

33825

T.C
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

OPTİKSEL OLARAK AKTİF
BAZI MADDELERİN VERDET SABİTLERİNİN
DENEYSEL ÖLÇÜMÜ: FARADAY OLAYI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

NİLÜFER BURSA

**T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ**

BURSA, EYLÜL 1994

T.C
ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

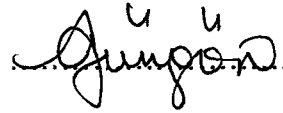
OPTİKSEL OLARAK AKTİF
BAZI MADDELERİN VERDET SABİTLERİNİN
DENEYSEL ÖLÇÜMÜ: FARADAY OLAYI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

NİLÜFER BURSA

Sınav Günü :

Jüri Üyeleri : Prof. Dr. Ali GÜNGÖR

 (Danışman)

Prof. Dr. Salih DİNÇER



Doç. Dr. Ahmet AVINÇ



BURSA, EYLÜL 1994

ÖZ

Bu çalışmada, sabit manyetik alan içindeki Karbon tetraklorür, Toluene, Kloroform ve U.Ü. Kükürtlü Tesislerinden alınan kaplıca suyu ortamlarında Faraday Etkisi incelendi. Ayrıca maddelerin optikçe aktifliğinin bir ölçüsü olan Verdet sabitleri bulundu ve bu değerler, referans olarak alınan kaynaktaki Verdet sabitleri ile karşılaştırıldı.



İÇİNDEKİLER

Sayfa No

1. GİRİŞ	1
2. KURAMSAL BİLGİLER	2
2.1. Üzerinden Akım Geçen Farklı Şekillerdeki Tellerin Oluşturduğu Manyetik Alan	2
2.1.1. Bir Akım Halkasının Oluşturduğu Manyetik Alan	2
2.1.2. Helmholtz Bobininde Oluşan Manyetik Alan	4
2.2. Polarizasyon	7
2.2.1. Yansıma ve Kırılma	7
2.2.2. Çift Kırılma	9
2.2.3. Lineer Polarizasyon	10
2.2.4. Dairesel Polarizasyon	12
2.2.5. Eliptik Polarizasyon	15
2.3. Polarizörler	19
2.4. Dedektörler	21
2.4.1. Termal Dedektörler	21
2.4.2. Foton Dedektörleri	21
2.5. Optiksel Aktivitenin İncelenmesi	25
2.6. Faraday Etkisinin İncelenmesi	27
2.7. Faraday Olayının Klasik Olarak İncelenmesi	28
2.7.1. Zeeman Olayı	28
2.7.2. Faraday Olayı	29
3. DENEYSEL KISIM	31
3.1. Kullanılan Aletler	31
3.2. Deneyin yapılışı	31
3.2.1. Manyetik Alan Kalibrasyonu	32
3.2.2. Polarizasyon Düzleminin Dönme Açısının Bulunması	35
3.2.3. Verdet Sabitlerinin Bulunması	38
4. TARTIŞMA VE SONUÇ	44

ÖZET

ABSTRACT

KAYNAKLAR

TEŞEKKÜR

ÖZGEÇMİŞ



1. GİRİŞ

Lineer polarize ışığın polarizasyon düzlemini döndüren bir madde, optikçe aktif madde olarak bilinmektedir. Şeker, kuartz gibi bazı maddeler doğal olarak optikçe aktiftirler fakat bazı maddeler de manyetik alana konuldukları zaman optikçe aktif olmaktadır. Temeli optikçe aktivasyona dayanan Faraday Etkisi, lineer polarize ışık ışınının polarizasyon doğrultusunun, dışardan uygulanmış sabit manyetik alan içinde, alana paralel yerleştirilmiş bir ortamdan geçerken dönmesidir. Polarizasyon düzleminin dönme açısının ifadesi aşağıdaki şekildedir.

$$\theta = V B l$$

Burada dönme açısı, uygulanan manyetik alan B , ışığın içinden geçtiği maddenin boyu l ve Verdet sabiti olarak bilinen sabit faktör V ile orantılıdır. Verdet sabiti, her maddenin optikçe aktifliğinin bir ölçüsü olduğundan, maddeden maddeye farklılık gösterir. Işık ışınının maddeden geçerken, çeşitli manyetik alan değerlerine karşılık gelen dönmesi not edilerek, yukarıdaki ifade yardımıyla Verdet sabiti direkt olarak hesaplanabilir.

Yapılan çalışmalarda, ortam olarak çeşitli katı, sıvı ve gaz maddeler kullanılmış ve bulunan Verdet sabitleri tablolar halinde verilmiştir. Bu çalışmada ise, Karbon tetra klorür, Toluen, Kloroform ve U.Ü Kükürtlü tesislerinden alınma kaplıca suyu olmak üzere dört değişik madde kullanılarak çalışılmıştır. Sonuçta Verdet sabitleri, Karbon tetraklorür için, $4.0295 \cdot 10^{-2}$ dak/A (dakika/Amper), Toluen için, $3.3808 \cdot 10^{-2}$ dak/A, Kloroform için, $2.0259 \cdot 10^{-2}$ dak/A ve Kaplıca suyu için, $1.7404 \cdot 10^{-2}$ dak/A olarak bulunmuştur.

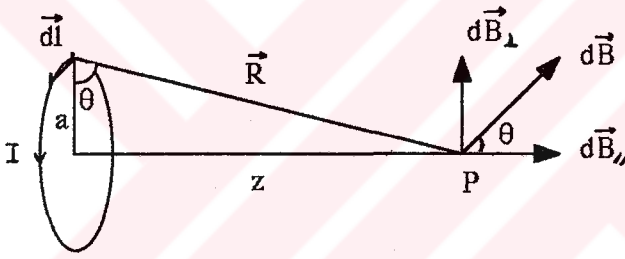
Deneysel sonuçlar, literatüre geçmiş değerlerle karşılaştırılmıştır [16]. U.Ü Kükürtlü Tesislerinden alınan kaplıca suyu ile çalışma ilk defa yapıldığı için referans olarak alınan bir değer yoktur. Sadece bulunan değerler kaydedilmiş, herhangi bir karşılaştırma yapılmamıştır.

2. KURAMSAL BİLGİLER

2.1. Üzerinden Akım Geçen Farklı Şekillerdeki Tellerin Oluşturduğu Manyetik Alan

2.1.1. Bir Akım Halkasının Oluşturduğu Manyetik Alan İfadesi

Helmholtz Bobinindeki manyetik alan ifadesini çıkarmak için öncelikle, bir akım halkasının kendisinden z kadar uzakta bir noktada oluşturduğu manyetik alanı ele alacağız. Daha sonra bunu, $2b$ mesafesiyle yerleştirilmiş, N sarımlı iki bobinden oluşmuş Helmholtz bobinine uyarlayacağız. (I , halkadan geçen akım)



Şekil 2.1.1 Bir akım halkasının, düzlemine dik, ekseninde, kendisinden z uzaklıktaki bir P noktasında oluşturduğu manyetik alan.

Biot-Savart yasasını kullanarak, P noktasındaki manyetik alanı hesaplamaya çalışalım.

Görüldüğü gibi \vec{R} ve $d\vec{l}$ arasındaki açı 90° dir. Dolayısıyla $d\vec{l}$ ve \vec{R} 'nin belirlediği düzlem sayfa düzlemine diktir. Akım elemanı $d\vec{l}$ 'ye karşılık gelen alan $d\vec{B}$ ise bu düzleme diktir.

Böylece manyetik alan sayfa düzlemi içinde olup \vec{R} 'ye dik doğrultudadır. Manyetik alanı

$d\vec{B}_\perp$ ve $d\vec{B}_\parallel$ olarak iki bileşene ayırırsak, $d\vec{B}_\perp$ bileşenlerinin toplamı sıfır olacağından, P noktasındaki toplam manyetik alana yalnız $d\vec{B}_\parallel$ katkıda bulunur.

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int \frac{\vec{R} \otimes d\vec{l}}{|\vec{R}|^3} \quad \text{Biot-Savart yasası} \quad (2.1.1.1.)$$

\otimes : Vektörel çarpımı temsil etmektedir.

Şekil 2.1.1 için Biot-Savart yasası,

$$\int d\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int \frac{\vec{R} d\vec{l} \sin 90^\circ}{|\vec{R}|^3} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int \frac{d\vec{l}}{|\vec{R}|^2} \quad (2.1.1.2)$$

şeklindedir. Diğer taraftan,

$$\vec{B} = \int d\vec{B}_{//} \quad (2.1.1.3)$$

ilişkisini göz önüne alarak,

$$\int d\vec{B}_{//} = \int d\vec{B} \cos \theta = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int \frac{d\vec{l}}{|\vec{R}|^2} \cos \theta \quad (2.1.1.4)$$

bulunur.

$$\cos \theta = \frac{a}{|\vec{R}|} \quad , \quad \int d\vec{l} = 2\pi a \quad , \quad |\vec{R}|^2 = a^2 + z^2 \Rightarrow |\vec{R}| = \sqrt{a^2 + z^2}$$

Şekil 2.1.1 'den yazılan bu ifadeler, (2.1.1.4) eşitliğinde yerlerine koyulunca, z=b için B alanı için aşağıdaki ifade elde edilir.

