KARADENİZ ÜNİVERSİTESİ * FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK ANABİLİM DALI

FİZİK YÜKSEK LİSANS PROGRAMI

Tez Numarası

Genel :

Anabilim Dalı :

DÖRT DÖNÜŞTÜRÜCÜLÜ ULTRASONİK SPEKTROMETRE

YÜKSEK LİSANS TEZİ

COŞKUN SÜMER

Yönetici: Yrd.Doç.Dr.Taner OSKAY

TRABZON,OCAK-1986

İ Ç İ N D E K İ L E R

ÖNSÖZ

Karadeniz Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü olanakları ile gerçekleştirilen bu çalışmada; önemli bir materyal olan seramik piezoelektrik'ler kullanılarak "Dört Dönüştürücülü Ultrasonik Spektrometre" cihazı yapılmıştır.

Öncelikle bu çalışmayı bana veren, cihazın mekanik ve elektronik projesini gerçekleştiren Sayın Hocam Yrd.Doç.Dr.Taner OSKAY'a teşekkür ederim.

Ayrıca tüm kuramsal ve deneysel sorunların çözümünde yardım eden Sayın Arş.Gör.Yüksel GÜNEY'e ve bu cihazın yapılabilmesi için gerekli malzemeyi gönderen TÜBİTAK MBEAE Malzeme Araştırma Bölümü elemanlarına teşekkürlerimi sunarım.

Coşkun SÜMER

GİRİŞ

Bir ultrasonik spektrometrede yapılan ölçmeler, temelde örnek içinden ultrasonik dalganın yayılma hızı ve absorbsiyon ölçmelerine dayanır. Değişik koşullar altında yapılan bu ölçmelerden incelenen örnek hakkında bilgi edinilmeye çalışılır. Gönderilen ultrasonik dalga sürekli olmayıp belli bir zaman aralığına (sonlu sayıda peryot) sıkıştırılmış atma şeklindedir.

Ultrasonik spektrometrelerde genelde iki farklı ölçme yöntemi vardır. Birincisi puls-echo denilen yani örneğin bir ucundan gönderilen atmanın diğer ucundan yansıyıp geri gelme süresini ölçme şeklinde çalışan yöntem, ikincisi de daldırma yöntemi denilen; bir sıvı ortama daldırılmış durumdaki örneğe yapıştırılmadan bir "verici" tarafından gönderilen atmanın diğer taraftaki başka bir "alıcı" dan gözlenerek içinde bulunduğu sıvıya göre örneğin içinde yayılma hızını ölçme yöntemidir.

Açıya bağlı ölçmeler ve ince örnekler için birinci yöntemin zorlukları açıktır. İkinci yöntemde ise örneğin içindeki yayılma hızı, içinde çalışılan sıvıdaki yayılma hızına yakın ise yine ince örneklerde ölçme zorlukları ortaya çıkacağı açıktır. Bu zorluk örnek var iken ve yok iken gözlenen atmaların kayma miktarının ölçülmesindeki zorluktan kaynaklanır.

Bunun nedeni ise gerek alıcı ve verici dönüştürücülerde gerekse ortamdaki kayıplar nedeni ile atmanın aniden yükselmesi ve düşmesi mümkün olmadığından en azından yükselme süresi içinde birkaç peryot bulunabilir. Örnek yokken ve varken gözlenen atmalarda değişen sönüm ve yansımalar nedeni ile yükselme süresi içindeki hiç değilse ilk peryot gözlenemeyecek kadar küçülebilir ve en azından kullanılan frekansın yarım periyodu kadar bir ölçme hatası sistematik olarak olaya girebilir. Özellikle tüm kaymanın bir peryot veya daha az olacağı incelikteki veya yakın hızlardaki ölçmelerde bu sistemle büyük hata gelebileceği veya en azından elde edilen sonuçlara yeterince güvenilemiyeceği açıktır. Bu durum Resim 6.1 de açıkça görülmektedir.

Bu çalışmada amacımız; bu bölgede çalışabilecek bir ultrasonik spektrometre yapımını kendi olanaklarımızla gerçekleştirip gerçekleştiremeyeceğimizi, bunda karşılaşılabilecek sorunları ve mümkünse bunların çözümünü veya en azından çözüm yollarını incelemektir.

Bu çalışmada önce yapılacak spektrometrenin temelini oluşturan dönüştürücülerin yapısını ve kullanımını anlayabilmek için gerekli kuramsal bilgiler bütünlüğü bozmayacak şekilde olabildiğince özetlenerek ilk dört bölümde verilmeye çalışıldı. Burada gerekli birtakım işlem, ara bilgi ve örnekler akışı aksatmamak için ek bölüm olarak verilmiştir. Beşinci bölümde; yapılan deneysel çalışmalar ve son bölümde de elde edilen sonuçlar ve bunların tartışması verilmiştir.

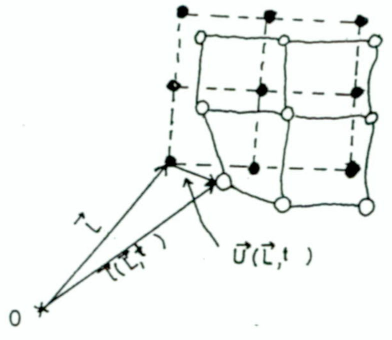
I. BÖLÜM

KATILARIN ELASTİK ÖZELLİKLERİ

1.1. DEFORMASYONUN TANIMI ve ZORLANMA

Tüm maddeler kendi konumları etrafında titreşim hareketine zorlanabilen atom ve moleküllerin bileşimidirler. Bir maddede parçacıklar kendi denge konumlarından saptırıldıkları takdirde iç geri çağırıcı kuvvetler doğar. Bunlar parçacıklar arasındaki iç geri çağırıcı kuvvetlerdir ve parçacıkların eylemsizliği ile bütünleşmişlerdir. Bu durum ortamı osilatör hareketine götürür. Bu titreşimin matematiksel tanımını formüle etmek için ilk olarak parçacığın yerdeğiştirmesini, maddenin şekildeğişimini (deformasyon) ve iç geriçağırıcı kuvvetlerin nicel tanımını sunmak gerekir.

Şekildeğiştirmiş bir ortamda parçacıkların yerdeğişimi şekil-1.1 de gösterildiği gibidir.



Şekil-1.1: Şekildeğişmiş bir ortamda bir parçacığın yeri. İçi boş daireler şekil değişmiş durumu gösteriyor.

Burada, herbir parçacık denge konumunda $\vec{L}$ konum vektörü ile, bir yerdeğiştirme durumunda $\vec{I}$ $(\vec{L},t)$ konum vektörü ile belirtilmiştir. Konum vektörleri doğal olarak bir 0 merkezinden itibaren dikkate alınırlar. Denge konumu için $\vec{L}$ 'de yerleştirilen parçacığın yerdeğişimi Şekil-1.1 den

$$\vec{U}\,(\vec{L},t)=\vec{I}\,(\vec{L},t)-\vec{L} \qquad (1.1)$$

olarak bulunur. Burada $\vec{U}\,(\vec{L},t)$ yerdeğiştirme alanı olarak tanımlanır. Lineerleştirilmiş bir teori için; konum vektörleri $\vec{L}$ ve $\vec{I}$ arasında bir ayırıma gerek yoktur.

$$\vec{L} = \vec{I} = x\hat{x}+y\hat{y}+z\hat{z}= \vec{r} \qquad (1.2)$$

Bu nedenle Lineerleştirilmiş zorlanma-yerdeğiştirme bağıntısı dik koordinat sisteminde;

$$S_{ij}(\vec{r},t) = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial r_j} + \frac{\partial u_j}{\partial r_i}\right) \qquad (1.3)$$

$i,j=x,y,z$

dır. S_{iJ} $(\vec{r},t)$ matris elemanları zorlanma alanının bileşenleri olarak tanımlanır. Bu ifade,

ij	xx	yy	zz	yz,zy	xz,zx	xy,yx	kl
I	1	2	3	4	5	6	J

kısaltılmış indis anlaşması kullanılarak dik kartezyen koordinatlarda

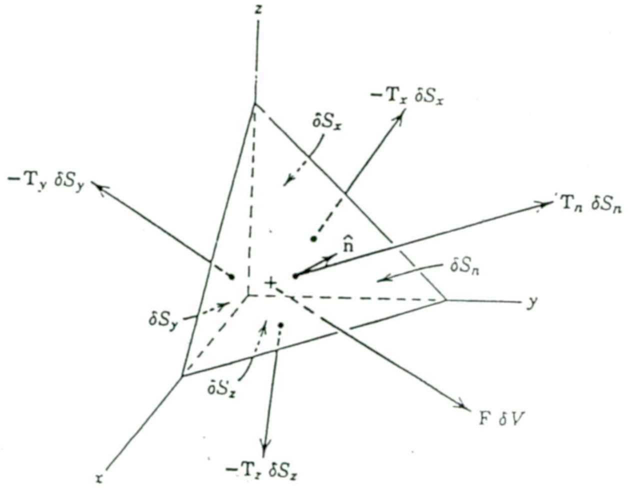
$$S_I= \nabla_{Ij} \; u_j \qquad (1.4)$$

şeklini alır. Burada ∇_{Ij} simetrik gradient operatörüdür. (Bkz.ek 3)

1.2. ZORLAMA (STRESS)

Bir cisimde akustik titreşimler oluşturmanın değişik bir yöntemi de, cismin sınırlarına yüzey kuvvetleri uygulamaktır. Sınıra uygulanan bu çekme kuvvetleri bir hacimden çok yüzey üzerine etkirler ve Nt/m^2 boyutundadırlar.

Şekildeğişmiş bir ortamdaki zorlamalar; Şekil-1.2 de gösterildiği gibi, herhangi bir doğrultuya yönelmiş yüzeyde hesaplanabilirler.



Şekil-1.2: $\hat{n}$ normali ile verilen yüzeyde ve diğer yüzeylerdeki çekme kuvvetlerinin görünümü.

Sonuç olarak, Şekil-1.2 de normali $\hat{n}$ olan herhangibir yüzeyin zorlama matrisi;

$$\begin{bmatrix} T_{xn} \\ T_{yn} \\ T_{zn} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{xx} & T_{xy} & T_{xz} \\ T_{yx} & T_{yy} & T_{yz} \\ T_{zx} & T_{zy} & T_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} n_x \\ n_y \\ n_z \end{bmatrix} \qquad (1.5)$$

olarak bulunur ve kısaca

$$[T_n] = [T]\ [n] \qquad (1.6)$$

şeklinde verilir.

F_i, bir yüzeyi ve hacmi olan i.parçacığın titreşimi ile ilgili cisim kuvveti olmak üzere, bu parçacığın titreşimi ile ilgili öteleme hareketinin denklemi kısaltılmış indis gösteriminde

$$\nabla_{iJ}\ T_J = \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} - F_i$$

$$i = x,y,z$$

$$J = 1,2,3,4,5,6 \qquad (1.7)$$

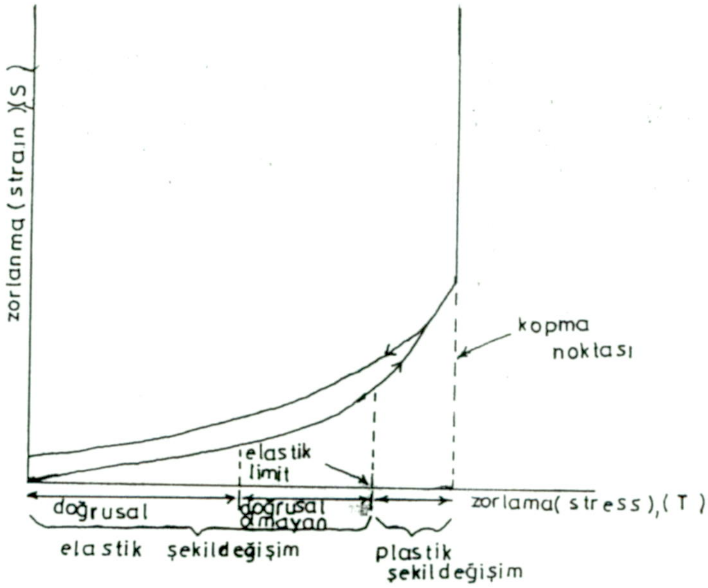
ile verilir. Burada, ∇_{iJ} diverjans matrisi olarak bilinir (Bkz.ek 3). Diverjans matrisi simetrik gradient operatörünün transpozesidir.

$$[\nabla_{iJ}] = [\tilde{\nabla}_{Ij}] \qquad (1.8)$$

Bazan $\nabla_{iJ} \rightarrow \nabla.$ ve $\nabla_{Ij} \rightarrow \nabla_s$ şeklinde gösterilir.

1.3. ZORLAMA ZORLANMA İLİŞKİSİ

Bir katıda zorlama-zorlanma ilişkisi Şekil-1.3 te gösterildiği gibidir.



Şekil-1.3: Katı bir madde için tipik zorlama-zorlanma ilişkisi.

Şekilden de açıkca görüleceği gibi katı, elastik limitten öteye zorlanırsa eski haline dönemez ve plastik deformasyona uğrar, zorlama daha da arttırılırsa kırılır. Elastik zorlama-zorlanma bağıntısı "mikroskobik kuvvet sabiti" hesaplamasında kullanılır. Küçük genlikli titreşim olayına bağlı "kuvvet sabitleri" Hooke yasası ile tanımlanır. Hooke yasası; zorlanmanın zorlama ile doğru orantılı olduğunu ifade eder. Matematiksel olarak bu, kısaltılmış alt indis tensör gösterimi ile,

$$T_I = c_{IJ} S_J \tag{1.9}$$

$$S_I = s_{IJ} T_J \tag{1.10}$$

şeklinde ifade edilir. (1.9) bağıntısındaki c_{IJ} terimi elastik sertlik tensörüdür. Dördüncü mertebe tensör olup en genel halde 81 elemanı vardır. Bu elemanlar arasındaki

$$c_{ijkl}=c_{jikl}=c_{ijlk}=c_{jilk} \qquad (1.11)$$

simetri özellikleri bu sayıyı 36 ya ve enerji iş değişimi

$$c_{ijkl} = c_{klij} \qquad (1.12)$$

simetri özellikleri de bu sayıyı 21'e indirger. Daha sonra kristallerin kendine özgü simetri özelliklerinden dolayı bu sayı daha da azalır. Örneğin, kübik sistem için 3 ve hegzagonal sistem için 5 sabit'e indirgenir. (Bkz.ek 3). (1.10) bağıntısındaki s_{IJ} terimi de aynı simetri özelliklerini sağlayan "elastik uyum tensörü" dür. Sertlik tensörü ile uyum tensörü arasında,

$$[s]=[c]^{-1} \qquad (1.13)$$

bağıntısı vardır. Öyle ki,

$$[s]\ [c] = [c]\ [s] = [I] \qquad (1.14)$$

koşulu sağlanır. Burada [I] birim tensörüdür. (1.9) eşitliği ile tanımlanan ideal Hooke yasası

$$\vec{f} = -k\,\vec{x} \qquad (1.15)$$

kuvvet-yerdeğiştirme bağıntısına, f kuvveti T ye k da c ye karşılık gelir. Gerçek uygulamalarda ise ortam her zaman ideal olamaz, enerjinin absorblanmasından dolayı bir sönüm vardır. Bundan dolayı sönümü de içeren ideal Hooke yasası tensör gösterimiyle

$$T=c:S+\eta:\frac{\partial \vec{S}}{\partial t} \qquad (1.16)$$

şeklinde tanımlanır. Burada η viskozite tensörüdür. Çift nokta ise kısaltılmış indisler üzerinden toplamı gösterir.

II. BÖLÜM

ELEKTROMAGNETİK VE ULTRASONİK DALGALAR ARASINDAKİ İLİŞKİ

2.1. ELEKTROMAGNETİK VE ULTRASONİK DALGALARIN YAYILMASI

Akustik alan denklemleri

$$\vec{S} = \nabla_s \vec{u} \tag{2.1}$$

$$\nabla.\vec{T}=\rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} - \vec{F} \tag{2.2}$$

$$\vec{T}=c:\vec{S}+\eta:\frac{\partial \vec{S}}{\partial t} \tag{2.3}$$

bazı değişiklikler yapıldığında Maxwell elektromagnetik alan denklemlerine benzer bir forma getirilerek çözümlenebilirler. Bunun için $\vec{u}$ parçacık yerdeğiştirmesinin birinci dereceden zaman türevi

$$\vec{v}= \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} \tag{2.4}$$

parçacık hız değişkeni olarak ve

$$\vec{p}=\rho\vec{V} \tag{2.5}$$

momentum yoğunluğu olarak tanımlanır. Böylece (2.2) hareket denklemi

$$\nabla.\vec{T}= \frac{\partial\vec{p}}{\partial t} - \vec{F} \tag{2.6}$$

olur. (2.1) bağıntısı da,

$$\nabla_s.\vec{V}= \frac{\partial\vec{S}}{\partial t} \tag{2.7}$$

denklemine dönüşür.

