hesaplanmıştır. Analog süzgeçlere daha çok benzeyen,. katsayı uzunluğu daha az ve geçiş bandı daha kısa olan özyinelemeli yapıda IIR süzgeç tercih edilmiştir. Zamanla değişken Chebyshev-II türü süzgeçin aktarım fonksiyonu, z-dönüşümü katsayılarıyla $1 \leq t \leq 128$ için

$$H_{k,t}(z) = \frac{B_{k,t}(z)}{A_{k,t}(z)} = \frac{\sum_{k=0}^{13} b_{k,t} \cdot z^{-k}}{1 + \sum_{k=1}^{13} a_{k,t} \cdot z^{-k}} \quad (1)$$

denklemlerle hesaplanmış ve buna ait ani-darbe cevabı $h_{k,t} (n)$ 'de, polinomların klasik bölme metoduna göre ters z-dönüşümü yardımıyla belirlenmiştir.

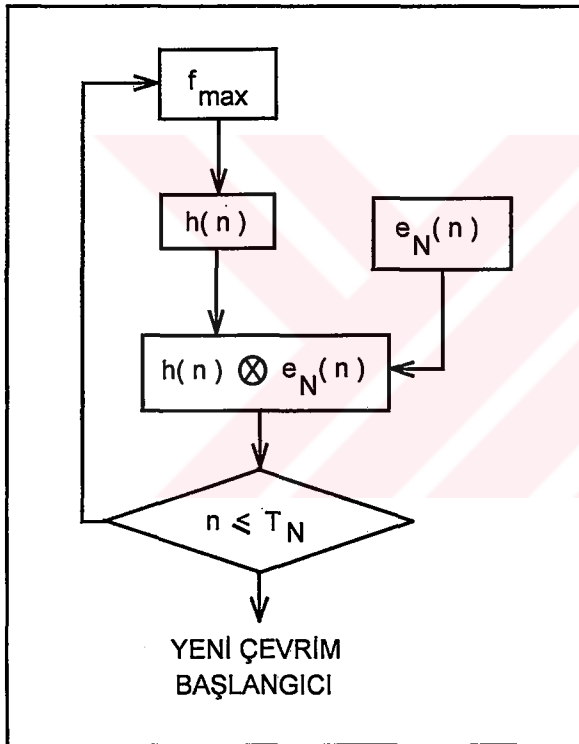
Frekans tayfı periyodunda bir kez üretilen bu katsayılar saklanarak, sonraki gelen periyot dilimlerinde giriş işareti ile konvolüsyon yapılır. Giriş işareti olarak her bir dilim ($1 \leq t \leq 128$) için 50 tane sinusoidal dalga zaman tabanında şu formda meydana getirilmiştir:

$$v(t,n) = \sum_{k=1}^{50} v_{k,t} \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot f_{k,t} \cdot n + \theta_{k,t}) \quad (2)$$

Simülasyon yaparken dikkat ettiğimiz nokta gürültünün frekans tayfını, sinyal genliğini ve fazını zamana göre değiştirmek olmuştur. [2]. Bu değerler rastgele dağılımlı ortalaması 0-1 arasında değişen, variansı da 1 olan işaretlerdir. Peryodik spektrumun her bir diliminde ürettiğimiz Gaussian özellikli gürültü, sistemin ani-darbe cevabıyla konvolüsyon yapılarak

$$y_t(n) = \sum_{k=0}^{511} h_{k,t}(k) \cdot v_t(n-k) \quad (3)$$

zaman tabanında LPF çıkışı üretilir. [5].



Şekil:1 Zamanla değişken süzgeç tasarımının Gaussian gürültü sinyali ile konvolüsyonunu gösterir algoritma

Geliştirilen yazılıma ait akış şeması Şekil:1 'de çizilmiştir. Bu yazılımda Cheybshev-II türü LPF uygulanmasına rağmen diğer tür süzgeçlerde denenmiş ve arzulanan sonuçlar elde edilmiştir. Çalışmamızda yerden tasarruf amacıyla sadece Cheybshev-II türü LPF 'ye yer verilmiştir. Aynı zamanda bu simülasyon çalışmasında periyodik spektrum olarak kare (Şekil:2), üçgen (Şekil:3), sinüs (Şekil:4) ve sinc (Şekil:5) fonksiyonları