$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{2\pi a}{|\vec{R}|^2} \frac{a}{|\vec{R}|} = \frac{\mu_0 I}{2} \frac{a^2}{|\vec{R}|^3} = \frac{\mu_0 I}{2} \frac{a^2}{(a^2+b^2)^{3/2}}$$

$$B = \frac{\mu_0 I}{2} \frac{a^2}{(a^2+b^2)^{3/2}} \quad (2.1.1.5)$$

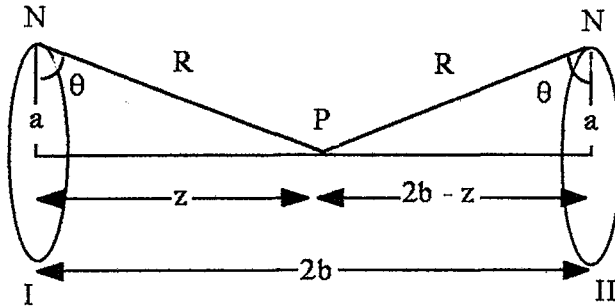
Bir tek akım halkasının oluşturduğu alan bu şekilde ifade edilirse, N sarımlı bir bobinde manyetik alan,

$$B = \frac{N\mu_0 I}{2} \frac{a^2}{(a^2+b^2)^{3/2}} \quad (2.1.1.6)$$

şeklinde tekrar yazılır.

2.1.2. Helmholtz Bobininde Oluşan Manyetik Alan İfadesi

Tamamen birbirine özdeş, eşit yarıçaplı ve eşit sarımlı iki bobinden oluşmuş sistemi ele alalım. Bobinler N sarımlı, a yarıçaplı ve birbirlerine göre 2b mesafesi ile yerleştirilmiştir. Her iki bobinin P noktasında oluşturduğu manyetik alan yukarıdaki hesaplamalar yardımıyla bulunur.



Şekil 2.1.2. 2b mesafesi ile yerleştirilmiş, N sarımlı iki bobinin, düzlemlerine dik bir eksen üzerindeki P noktasında oluşturdukları manyetik alan.

Birinci bobinin P noktasında oluşturduğu manyetik alan ifadesinin aşağıdaki şekilde bulunduğu hatırlanmalıdır.

$$B_1 = \frac{N\mu_0 I}{2} \frac{a^2}{(a^2+z^2)^{3/2}} \quad (2.1.2.1)$$

Buradan hareketle ikinci bobinin P noktasında oluşturduğu alan şöyle yazılır,

$$B_2 = \frac{N\mu_0 I}{2} \frac{a^2}{[(2b-z)^2 + a^2]^{3/2}} \quad (2.1.2.2)$$

O halde Helmholtz bobininin P noktasında oluşan toplam alan,

$$B(z) = \frac{N\mu_0 I a^2}{2} \left[\frac{1}{(a^2+z^2)^{3/2}} + \frac{1}{[(2b-z)^2+a^2]^{3/2}} \right] \quad (2.1.2.3)$$

şeklinde ifade edilir. B(z) alanının P noktası civarında homojen olabilme şartı arandığında, ilk olarak B(z) 'nin z'ye göre birinci türevi alınır,

$$\frac{\partial B(z)}{\partial z} = \frac{N\mu_0 I a^2}{2} \left[-\frac{3}{2} \frac{2z}{(z^2+a^2)^{5/2}} - \frac{3}{2} \frac{2(z-2b)}{[(2b-z)^2+a^2]^{5/2}} \right] \quad (2.1.2.4)$$

Bu ifadenin incelenmesi ile $z = b$ de,

$$\left. \frac{\partial B(z)}{\partial z} \right|_{z=b} = 0$$

olduğu görülür.

Daha sonra $B(z)$ 'nin z 'ye göre ikinci türevi alınır. Homojen olma şartının sağlanması için ikinci türevin de sıfır olması gerekir.

$$\frac{\partial^2 B(z)}{\partial z^2} = -3 \frac{N\mu_0 I a^2}{2} \left[\frac{1}{(z^2 + a^2)^{5/2}} - \frac{5}{2} \frac{2z^2}{(z^2 + a^2)^{7/2}} + \frac{1}{[(2b-z)^2 + a^2]^{5/2}} - \frac{5}{2} \frac{2(z-2b)^2}{[(2b-z)^2 + a^2]^{7/2}} \right] \quad (2.1.2.5)$$

$z=b$ şartı uygulandığında ifade,

$$\left. \frac{\partial^2 B(z)}{\partial z^2} \right|_{z=b} = -\frac{3 N\mu_0 I a^2}{2} \left[\frac{2}{(b^2 + a^2)^{5/2}} - \frac{10 b^2}{(b^2 + a^2)^{7/2}} \right]$$

$$\left. \frac{\partial^2 B(z)}{\partial z^2} \right|_{z=b} = -\frac{3 N\mu_0 I a^2}{2} \left[\frac{-8b^2 + a^2}{(b^2 + a^2)^{7/2}} \right] \quad (2.1.2.6)$$

şeklini alır. Bu durumda ikinci türevin sıfır olabilmesi için parantez içinin sıfıra eşit olması gerekir. Bütün bu işlemlerin sonunda manyetik alanın P noktasında homojen olma şartı,

$$a = 2b$$

olarak bulunur. Böylece, bobinler yarıçaplarına eşit bir mesafe ile yerleştirildikleri zaman, Helmholtz bobininin içinde, orta nokta civarında manyetik alanın, homojen olacağı sonucu çıkarılır. Sonuçta Helmholtz bobinlerinin oluşturduğu manyetik alan ifadesi,

$$B = \frac{8}{5^{3/2}} \frac{N\mu_0 I}{a} \quad (2.1.2.7)$$

şeklinde yazılır ve z 'den bağımsızdır. Yani bobinler arasında oluşan manyetik alan sabittir.

2.2. Polarizasyon

Girişim ve kırınım olayları, hem enine hemde boyuna dalgalarda görüldüğü halde polarizasyon olayı sadece enine dalgalarda görülmektedir. Bilindiği gibi ışık bir elektromanyetik dalgadır. Bu yapısını ortaya koyan en belirgin özelliği ise polarize olmasıdır. Işığın polarizasyonu, BARTOLINI (1670), HUYGENS (1690) ve MALU 'S (1808) tarafından yapılan çalışmalarla birçok defa gözlenmiştir fakat önemi tam olarak anlayamamıştır. Işık dalgasının enine olduğu ise YOUNG (1817) tarafından FRESNEL ve ARAGO 'nun yaptığı çalışmalar esas alınarak incelenmiştir. Son olarak MAXWEL 'in elektromanyetik dalga teorisi ile kesinleşmiştir [2].

Elektromanyetik dalgalarda elektrik ve manyetik alan vektörleri birbirlerine ve dalganın yayılma doğrultusuna dik olarak titreşirler. Manyetik alan bileşeninin etkisi, elektrik alan bileşeninin etkisine göre $1/c$ defa (c : Işık hızı) zayıf olduğundan, polarizasyonu incelerken yalnız elektrik alan bileşeni ile ilgileneceğiz. Doğrusal olarak polarize olmuş ışığın elektrik alan vektörünün yönelimi sabit olmasına rağmen büyüklüğü ve işareti zamanla değişmektedir. Bu yüzden elektrik alan vektörü titreşim düzlemi olarak bilinen bir düzlem içinde kalır. Bu düzlem elektrik alan vektörü \vec{E} ile birlikte hareket doğrultusundaki \vec{k} yayılma vektörünü de kapsar.

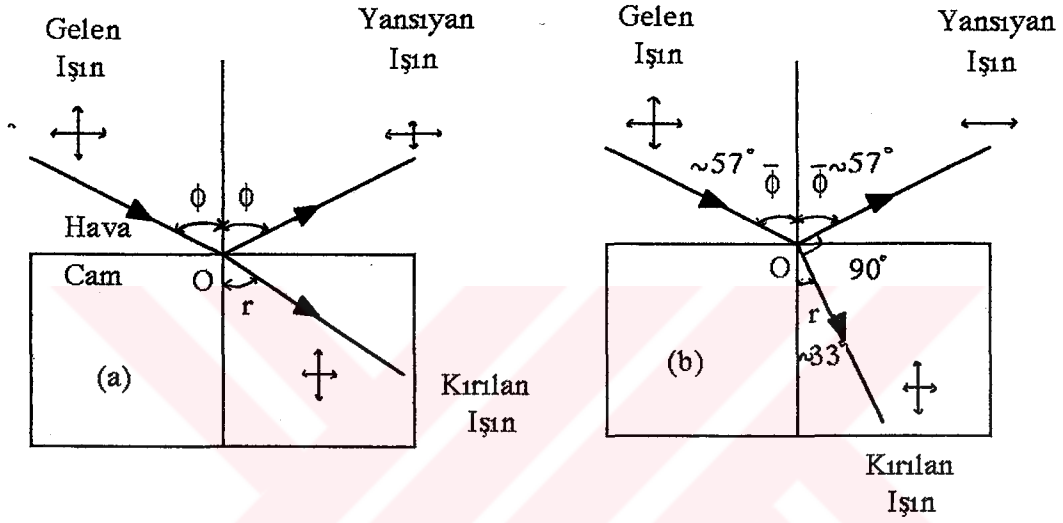
Işık dalgaları elektriksel olarak, elektronların titreşimleriyle oluşur. Işık kaynağında gelişigüzel yönelmiş birçok elektron olduğu için ışık kaynaktan gelişigüzel doğrultuda çıkar. Bu ışığı beklentilere uygun olarak istenilen doğrultuda elde etmek yani polarize etmek için çeşitli metodlar kullanılır. Mesela uygun bir düzenekle ışık düzlemsel, dairesel ya da eliptik olarak kutuplanabilir. Bu konu hakkında geniş bilgiler ileriki konularda verilecektir.