(2.3) eşitliği uyum sabiti ile çarpılırsa akustik alan denklemleri parçacık hız alanı $\vec{V}$ nin terimleri cinsinden aşağıdaki gibi ifade edilebilirler.

$$\nabla.\vec{T}= \rho\frac{\partial\vec{V}}{\partial t} -\vec{F} \tag{2.8}$$

$$(1+\tau:\frac{\partial}{\partial t})\nabla_s\vec{V}=s:\frac{\partial\vec{T}}{\partial t} \tag{2.9}$$

Burada

$$\tau_{JK}=s_{JI}\,\eta_{IK} \tag{2.10}$$

matris bağıntısı ile tanımlanmıştır. (2.8) ve (2.9) alan denklemleri

$$\vec{E} \rightarrow \vec{T}$$

$$\vec{H} \rightarrow \vec{V}$$

$$\vec{B} \rightarrow \vec{P}$$

$$\vec{D} \rightarrow \vec{S}$$

karşılık getirmeleri ile

$$-\nabla x\vec{E} = \frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \tag{2.11}$$

$$\nabla x\vec{H}= \frac{\partial\vec{D}}{\partial t} +\vec{J}_c+\vec{J}_s \tag{2.12}$$

maxwell elektromagnetik alan denklemlerine karşılık gelen akustik alan denklemleridir. (2.11) ve (2.12) ye ek olarak

$$\vec{J}_c = \sigma \vec{E}$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \qquad (2.13)$$

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E}$$

tanımlıdır.

Genel olarak, (2.11) ve (2.12) elektromagnetik alan denklemlerinin çözümü; bir eksen boyunca yayılan elektromagnetik dalganın birbirine dik farklı iki polarizasyona sahip olabileceğini söyler. (2.8) ve (2.9) akustik alan denklemlerinin çözümü de genel olarak, bir eksen boyunca yayılan akustik dalganın farklı üç polarizasyona sahip olabileceğini söyler. Bu dalgaların ikisi yayılma yönüne dik, biri yayılma yönünde polarize olmuşlardır. Akustik dalga çözümlerinde parçacık yayılma hızı $\vec{V}$ ile zorlama bileşeni $\vec{T}$ aynı polarizasyonla çiftlenmişlerdir.

Kısaca, elektromagnetik alan denklemlerinin çözümü birbirine dik iki enine dalga (düzlem dalga) çözümü verir. Halbuki akustik alan denklemlerinin çözümü birbirine dik iki enine ayrıca bir de yayılma yönü boyunca polarize olan boyuna (sıkıştırma) dalga olmak üzere üç bileşen verir. (Bkz Ek.1). Elektromagnetik ve akustik dalgaların herikisi için de saf enine ve saf boyuna dalgalar bazı yayılma yönleri için sanki enine ve sanki boyuna olur.

2.2 SINIR KOŞULLARI

Elektromagnetizma ve akustikte farklı maddesel özelliklere sahip ortamlar arasındaki sınırları kapsamayan pek az örnek vardır. Bu tür problemleri çözmek için farklı ortamlar arasındaki süreksizlik yüzeyleri boyunca alanların nasıl çalıştırılabileceği ve birleştirilebileceğini bilmek gereklidir.

2.2.1. Elektromagnetik Sınır Koşulları

Elektromagnetik alan için farklı ortamlar arasındaki sınır koşulları, (2.11) veya (2.12) elektromagnetik alan eşitliklerini sınırı çevreleyen bir dikdörtgen alanı üzerinde integre edilmesiyle türetilir. O zaman rotasyonel işlemlerinin alan integralleri çizgi integrallerine dönüştürülür ve halkanın genişliği dikkate alınmaz. Bu bizi

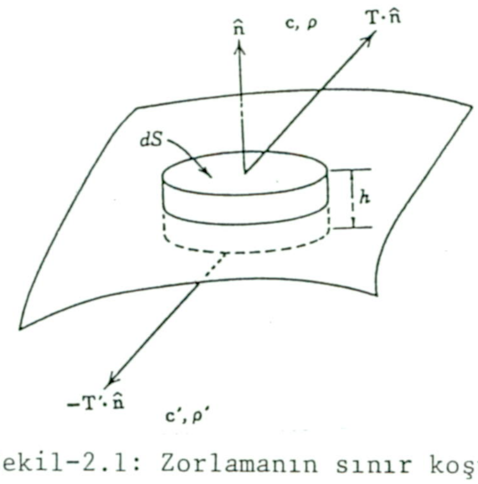
$$\begin{aligned} \hat{n} \times \vec{E} &= \hat{n} \times \vec{E}' \\ \hat{n} \times \vec{H} &= \hat{n} \times \vec{H}' \end{aligned} \qquad (2.14)$$

sonucuna götürür. Burada $\hat{n}$ sınıra dik birim vektörüdür. (2.14) eşitlikleri elektromagnetik sınır koşullarıdır. $\vec{E}$ ve $\vec{H}$ nın sadece teğetsel bileşenleri ikinci ortama değişmeden geçer. Üssüz alan nicelikleri bir ortamdaki sınırda, üslü nicelikler ise diğerbir ortamdaki sınırda değerlendirilirler.

2.2.2. Akustik Sınır Koşulları

Akustik problemlerinde farklı katı ortamlar arasındaki yüzeyler genellikle biri diğerine göre kaymayacak şekilde sıkıca bağlanır. Bu şu anlama gelir; parçacık yerdeğiştirme hızı süreksizlik yüzeyi boyunca sürekli olmalıdır. Yani

$$\vec{V} = \vec{V}' \qquad (2.15)$$



Şekil-2.1: Zorlamanın sınır koşullarının türetilişi

Şuna dikkat edilmelidir ki; elektromagnetik durumun aksine maddesel arakesit yüzeyi gerçekten hareket eder. Kabaca söylersek bu, sınır koşulu (2.15)'i değerlendirmede hesaba katılmalıdır. Ancak, yer alan yüksek dereceli terimlerin burada söz konusu olan doğrusallaştırılmış küçük genlikli titreşim yaklaşımında hiçbir önemi yoktur. Bu nedenle sınırın hareketi ihmal edilir. $\vec{T}$ zorlama alanı için, sınır koşulları; arakesit yüzeyinin ds alanını çevreleyen küçük bir disk hacmi varsayılarak türetilebilir. Şekil (2.3).Disk üzerindeki çekme kuvvetleri,üst yüzeyde

$$\vec{T}.\hat{n}\ ds$$

alt yüzeyde

$$-\vec{T}'.\hat{n}\ ds$$

şeklindedir. Cismin yüksekliği h ve cisme etkiyen toplam kuvvet

$$\int_{\delta s} \vec{T}.\hat{n}\ ds + \int_{\delta v} \vec{F}.dv = \int_{\delta v} \rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} dv \qquad (2.16)$$

$$(\vec{T}-\vec{T}')\hat{n}\ ds + \vec{F}.h.ds = \left(\frac{\rho+\rho'}{2}\right) \frac{\partial v}{\partial t} h.ds \qquad (2.17)$$

$h \to o$ limitinde cisim kuvveti ve eylemsizlik terimleri atılır ve sınır koşulları

$$\vec{T}.\hat{n} = \vec{T}'.\hat{n} \qquad (2.18)$$

bulunur. Bu ifade çekme kuvvetinin sınır boyunca sürekli olduğunu söyler. Şuna dikkat edilmelidir, akustik sınır koşulları (2.15) ve (2.18) nın herbiri üç vektör bileşeni içerir. Halbuki elektromagnetik sınır koşulları (2.14) ün herbiri yalnız iki vektör bileşeni içerir.

III. BÖLÜM

PİEZOELEKTRİK OLAY

3.1. PİEZOELEKTRİK OLAYIN TANIMI

Uygulanan elektriksel etkiye mekaniksel tepki veya tersine olarak uygulanan mekaniksel etkiye elektriksel tepki gösteren maddelere piezoelektrik maddeler denir. Yada piezoelektriklik bir maddeye zorlama etkisiyle elektriksel polarizasyonun doğuşu olarak tanımlanabilir. Piezoelektrik maddeler genellikle anizotropik yapıya sahiptirler. Her piezoelektrik katı anizotropiktir fakat her anizotropik katı piezoelektrik olmayabilir.

3.2. PİEZOELEKTRİKLİĞİ OLUŞTURAN BAĞINTILAR

Katı bir ortam içerisinde, mekanik kuvvetler; zorlama alan bileşenleri T_{ij} ile ve mekanik deformasyonlar; zorlanma alan bileşenleri S_{ij} ile tanımlanırlar. Uygun mühendislik uygulamalarında bağımlı elektrik değişkeni MKS birimlerinde elektrik yerdeğiştirmesi olarak alınır ve piezoelektrik denklemler bundan dolayı aşağıdaki gibi yazılır.

$$D_i = \epsilon_o E_i + P_i ,$$

$$D_i = \epsilon^T_{ij} E_j + d_{ijk} T_{jk} \qquad (3.1)$$

$$S_{ij} = \underline{d}_{ijk} E_k + s^E_{ijkl} T_{kl} \qquad (3.2)$$

Burada d_{ijk} ve $\underline{d}_{ijk}$ "piezoelektrik zorlanma sabitleri " olarak tanımlanan üçüncü mertebe tensör nicelikleridir. ϵ^T_{ij} sabit zorlama altında ölçülen elektriksel permitivite ve S^E_{ijkl} sabit elektrik alan altında ölçülen elastik uyum tensörleridir. Sembolik notasyonun kullanılması ile (3.1) ve (3.2) denklemleri

$$\vec{D} = \epsilon^{T}.\vec{E} + d:\vec{T} \tag{3.3}$$

$$\vec{S} = \underline{d}.\vec{E} + s^{E}:\vec{T} \tag{3.4}$$

şeklinde ifade edilirler. Bu bağıntılara "piezoelektrik zorlanma denklemleri" denir. Nokta ve çift nokta çarpımları sırasıyla (3.1) ve (3.2) deki tek alt indislerin ve çift alt indislerin üzerinden toplamı gösterir.

Zorlanma simetrik olduğundan ($S_{ij}=S_{ji}$), $s_{ijkl}=s_{jikl}$ ve $c_{ijkl}=c_{ijlk}$ özelliği burada da uygulanabilir. Yani $\underline{d}_{ijk}$ lar her zaman öyle tanımlanabilir ki $\underline{d}_{ijk} = \underline{d}_{jik}$ olur. Zorlama simetrik olduğu zaman ($T_{ij}=T_{ji}$), $d_{ijk}=d_{ikj}$ tanımı yapılabilir. Bu, kısaltılmış alt indislerin kullanılabileceği anlamına gelir. O zaman piezoelektrik zorlama denklemleri matris biçimini alır,

$$D_i=\epsilon^{T}_{ij}E_j + d_{iJ}\,T_J \tag{3.5}$$

$$S_I=\underline{d}_{Ij}E_j + s^{E}_{IJ}\,T_J \tag{3.6}$$

burada

$$[d_{iJ}] = \begin{bmatrix} d_{x1} & d_{x2} & d_{x3} & d_{x4} & d_{x5} & d_{x6} \\ d_{y1} & d_{y2} & d_{y3} & d_{y4} & d_{y5} & d_{y6} \\ d_{z1} & d_{z2} & d_{z3} & d_{z4} & d_{z5} & d_{z6} \end{bmatrix} \tag{3.7}$$

ve

$$[\underline{d}_{Ij}] = \begin{bmatrix} \underline{d}_{1x} & \underline{d}_{1y} & \underline{d}_{1z} \\ \underline{d}_{2x} & \underline{d}_{2y} & \underline{d}_{2z} \\ \underline{d}_{3x} & \underline{d}_{3y} & \underline{d}_{3z} \\ \underline{d}_{4x} & \underline{d}_{4y} & \underline{d}_{4z} \\ \underline{d}_{5x} & \underline{d}_{5y} & \underline{d}_{5z} \\ \underline{d}_{6x} & \underline{d}_{6y} & \underline{d}_{6z} \end{bmatrix} \qquad (3.8)$$

dir.

Bazı problemlerde bağımsız değişken zorlanma yerine zorlama kullanmak gereklidir. Bu (3.6) yı soldan sertlik matrisi ile çarpmakla kolayca düzenlenebilir.

$$c^E_{JI}\, S_I = c^E_{JI}\, \underline{d}_{Ij}\, E_j + T_J$$

veya

$$T_J = -\, \underline{e}_{Jj}\, E_j + c^E_{JI}\, S_I \qquad (3.9)$$

olur. Burada,

$$\underline{e}_{Jj} = c^E_{JI}\, \underline{d}_{Ij}$$

"piezoelektrik zorlama sabiti" olarak tanımlanır. (3.9) un (3.5) e yerleştirilmesi

$$D_i = (\epsilon^T_{ij} - d_{iJ} c^E_{JI} \underline{d}_{Ij}) E_j + d_{iJ} c^E_{JI} S_I$$

veya (3.10)

$$D_i = \epsilon^S_{ij}\, E_j + e_{iI}\, S_I$$

eş denklemini verir. Burada

$$e_{iI} = d_{iJ}\, c^{E}_{JI} \qquad (3.11)$$

ve

$$\epsilon^{S}_{ij} = \epsilon^{T}_{ij} - d_{iJ}\, c^{E}_{JI}\, \underline{d}_{Ij} \qquad (3.12)$$

sıfır veya sabit zorlanma permitivitesidir. Sembolik gösterimde (3.9) ve (3.10)"piezoelektrik zorlama denklemleri"aşağıda görüldüğü gibidir.

$$\vec{T} = -\,\underline{e}.\vec{E} + c^{E} : \vec{S} \qquad (3.13)$$

$$\vec{D} = \epsilon^{S}.\,\vec{E} + e : \vec{S} \qquad (3.14)$$

(3.7) ve (3.8) deki piezoelektrik zorlanma matrisleri birbirinin transpozesidir.

$$[\underline{d}] = [\tilde{d}] \qquad (3.15)$$

benzer yaklaşımla piezoelektrik zorlama matrisleri için de aynı şey söylenebilir.

$$[\underline{e}] = [\tilde{e}] \qquad (3.16)$$

Piezoelektrik zorlanma denklemleri (3.3) ve (3.4) bu nedenle;

$$\vec{D} = \epsilon^{T}.\vec{E} + d : \vec{T} \qquad (3.17)$$

$$\vec{S} = \tilde{d}.\vec{E} + s^{E}:\vec{T} \qquad (3.18)$$

şeklinde yazılabilir ve piezoelektrik zorlama denklemleri (3.13) ve (3.14) de

$$\vec{D} = \epsilon^{S}.\vec{E} + e:\vec{S} \qquad (3.19)$$

$$\vec{T} = -\tilde{e}.E + c^{E} : \vec{S} \qquad (3.20)$$

şekline gelir.

3.3. PİEZOELEKTRİK KATILARDA DÜZGÜN DÜZLEM DALGALAR

3.3.1. Genel Özellikler

Daha önceki bölümlerde, Maxwell elektromagnetik alan denklemleri

$$-\nabla x\vec{E} = \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \tag{3.21}$$

$$\nabla x\vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J}c + \vec{J}s \tag{3.22}$$

ile akustik alan denklemleri

$$\nabla.\vec{T} = \frac{\partial \vec{p}}{\partial t} - \vec{F} \tag{3.23}$$

$$\nabla_S.\vec{V} = \frac{\partial \vec{S}}{\partial t} \tag{3.24}$$

nin büyük bir benzerlik içinde olduğu gösterilmişti ve piezoelektrik olmayan ortam için bu iki denklem setinin düzlem dalga çözümlerinin birçok ortak özellikleri olduğu bulunmuştu. En büyük çarpıcı ayrılık elektromagnetik alan denklemlerinin iki düzlem dalga çözümü olmasına karşın akustik alan denklemlerinin üç dalga çözümü vermesidir. Piezoelektrik olmayan ortamlarda elektromagnetik ve akustik dalga çözümleri birbirinden tamamen bağımsızdır. Fakat piezoelektrik ortamlarda bu çözümler, piezoelektrik zorlanma denklemleri;

$$\vec{D} = \epsilon^T.\vec{E} + d:\vec{T} \tag{3.25}$$

$$\vec{S} = \tilde{d}.\vec{E} + s^E:\vec{T} \tag{3.26}$$

yada piezoelektrik zorlama denklemleri ;

$$\vec{D} = \epsilon^S\vec{E} + e:\vec{S} \tag{3.27}$$

$$\vec{T} = -\tilde{e}.\vec{E} + c^E:\vec{S} \tag{3.28}$$

den dolayı çiftlenmişlerdir. Bu nedenle piezoelektrik katılarda düzlem dalga çözümleri "çiftlenmiş elektromagnetik akustik dalgalar"dır. İki elektromagnetik üç akustik olmak üzere beş tane çiftlenmiş dalga çözümü vardır. (örnek için Bkz.Ek.2)

Burada ve bundan sonraki bütün bölümlerde manyetik olmayan durum varsayılacak yani,

$$\vec{B}_o=\mu_o\vec{H} \qquad (3.29)$$

dördüncü temel yapıcı bağıntı

$$\vec{P}=\rho\vec{V} \qquad (3.30)$$

olacaktır.