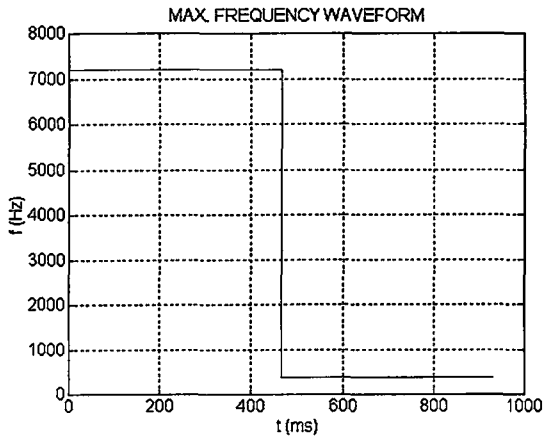
seçilmiş ve sonuçlar gösterilmiştir. Özel olarak da Doppler simülasyonu yapılarak biomedikal uygulamalarında bildiğimiz sonogram meydana getirilmiştir. (Şekil:6).

SONUÇ

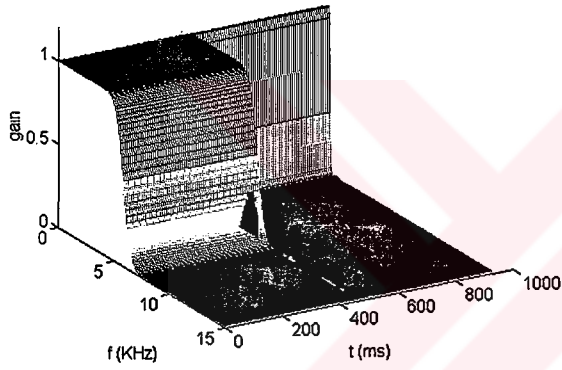
Bu çalışmadan hareketle zamanla değişken süzgeç tasarımının çıkışındaki işaretlerin analizi de yapılabilir. Maksimum frekans, ortalama frekans, bandgenişliği, frekans sapması, ileri yön ve ters yön işaretlerinin ayrıştırılması v.d. üretilen sinyallerde tespit edilebilir.



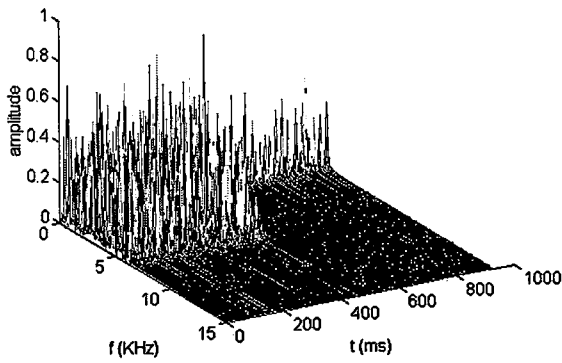
Şekil:2 Peryodik spektrumu üçgen fonksiyonuyla ifade edilen, zamanla değişken süzgeç simülasyonunun sonucu