Işığın polarize olmasını daha iyi anlamak için yansıma, kırılma ve çift kırınım olaylarına biraz değinelim.

2.2.1. Yansıma ve kırılma

Tabii ışık demeti, yansıtıcı bir yüzeye düşürüldüğü zaman kısmen yansır ve kırılır. Ayrıca yansıyan ışığın elektrik alan vektörü geliş düzlemine dik, kırılan ışığın elektrik alan vektörü ise geliş düzlemine paralel olarak kısmen polarize olur (geliş düzlemi: Gelen ışınla yüzeyin normalin oluşturduğu düzlem). Gelen ışın yansıma ve kırılma ile iki bileşene ayrıldığı için yansıyan ve kırılan ışınlar çizgisel polarizedir denir. Bu özelliğinden dolayı polarizasyon açısı da denilen geliş açısının belli bir değerinde polarizasyon maximumdur. Bu durumda

ışınlar tam çizgisel polarize olur. Gelme açısının bu değeri BREWSTER açısı olarak bilinir. Bu değerde yansıyan ışını, tamamiyle geliş düzlemine dik olan elektrik alan bileşenleri oluşturur. Ayrıca geliş düzlemine paralel olan bileşen, hiçbir şekilde yansımaya uğramaz ve hepsi kırılan ışını oluşturur. Hava-cam sınırı için Brewster açısı 57° dir [1]. (Şekil 2.2.1).



Şekil 2.2.1 (a) Yansıma ve kırılma ile polarizasyon. (b) Polarizasyon açısı için Brewster yasası

Ortamın kırılma indisi n ve yansıtıcı yüzeyin kırılma indisi n' ise, polarizasyon açısı aşağıdaki gibi verilir.

$$\tan \Phi_p = \frac{n'}{n} \quad (2.2.1.1)$$

Burada Φ_p polarizasyon açısı olup aynı zamanda geliş açısı Φ 'ye eşittir. Eşitlik (2.2.1.1), 1815 yılında Brewster tarafından bulunduğu için BREWSTER KANUNU olarak bilinir. Snell kanunundan hareketle şu eşitlik de yazılabilir.

$$\tan \Phi_p = \frac{n'}{n} = \frac{\sin \Phi}{\sin r} \quad (2.2.1.2)$$

$$\tan \Phi_p = \frac{\sin \Phi_p}{\cos \Phi_p} = \frac{\sin \Phi}{\sin r}$$

$$\Phi = \Phi_p \Rightarrow \cos \Phi = \sin r \quad (2.2.1.3)$$

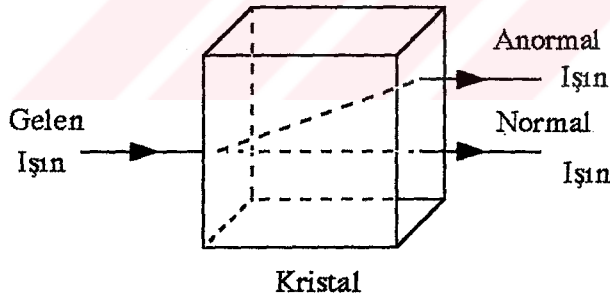
bu ifadenin sonucu olarak aşağıdaki eşitliğin yazılabileceği açıktır.

$$\Phi + r = 90^\circ \quad (2.2.1.4)$$

Buradan polarizasyon açısı denilen gelme açısı ile kırılma açısının toplamının 90° olduğu anlaşılır. Buna göre de kırılan ışın ile yansıyan ışının birbirine dik olarak yayıldığı ifade edilir.

2.2.2. Çift Kırılma Olayı

Işığın yayılma hızı bazı ortamlarda, doğrultuya bağlı olarak değişmektedir. Böyle ortamlara anizotrop ortam denilmektedir. Işık, bu özelliğe sahip bir kristal üzerine geldiği zaman, kristal içerisinde ikiye ayrılır. Bu şekildeki bir kristal çift kırıcı kristal olarak adlandırılır. Kristalden çıkan her iki ışık, hem birbirlerine hem de kristal üzerine gelen ışına paraleldir. Bu ışıklardan birisi normal, diğeri ise anormal ışın olarak adlandırılır. (Şekil 2.2.2).



Şekil 2.2.2 Işığın çift kırılmasının basit olarak gösterilişi.

Kristal yüzeyine dik olarak gelip, sapmaya uğramayan ışına normal ışın, sapma gösteren diğer ışına ise anormal ışın denir. Işığın yüzeye dik gelmediği durumlarda normal ışın, Snell kanununa uygun olarak kırılırken anormal ışın, kristal içinde doğrultuya bağlı olarak farklı hızlarda ilerlediği için, snell kanununa uymaz. Bu yüzden anormal ışın adını alır.

Deneyler sonucunda çift kırıcı bir kristal içinde, normal ve anormal ışınların elektrik alan vektörlerinin birbirlerine dik doğrultularda titreştiği görülmüştür. Ayrıca bu ışınların çizgisel polarize olduğu da tespit edilmiştir. O halde çift kırıcı bir kristal normal ışından, çizgisel polarize ışın elde etmekte kullanılabilir. Islanda spatı yada kalsit kristali (CaCO_3), bu kristallere iyi bir örnek olup çok güçlü çift kırıcı özelliğe sahiptir.

Islanda spatı gibi çift kırıcı kristallerde, çift kırılmanın ortaya çıkmadığı bir doğrultu bulunmuştur. Bu doğrultuya optik eksen adı verilir. İşte böyle kristallere bir eksenli kristaller denir. Turmalin, kuartz ve trigonal, tetragonal, hegzagonal kristal yapıya sahip kristaller çift kırıcı ve bir eksenlidirler. Rombik, monoklinik ve triklinik kristal yapıya sahip kristallerde çift kırılma sonucu oluşan her iki ışın da anormal ışındır. Böyle kristaller ise iki eksenli kristaller olarak adlandırılır. Silyuda ve kips iki eksenli kristallere örnekler [2].

Işık, yukarıda anlatılan olaylardan herhangi birine uygun olarak polarize olur. Örneğin çift kırıcı bir kristal, optik eksenini boyunca kesilir ve ışık, yüzeylerden birine optik eksene normal olarak düşürülürse normal ve anormal ışın birbirinden ayrılmaz (kristalde çift kırılma olayının gözlenmediği eksen optik eksen olarak adlandırılır) fakat ikinci yüzeyden, aşağıda anlatılacağı gibi, belli bir faz farkı ile çizgisel, dairesel yada eliptik polarize olarak çıkar.

2.2.3. Lineer Polarizasyon

Işığın elektrik alan vektörü, uzayda bir düzlemin her noktasında belli bir doğrultu boyunca titreşirse, böyle bir dalgaya lineer polarize olmuş, bazen de düzlemsel polarize olmuş veya sadece polarize olmuş dalga denir. Lineer polarizasyonu anlamak için, birbirine dik ve z-doğrultusunda ilerleyen, iki ışık dalgasının elektrik alan bileşenlerini ele alalım.

$$\vec{E}_x(z,t) = \hat{i} E_{0x} \cos(kz - \omega t) \quad (2.2.3.1)$$

$$\vec{E}_y(z,t) = \hat{j} E_{0y} \cos(kz - \omega t + \phi) \quad (2.2.3.2)$$

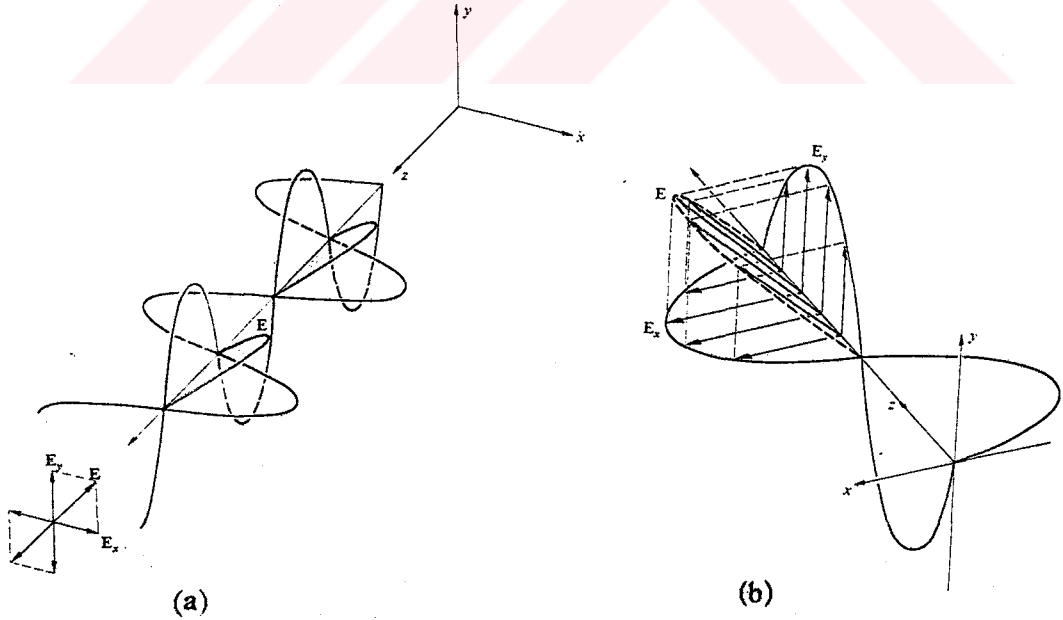
Burada E_{0x} ve E_{0y} elektrik alanların maksimum genlikleri ve ϕ de dalgalar arasındaki faz farkıdır. Bu iki ayrı doğrusal dalganın bir \vec{E} dalgasını oluşturduğunu düşünürsek, sonuç dalga ifadesi şu şekilde yazılır.