Kaynak akımlarının olmadığı bir piezoelektrik ortamda elektromagnetik ve akustik alan denklemlerinin çiftlenmiş biçimi aşağıda görüldüğü gibidir.

$$\nabla.c^E:\nabla_s\vec{V}=\rho\,\frac{\partial^2\vec{V}}{\partial t^2}+\nabla.(e.\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}) \qquad (3.31)$$

$$-\nabla x\nabla x\vec{E}=\mu_o\epsilon^S.\,\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2}+\mu_o e:\nabla_s\,\frac{\partial\vec{V}}{\partial t} \qquad (3.32)$$

Bunlar parçacık hızı $\vec{V}$ ile elektrik alan $\vec{E}$ için çiftlenmiş alan denklemleridir. Aynı zamanda (3.31) ve (3.32) ile verilen ifadeler çiftlenmiş dalga davranışının genel bir tanımıdır. (Bkz.B.Auld.Vol.8)

(3.31) ve (3.32) de verilen elektrik alan $\vec{E}$, iki kısımdan oluşmuştur.

$$\vec{E}=\vec{E}^{(r)}+\vec{E}^{(i)} \qquad (3.33)$$

Burada $\vec{E}^{(r)}$; elektromagnetik dalgaların bir özelliği olan ve rotasyoneli sıfır olmayan elektrik alan, $\vec{E}^{(i)}$; rotasyoneli sıfır olan (yarı statik) alan olarak tanımlanmıştır. $\vec{E}^{(i)}$ zaman değişkenli alan olmasına karşın bir potansiyelin gradienti olarak gösterilebilir. Yani,

$$\vec{E}^{(i)}=-\vec{\nabla}\Phi \qquad (3.34)$$

dir. Böylece (3.33)

$$\vec{E} = \vec{E}^{(r)}-\vec{\nabla}\Phi \qquad (3.35)$$

olarak yeniden yazılabilir. (3.35) te $\vec{E}^{(r)}$ ihmal edilirse önemsiz hatalar ortaya çıkar. Bu yarıstatik yaklaşım olarak bilinir. (Bkz.B. Auld.Vol.8). Böylece (3.31) ve (3.32) çiftlenmiş alan denklemlerden $\vec{E}^{(r)}$ çıkarılırsa ve gerekli matematiksel özdeşliklerin kullanılmasıyla sonunda bir piezoelektrik katıda çiftlenmiş yarıstatik denklemler

$$\nabla.c^{E}:\nabla_s\vec{V} - \rho \frac{\partial^2\vec{V}}{\partial t^2} =-\nabla.(e.\frac{\partial\nabla\Phi}{\partial t}) \qquad (3.36)$$

$$o=-\mu_o\nabla.(\epsilon^{S}.\frac{\partial^2\nabla\Phi}{\partial t^2}) +\mu_o\nabla.(e:\nabla_s\frac{\partial\vec{V}}{\partial t}) \qquad (3.37)$$

elde edilir. Bu denklemler akustik hızlara yakın hızlarda ilerleyen düzlem dalga çözümlerini kontrol eder. Yarıstatik yaklaşımda sanki elektromagnetik dalgalar saf elektromagnetik dalga olarak düşünülür.(3.36) ve (3.37) nin çözümlenebilmesi için onların aşağıda görüldüğü gibi matrissel formda düzenlenmesi gereklidir.

$$\nabla_{iK}c^{E}_{KL}\nabla_{Lj}V_j - \rho\frac{\partial^2 V_i}{\partial t^2} =-\nabla_{iK}e_{Kj}\nabla_j\frac{\partial\Phi}{\partial t} \qquad (3.38)$$

$$\nabla_i\epsilon^{S}_{ij}\nabla_j\frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} = \nabla_i e_{iL}(\nabla_{Lj}\frac{\partial V_i}{\partial t}) \qquad (3.39)$$

Bu denklemler $e^{i(\omega t-k\hat{l}.\vec{r})}$ ile orantılı alanlar için aşağıdaki forma indirgenirler.

$$-k^2(l_{iK}c^E_{KL}l_{Lj})V_j+\rho\omega^2V_i=i\omega\, k^2(l_{iK}\, e_{Kj}\, l_j)\,\Phi \tag{3.40}$$

$$\omega^2k^2(l_i\epsilon^S_{ij}l_j)\Phi=-i\omega k^2(l_i\, e_{iL}\, l_{Lj})V_j \tag{3.41}$$

burada;

$$\Phi=\frac{1}{i\omega}\,\frac{(l_ie_{iL}l_{Lj})}{l_i\epsilon^S_{ij}l_j}\,V_j \tag{3.42}$$

yarıstatik potansiyel olarak tanımlanır. (3.40) ve (3.41)'in birleştirilmesi

$$k^2(l_{iK}\left\{c^E_{KL}+\frac{[e_{Kj}l_j][l_ie_{iL}]}{l_i\epsilon^S_{ij}l_j}\right\}l_{Lj})V_j=\rho\omega^2V_i \tag{3.43}$$

denklemini verir. Bu denklem; piezoelektrik katılarda yarıstatik yaklaşımla yayılan dalgaların en genel ifadesi olan "Christoffel denklemi" dir.

Burada,

$$\left\{c^E_{KL}+\frac{[e_{Kj}l_j][l_ie_{iL}]}{l_i\epsilon^S_{ij}l_j}\right\}$$

"piezoelektrik katılaşma" sabiti olarak adlandırılır.

Cisim kuvvetlerinin olmadığı katıda ($\vec{F}=0$)

$$\hat{l}=\hat{x}l_x+\hat{y}l_y+\hat{z}l_z \tag{3.44}$$

yönü boyunca yayılan bir düzgün düzlem dalga $e^{i(\omega t-k.\hat{l}.\vec{r})}$ ile orantılı alanlara sahiptir. Bu durumda (1.8) ile tanımlanan $\nabla.$ ve ∇_s matrisleri sırasıyla aşağıdaki matrislerle yerdeğiştirirler.

$$-ik\ l_{iK}=-ik\begin{bmatrix} l_x & 0 & 0 & 0 & l_z & l_y \\ 0 & l_y & 0 & l_z & 0 & l_x \\ 0 & 0 & l_z & l_y & l_x & 0 \end{bmatrix} \qquad (3.45)$$

$$-ik\ l_{Lj}=-ik\begin{bmatrix} l_x & 0 & 0 \\ 0 & l_y & 0 \\ 0 & 0 & l_z \\ 0 & l_z & l_y \\ l_z & 0 & l_x \\ l_y & l_x & 0 \end{bmatrix} \qquad (3.46)$$

Ayrıca (3.43) te;

$$[e_{Kj}l_j] = [\tilde{l_i}e_{iL}] \qquad (3.47)$$

dir. (Yarıstatik yaklaşımla yayılmaya örnek Ek.4. te verildi.)

3.3.2. Elektromekaniksel Çiftlenim Sabitleri

(3.43) Christoffel bağıntısı ile tanımlanan piezoelektrik katılaşma sabiti, piezoelektrik katılardaki dalga yayılmasına uygun olarak, elektrik yerdeğiştirmesi $\vec{D}$ nin bağımsız değişken olarak alınması ile

$$c_{KL}^{\hat{I}.\vec{D}} = c_{KL}^{E} + \frac{[e_{Kj}l_j][l_ie_{iL}]}{l_i\epsilon_{ij}^{S}l_j} \qquad (3.48)$$

olarak tanımlanır. Bu

$$c_{KL}^{\hat{I}.\vec{D}} = c_{KL}^{E} \left(1+ \frac{[e_{Kj}l_j]\,[l_i e_{iL}]}{(c_{KL}^{E})\,(l_i e_{ij}^{S} l_j)}\right) \qquad (3.49)$$

olarak yeniden yazılırsa kL elastik sabitlerindeki kısmi değişim

$$(K_{KL}(\hat{I}))^2 = \frac{[e_{Kj}l_j][l_i e_{iL}]}{(c_{KL}^{E})\,(l_i e_{ij}^{S} l_j)} \qquad (3.50)$$

ya eşittir. $K_{KL}(\hat{I})$ büyüklüğü "elektromekaniksel çiftlenim sabiti" olarak adlandırılır ve piezoelektrik etkileşmenin şiddetini gösterir(4).

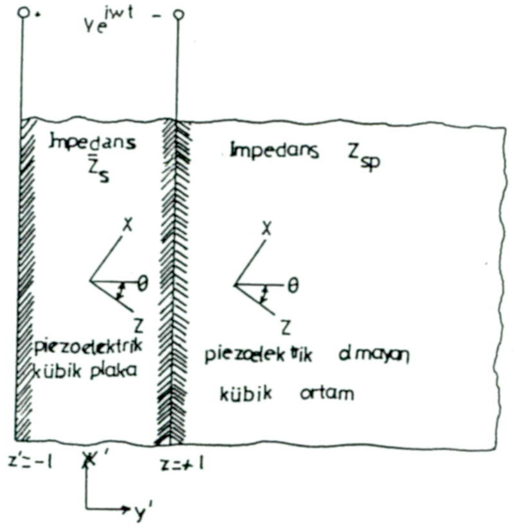
3.4. PİEZOELEKTRİK KAYNAKLAR DAĞILIMI İLE DÜZLEM DALGALARIN UYARILMASI

Piezoelektrik malzemeler pratikte çok önemlidir. Çünkü bunlar yüksek frekanslı akustik dalga üretiminde basit ve verimli yöntemi sağlarlar. Genellikle kullanılan teknik piezoelektrik olmayan bir malzemeye piezoelektrik malzemeden yapılmış bir plaka yapıştırılır. Elektrodlara voltaj uygulanması ile piezoelektrik plaka akustik dalgaları yayılmayan bir kaynak durumuna geçer. Böylece akustik dalgalar üretilerek piezoelektrik bir ortamdan piezoelektrik olmayan ortama iletilirler.

Piezoelektrik plaka içinde

$$\vec{E}_a = (-\nabla\Phi_a)_{z'} = \frac{V}{2l} \qquad (3.51)$$

dir. y'-polarize z'-yayılmalı makaslama dalgası gözönüne alındığında Şekil (3.1) deki piezoelektrik plaka ve mevcut yayılma ortamının her ikisi de x' ve y' yönlerinde sınırlandırılmamış olarak kabul edilirler. Her iki ortam da kübiktir ve şekilde gösterilen kristalografik yönelime sahiptir.



Şekil-3.1: Sınırsız bir ortamda sınırlandırılmış piezoelektrik plaka yardımı ile makaslama dalgası uyarımı.

Alan büyüklükleri yalnız z' ile değişir ve ω frekansı ile harmonik olarak titreşir. Bu durumda $\partial/\partial t \rightarrow i\omega$ 'li pozitif yönde ilerleyen dalga genliği için

$$\left(\frac{\partial}{\partial z'} - \frac{1}{\bar{v}_s} \frac{\partial}{\partial t} \right) a_+ = b_+$$

$$b_+ = F'_y - \frac{e_{x4}}{\bar{v}_s} \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \Phi_a)_{z'} \sin 2\Theta \qquad (3.52)$$

benzer şekilde negatif yönde ilerleyen dalga genliği için

$$\left(\frac{\partial}{\partial z'} - \frac{1}{\bar{v}_s} \frac{\partial}{\partial t} \right) a_- = b_-$$

$$b_- = F'_y + \frac{e_{x4}}{\bar{v}_s} \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \Phi_a)_{z'} \sin 2\Theta \qquad (3.53)$$

normal mod denklemleri piezoelektrik plaka içinde uygulanabilir. Sınırsız ortam halinde $a_+(z')$ uyarılma bölgesinin sol ucunda $a_+(-1)=0$ sınır koşulunu sağlamalıdır ve $a_-(z')$ uyarılma bölgesinin sağ tarafındaki ucunda $a_-(+1)=0$ sınır koşulunu sağlamalıdır. $z'=-1$ ve $z'=+1$ deki elektrodlar çok ince iseler mekanik sınır koşulları üzerinde bunların etkisi ihmal edilir. Düzlemin mekaniksel olarak serbest sol ucunda sınır koşulları bu nedenle,

$$T_4' = T_{y'z'}=0 \tag{3.54}$$

dır. Eğer plaka sözü edilen ortamı rijit olarak sınırlandırmışsa $V_{y'}$ ve T_4' , $z'=+1$ de sürekli olmalıdır. Bundan dolayı bu noktada yansıma katsayısı

$$R_v(+1)= \frac{V_{y-}(+1)}{V_{y+}(+1)} = \frac{Z_{sp}-\bar{Z}_s}{Z_{sp}+\bar{Z}_s} \tag{3.55}$$

olur. Burada $\bar{Z}_s$ piezoelektrik plakanın akustik impedansıdır. Piezoelektrik plaka içinde normal mod genlikleri

$$a_+=-T_4' + V_{y'}\bar{Z}_s$$

$$a_-=-T_4'-V_{y'}\bar{Z}_s \tag{3.56}$$

olarak tanımlıdır. (3.56) dan

$$V_{y+}= \frac{a_+}{2\bar{Z}_s}$$

dir ve negatif yönde ilerleyen dalganın parçacık hızı

$$V_{y-}= \frac{a_-}{2\bar{Z}_s}$$

dir. Burada,

$$Z_{sp}=(\rho C_{44})^{1/2}$$

$$\bar{Z}_s=(\rho \bar{C}_{44})^{1/2}$$

$$\bar{C}_{44}=C_{44}^{E}+\frac{e_{x4}^{2}}{e_{xx}^{S}}\sin^{2}2\Theta \qquad (3.57)$$

dir. Böylece sonuçta (3.55) sınır koşulu

$$R_v(+1)=\frac{a_-(+1)}{a_+(+1)}=\frac{Z_{sp}-\bar{Z}_s}{Z_{sp}+\bar{Z}_s} \qquad (3.58)$$

ve (3.54) sınır koşulu,

$$\frac{a_+(-1)}{a_-(-1)}=-1 \qquad (3.59)$$

olur. (3.52) ve (3.53) normal mod denklemleri; (3.58) ve (3.59) sınır koşulları ve cisim kuvveti $F_y'=0$ olduğu piezoelektrik plaka kaynak dağılımı

$$\frac{i\omega\, T_{pE}(z')}{\bar{V}_s}=\begin{cases}-\dfrac{i\omega}{\bar{V}_s}\, e_{x4}E_a \sin 2\Theta & |z'|<|1| \\ 0 & |1|<|z'|\end{cases} \qquad (3.60)$$

ile şimdi çözülürse: sonunda $a_+(+1)$,

$$a_+(+1)=-\frac{Z_{sp}+\bar{Z}_s}{\bar{Z}_s}\,(e_{x4}E_a\sin 2\Theta)\,\frac{\left(1-\cos\dfrac{2\omega 1}{\bar{V}_s}\right)}{\dfrac{Z_{sp}}{\bar{Z}_s}\cos\dfrac{2\omega 1}{\bar{V}_s}+i\sin\dfrac{2\omega 1}{\bar{V}_s}} \qquad (3.61)$$

olarak bulunur. Piezoelektrik plaka içindeki alan problemi şimdi çözülebilir. Söz konusu ortam içinde yayılan dalga; $z'=+l$ de sınır koşulu bu noktada (3.55) ile birleştirilmiş iletme katsayısı

$$T_V = \frac{V_{geçen}}{V_{gelen}} = \frac{(V_{y+})_p}{V_{y+}} = \frac{2\bar{Z}_s}{Z_{sp}+\bar{Z}_s} \qquad (3.62)$$

$$V_{y+} = \frac{a_+}{2\bar{Z}_s} \quad \text{den}$$

$$(V_{y+})_p = \frac{(a_+)_p}{2Z_{sp}} \qquad (3.63)$$

bağıntısının yardımı ile normal mod genliklerinin terimleri cinsinden

$$(a_+) = -\frac{2Z_{sp}}{\bar{Z}_s}(e_{x4}E_a \sin 2\Theta)\frac{\left(1-\cos\frac{2\omega l}{\bar{V}_s}\right)}{\frac{Z_{sp}}{\bar{Z}_s}\cos\frac{2\omega l}{\bar{V}_s} + i\sin\frac{2\omega l}{\bar{V}_s}} \qquad (3.64)$$