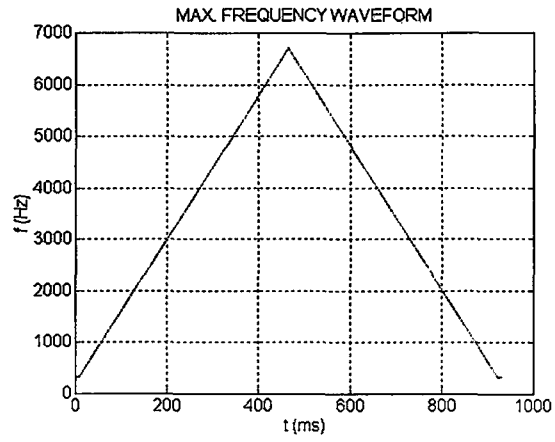
TIME VARYING CHEBYCHEV-II LPF



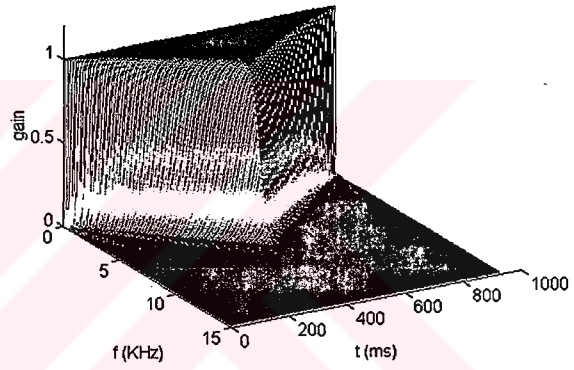
LPF OUTPUT IN FREQUENCY DOMAIN



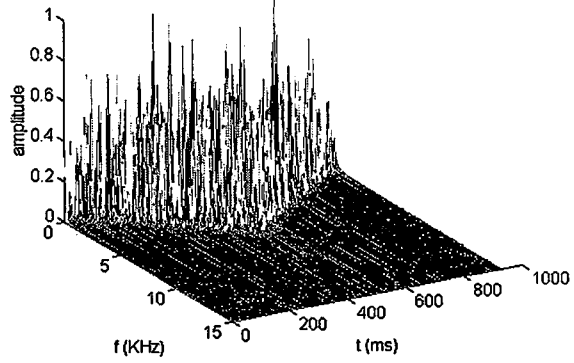
Şekil:3 Peryodik spektrumu kare fonksiyonuyla ifade edilen, zamanla değişken süzgeç simülasyonunun sonucu