$$\vec{E}(z,t) = \vec{E}_x(z,t) + \vec{E}_y(z,t) \quad (2.2.3.3)$$

$\phi = 0$ yada $\pm 2\pi$ 'nin katları ise dalgaların aynı fazda olduğu söylenir. Bu özel durumda yukarıdaki eşitlik şöyle olur,

$$\vec{E}(z,t) = (\hat{i}E_{0x} + \hat{j}E_{0y}) \cos(kz - \omega t) \quad (2.2.3.4)$$

Böylece elde edilen elektrik alan vektörü, $(\hat{i}E_{0x} + \hat{j}E_{0y})$ ifadesi ile verilen ve şiddeti sabit olan bir genliğe sahip olur. Bu, şekil 2.2.3.1a 'da gösterildiği gibi lineer polarize olmuş bir dalgayı temsil eder. O hâlde iki lineer polarize dalganın süperpozisyonu yine lineer polarize olmuş bir dalgadır. Bunun tersi olarak herhangi bir düzlem polarize olmuş dalga da, iki ortogonal lineer polarize dalgaya ayrılabilir. (Şekil 2.2.3.1b).

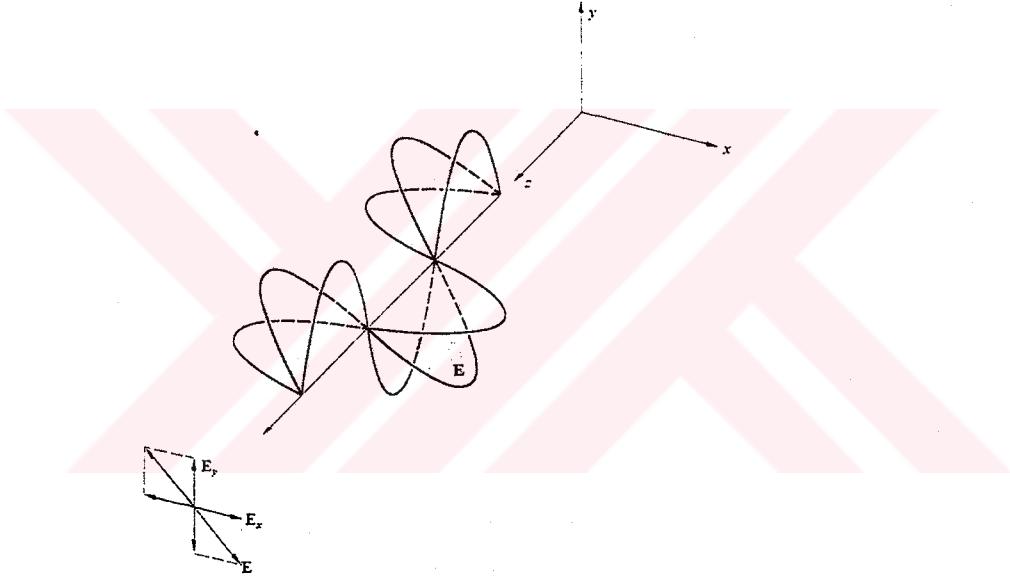


Şekil 2.2.3.1. Lineer ışık

$\phi = \pm\pi$ 'nin tek katları ise, iki dalga arasında 180° faz farkı vardır. Bu durumda (2.2.3.4) ifadesi şu şekilde yazılır,

$$\vec{E}(z,t) = (\hat{i}E_{0x} - \hat{j}E_{0y}) \cos(kz - \omega t) \quad (2.2.3.5)$$

Bu dalga da yine lineer polarizedir. Fakat titreşim düzlemi önceki duruma göre döndürülmüştür [3]. (Şekil 2.2.3.2).



Şekil 2.2.3.2. Lineer ışık

2.2.4. Dairesel Polarizasyon

Dairesel polarizasyonda yukarıdaki dalga bileşenlerinin herbiri eşit genliğe sahiptir.

$$E_{0x} = E_{0y} = E_0$$

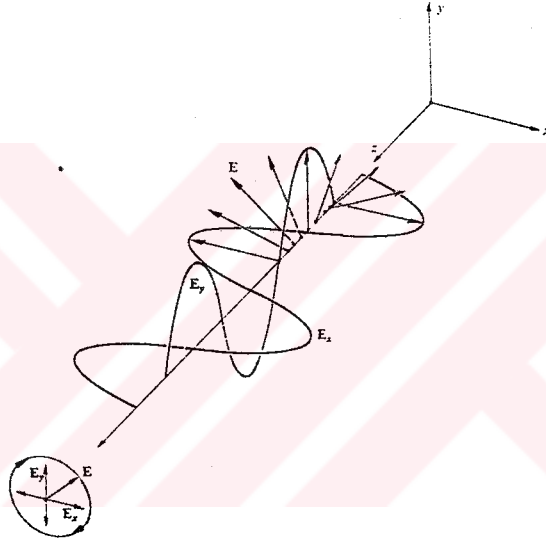
Bu iki dalga bileşeni arasında aşağıdaki gibi ifade edilen bir faz farkı var ise,

$$\phi = -\frac{\pi}{2} + 2m\pi \quad , \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots$$

yani $\vec{E}_y(z,t)$, $\vec{E}_x(z,t)$ 'den bu faz farkı kadar geride ise, bu durumda dalgalar, şu şekli alır.

$$\vec{E}_x(z,t) = \hat{i} E_0 \cos(kz - \omega t) \quad (2.2.4.1)$$

$$\vec{E}_y(z,t) = \hat{j} E_0 \sin(kz - \omega t) \quad (2.2.4.2)$$

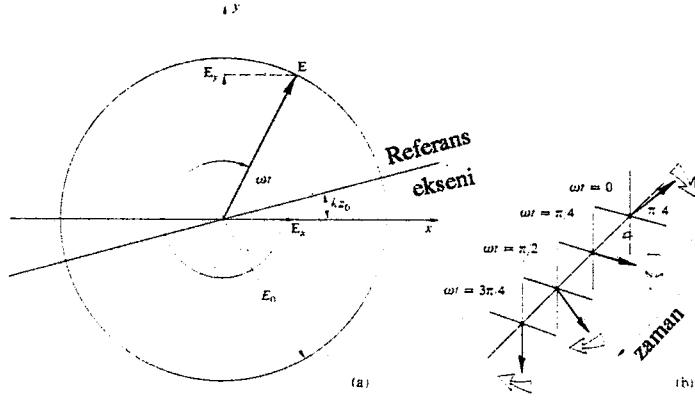


Şekil 2.2.4.1. Sağ dairesel ışık

sonuç dalga (Şekil 2.2.4.1) ise aşağıdaki gibi yazılır.

$$\vec{E} = E_0 [\hat{i} \cos(kz - \omega t) + \hat{j} \sin(kz - \omega t)] \quad (2.2.4.3)$$

Burada E_0 , \vec{E} 'nin skaler genliğidir ve sabittir. \vec{E} 'nin yönü zamanla değişir ve önceki gibi tek bir doğrultu ile sınırlı değildir. Şekil 2.2.4.2 eksen üzerinde keyfi bir z_0 noktasında olayı tarifler. Şekil 2.2.4.2a 'da \vec{E} vektörü, $t = 0$ 'da referans eksenini boyunca uzanır.

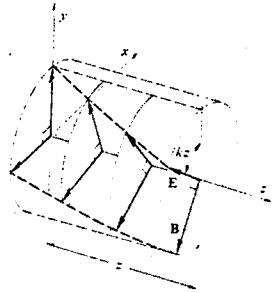


Şekil 2.2.4.2. Bir sağ dairesel dalgada elektrik vektörünün dönüşü.

Böylece,

$$\vec{E}_x = \hat{i} E_0 \cos kz_0 \quad \text{ve} \quad \vec{E}_y = \hat{j} E_0 \sin kz_0 \quad (2.2.4.4)$$

olarak yazılır. $t = kz_0 / \omega$ zaman sonra $\vec{E}_x = \hat{i} E_0$, $\vec{E}_y = 0$ olur. Bu durumda \vec{E} , x-ekseni boyuncadır. Sonuç elektrik alan vektörü, hareket doğrultusunda bakıldığında, ω açısal frekansı ile saat yönünde döner. Böyle bir dalga, sağ dairesel polarize olmuş dalga veya basit olarak, sağ dairesel ışık olarak adlandırılır. (Şekil 2.2.4.3).



Şekil 2.2.4.3. Sağ dairesel ışık

\vec{E} vektörü bir dalga boyunca ilerlerken tam bir dönme yapar. Şayet,

$$\Phi = \frac{\pi}{2}, \frac{5\pi}{2}, \frac{9\pi}{2}, \dots$$

ya da,

$$\Phi = \frac{\pi}{2} + 2m\pi, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$$

olursa, yani $\vec{E}_y(z,t)$, $\vec{E}_x(z,t)$ 'den bu faz farkı kadar önde ise, \vec{E} vektörü aşağıdaki gibi yazılır.

$$\vec{E} = E_0 [\hat{i} \cos(kz - \omega t) - \hat{j} \sin(kz - \omega t)] \quad (2.2.4.5)$$

Burada, E_0 genliği değişmemiştir fakat \vec{E} vektörü saat yönünün tersine döner. Böyle bir dalga ise sol dairesel polarize olmuş dalga olarak adlandırılır.