şeklinde ifade edilir. Dalganın yayımlandığı bu ortam içindeki güç yoğunluğu kompleks poyinting teoremi ile aşağıdaki gibi tanımlıdır.

$$P_{Av} = \frac{|V_{y+}|_p^2 Z_{sp}}{2} = \frac{|a_+|_p^2}{8Z_{sp}} \qquad (3.65)$$

(3.64)'ün burada yerine konulması ile (3.65) aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$P_{Av} = \frac{Z_{sp}}{\bar{Z}_s} \cdot \frac{\omega_o V^2}{2\Pi}\left(\frac{e^S_{xx}}{2l}\right)\left(\frac{(e_{x4}\sin 2\Theta)^2}{e^S_{xx}\bar{C}_{44}}\right)\left(\frac{\left(1-\cos\frac{2\omega l}{\bar{V}_s}\right)^2}{\sin^2\frac{2\omega l}{\bar{V}_s}+\left(\frac{Z_{sp}}{\bar{Z}_s}\cos\frac{2\omega l}{\bar{V}_s}\right)^2}\right) \qquad (3.66)$$

Bu ifadede; ilk parantez, yüzey başına sıkıştırılmış elektron kapasitesi (farad/m^2), ikinci parantez elektromekaniksel çiftlenim sabitinin karesi, üçüncü parantez de piezoelektrik plakanın yanıt frekansıdır. Ayrıca

$$\omega_o = \frac{\Pi . \bar{v}_s}{2l}$$

yarım dalga boyu aralığında yerleştirilmiş elektrodlardaki frekans ve

$$V = E_a . 2l$$

elektrodlar arasına uygulanan voltajdır. Akustik güç yoğunluğu P_{AV};

$$\frac{2\omega l}{\bar{V}_s} = 2n\Pi \qquad , n=1,2,\ldots$$

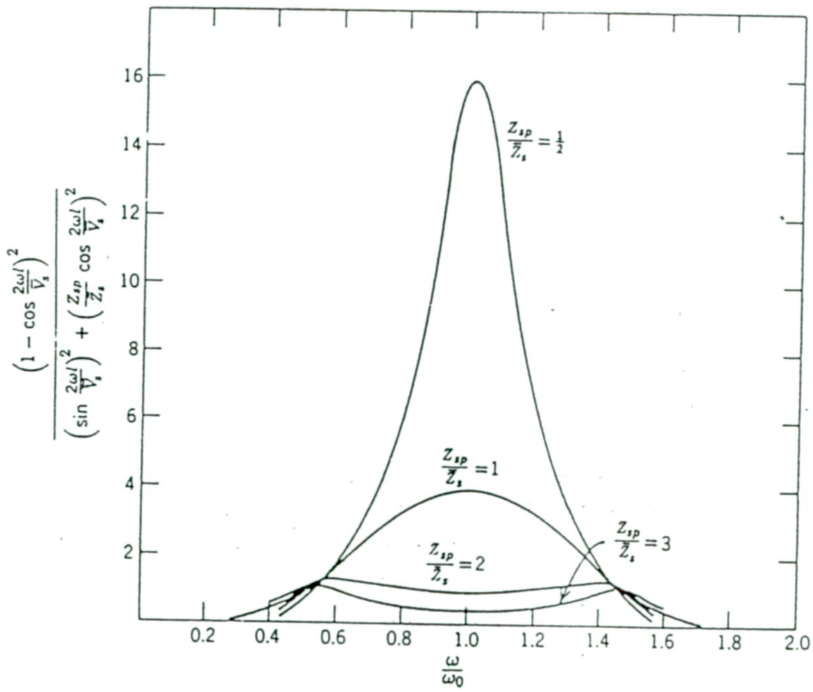
olduğunda sıfıra gider.

$$\frac{2\omega_o l}{\bar{V}_s} = \Pi$$

olduğunda ise maksimum olur.

$$\frac{2\omega l}{\bar{V}_s} = (2n+1)\,\Pi \qquad n=1,2,3,$$

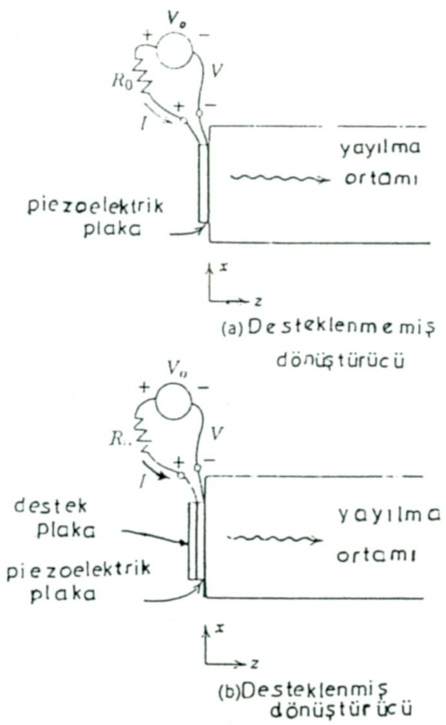
olduğunda bu maksimum genişleyerek çift pik olur. $Z_{sp}/\bar{Z}_s = \sqrt{2}$ den alçak impedans oranları için $\omega = \omega_o$ da bir tek maksimum vardır. Frekans eğrisinin şekli, mevcut materyallerin tepkisel impedans oranlarının aralığı için şekil 3.2 de görüldüğü gibidir.(5)



Şekil-3.2: (3.66) daki frekans tepkisi fonksiyonu. $\omega=\omega_o$ da şekil (3.1) deki piezoelektrik plaka yarım dalgaboyu kalınlıktadır.

3.5. İNCE DİSK PİEZOELEKTRİK DÖNÜŞTÜRÜCÜLER VE ELEKTRİKSEL GİRİŞ İMPEDANSI

Kısım 3.4 te tartışılan piezoelektrik uyarma yahut elektrikten mekaniğe çevirme problemi pratik dönüştürücüler için kullanılan ideal bir piezoelektrik rezonatörün görünümünü temsil eder. İnce disk şeklinde olan piezoelektrik bir malzemenin piezoelektrik olmayan bir malzemeye yapıştırılması ile oluşturulan faydalı bir deneysel düşünce şekil 3.3 te gösterilmiştir.



Şekil-3.3: Tipik piezoelektrik disk dönüştürücü düzenlemeleri.

Burada R_o iç dirençli ve V_o açık devre çıkış voltajlı bir voltaj generatörünün yardımı ile dönüştürücü yüzeyindeki iki elektrod arasına V voltajı uygulanır. Bazı hallerde frekans yanıtını modife etmek için yardımcı plaka yapıştırılır. Şekil (3.3.b). V terminal gerilimi V_o açık devre voltajına eşit değildir, üretecin R_o direncinin ve dönüştürücüyü içeren devre serisinin çözümlenmesi ile hesaplanabilir. Eğer piezoelektrik çiftlenim çok zayıf ise; akustik dalganın uyarılması dönüştürücü plakadaki elektriksel yerdeğiştirme alanı $\vec{D}$ de anlamlı bir değiştirme meydana getirmez. Bu durumda dönüştürücü terminallerinde elektriksel giriş impedansı

$$C_o = \frac{\epsilon_{eff} \cdot A}{d} \tag{3.67}$$

kapasite geometrisinden iyi bir yaklaşımla hesaplanabilir. Burada

ϵ_{eff}= Etkin permitivite

A = dönüştürücü yüzeyi

d = dönüştürücü kalınlığı

dır. Terminal voltajı o zaman

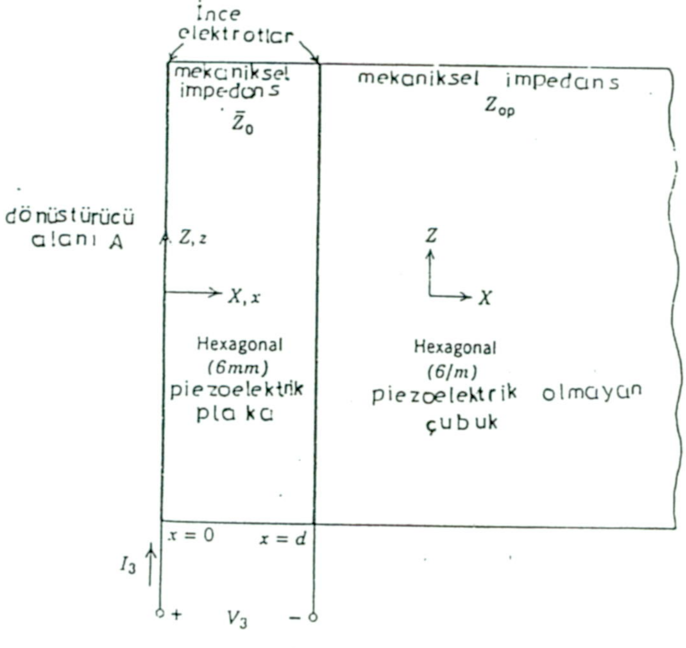
$$V = \frac{\frac{1}{i\omega C_o}}{R_o + \frac{1}{i\omega C_o}} V_o \tag{3.68}$$

ve piezoelektrik diskin içinde

$$E_z = \frac{V}{d} = \left(\frac{1}{i\omega C_o R_o + 1}\right) \frac{V_o}{d} \tag{3.69}$$

şeklinde düzgün yayılmış bir alan vardır.

Kuvvetli çiftlenim halinde: Akustik dalga uyarımı piezoelektrik dönüştürücünün elektriksel giriş impedansı bilinirse hesaplanabilir.



Şekil-3.4: Hegzagonal ortam üzerinde hegzagonal ince disk dönüştürücü.

Şekil-3.4 teki düzenleme için sözü edilen giriş impedansı

$$Z_{in}= \frac{V_3}{I_3} = \frac{P(\omega)}{R_o(\omega C_o)^2} + \frac{1}{i\omega C_o} \tag{3.70}$$

ile verilir. Burada,

$$R_o= \frac{\Pi}{\omega_o C_o K_t^2} \tag{3.71}$$

ve

$$K_t= \frac{e_{x5} \sin 2\Theta}{(\bar{C}_{44} e_{xx}^s)^{1/2}} \tag{3.72}$$

elektromekaniksel etkileşme sabiti olup ω_o yarım dalga boyu rezonans frekansıdır.

$$\bar{k}d= \frac{\omega_o d}{\bar{V}_s} =\Pi$$

Frekans tepkisi fonksiyonu ise

$$P(\omega)= \frac{2i(1-\cos\bar{k}d)+ \frac{Z_{op}}{\bar{Z}_o} \sin \bar{k}d}{\sin \bar{k}d-i \frac{Z_{op}}{\bar{Z}_o} \cos \bar{k}d} \tag{3.73}$$

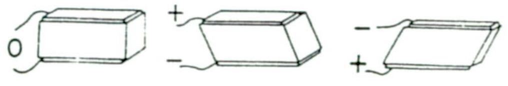
dir.[6]

IV. BÖLÜM

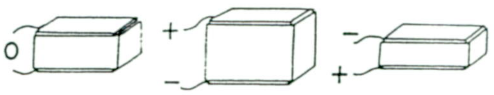
PİEZOELEKTRİK MALZEMELERİN UYGULAMALARI ve İŞLENMESİ

4.1. PİEZOELEKTRİK MADDELERİN GENEL ÖZELLİKLERİ

Piezoelektrik maddeler, kristal piezoelektrikler ve seramik piezoelektrikler olarak iki kısımda ele alınabilir. Kristal piezoelektrikler düşük ultrasonik zayıflama gösterirler. Bundan dolayı dar band uygulamalarında kullanılırlar. Seramik piezoelektrikler ise yüksek elektromekaniksel çiftlenim gösterdiklerinden geniş band uygulamalarında kullanılırlar. Büyük d sabiti gösteren maddeler ultrasonik enerjinin yeterli ileticisi ve büyük s sabiti gösteren maddeler de ultrasonik enerjinin hassas bir alıcısıdır. Yeterlilik (k_T^2) ve hassaslık faktörleri böylece pratik aletlerin düzenlenmesine geçildiği zaman diğer faktörlere karşı daha etkin olmalıdırlar.



(a)



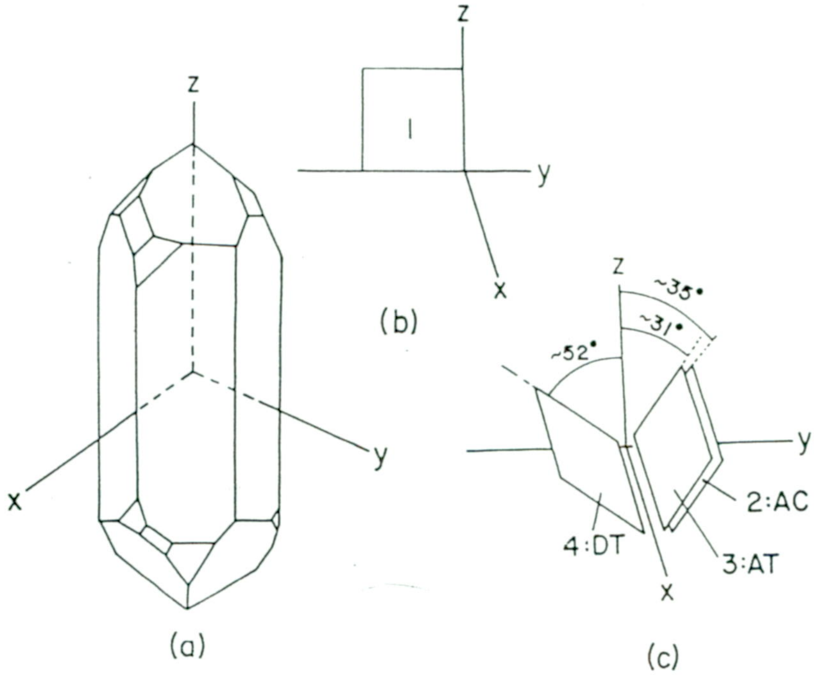
(b)

Şekil-4.1: Bir piezoelektrik plakanın işlenişi .

Piezoelektrik malzemeler şekil-4.1 de görüldüğü gibi iki biçimde işlenirler. İnce makaslama modeli (şek-4.1.a) ve kalınlığı genişletme (expander) modeli (şek.4.1.b). İlki makaslama dalgalarının ikincisi de boyuna dalgaların başlatılmasında kullanılırlar.

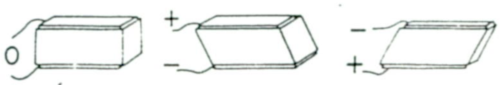
4.2. PİEZOELEKTRİK KRİSTALLER

Piezoelektrik kristallerde titreşimin bir modu kristal eksenine bağlı plakaların yönlendirilmesi ile saptanır. En önemli piezoelektrik kristal olan quartz'ın kristalografik ekseni şekil-4.2 (b) ve (c)' de görüldüğü gibidir.

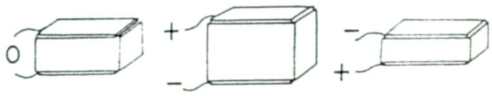


Şekil-4.2: (a) Kuartz'da kristalografik eksen.
(b) x-kesilimli.
(c) dönmüş y-kesilimi.