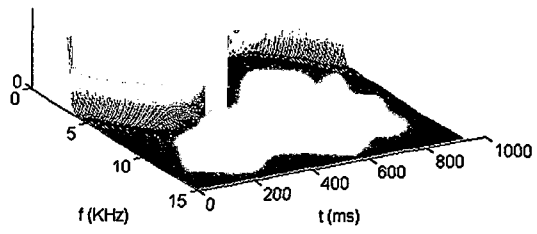


TIME VARYING CHEBYCHEV-II LPF

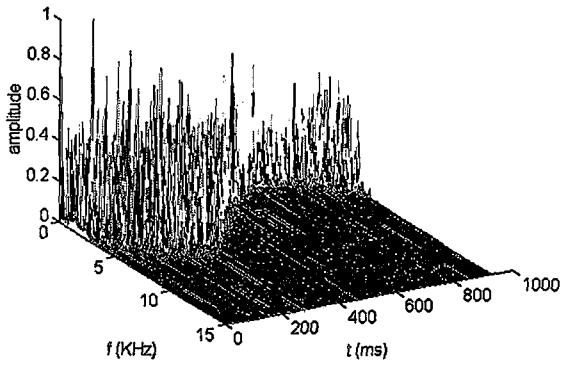


LPF OUTPUT IN FREQUENCY DOMAIN

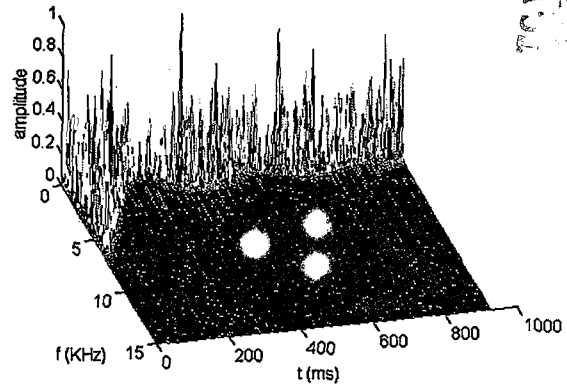




LPF OUTPUT IN FREQUENCY DOMAIN

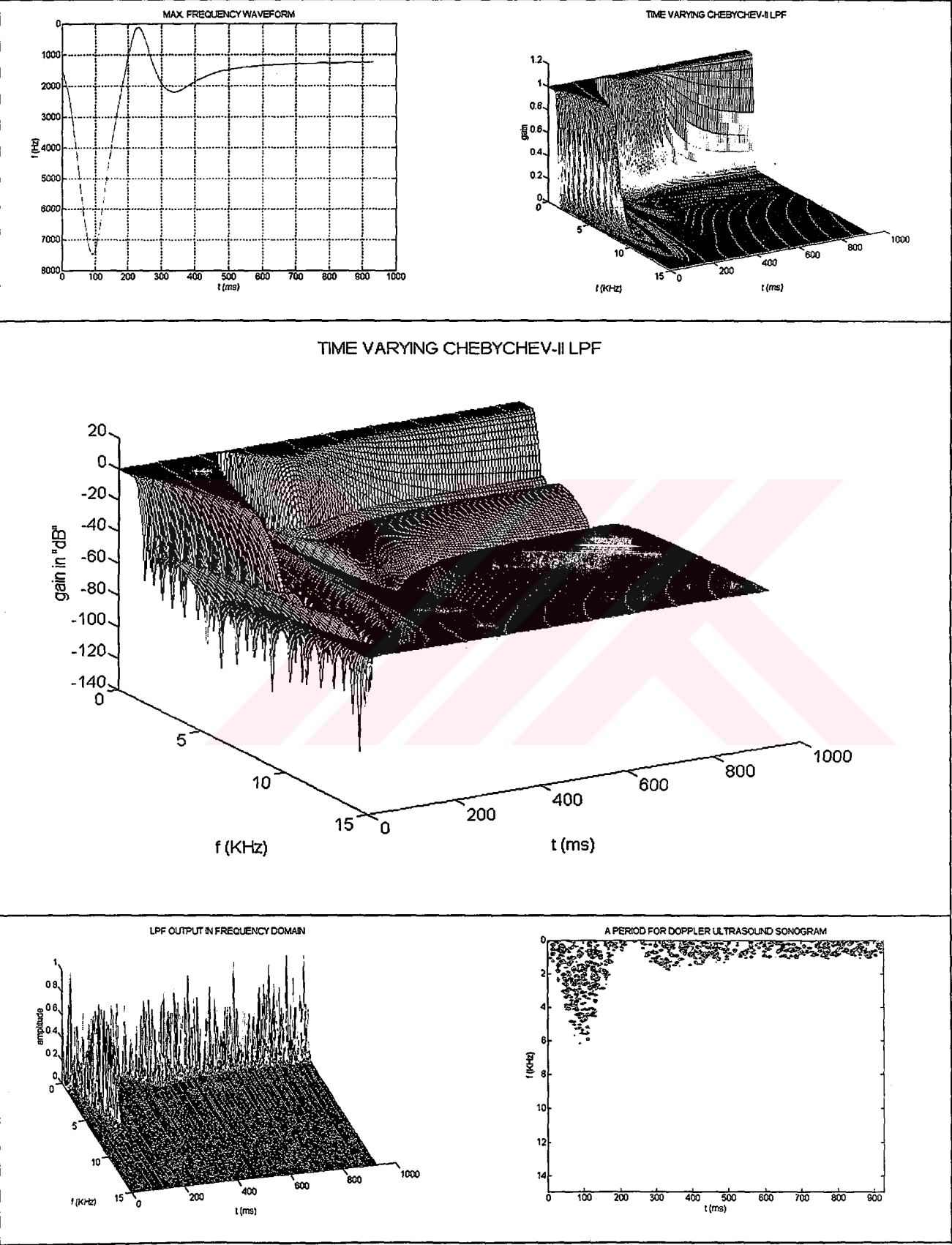


LPF OUTPUT IN FREQUENCY DOMAIN



TC YATIRILMAKTA
KURUM KURULU
GECERİ KARARLARI
MAYIS 2017

Şekil:6 Peryodik spektrumu, Doppler ultrasound sisteminden elde edilen sonuca benzer şekilde üretilmiş simülasyon çıktısı



- [1] : Loupas and McDicken: ".....". IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control 1990, pp:
- [2] : Wang and Fish: "Arterial Doppler Signal Simulation By Time Domain Processing". European Journal of Ultrasound 1996, (3), pp: 71-81
- [3] : Evans, McDicken, Skidmore and Woodcok: "Doppler Ultrasound". 1989.
- [4] : Ifeachor and Jervis: "Digital Signal Processing: A Practical Approach". 1993.
- [5] : Kristoffersen and Angelsen: "A Time-Shared Ultrasound Doppler Measurement and 2-D Imaging System". IEEE Transactions on Biomedical Engineering 1988, (8), pp: 252-271



ÖZGEÇMİŞ

1965 yılı İskilip/Çorum doğumludur. 1983 yılında İskilip Lisesi 'nden, Şubat 1990 'da Orta Doğu Teknik Üniversitesi, Gaziantep Kampüsü, Mühendislik Fakültesi, Elektrik - Elektronik Mühendisliği Bölümü 'nden mezun olmuştur. Üniversite yaz stajlarını Ağustos 1986 ve Haziran - Temmuz 1988 aylarında, sırasıyla ASELSAN ve IBM 'de tamamlamıştır. Haziran 1990 - Nisan 1991 arasında TÜBİTAK Marmara Araştırma Merkezi 'nde uzman yardımcısı olarak görev yapmıştır. Halen Nisan 1991 'de göreve başladığı Balıkesir Üniversitesi, Meslek Yüksek Okulu, Haberleşme Teknolojisi Bölümü 'nde Öğretim Görevlisi olarak çalışmaktadır. Bu arada, YÖK/Dünya Bankası Endüstriyel Eğitim Projesi kapsamında, Kasım 1991 - Ağustos 1992 tarihleri arasında ABD 'de Ferris State University ve Delaware Technical and Community College 'de bulunmuştur. 1995 'de Burdur 'da askerlik hizmetini tamamlamış ve evlidir.