Eşit genlikli, zıt polarize olmuş iki dairesel dalgadan, lineer polarize olmuş bir dalga oluşturulabilir. Buradan hareketle, eşitlik (2.2.4.3) 'de ifade edilen sağ dairesel polarize olmuş dalga ile eşitlik (2.2.4.5) 'de ifade edilen sol dairesel polarize olmuş dalga toplanırsa,

$$\vec{E} = \hat{i} 2E_0 \cos(kz - \omega t) \quad (2.2.4.6)$$

ifadesi elde edilir. Bu ifade bize $2E_0$ sabit genliğe sahip lineer polarize olmuş bir dalgayı anlatır [3].

2.2.5. Eliptik Polarizasyon

Lineer ve dairesel polarize ışığın herbiri ile ilgili olan matematiksel tanımlamalar, eliptik polarize ışığın özel durumları olarak düşünülebilir. Bu yüzden sonuç elektrik alan vektörü, hem dönecek hemde büyüklüğü değişecektir. Böyle durumlarda \vec{E} vektörünün ucu, \vec{k} 'ya dik olarak yerleştirilmiş bir düzlem içinde elips çizecektir. \vec{E} vektörünün ucu tarafından çizilen eğri için bir denklem yazarsak, bunu daha iyi görebiliriz.

$$E_x = E_{0x} \cos(kz - \omega t) \quad (2.2.5.1)$$

$$E_y = E_{0y} \cos(kz - \omega t + \phi) \quad (2.2.5.2)$$

E_y ifadesi açılırsa,

$$\frac{E_y}{E_{0y}} = \cos(kz - \omega t) \cos \phi - \sin(kz - \omega t) \sin \phi$$

elde edilir. Bu, E_x / E_{0x} ile birleştirilirse,

$$\frac{E_y}{E_{0y}} - \frac{E_x}{E_{0x}} \cos \phi = -\sin(kz - \omega t) \sin \phi \quad (2.2.5.3)$$

ifadesine ulaşılır.

Eşitlik (2.2.5.1) 'den,

$$\sin(kz - \omega t) = [1 - (E_x / E_{0x})^2]^{1/2}$$

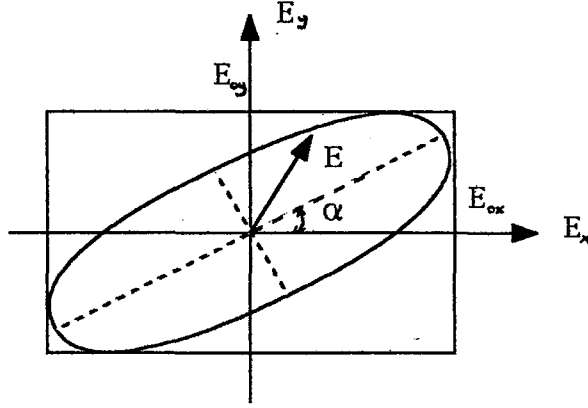
elde edilir. Bunu da kullanarak, eşitlik (2.2.5.3) 'den,

$$\left[\frac{E_y}{E_{0y}} - \frac{E_x}{E_{0x}} \cos \phi \right]^2 = \left[1 - \left(\frac{E_x}{E_{0x}} \right)^2 \right] \sin^2 \phi$$

$$\left(\frac{E_y}{E_{0y}} \right)^2 + \left(\frac{E_x}{E_{0x}} \right)^2 - 2 \left(\frac{E_x}{E_{0x}} \right) \left(\frac{E_y}{E_{0y}} \right) \cos \phi = \sin^2 \phi \quad (2.2.5.4)$$

ifadesine ulaşılır. Bu x-y koordinat sistemi ile α açısı yapan bir elips denklemdir. Şöyle ki

$$\tan 2\alpha = \frac{2 E_{0x} E_{0y} \cos \phi}{E_{0x}^2 - E_{0y}^2} \quad (2.2.5.5)$$



Şekil 2.2.5.1 Eliptik Işık

Şayet elipsin temel eksenleri, koordinat eksenleri boyunca uzanmışsa, eşitlik (2.2.5.4) daha iyi tanınabilir. Yani $\alpha = 0$ ya da $\phi = \pm\pi/2, \pm3\pi/2, \pm5\pi/2, \dots$ ise aşağıdaki bilinen forma sahip oluruz.

$$\frac{E_y^2}{E_{0y}^2} + \frac{E_x^2}{E_{0x}^2} = 1 \quad (2.2.5.6)$$

Bundan başka $E_{0y} = E_{0x} = E_0$ ise eşitlik (2.2.5.6) aşağıdaki şekli alır ki bu da bir daire denklemdir.

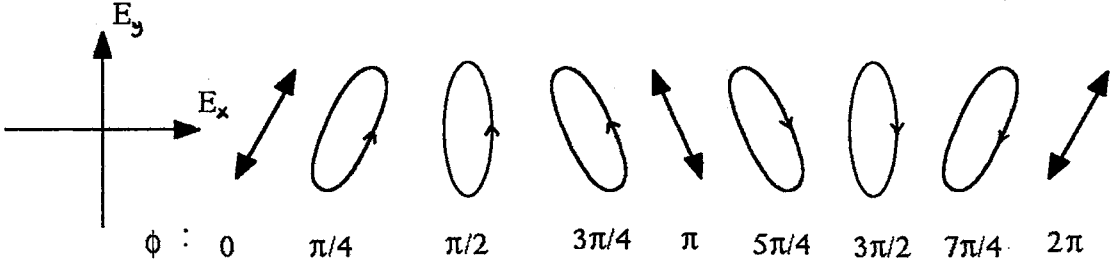
$$E_y^2 + E_x^2 = E_0^2$$

Şayet ϕ, π 'nin çift katları ise eşitlik (2.2.5.4) den aşağıdaki ifade bulunur.

$$E_y = \frac{E_{0y}}{E_{0x}} E_x \quad (2.2.5.7)$$

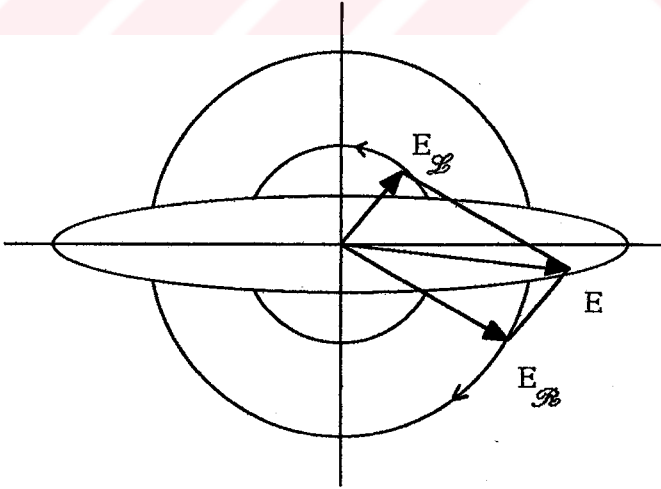
Benzer olarak π 'nin tek katları için de şu elde edilir.

$$E_y = -\frac{E_{0y}}{E_{0x}} E_x \quad (2.2.5.8)$$



Şekil 2.2.5.2. Belirli ϕ değerlerine karşılık gelen polarizasyon şekilleri.

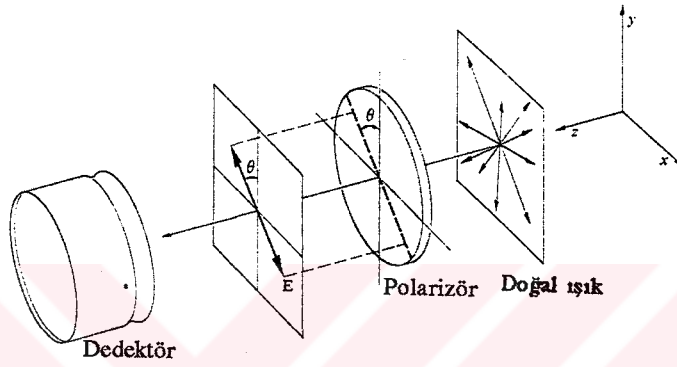
Şekil 2.2.5.2 bu sonuçların hepsini diyagram halinde özetlemektedir. Anlattığımız özel polarizasyon durumlarına dayanarak, ışık dalgasına belirli isimler vereceğiz. Buradan hareketle, lineer yada düzlem polarize olmuş ışığı, \mathcal{P} durumunda, sağ yada sol dairesel polarize olmuş ışığı sırası ile \mathcal{R} ve \mathcal{L} durumunda olarak ifade edeceğiz. Benzer olarak eliptik polarizasyonda bir \mathcal{E} durumu karşı gelmektedir. Biz her zaman \mathcal{P} durumunun \mathcal{R} ve \mathcal{L} durumlarının bir süperpozisyonunu temsil edebileceğini kabul ederiz. İfade, \mathcal{E} durumu için de geçerlidir. Şekil 2.2.5.3 'te gösterilen bu olayda, iki dairesel dalganın genlikleri farklıdır [3].



Şekil 2.2.5.3 Bir \mathcal{R} ve \mathcal{L} durumunun süperpozisyonu olarak eliptik ışık.