Boyuna dalgaların üretimi için dönüştürücüler x-kesilimli quartz'dan, enine dalgaların üretimi için de y-kesilimli yada bunun döndürülmüş biçimi AT-kesilimli quartz plakalardan yapılırlar. (Şekil 4.3)



(a)



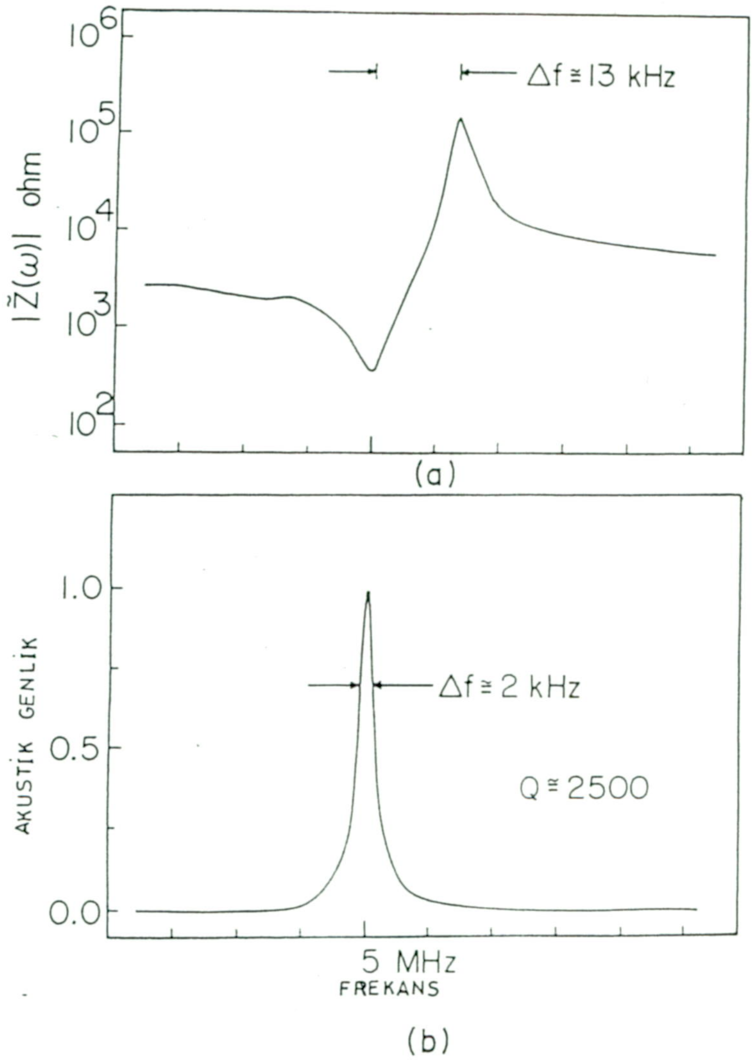
(b)

Şekil-4.3. İnce makaslama modeli (a) boyuna x-kesilimli ve expander modeli (b) enine AT-kesilimli piezoelektrik quartz plaka işleyişi

4.2.1. Darband Uygulamaları

Darband uygulamalarında piezoelektrik dönüştürücüler genellikle ilave örnek dönüştürücü bileşik yansıtıcı biçimindedirler. Bileşik yansıtıcı üzerinde tamamlanan ölçümlerden örneğin ultrasonik özelliklerinin saptanması için dönüştürücünün ultrasonik zayıflaması örneğinkine kıyasla küçük olmalıdır. Ayrıca bileşik yansıtıcının mekaniksel özellikleri dış devredeki elektriksel sistemden yeterli derecede yalıtılmalıdır.

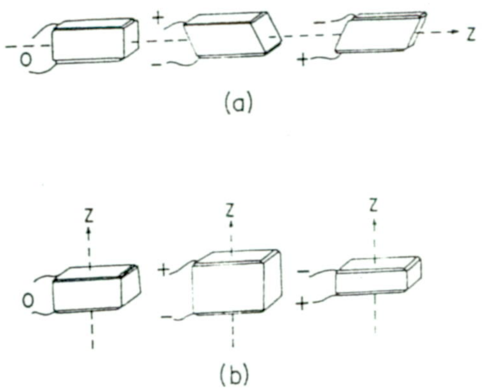
Darband dönüştürücülerin yanıt karakteristiklerinin bir gösterimi şekil-4.4 te görüldüğü gibidir. Şekil.4.4.a da elektriksel impedansın büyüklüğü expander modelinde, x-kesilimli 0,2 cm kalınlığında quartz kristalin temel mekaniksel boşalımı yakınlarında frekansın fonksiyonu olarak görülüyor.



Şekil-4.4: Temel frekans yakınlarında yalıtılmış 5-MH_z, x-kesilimli quartz plaka işleyişinin yanıt verme karakteristikleri: (a) elektriksel impedansın büyüklüğünün frekansa bağlılığı, (b) frekans domeninde akustik yanıt.

4.3. PİEZOELEKTRİK SERAMİKLER

Piezoelektrik seramiklerde titreşimin bir modu plaka içerisindeki polarizasyonun bilinmesi ile saptanır. Kutuplanma işlemi ile eksene bağlılık önemlidir. Başlangıçta; malzemenin yerel bölgeleri içinde elektriksel polarizasyon görülür, fakat malzemedeki plakada komşu domenlerin yönelimi keyfi olduğundan net bir polarizasyon yoktur ve plaka çok az piezoelektriktir. Domenler için tercih edilen yönelmeler plakanın sıcaklığının yükseltilmesi ile başarılır. Seramikler için küri noktası sıcaklığı ve büyük dc elektrik alanı gereklidir. ("poling"). Uygulanan elektrik alan, domenlerin anlamlı olarak ayrılıp alana paralel sıralanmasına neden olur. Böylece sonuçta net bir polarizasyon devam eder. Eğer seramik poling alanından uzakta ve önceden soğuksa poling'in yönü geleneksel olarak z-ekseni olarak gösterilir.



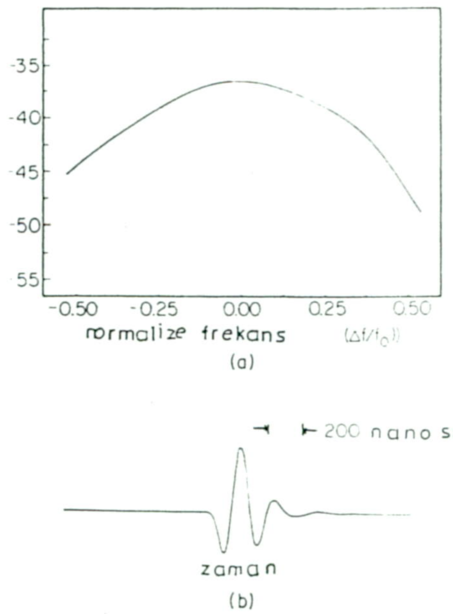
Şekil-4.5: Ferroelektrik seramiklerde kutuplanma ekseni. (a) ince makaslama modelinde uygulanan alana dik kutuplanma vardır. (b) expander modelinde kutuplanma uygulanan alan ile paralel yönelmiştir.

Bu da şekil-4.5 te görüldüğü gibi seramik plakaların polarizasyon eksenine göre plaka yönelimine bağlı olarak ince makaslama modeli veya expander modelinde işlenebileceğini gösterir.

Genel olarak seramikler yüksek elektromekaniksel çiftlenim faktörü gösterirler, bundan dolayı genişband uygulamalarında kullanılırlar.

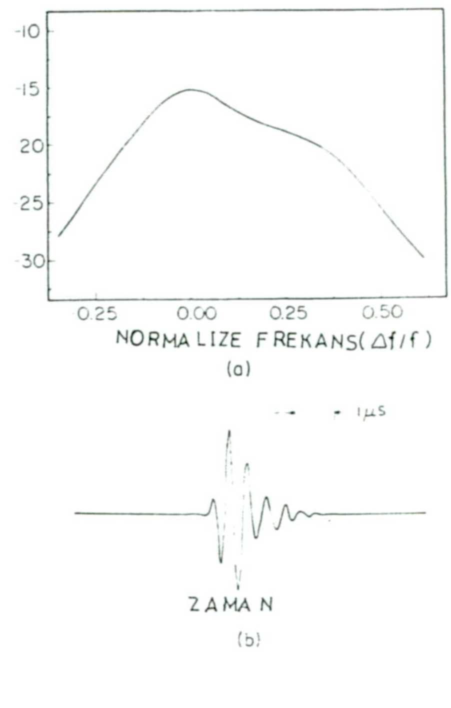
4.3.1. Genişband Uygulamaları

Bu uygulamalarda piezoelektrik plakanın heriki tarafına yüksek kayıplı malzemeler yapıştırılır. Çünkü bu malzemelerin mekaniksel impedansları yaklaşık olarak piezoelektrik plakanınkine eşittir. Piezoelektrik plakanın mekaniksel rezonansının "bozulan Q" sunun etkileri desteklenir ve böylece band genişliği artar. Şekil-(4.6) da kayıplı tungsten yükleme ile desteklenmiş kurşun metaniobate disk dönüştürücüsünün yanıtı gösterildi. Disk dönüştürücü 12,7 mm çapında ve yaklaşık 4,5 MHz rezonans frekansına sahiptir. Şekil (4.6 a) da bu dönüştürücünün iki tarafına eklenen kayıp frekansın fonksiyonu olarak çizildi. İlave kayıp projesi bu dönüştürücünün yüksek hassaslığa sahip olmadığını söyler. (Band ortasında 35 dB ilave kayıp). Fakat düzgün band şekli ve anlamlı band genişliği gösterir.



Şekil-4.6: Kayıplı tungsten yükleme ile desteklenmiş kurşun metaniobate dönüştürücünün geniş band yanıtı.(a) 4,5 MHz ile iki tarafa eklenen kayıp.(b) elektriksel atmanın zaman domenindeki yanıtı.

Geniş band piezoelektrik dönüştürücülerin oluşumu için, başka bir yaklaşım da; piezoelektrik elemana bağlı arka plakalar yardımı ile elektriksel ayarın uygun bileşimidir. Piezoelektrik plaka ile paralel yerleşen bir iletken, sistemin ayarlama elemanı olarak kullanılır. İletkenin değeri dönüştürücünün işleyiş frekansında piezoelektrik plakanın statik kapasitesi C_0 ile yansıtıldığında seçilir. Bu tekniğin kullanılmasıyla elde edilen kayıp Şekil 4.7 de gösterildi.(7)



Şekil-4.7: Piezoelektrik eleman ile paralel yerleşen ayarlama plakalarının kullanılması ile dönüştürücünün düzeltilen elektriksel yanıtı.(a) $f_0 \simeq 2,4$ MHz olan ve frekansın fonksiyonu olarak iki taraflı ilave kayıp. (b) elektriksel atmanın zaman domeni yanıtı.

4.4. PİEZOELEKTRİK SERAMİK MALZEMELERİN ÜRETİMİ VE KULLANIM ALANLARI

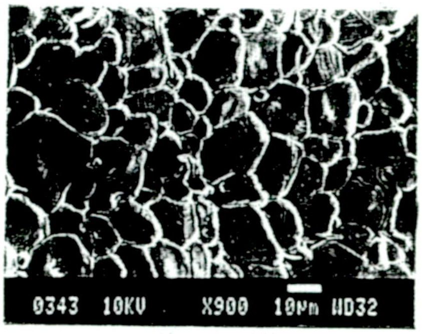
Piezoelektriğin keşfi 1880 yılında olmasına karşın bu özelliği gösteren doğal maddelerin az sayıda bulunması nedeni ile uzun bir süre bu konuda gelişme sağlanamamıştır. 1940 lı yıllarda yapay baryum titanatta piezoelektrik özellik görülmesi sonucu bu konuda araştırmalar yeniden yoğunlaşmış ve çok çeşitli malzemeler geliştirilmiştir.

Günümüzde piezoelektrik seramikler elektronik sanayide özel ve önemli kullanım alanlarına sahiptirler. Elektronikte algılayıcı, dönüştürücü ve filtre elemanı olarak kullanılan bu seramikler, ultrasonik uygulamaların vazgeçilmez malzeme türünü oluşturmaktadırlar.

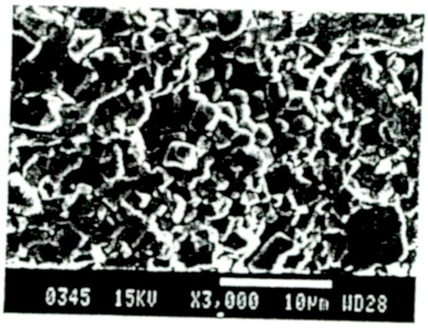
Piezoelektrik seramikler baryum titanat, kurşun zikronat titanat (PZT) ve niyobatlar olmak üzere üç grupta toplanırlar. Bunlardan en yaygın olarak kullanılan $P_b\ (Zr_{0,52-0,57}\ Ti_{0,46-0,48})\ O_3$ formülü ile ifade edilen PZT'lerdir. Değişik kullanım alanlarında farklı özellik istenildiğinden, bu formüle katkılar yapılarak değişik bileşimler geliştirilmektedir.

Piezoelektrik seramikler genellikle klasik seramik üretim yöntemlerine göre üretilirler. Seçilen bileşimin metal oksitleri veya karbonatları hammadde olarak kullanılırlar: Bunların en az % 99,5 saflıkta olması gereklidir. Bileşime göre hesaplanan hammaddeler tartılır ve zikronya bilyalı lastik kaplı kavanozlarda sulu olarak öğütülür. Öğütme sonrası kurutulan hammaddelerden 150 kg/cm^2 basınçta kekler hazırlanır. Kekler baryum titanat için 1150^{o}C de, PZT için 850-950^{o}C de kalsine edilerek istenilen fazların oluşması sağlanır. Kalsinasyon sonrası kekler tekrar öğütme işlemine tabi tutulurlar. Öğütme, maddenin en az % 90'ı 5µm altında kalacak biçimde yapılmalıdır. Tekrar kurutulan hammaddeler % 5 su içerecek biçimde nemlendirilir ve çelik kalıplarda 1000 kg/cm^2 basınç altında genellikle disk biçiminde preslenir. Bu işlem sonucunda malzeme yüksek sıcaklıkta sinterlenir. Sinterleme işlemi baryum titanat için hava atmosferinde 1300 1600 ^{o}C de

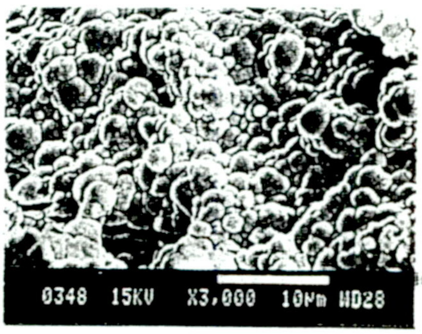
PZT'lerde 1200-1300 ^{o}C de kurşun kaybı denetlenerek yapılır. Sinterlenen disk biçimindeki malzemelerin yüzeyleri paralel taşlanır ve gümüşle elektrodlanır. Elektrodlanan malzemenin dipolleri $100^{o}C$ de 30-40 kV/cm d.c voltaj altında yönlendirilir. Bu işlemden 24 saat sonra malzemenin piezoelektrik özellikleri ölçülür. Seramiklerin tarayıcı elektron mikroskobunda çekilen tipik mikroyapı resimleri Şekil (4.8) de görüldüğü gibidir.[8]



Resim 1. BT1'in Mikroyapısı



Resim 2. PZT1'de La Etkisiyle Köşeli Tane Oluşumu



Resim 3. PZT2'nin Mikroyapısı

Şekil 4.8. Seramiklerin tarayıcı elektron mikroskobunda çekilen tipik mikroyapı resimleri. [TÜBİTAK Bülteninden alınmıştır. (Cilt 2 sayı 1. Sayfa 17)]

V. BÖLÜM

DENEYSEL ÇALIŞMA

5.1. SEÇİLEN YÖNTEM

Giriş bölümünde ortaya konan problemin çözümü için çok değişik öneriler ve teknik yöntemler ileri sürülebilir. Bölümümüzde mevcut daldırma yöntemi ile çalışan ultrasonik spektrometrede kullanım sırasında ortaya çıkan şebeke gerilimi değişmeleri ve sıcaklık değişmelerinin getirdiği ölçme hatalarını da bir dereceye kadar önleyebilecek bir çözüm getirebilmek için aynı sıvıya daldırılmış iki çift dönüştürücü ile çalışan ve bunlardan birisinin arasına konulan örnek ile alıcılarda gözlenen dalgalar arasındaki faz farkları ölçülerek örnek içindeki yayılma hızının hesaplanmasını yöntem olarak seçtik.

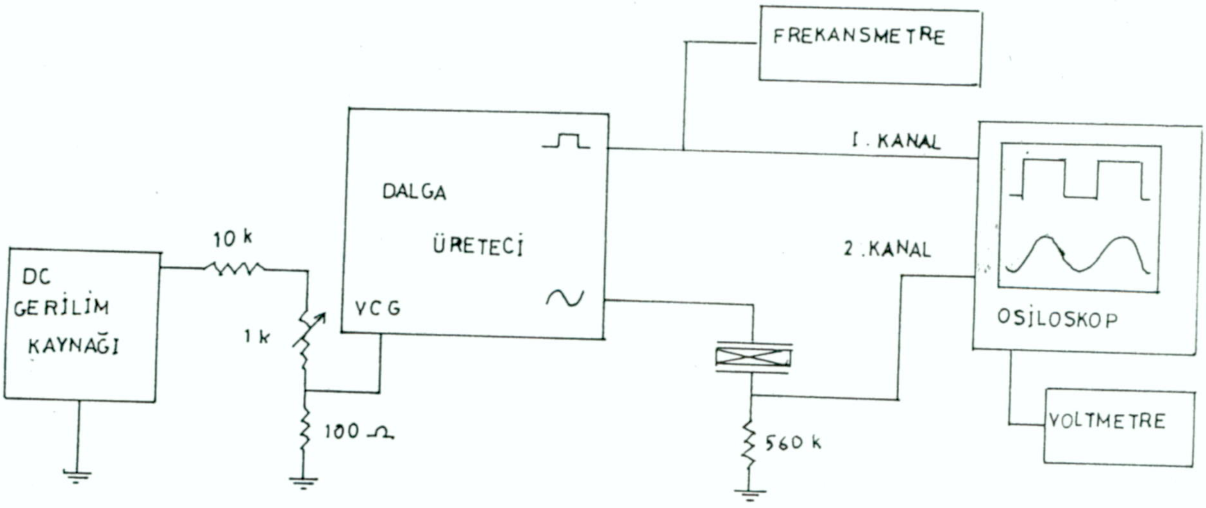
Burada dönüştürücü çiftlerinden bir tanesi referans sistemi olarak, arasına örnek konulan diğer çift ise gözleme sistemi olarak kullanıldı. Referans ve ölçme çiftlerinin aralarındaki uzaklıklar eşit yapılarak gerek şebeke gerilimi değişimlerinin gerekse sıcaklık değişimlerinin getirebileceği hataların minimuma indirilebileceği düşünüldü.

5.2. DÖNÜŞTÜRÜCÜLER VE HAZIRLANMASI

Düşünülen yöntemde frekans yüksekliği, ölçme duyarlığını arttıracak ancak en fazla bir dalga boyu içindeki farklar gözlenebileceğinden örneğin kalınlığını sınırlayacaktır. Bu nedenle kullanılacak malzemedeki yayılma hızı ve malzeme kalınlığına göre seçilebilecek bir frekans aralığı sözkonusudur.

Gerçekte, bölümümüzde değişik plastik malzemeler üzerinde yapılan çalışmalarda elde mevcut spektrometreden daha duyarlı bir ölçü sisteminin prototipini oluşturmak amacındaki bu çalışma için ideal frekans aralığı 1 ile 10 mHz dir. Ancak bu deneysel çalışma için mevcut sınırlı süre içinde bu aralıkta kullanılabilecek dört dönüştürücü elde edilebilmesi mümkün olamadığından, elde edilebilen dönüştürücülerle en azından prensip olarak sistemin çalışabilirliği incelenmek istendi.

İlk olarak elde edebileceğimiz PZT dönüştürücülerin frekansları ölçüldü, elde mevcut 14 tane 20 mm çaplı ve ortalama 1,4 mm kalınlıklı bu dönüştürücülerin şekildeki düzenekle seri ve paralel rezonansları ölçüldü.



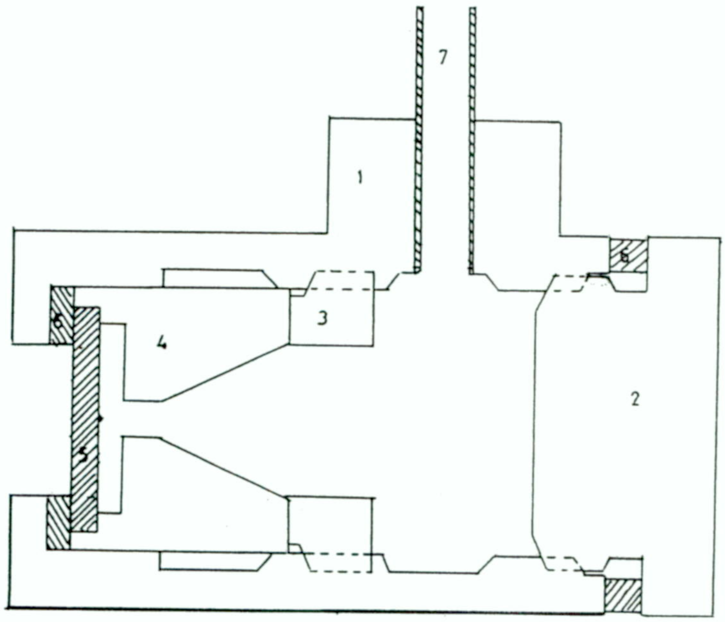
Şekil.5.1. Seri ve paralel rezonansların ölçülmesinde kullanılan "rezonans devresi".

Şekilde görülen düzenekte frekansı ölçülen dönüştürücü ile seri bağlı 560 kΩ 'luk dirençten meydana gelen devreye dalga üretecinden değişik frekanslı sinüssel gerilim uygulanıp dönüştürücünün paralel ve seri rezonans frekansları gözlenmeye çalışılmıştır. Şekil.4.4 te açıkça görüldüğü gibi dönüştürücü paralel rezonans frekansında minimum empedans göstereceğinden direnç üzerinde maksimum genlikli, seri rezonans frekansında maksimum empedans göstereceğinden seri direnç üzerinde minimum genlikli işaret gözlenecektir. Bu durumlara karşılık gelen frekanslar frekansmetre ile okunarak dönüştürücünün rezonans frekansları bulunur. Bizim için önemli olan dönüştürücünün mekanik (paralel) rezonansıdır.

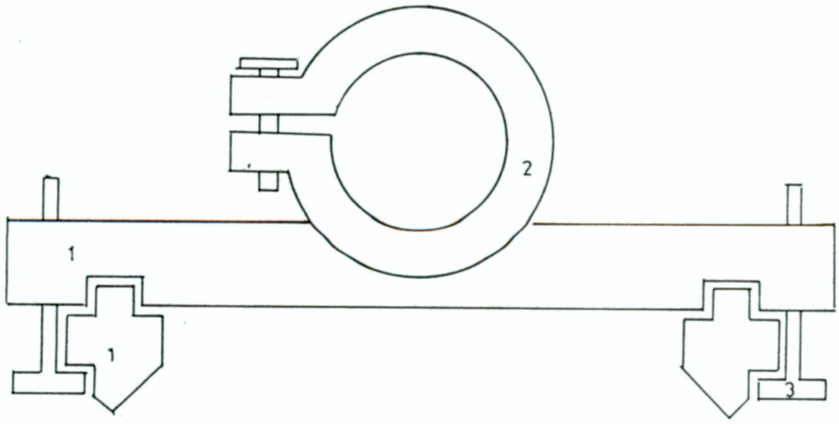
Elimizdeki 14 dönüştürücünün paralel rezonans frekansları 115,074 kHz den 129,740 kHz'e, seri rezonans frekansları 116,668 kHz den 130,797 kHz'e kadar değiştiği gözlendi. Bunların içinden rezonans frekansları birbirine en yakın olan dört tanesi seçildi. Bunların paralel rezonans frekansları 118,458 kHz; 119,321 kHz; 119,759 kHz; ve 119,898 kHz olarak ölçülmüştü.

Bunların hepsini aynı frekansa getirmek için; birer yüzeyleri gümüşlü boya ile kaplandı ve gerektiğinde asetonla biraz silindi. Daha sonra iki çelik merdane arasında ezilerek kalınlığı 0,1 mm nin altına indirilmiş gümüş tellerden yaklaşık 1,5 mm kalınlığında ve 3 cm uzunluğunda şeritler yapıştırılarak paralel rezonans frekansları 118,533 kHz; 118,533 kHz; 118,546 kHz; ve 118,555 kHz'e ayarlandı.

5.3. DÖNÜŞTÜRÜCÜ TUTUCULARI ve KIZAKLARIN HAZIRLANMASI

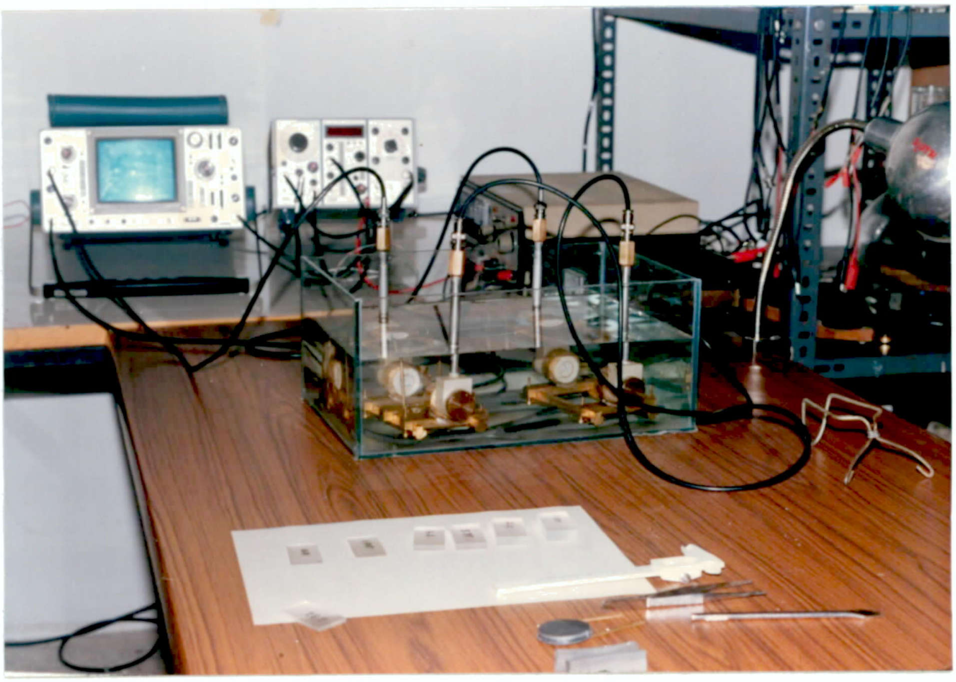


Şekil 5.2.Dönüştürücü tutucusunun kesit şekli
(1) Gövde (2) Arka kapak (3) Sıkıştırıcı vida (4) Sıkıştırma yastığı (Teflon) (5) Piezoelektrik dönüştürücü (6) Lastik contalar (7)Kablo çıkış borusu.



Şekil 5.3. Kızakların ve tutucuların görünüşü.
(1) Kızaklar (2) Tutucu gövde (3) Sıkıştırma vidası

Dönüştürücü tutucuların kesiti şekil 5.2 de ve bunların üzerine bağlanacağı kızakların kesiti ise şekil 5.3 te ayrıca ölçü hücresi ve deney düzeneğinin fotoğrafı Resim 5.1 de görülmektedir.



Resim 5.1 Ölçü hücresi ve deney düzeneği.

Bunların tümü bölümümüz olanakları kullanılarak pirinç malzemeden tarafımızdan yapılmıştır.

Dönüştürücülerin suya gelecek yüzeyi lastik conta içinden geçirilen ince gümüş tel ile dönüştürücü tutucularının gövdesiyle elektriksel bağlantı haline getirilmiş, içte kalan yüzeyine bağlı gümüş telin diğer ucu çıkış borusunun tepesindeki BNC'nin orta ucundan gelen tele lehimlenmiştir.

Yapılan gözlemde bu tele yapılan bağlantı ve içeriye suyun geçmemesi için konan lastik contaya yapılan baskının frekanslarda bir miktar kaymaya neden olduğu görüldü. Ancak gerek PZT dönüştürücülerin rezonans frekansı civarındaki bandının çok dar olmaması gerekse frekansları eşitlemek için yapılan yüklemenin (boyama v.s...) sönümü arttırdığı ve bandı daha da genişlettiği bilindiğinden bunların düzeltilmesi yoluna gidilmeyerek ölçme sırasında tüm sistem için maksimum verimi sağlayacak frekansın kullanılmasının daha pratik olacağına karar verildi.

5.4. DENEYDE KARŞILAŞILAN GÜÇLÜKLER

Bu çalışma sırasında gerek önceden tahmin edilen gerekse tahmin edilemeyen pekçok güçlük karşımıza çıkmıştır. Bunların en önemlilerini şöyle özetleyebiliriz.

Dönüştürücü frekanslarının düşük olması gerek sudaki gerekse örnek katı içindeki dalga boyunun büyük olmasına neden olmuştur. Yaklaşık 120 kHz olarak çalışma frekansımızı düşündüğümüzde su içinde dalga boyu 12,5 mm; örnek olarak seçilen pleksiglass malzeme içinde 22,5 mm dir. Sistemin dış etkenlerden fazla etkilenmemesi için verici ve alıcı dönüştürücüler arasındaki uzaklığın olabildiğince küçük olması gerekirdi, ancak birkaç dalgaboyu mesafe girişim olayına neden olacaktır. Dönüştürücüler arasındaki uzaklığın büyük olması durumunda katılığı saglamak bakımından çok fazla malzeme kullanılmasını gerekli kılacaktır. Bunları dikkate alarak alıcı ve verici dönüştürücüler arasında ortalama 15 cm lik bir uzaklık kalacak şekilde tasarlanmıştır. Deney sırasında rayların altına yumuşak lastik taşıyıcılar konmasına ve oldukça büyük bir su kütlesi olacak şekilde ölçü kabının seçilmesine rağmen, kabın üzerinde bulunduğu masaya dokunulmasının büyük kaymalara neden olduğu gözlenmiştir.

Önceden düşünülmeyen bir olay da suyun dalgalanmasının kaymalara neden olduğudur. Bunun çalıştığımız düşük frekansta su hareketinin getirdiği Doppler kayması olduğu sonucuna varılmıştır. mHz mertebesindeki frekanslarda su dalgalanması sonucu kaymalar gözlenemeyecek kadar küçük olmaktadır. Dalgalanmadan ileri gelen kaymanın bir miktar da dönüştürücüler üzerindeki eşzamanlı olmayan basınç değişikliğine bağlı olduğu düşünülebilir. Ancak giderilme çaresi pek olmadığından bunların incelenmesi üzerinde durulmamıştır.

Deneyin önce atmaların içine sıkıştırılmış sinüssel dalgalar yerine sürekli bir sinüs dalgası gönderilerek yapılabileceği düşünülmüştü. Ancak dalgaboyuna göre sistemin yeterince uzun yapılamaması ve önceden hesaplanması mümkün olmayan koherenz uzunluğunun (özellikle sürekli dalga kullanıldığı için) çok büyük çıkması girişim olayına neden olmuştur.

Örnek yayılma doğrultusuna dik konulduğunda örnekle alıcı arasındaki çoklu yansımalardan ileri gelen girişim önlenememekte ve örneğin bu verici ile alıcı arasında bulunduğu noktaya ve kalınlığına bağlı olarak alıcıdan değişik cevaplar alınmaktadır. Bunun dışında sürekli dalga kullanılması halinde alıcı ile verici arasındaki bölgede oluşan duran dalgaların düğüm noktasına konulan ince bir örneğin hiç tepki yaratmadığı gözlenmiştir.

Baştan düşünülmeyen diğer bir sorun iki verici dönüştürücünün aynı kaynaktan sürülmesi halinde gerek verimlerinin farklılığı gerekse vericiye yansıyan dalgaların yarattığı etkilerin olayı karıştırmasıdır.

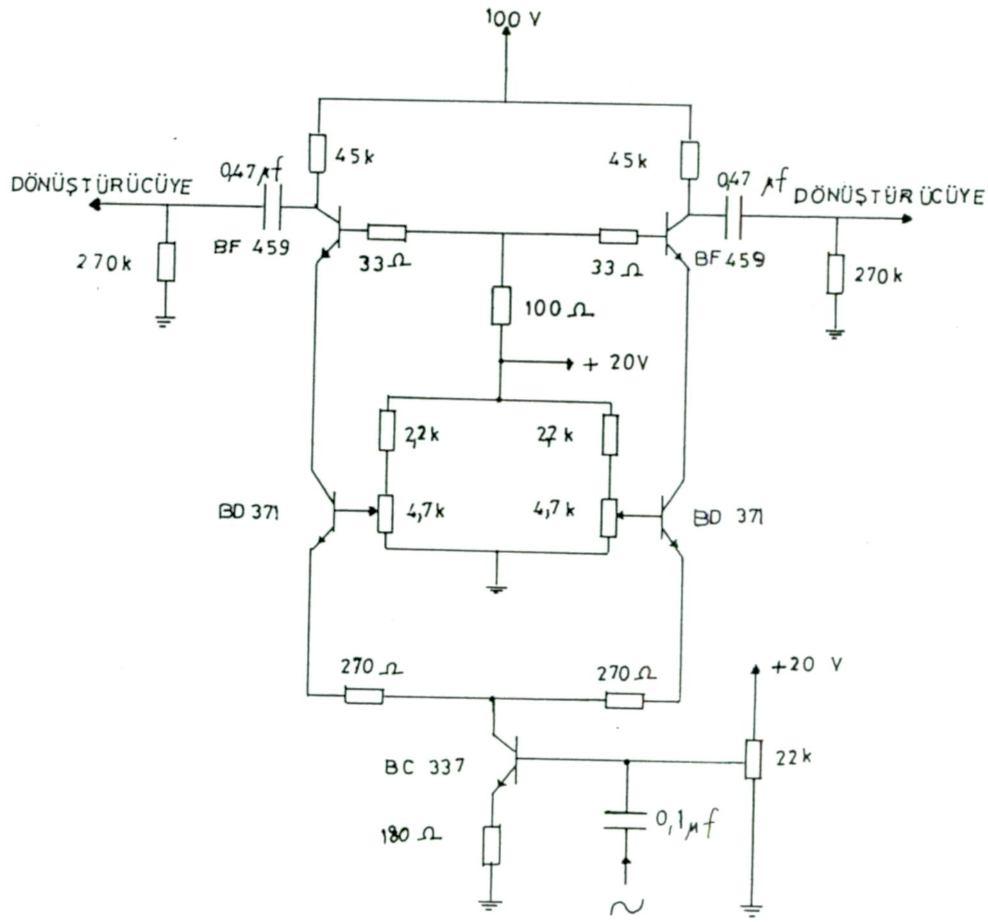
Bu güçlüklere karşı getirilmeye çalışılan çözümler bundan sonraki bölümde tartışılacaktır.