2.3. Polarizörler

Girişi doğal ışık ve çıkışı polarize ışığın bir formuna sahip olan bir alet polarizör olarak bilinir. Polarize ışığı, kısım (2.2.5) 'de ifade edilen eşit genlikli, inkoharent, ortagonal durumlarının süperpozisyonu olarak ele alabiliriz. Bunu iki bileşene ayırıp, birini tutan ve diğerini geçiren alet lineer polarizördür. Çıkışın formuna bağlı olarak dairesel ve eliptik polarizörler de yapılır.



Şekil 2.3. Lineer polarizör.

Polarizörler çalışma prensipleri bakımından çok değişik yapılarda olabilirler fakat hepsi 4 temel fizik mekanizması üzerine kurulmuştur.

1. Dichroism yada seçici absorbsiyon
2. Yansıma
3. Saçılma
4. Birefringence ya da çift kırınım

Yukarıdaki temel kavramların altında, hepsinin ortak olduğu bir özellik vardır. Bu özellik de, bu işlemlerde herhangi bir şekilde bir asimetrinin olayda var olmasıdır [3].

Polarizörler, genelde yapıldıkları maddenin özelliklerine bağlı olarak ışığı polarize ederler. Yani maddenin özelliği gereği, belli doğrultuları absorblayabilir ya da gelen ışığı, farklı açılarda kırılmaya uğratıp, farklı dalga boylarına polarize edebilirler. Bu olay polarizörün anizotropisi ile ilgilidir ki bu da geliş ya da bakış açısına bağlıdır. Bu genellikle polarizörün yapıldığı materyelin kendi anizotropisidir. Kısaca polarizörün kendisi açık bir anizotropiye sahip olmalıdır. (Bakış açısı değiştiğinde farklı ölçümler veren ortam anizotropiktir).

Polarizörleri iki gruba ayırmak mümkündür.

I. Sadece çizgisel polarize ışık veren polarizörler.

II. Karşılıklı dik istikametlerde polarize olmuş, iki ışık veren çift kırıcı prizmalar.

Bu iki grup hakkında şunları söyleyebiliriz.

Bilindiği gibi ışık, iki ortamı ayıran, sınır yüzeyine geldiğinde, yansıma ve kırılmaya uğrar. Bu ışınların yolu üzerine koyulan uygun polarizörlerle polarizasyon derecesi ölçülebilir. Bu çeşit bir inceleme, 1810 yılında Malu 's tarafından yapılmıştır [1]. Işık yüzeye Brewster açısında geldiğinde, yansıyan ışının tam çizgisel polarize olduğu bilinmektedir. Genellikle ışık yalıtkan yüzeyinden yansırken kısmen polarize olur fakat yüzeye Brewster açısında geldiğinde tam çizgisel polarize olur. Yalıtkan yüzeyi cam olarak ele alırsak, çok sayıda camdan oluşmuş sistem kullanılarak ve ışığın her cama Brewster açısı ile düşmesini sağlayarak polarizasyon derecesi artırılabilir.

Diğer taraftan çift kırıcı bir kristal üzerine ışık geldiğinde, kristal içinde normal ve anormal ışın olmak üzere ikiye ayrıldığını ve bunların da çizgisel polarize olduğunu biliyoruz. Bunları birbirinden yeterince ayırırsak iki çizgisel polarize ışık elde etmiş oluruz. Bunun için polarizör olarak çift kırıcı prizmalar kullanılır. Bunlardan birisi olan nicol prizma, kalsit kristalinin uygun bir şekilde kesilip, bu parçaların Kanada balzamu ile birleştirilmesinden meydana gelmektedir. Kanada balzamının kırılma indisi, anormal ışığı geçirip normal ışığı tam yansımaya uğratacak değerdedir. Polarizör olarak kullanılan başka prizmalar da vardır [2].

Bazı çift kırıcı kristaller dichroism özelliği gösterirler. Böyle polarizörler güçlü seçici(soğurma) özelliğine sahiptirler. Yani polarize ışık bileşenlerinden birini, diğerine göre daha fazla geçirerek polarize etmiş olurlar. Turmalin kristali dichroic kristallerden biridir.

Son zamanlarda geliştirilen polarize maddelerden biri de polaroiddir. Bunlardan biri, iğne şeklinde minik herapathite kristallerinin plastik bir ortam içinde birbirine paralel yerleştirilmesi ve bunun saydam bir madde ile korumaya alınmasıyla elde edilir. Işık, polaroid maddeden geçerken, normal ve anormal ışıklardan biri seçilerek söğürülür. Buna göre de sistemden yalnız bir tane çizgisel polarize olmuş ışık çıkar. Bu sebepten polaroid madde kendini polarize edici cihaz olarak gösterir. Polaroidin bir çok avantajı vardır; ayrıca yapılmaları kolay ve ucuzdur. Dağılma açısı çok büyüktür ($\sim 180^\circ$) İstenilen ölçüde hazırlanabilir. Bu yüzden geniş çapta, yaprak ve levha şeklinde polarizör yapımını mümkün kılmaktadır [2].

2.4. Dedektörler

Üzerine gelen ışın enerjisini soğurup, onun algılanmasını sağlayan sistemlere ışın dedektörü denir. Işın dedektörlerinin çalışma ilkeleri olan fiziksel olaylar, fotoelektrik ve termik olaylar olmak üzere iki grupta toplanırlar. Fotoelektrik olayına dayalı olarak çalışan dedektörlere fotodedektörler, termik olaylara dayalı olarak çalışan dedektörlere ise termal dedektörler denilmektedir. Fotodedektörler dar bir dalga boyu aralığında çalıştıkları için seçici aletler olarak isimlendirilirler. Termal dedektörler her dalga boyunda çalışırlar ve seçici değildirlir. Şimdi bunlara kısaca değinelim.

2.4.1. Termal Dedektörler

Termal dedektörler, ışık ışınının soğurulması ile ısı açığa çıkması şeklinde çalışırlar. Genellikle bu aletlerin çıkışı, dedektör tarafından absorblanan enerji miktarı ile orantılıdır ve ışığın dalga boyundan bağımsızdır. Çıkıştaki bu enerji akısının ortaya konulduğu metodlar bakımından farklı termal dedektör yapıları bulunmaktadır. Bunlarda bazılarını şöyle sıralayabiliriz.

1. Termoelektrik piller
2. Bolometreler
3. Termistanlar

Bu dedektörlerde yapılan kalibrasyondan sonra, aldıkları enerji akısı direkt olarak ölçülebilir.

2.4.2. Foton Dedektörleri

Işınların, elektronik bir sistem tarafından soğurulup algılanması, çeşitli şekillerde olabilir. Dedektörlerin bir elektrik sinyali vermelerini sağlayan olaylar şöyle sıralanabilir.

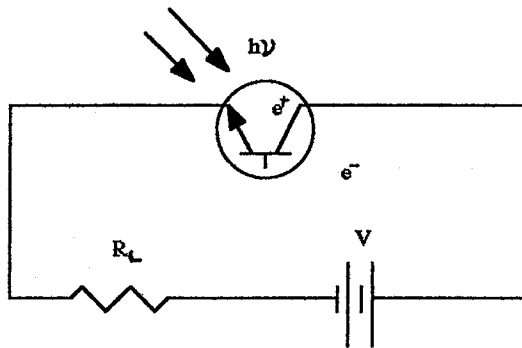
1. Foto-emisyon olayı: Katıyı terk eden elektronların, bir elektrik alan tarafından hızlandırılması.
2. Foto-iletkenlik olayı: Bir dış kaynak ile akım geçirerek, katının içinde iletkenliğin değişimini sağlamak.
3. Foto-elektrik veya foto-voltaik olay: Katının devresinde bir elektromotor kuvveti meydana gelmesi.
4. Foto-elektromanyetik olay: Manyetik alan etkisi ile elektromotor kuvveti oluşması.

Dedektörler hakkında daha geniş bilgi, çeşitli kaynaklardan bulunabilir [3]. Deneyin yapılışı sırasında ışığı dedekte etmek için bir fotodedektör kullanılmaktadır. Işık, dedektörün yapısında bulunan fototransistör tarafından algılanmaktadır. Şimdi fototransistörler hakkında bir açıklama yapalım.

Fototransistörler

Fototransistörler, elektrik akımını ışık ile kontrol eden devre elemanlarıdır. Bunların çalışma prensibi, yarı-iletkenler üzerindeki ışık etkisinin bir sonucudur. Gerilim tatbik edilen bir yarı-iletken üzerine, uygun dalga boyunda bir ışık düşürüldüğünde + ve - yüklü tanecikler oluşur ve bu tanecikler devre üzerinden akarlar. Bu akış, yüzeye düşen ışık miktarına bağlıdır. Böylece, gelen ışık ile orantılı bir elektrik akımı doğmuş olur.