VI. BÖLÜM

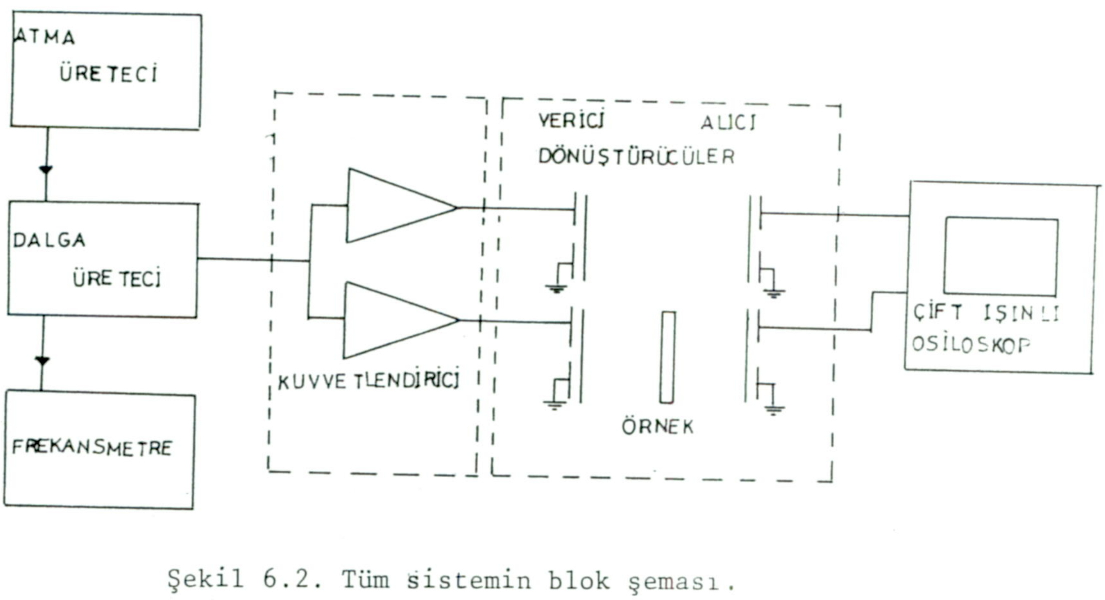
SONUÇ ve TARTIŞMALAR

Bir önceki bölümde sözü edilen güçlüklerden girişim olayı en önemlisi olup sürekli dalga kullanıldığında bunu önlemenin olanağı bulunamamıştır. Hernekadar örneği yayılma doğrultusuna 30^{o}den fazla açı ile koyduğumuzda girişim olayı büyük çapta önlenmekte ise de bu sefer gerek örneğin kalınlığına ve yaptığı açıya bağlı olarak kayma değişeceğinden, gerekse örnek açılı konulduğunda örnek içinde ikinci bir dalga bileşeni oluşacağından bu çözüm biçimi amaca uygun düşmemektedir. Bu nedenle koherenz uzunluğunu bozmak için sürekli dalga yerine girişimin minimum olacağı dalga paketleri kullanılmıştır.

Verici dönüştürücülerin birbirini etkilememesi için sürücü kaynak ile dönüştürücüler arasında bir ayırıcı ve kuvvetlendirici kat yapılmış ancak dönüştürücülerin bu frekansta gösterdiği empedansın düşüklüğü (2 kΩ mertebesinde) kuvvetlendirmenin büyütülmesi için özel hesaplanmış devreler yapılmasını gerektirir. Fakat yapılan basit bir devre; vericileri birbirini etkilemeyecek şekilde ayırma ve fazla olmasa bile ölçme düzeneğimizde yeterli bir düzey sağlayacak kadar kuvvetlendirme yaptığından daha fazla ayrıntıya gidilmemiştir. Bu devrenin açık şeması şekil 6-1 de, tüm sistemin blok şeması şekil 6.2 de verilmiştir.
Ölçme için pleksiglass'tan değişik kalınlıklarda dilimler hazırlanmış ve düzeneğimizin çalışmasını gözlemek amacıyla değişik kalınlıkların neden olacağı farklar önce kuramsal olarak hesaplanmış ikinci olarak kendi yaptığımız aletle ve bölümümüzde mevcut aletle deneysel olarak ölçülmüş ve bu üç ölçüm karşılaştırmalı olarak Talbo 6.1 de verilmiştir.



Şekil 6.1 Kuvvetlendirici katlar.



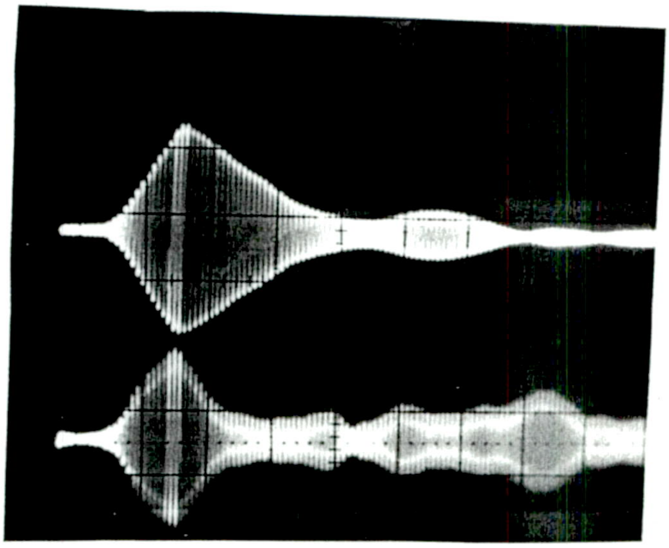
Şekil 6.2. Tüm sistemin blok şeması.

Kalınlık (mm)	$\Delta t^{I}_{kuramsal}$ (μsn)	Δt^{II}_{denel} (μsn)	Δt^{III}_{denel} (μsn)
0,8	0,24	0,22	0,21
1,75	0,52	0,51	0,65
3,33	0,985	1,08	1
4,60	1,36	1,41	1,42
5,35	1,58	1,57	1,70
7,40	2,2	2,09	2,23
9,18	2,72	2,80	2,85

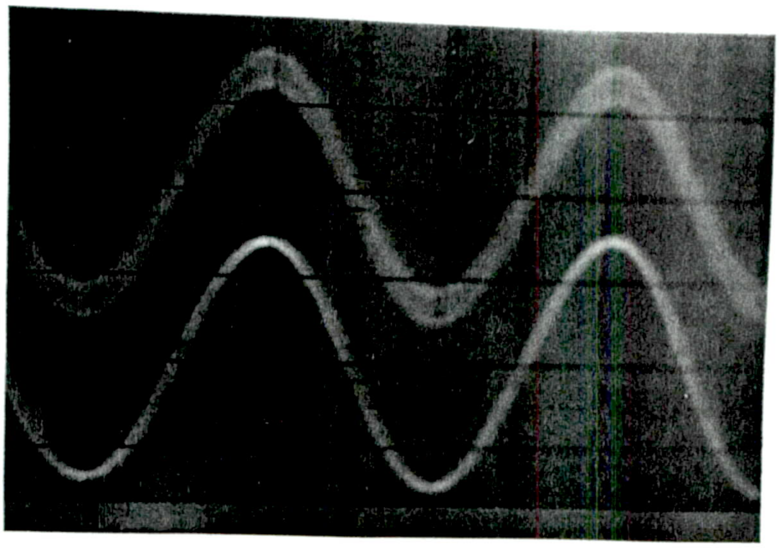
Tablo 6.1. Pleksiglass malzemede gözlenen kaymalar. Değerler, ayrı ayrı zamanlarda yapılan dokuz ölçme işleminin ortalaması alınarak yazılmıştır.

Resim 6.1 de üst çizgi ölçü grubunun alıcısında, alt çizgi referans grubu alıcısında gözlenen dalga paketleridir. (atmalar). Bu atmaların en büyük genlikli olduğu bölge içindeki parlak kısım geciktirmeli osiloskop yardımıyla kullanacağımız ölçme hızında büyütülmüş şekli Resim 6.2 de görülmektedir.

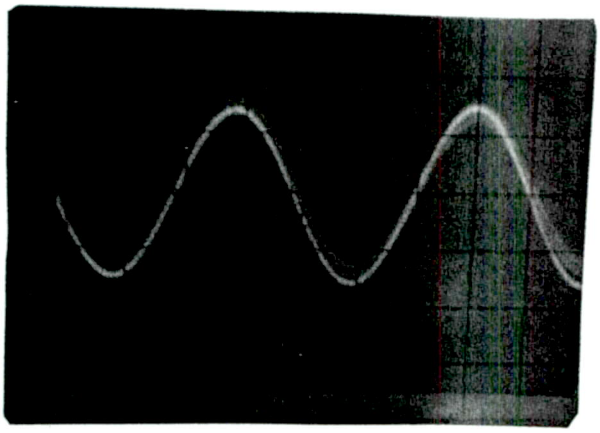
Ölçme işleminde önce örnek yok iken referans ve ölçme gruplarının alıcılardan gelen işaretler osiloskop ekranı üzerinde aynı fazlı olacak şekilde dönüştürücülerden bir tanesi kaydırılarak çakıştırılmakta (Resim 6.3) örnek daldırıldığında ayrılan iki sinüs dalgasının sıfır gerilim seviyesini kestiği noktalar arasındaki zaman farkı osiloskoptan okunmaktadır. 5,33 mm ve 0,8 mm kalınlıkta pleksiglass için kayma bir örnek olarak Resim 6.4 ve 6.5 te gösterildi.



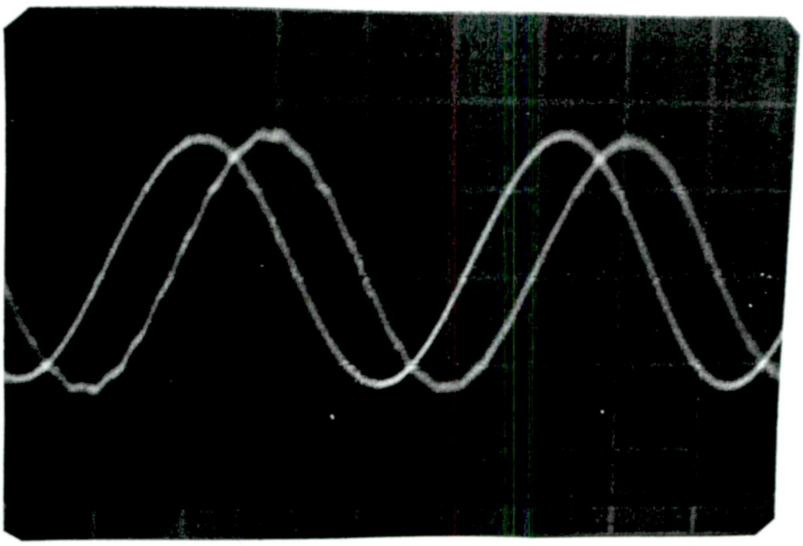
Resim 6.1 Gönderilen atmaların fotoğrafı .



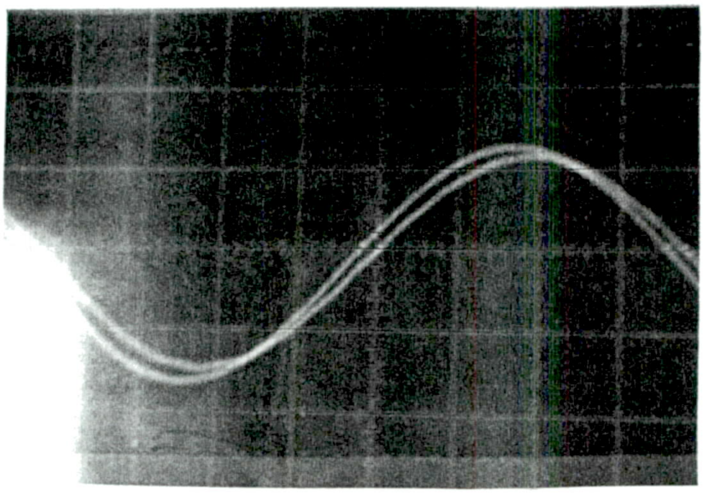
Resim 6.2. Resim 6.1 deki parlak kısmın büyütülmüş fotoğrafı .



Resim 6.3. Örnek yokken çakışmış durum. (Yatay tarama hızı 2μsn/cm)



Resim 6.4. Yatay tarama hızı 2μsn/cm iken 5,35 mm kalınlığındaki bir örnek için görülen Δt kayması (1,55 μ sn).



Resim 6.5. Yatay tarama hızı 1μsn/cm iken 0,8 mm kalınlığındaki bir örnek için görülen Δt kayması (0,24 μsn).

Baştan da söylendiği gibi bizim amacımız böyle bir sistemin çalışabilirliğinin incelenmesi idi. Tablo 6.1 den de görüldüğü gibi yapısı ve çalışma frekansı gereği ölçme hatalarına fazla açık olan sistemimizde dalga boyunun 1/20 sinden daha ince bir örnekte bile gözlenebilir bir faz kayması elde edilebilmiş olması bu sistemin daha ileri düzeyde bir yapım tekniği ve daha yüksek frekanslarda başarılı olarak çalışacağı kanısını vermiştir.

Örneğin; aynı malzeme için 10 mHz'lik bir dalga kullanıldığında 0,01 mm'lik bir kalınlıktan gelecek kaymayı rahatlıkla ölçebileceğimizi söyleyebiliriz.

Ek.1

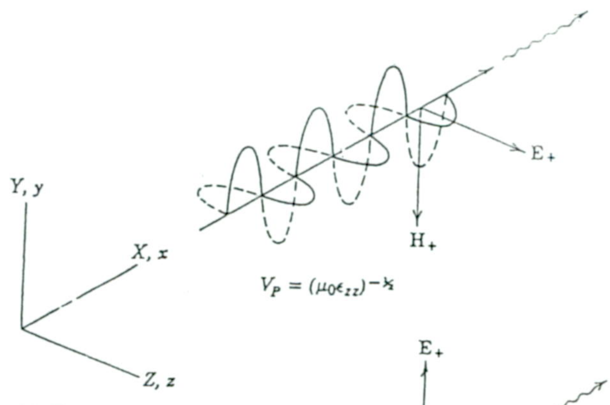
ÖRNEK 1. Bir Hegzagonal Kristalin x-ekseni Boyunca Düzgün Düzlem Dalga Yayılması

A- Elektromagnetik dalga yayılması

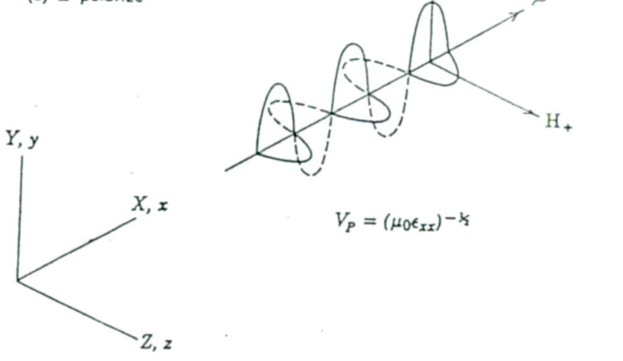
$\vec{J}_c$ ve $\vec{J}_s$ kaynak akımlarının olmadığı bölgede (2.11) ve (2.12) Maxwell elektromagnetik alan denklemleri matrissel formda yazılıp düzenlenirse,

$$\frac{\partial^2 Hy}{\partial x^2} = \mu_o \epsilon_{zz} \frac{\partial^2 Hy}{\partial t^2}$$

tek boyutlu dalga denklemi elde edilir. Bu denklemin çözümü bize x-boyunca yayılma için elektromagnetik dalganın aşağıdaki şekilde görüldüğü gibi iki farklı polarizasyona sahip olabileceğini gösterir.



(a) Z-polarize



(b) Y-polarize

B- Akustik Dalga Yayılması

Cisim kuvvetlerinin olmadığı kayıpsız ortam için (2.8) ve (2.9) akustik alan denklemleri

$$\nabla.\vec{T}=\rho\frac{\partial\vec{V}}{\partial t}$$

$$\nabla_s.\vec{V}=s:\frac{\partial\vec{T}}{\partial t}$$

denklemlerine indirgenir. Bu denklemler matris formunda yazılıp eşleştirilirse; sonuçta bir hegzagonal kristalin x-ekseni boyunca yayılma için akustik dalganın

$$\frac{\partial^2 V_y}{\partial x^2}=\rho s_{66}\frac{\partial^2 V_y}{\partial t^2}$$

I.Çözüm (enine)

$$T_{6\pm}=\mp\left(\frac{\rho}{s_{66}}\right)^{1/2}V_{y\pm}$$

$$\frac{\partial^2 v_z}{\partial x^2}=\rho s_{44}\frac{\partial^2 v_z}{\partial t^2}$$

II.Çözüm (enine)

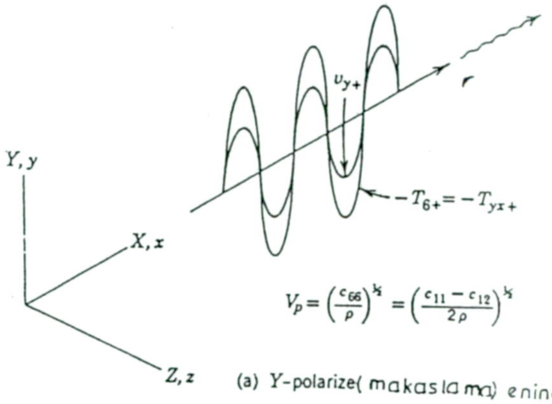
$$T_{5\pm}=\mp\left(\frac{\rho}{s_{44}}\right)v_{z\pm}$$

$$\frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2}=\left(\frac{\rho}{c_{11}}\right)\frac{\partial^2 v_x}{\partial t^2}$$

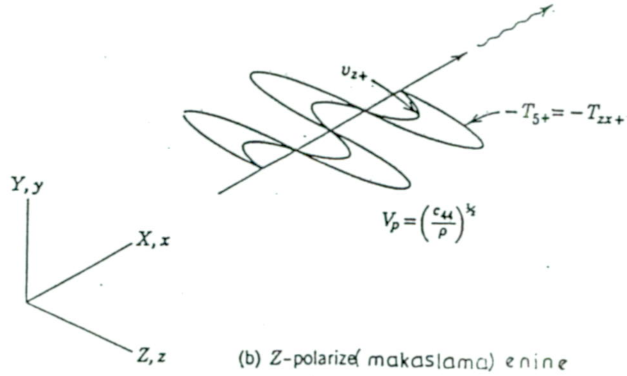
III.Çözüm (boyuna)

$$T_{1\pm}=\mp(\rho c_{11})\,v_{x\pm}$$

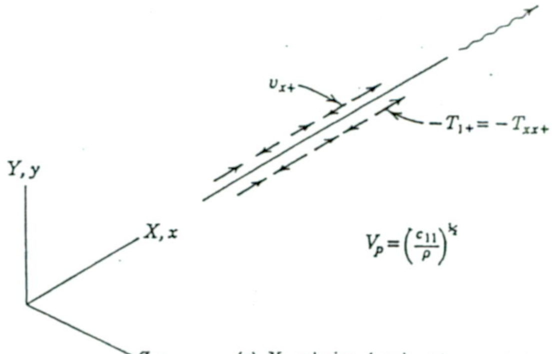
şeklinde üç bileşeni olduğu görülür.[1] Bunların şekillenimi aşağıda gösterildiği gibidir.



(a) Y-polarize(makaslama) enine



(b) Z-polarize(makaslama) enine



(c) X-polarize (sıkıştırma) boyuna

Ek 2

ÖRNEK 2. Kübik Piezoelektrik ortamda küb kenarı yönü boyunca (Y-ekseni boyunca) kayıpsız ilerleme problemi:

Varsayalım ki

$$\vec{u}=\hat{x}\,\frac{k}{\rho\omega^2}\,\cos(\omega t-ky)$$

yönünde ilerleyen parçacık yerdeğiştirme dalgası olsun. Bu yerdeğiştirmeye karşı gelen zorlanma alanı (3.24) ten

$$S_6=\frac{\partial V_x}{\partial y}=\frac{k^2}{\rho\omega^2}\,(\sin\omega t-ky)$$

olur. Piezoelektrik katıda:

$$D_i=\epsilon^S_{ij}\,E_j+e_{iJ}\,S_J$$

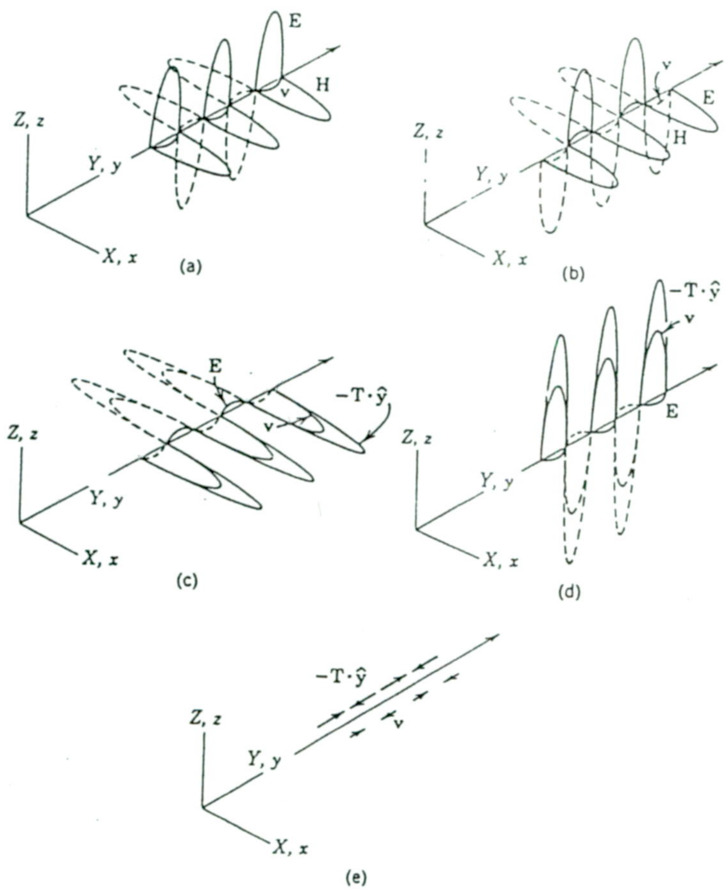
$$T_I=-\tilde{e}_{Ij}E_j+c^E_{IJ}S_J$$

piezoelektrik zorlama denklemlerinden dolayı bu zorlanma alanı S_6; D_i elektrik yerdeğiştirmesine $(D_z)_{pE}=e_{x4}S_6$ piezoelektrik katkısını ve T_J zorlama alanına $c^E_{44}S_6$ elastik katkısını üretir. Elektromağnetik denklemlere $(D_z)_{pE}$ yerleştirildiğinde bu, magnetik ve elektrik alanlar üretir ve sonunda T_6 zorlama alanına piezoelektrik katkı oluşturur. Düzlem dalga yayılma bağıntısına erişebilmek için (3.21) ve (3.22) Maxwell elektromagnetik alan denklemleri y-ekseni boyunca yayılma için $\vec{J}_c=\vec{J}_s=0$ ve $\frac{\partial}{\partial x}=\frac{\partial}{\partial t}=0$ alınır. Denklemler matris formunda yazılıp eşleştirilirse gerekli düzenlemelerden sonra dispersiyon bağıntısı

$$(\rho\omega^2-c^E_{44}k^2)(\mu_o\epsilon^S_{xx}\omega^2-k^2)=\mu_o e^2_{x4}\omega^2k^2$$

şeklini alır.[(2)]

Bu dispersiyon bağıntısının çözümleri; kübik piezoelektrik katının herhangibir küb kenarı yönü boyunca ilerleyen düzgün düzlem dalganın iki sanki elektromagnetik dalga, iki sanki akustik dalga ve tamamen akustik olan bir dalga olmak üzere beş bileşene sahibolduğunu söyler. Saf akustik dalga saf boyuna polarizasyona diğer dört dalga saf enine polarizasyona sahiptir. Bu dalgaların şekillenimi aşağıda görüldüğü gibidir.



(a),(b) : Sanki elektromagnetik dalga
(c),(d) : Sanki akustik dalga
(e) : Saf akustik dalga

Ek.3.

$$\nabla_s \rightarrow \nabla_{Ij} \rightarrow \nabla_{Lj} = \begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial x} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\partial}{\partial y} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\partial}{\partial z} \\ 0 & \frac{\partial}{\partial z} & \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} & 0 & \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial x} & 0 \end{bmatrix}$$

$$\nabla. \rightarrow \nabla_{iJ} \rightarrow \nabla_{ik} = \begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial x} & 0 & 0 & 0 & \frac{\partial}{\partial z} & \frac{\partial}{\partial y} \\ 0 & \frac{\partial}{\partial y} & 0 & \frac{\partial}{\partial z} & 0 & \frac{\partial}{\partial x} \\ 0 & 0 & \frac{\partial}{\partial z} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial x} & 0 \end{bmatrix}$$

$$[\nabla.] = [\tilde{\nabla}_s]$$

$i,j = x,y,z$

$I,J = 1,2,3,4,5,6$

$$T_I = \begin{bmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_3 \\ T_4 \\ T_5 \\ T_6 \end{bmatrix} \qquad S_I = \begin{bmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \\ S_4 \\ S_5 \\ S_6 \end{bmatrix}$$

Elastik sertlik sabitleri

$$[c_{IJ}] = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & c_{14} & c_{15} & c_{16} \\ c_{21} & c_{22} & c_{23} & c_{24} & c_{25} & c_{26} \\ c_{31} & c_{32} & c_{33} & c_{34} & c_{35} & c_{36} \\ c_{41} & c_{42} & c_{43} & c_{44} & c_{45} & c_{46} \\ c_{51} & c_{52} & c_{53} & c_{54} & c_{55} & c_{56} \\ c_{61} & c_{62} & c_{63} & c_{64} & c_{65} & c_{66} \end{bmatrix}$$

Genel Gösterim

$$[c] = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & c_{14} & c_{15} & c_{16} \\ c_{21} & c_{22} & c_{23} & c_{24} & c_{25} & c_{26} \\ c_{13} & c_{23} & c_{33} & c_{34} & c_{35} & c_{36} \\ c_{14} & c_{24} & c_{34} & c_{44} & c_{45} & c_{46} \\ c_{15} & c_{25} & c_{35} & c_{45} & c_{55} & c_{56} \\ c_{16} & c_{26} & c_{36} & c_{46} & c_{56} & c_{66} \end{bmatrix}$$

Triklinik sistem

21 sabit (maksimum sayı)

$$[c] = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{13} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2}(c_{11}-c_{12}) \end{bmatrix}$$

Hegzagonal sistem

5 sabit

$$c_{66} = \frac{1}{2}(c_{11}-c_{12})$$

$$[c]=\begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{12} & c_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} \end{bmatrix}$$

İzotropik kübik sistem

2 sabit (minimum sayı)

$c_{12}=c_{11}-2c_{44}$

Permitivite sabitleri

$$\epsilon^S_{ij}=\begin{bmatrix} \epsilon^S_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon^S_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon^S_{zz} \end{bmatrix}$$

Hegzagonal,Trigonal,Tetragonal sistemde

(6 mm piezoelektrik Hegzagonal kristal için)

$$\epsilon^S_{ij}=\begin{bmatrix} \epsilon^S_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon^S_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon^S_{xx} \end{bmatrix}$$

Kübik, isotropik sistemde

Piezoelektrik zorlanma sabitleri

$$[d_{iJ}]=\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{x4} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_{x4} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{x4} \end{bmatrix}$$

Kübik piezoelektrik sistem
(23 ve $\bar{4}3m$)

$$[d_{iJ}]=\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{x5} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{x5} & 0 & 0 \\ d_{z1} & d_{z1} & d_{z3} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

Hegzagonal piezoelektrik ortam
(6 mm)

Piezoelektrik zorlama sabitleri

$$[e_{iJ}] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & e_{x4} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & e_{x4} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & e_{x4} \end{bmatrix}$$

Kübik piezoelektrik ortam

(23 ve $\bar{4}3m$)

$$[e_{iJ}] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & e_{x5} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e_{x5} & 0 & 0 \\ e_{z1} & e_{z1} & e_{z3} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

Hegzagonal piezoelektrik ortam

($6.mm$)

$$\nabla_i = \left[\frac{\partial}{\partial x} \quad \frac{\partial}{\partial y} \quad \frac{\partial}{\partial z}\right]$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \rightarrow -ik$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow i\omega$$

$$\nabla = \hat{r}_i \frac{\partial}{\partial r_i}$$

$$\nabla . \vec{A} = \frac{\partial}{\partial r_i} A_i$$

Ek.4

ÖRNEK.3. Yarıstatik yaklaşımla piezoelektrik Hegzagonal (6 mm) kristalin x-ekseni boyunca düzgün düzlem dalgaların yayılması.

$\hat{l}=\hat{x}$ olduğundan

$$l_{ik}=\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}$$

dır ve l_{Lj} bunun transpozesidir. (3.43) Christoffel bağıntısının katılaşma teriminin payındaki ifade

$$[l_i e_{iL}]=\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \end{bmatrix}\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & e_{x5} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e_{x5} & 0 & 0 \\ e_{z1} & e_{z1} & e_{z3} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$$= \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & e_{x5} & 0 \end{bmatrix}$$

$$[e_{Kj} l_j]=[\tilde{l_i e_{iL}}]=\begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ e_{x5} \\ 0 \end{bmatrix}$$

$$[e_{Kj} l_j][l_i e_{iL}]=\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & e_{x5}^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

şeklinde olur. Paydadaki terim ise $\hat{I}.\hat{I}=1$ olduğundan

$$[\epsilon^S_{ij}]=\begin{bmatrix} \epsilon^S_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon^S_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon^S_{xx} \end{bmatrix}$$

$$l_i \epsilon^S_{ij} l_j = \epsilon^S_{xx}$$

bir skalerdir. Sözü geçen ortam için

$$[c^E_{kL}]=\begin{bmatrix} c^E_{11} & c^E_{12} & c^E_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c^E_{12} & c^E_{11} & c^E_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c^E_{13} & c^E_{13} & c^E_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c^E_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c^E_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c^E_{66} \end{bmatrix} , \quad c^E_{66} = \frac{c^E_{11}-c^E_{12}}{2}$$

tanımlıdır. Böylece (3.43) Christoffel denklemindeki katılaşma terimi

$$[c]_{katılaşmış}=\begin{bmatrix} c^E_{11} & c^E_{12} & c^E_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c^E_{12} & c^E_{11} & c^E_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c^E_{13} & c^E_{13} & c^E_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c^E_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c^E_{44}+\dfrac{e_{x5}{}^2}{\epsilon^S_{xx}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c^E_{66} \end{bmatrix}$$

olarak bulunur. Katılaşmış Christoffel matrisi bu matrisin sırasıyla soldan ve sağdan (3.45) ve (3.46) ile çarpılmasıyla elde edilir. Christoffel denkleminin matris biçimi bu nedenle aşağıdaki gibi olur.

$$k^2 \begin{bmatrix} c_{11}^E & 0 & 0 \\ 0 & c_{66}^E & 0 \\ 0 & 0 & c_{44}^E + \dfrac{e_{x5}^2}{\epsilon_{xx}^S} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{bmatrix} = \rho\omega^2 \begin{bmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{bmatrix}$$

Bu denklemin aşağıda görüldüğü gibi üç çözümü vardır.

I.Çözüm;

$$\omega^2\rho = k^2 c_{11}^E$$

dispersiyon bağıntılı katılaşmamış sıkıştırma dalgası v_x,

II.Çözüm;

$$\omega^2\rho = k^2 c_{66}$$

dispersiyon bağıntılı katılaşmamış makaslama dalgası v_y,

III.Çözüm;

$$\omega^2\rho = k^2 \left(c_{44}^E + \frac{e_{x5}^2}{\epsilon_{xx}^S}\right)$$

dispersiyon bağıntılı katılaşma makaslama dalgası v_z dir. Bu örnek için yarıstatik potansiyel (3.42) den

$$\Phi = \frac{e_{x5}}{i\omega\,\epsilon_{xx}^S}$$

olarak bulunur.[3]

K A Y N A K L A R

1. B.A.AULD
   Acustic Field and Waves in Solids. Cilt 1. Bölüm 4. J.Wiley 1973
2. Aynı kaynak Bölüm 8. Örhek 4.
3. Aynı kaynak Bölüm 8 Örnek 8
4. Aynı kaynak Bölüm 8
5. Aynı kaynak Bölüm 8. Örnek 8
6. Aynı kaynak Bölüm 8. Kısım J ve J3
7. PETER.D.EDMONDS
   Methods of Experimental Physics cilt 19., Bölüm 1. Kısım 1.4.
   Academic Press 1981
8. Tübitak Bülteni Cilt 2. sayı 1. sayfa 16-17