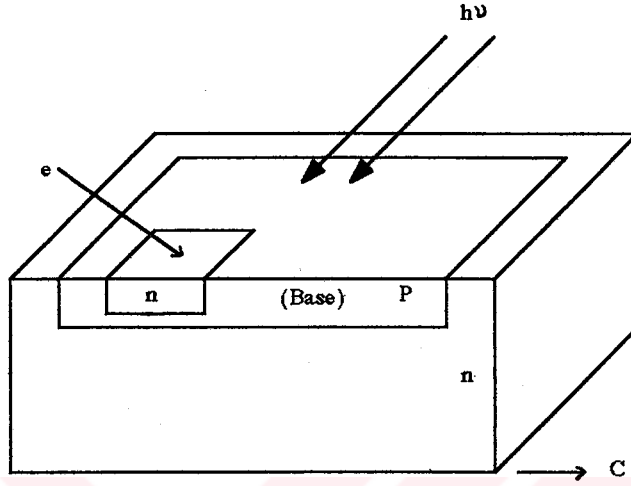
Fototransistörler, üzerlerine gelen ışık, baz-kollektör eklemine düşecek şekilde yapılmışlardır. Bu yüzden bir fototransistörde, + ve - yüklü tanecikler aslında baz-kollektör sınırı yakınlarında oluşur. Şekil 2.4.2.1 'de görüldüğü gibi npn tipi bir transistörde, ışık etkisiyle oluşan + yüklü tanecikler bazda, - yüklü tanecikler ise kollektörde toplanırlar. Biriken bu + ve - yüklü tanecikler, bir noktada birikmek yerine düzgün bir şekilde dağılmak isterler. Böylece elektronlar taban bölgesine hareket ederler. Bu yüzden foto uyarılmış elektronlar dıştan sağlanan taban akımı gibi davranırlar.



Şekil 2.4.2.1. Bir fototransistörün gösterimi

Işık etkisi ile oluşan + ve - tanecikler asıl olarak baz-kollektör eklemesinde oluştuklarından, oluşacak elektrik akımının büyük bir değer alması için bu bölge mümkün

olduğu kadar büyük yapılmaktadır. İşte bu yüzden fototransistörlerde bu alan, şekil 2.4.2.2 de görüldüğü gibi, gelen ışığa geniş bir yüzey oluşturacak şekilde yapılmalıdır.



Şekil 2.4.2.2. Fototransistörün eklem yapısı.

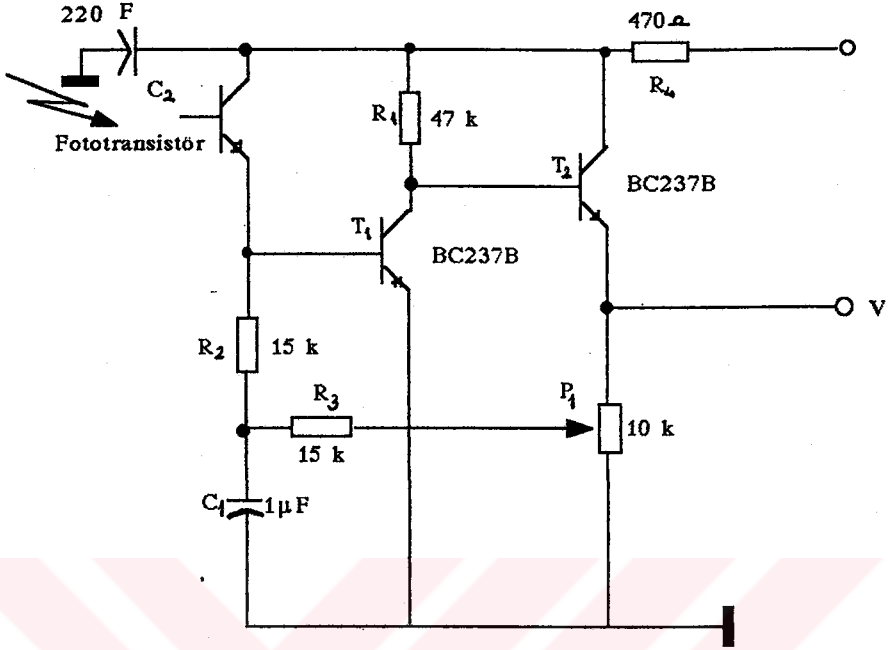
Fototransistörler iki veya üç bacaklı olurlar. Üç bacaklı olanlarda baz, bir terminal ile dışarıya verilmiştir. İki bacaklı olanlarda ise baza bağlı bacak kaldırılmıştır. Bu durumda sadece ışık ile çalışma söz konusudur. Piyasadaki transistörlerin büyük çoğunluğu bu şekilde iki bacaklıdır.

Fototransistörlerde duyarlılık, yaklaşık 3 A/lümen 'dir. Bu akım, transistörün akım kazancı kadar büyür. Buna göre fotodiyod ile elde edilen akımdan çok daha fazlası, fototransistör ile sağlanabilir.

Dedektörün Çalışması

Deneyde kullanılan fotodedektörün şeması şekil 2.4.2.3 'de verilmektedir ve çalışması da aşağıda anlatılmaktadır.

T_1 transistörünün bazına bağlanan ve görünür bölgede duyarlı olan fototransistör, ışık değişimlerini, yapısı gereği elektrik değişimler, sinyallere dönüştürür. Bu sinyaller T_1 transistöründe yükseltilir ve 180° terslendirilerek T_2 'nin bazına aktarılır.



Şekil 2.4.2.3. Deneyde kullanılan fotodedektörün devre şeması

T_1 transistörünün sürdüğü T_2 transistörü, P_1 trimpotu üzerinden, T_1 transistörünün durgun çalışma noktasını da kontrol etmektedir. T_1 transistörünün kollektöründeki gerilim, besleme geriliminin yarı değerinde olduğu (A sınıfı) çalışma, ışık değişimlerinin çok küçük olduğu hallerde tercih edilmelidir. Eğer ışık değişimlerinin değeri zamana göre büyükse, P_1 trimpotu ile T_1 transistörünün kesim noktasının biraz üstünde bir durgun çalışma noktası seçilmelidir. A sınıfı çalışma lineerdir ancak kesim noktasına yakın seçilen (B sınıfı) bir durgun çalışma noktası, T_1 ve T_2 transistörlerini anahtarlama rolüne sokar.

Bu çalışmada, analizör çıkışında ışık ışınlarının değişimi çok yavaş olduğundan, sinyal şiddetleride küçüktür. Bu nedenle A sınıfı ya da C sınıfı bir çalışmanın her ikisi de uygundur. Teknik olarak R_2 , R_3 dirençleri ve P_1 trimpotu, T_1 'in durgun çalışma noktasını kontrol eder. R_3 , C_1 ekibi bir çeşit yüksek geçiren filtre gibi davranarak, T_1 'in bazına yalnızca DC gerilim sağlamaya çalışır ve akım kararlılığı sağlar. Devrenin çıkış empedansı, giriş empedansına kıyasla düşüktür. Çünkü T_2 transistörünün kollektörü topraklı yapıda olup

bu, girişine verilen (T_1 'in kollektöründen) gerilimi akıma çevirerek, herhangi bir ölçüm cihazına bağlamasına izin verir. R_4 ve C_2 ekibi, besleme geriliminde olabilecek dalgalanmaların etkisini yok eden süzgeç rolündedir.

Laboratuvarda dedektörün çalıştırılmasında şu yol izlenmiştir: Analizör çıkışına yerleştirilen dedektörün çıkışı, sayısal voltmetreye bağlıdır. Analizörden bir miktar ışığın geçmesine izin verilerek, P_1 trimpotu ile T_1 'in kollektör çıkışı besleme geriliminin yarısına getirilir. Işık ışınları bir an için el ile kesilerek, voltmetredeki değer okunur ve ışınların tekrar geçmesine izin verilir. Bu iki gerilim arasındaki değer, bir kaç volt basamağında bulunmalıdır. Analizörden geçen aşırı ışık, T_1 transistörünü doyuma, az ışık ise kesime götürür. Lineer çalışma bölgesi, doyma gerilimi ile kesilme gerilim değerleri arasındadır. Aslında, analizörün çıkışındaki gerilim değişimleri, besleme gerilimine oranla çok küçük olduğundan, T_1 transistörün kesme geriliminin biraz üstünde bir çalışma noktası da yeterlidir. Pratik olarak analizör ayarı, ışığı arttıracak şekilde yapıldığından, ışıktaki bu artma T_1 ile evrilerek T_2 çıkışında düşük gerilimlere doğru ilerleme olacağından, T_1 'i kesime götürecektir ölçümler tercih edilmemelidir. Ayrıca transistörler teknik olarak, doyuma ya da kesime sürüldüklerinde lineer olma özelliklerini de kaybetmektedirler. Biz çalışmamızda her iki çalışma tipini de kullandık. İlkinde T_1 kollektör gerilimi yaklaşık 7 V DC olan bir düzgün çalışma noktası, ikincisinde, yaklaşık 2.9 V DC olan bir durgun çalışma noktası seçtik. Ancak çok sayıda ölçüm alınmak istendiğinde ikinci seçenek yetersiz kalmıştır. Bu nedenle, hangi çalışma noktasının uygun olduğu, incelenen maddeler üzerinde sınanarak ölçümler yapılmıştır. Netice olarak AB sınıfı bir çalışmanın daha uygun olduğu görülmüştür.

2.5. Optiksel Aktivitenin İncelenmesi

Optiksel aktivitenin ilk incelemeleri, 1811 yılında Dominique Aragon 'un, lineer bir ışık ışınının titreşim düzleminin quartz levhamın optiksel eksenini boyunca ilerlerken sürekli bir dönme geçirdiğine işaret etmesiyle yapılmıştır [4]. Bunun ardından polarize ışığın farklı metaryellerde, farklı miktarlarda ve farklı yönlerde döndüğü bulunmuştur. Bu çalışmaların ışığı altında lineer polarize olmuş ışık ışınının polarizasyon düzlemini döndüren bir madde,

optikçe aktif madde olarak tanımlanmıştır.

Kaynak doğrultusunda bakıldığı zaman polarizasyon düzlemi saat yönünde dönüyorsa metaryal d-dönel, saat yönünün tersine dönüyorsa metaryal l-dönel olarak adlandırılır. İlk gözlemlerden sonra farklı metaryallerde farklı dönel davranışlar gözlenmiştir. Bunun sebebidе farklı kristal yapılarıdır. Örneğin antisimetrik quartz kristalinin bazı zamanlar d-dönel olduğu görülmüştür fakat; kristal, d-dönel formun ayna görüntüsü iken quartz l-dönel olmaktadır. Bu özelliğe sahip bir madde, enantiomorfik, yani birbirinin ayna görüntüsü olan madde olarak adlandırılır.

. 1825 yılında Fresnel optiksel aktivitenin, madde içinden geçen sağ dairesel dalga hızının, sol dairesel dalga hızından farklı olmasından dolayı meydana geldiği şeklindeki teorisini ortaya atmıştır. Bu olay doğrusal çift kırınımına benzemektedir. Böyle metaryalde tercih edilen iki tane yayılma doğrultusu vardır ve bu doğrultular, kendilerine ait kırılma indislerine sahiptirler (n_x ve n_y).

Optiksel aktiviteleri olan maddelerde eksenler daireseldir. Sağ ve sol dairesel polarize ışık için kırılma indisleri n_r ve n_l dir. Görüleceği gibi bu varsayım, lineer olarak polarize olmuş ışığın dönmesine yol açar fakat kırılma indislerindeki bu farkı açıklamak için hiç bir neden verilmemiştir.

Birlikte yayılan ve zıt dairesel polarize olmuş iki ışık ışınının eşit genlikli elektrik alan bileşenleri şöyle yazılır.

$$\vec{E}_r = \frac{E_0}{2} [\hat{i} \cos(k_r z - \omega t) + \hat{j} \sin(k_r z - \omega t)] \quad (2.5.1)$$

$$\vec{E}_l = \frac{E_0}{2} [\hat{i} \cos(k_l z - \omega t) - \hat{j} \sin(k_l z - \omega t)] \quad (2.5.2)$$

Bu iki ifadenin toplamı,

$$\vec{E}_{\text{toplam}} = E_0 \cos \left[(k_r + k_l) \frac{z}{2} - \omega t \right] \left[\hat{i} \cos(k_r - k_l) \frac{z}{2} + \hat{j} \sin(k_r - k_l) \frac{z}{2} \right] \quad (2.5.3)$$

Burada $k_r = k_0 n_r$, $k_l = k_0 n_l$ ve k_0 da boşluğun dalga sayısıdır.

Bu ifade lineer polarize ışık formunda olup, elektrik alan vektörü ortam içinde ilerlerken dönmektedir. Böylece polarizasyon düzleminin dönme açısı,

$$\theta = \frac{\pi d}{\lambda_0} (n_l - n_r) \quad (2.5.4)$$

şeklinde verilir. Dönme saat yönünde olduğu zaman açı pozitif olarak tanımlanır ve d ise metaryalin kalınlığıdır. Ayrıca metaryal d -dönel iken $n_l > n_r$ ve l -dönel iken $n_l < n_r$ olarak tanımlanmıştır.

2.6. Faraday Etkisinin İncelenmesi

Michael Faraday 1845 ' de optiksel olarak aktif olmayan metaryelerde, polarize ışığın yayılma doğrultusunda uygulanmış güçlü bir manyetik alanın varlığında polarizasyon düzleminin döndüğünü keşfetmiştir. Polarizasyon düzleminin dönüş açısı, yayılma doğrultusundaki manyetik alan şiddeti, metaryalin boyu ve Verdet sabiti olarak adlandırılan sabit bir çarpan ile orantılıdır. Bu olay ilk defa Faraday tarafından incelendiği için Faraday Etkisi ya da Faraday rotasyonu olarak bilinir. Böylece, incelenen Faraday rotasyonunun büyüklüğü,

$$\theta = V \int_0^l B dl \quad (2.6.1)$$

şeklinde yazılır. Eşitlik, dakika biriminde dönme açısını ifade eder. B , genellikle gauss olarak manyetik akı yoğunluğu, l ise ışığın içinden geçtiği metaryalin uzunluğudur. İntegral l boyu üzerinden alınır. Bu düzenleme ile pozitif V , eğer ışık uygulanan manyetik alana paralel ilerlerse l -dönel bir maddeye, antiparalel ilerlerse d -dönel bir maddeye karşılık gelir. Verdet sabiti ile bir önceki konuda ifade edilen kırılma indisleri arasında aşağıda yazıldığı şekilde bir orantı vardır.

$$n_r - n_l = \frac{\lambda_0}{\pi} V \vec{B} \cdot \hat{n} \quad (2.6.2)$$

Burada \hat{n} , ışık dalgalarının yayılma doğrultusundaki birim vektördür. Manyetik alan ışığın gelme doğrultusuna dik olduğu zaman kırılma indisi farkları Cotton-Moutton etkisi

olarak adlandırılır. Bu etki manyetik alanın ikinci mertebeden etkisidir ve bu yüzden Faraday Etkisinden daha küçüktür [5].

2.7. Faraday Olayının Klasik Olarak İncelenmesi

2.7.1. Zeeman Olayı

Faraday olayının ilk teorisi, Zeeman olayının klasik teorisi ve elektronun klasik hareketine bir B manyetik alanının etkisi üzerine kurulmuştur. Takip eden ifadeler Rossi tarafından ileri sürülmüştür. Elektronun klasik titreşim frekansı $\omega_0 = \sqrt{k/m}$ şeklinde yazılır. Burada k, lineer geri çağırıcı kuvvet " $\vec{F} = k \vec{r}$ " den gelmektedir. Geri çağırıcı kuvvetin, merkezci kuvvete eşit olması gerektiğinden hareket denklemleri,

$$k r = m \omega_0^2 r \quad (2.7.1.1)$$

şeklinde yazılır. Dairesel titreşim yapan elektronların hareket denklemlerine, titreşim düzlemlerine dik olarak uygulanan sabit manyetik alan sebebiyle, aşağıdaki gibi ifade edilen ilave bir radyal kuvvet daha eklenecektir.

$$\vec{F}_B = -e \dot{\vartheta} \otimes \vec{B} \quad (2.7.1.2)$$

Yörüngenin yarıçapı uygulanan manyetik alanla değişmektedir. Buna göre yeni titreşim frekansı ω_1 ,

$$\dot{\vartheta} = \omega_1 r \quad (2.7.1.3)$$

ile ifade edilen doğrusal bir hızı sebep olur. Kuvvetlerin yeni toplamı aşağıdaki gibi yazılmaktadır.

$$-e \omega_1 r B + k r = m \omega_1^2 r \quad (2.7.1.4)$$

(2.7.1.1) eşitliğini kullanarak tekrar düzenlenirse kuvvet eşitliği aşağıdaki gibi olur.

$$-e \omega_1 r B + m \omega_0^2 r = m \omega_1^2 r$$

Böylece saat yönü için rotasyon,

$$(\omega_0^2 - \omega_1^2) m = e \omega_1 B \quad (2.7.1.5)$$

şeklinde, benzer olarak saat yönünün tersi için rotasyon,

$$(\omega_2^2 - \omega_0^2) m = e \omega_2 B \quad (2.7.1.6)$$

şeklinde yazılır. Küçük manyetik alanlar için (2.7.1.5) ve (2.7.1.6) eşitliklerini,

$$(\omega_0^2 - \omega_1^2) m \approx 2\omega_1 (\omega_0 - \omega_1) m$$

$$(\omega_2^2 - \omega_0^2) m \approx 2\omega_2 (\omega_2 - \omega_0) m$$

ifadelerine yaklaştırabiliriz. Buradan aşağıdaki ifade elde edilir.

$$(\omega_0 - \omega_1) \approx (\omega_2 - \omega_0) \approx \frac{eB}{2m} \quad (2.7.1.7)$$

Bulunan bu ifade, Larmor frekansı olarak adlandırılır. Larmor frekansı, sabit manyetik alan altında, elektronun manyetik momentinin dönme frekansıdır. Frekanslardaki bu fark, bize iki Larmor frekansının varlığını gösterir [6].

2.7.2. Faraday Olayı

Şimdi dairesel polarize ışık için kuvvet denklemini şu hali alır.

$$-e \vec{E} - k \vec{r} = -m\omega^2 \vec{r} \quad (2.7.2.1)$$

Burada ω , ışığın titreşim frekansıdır. $k = m\omega_0^2$ ifadesinden dolayı,

$$\vec{r} = \frac{-e/m}{\omega_0^2 - \omega^2} \vec{E} \quad (2.7.2.2)$$

olur. Herbir titreşken için dipol moment yazalım.

$$\vec{p} = -e\vec{r} = \frac{e^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2} \vec{E} \quad (2.7.2.3)$$

Birim hacim başına polarizasyon,

$$\vec{P} = N \vec{p} = \frac{N e^2 / m}{\omega_0^2 - \omega^2} \vec{E} \quad (2.7.2.4.)$$

olur. Burada N, birim hacimdeki atom sayısıdır. z-ekseni doğrultusunda uygulanan manyetik alandan gelen kuvvet katkıları, sağ dairesel polarize ışık için, + eVB ve sol dairesel polarize ışık için, - eVB olarak yazılır [7]. Buna göre yeni kuvvet eşitliği aşağıdaki şekilde ifade edilir.

$$-e \vec{E} \mp eB\omega \vec{r} - k \vec{r} = -m\omega^2 \vec{r} \quad (2.7.2.5.)$$

Bütün bu işlemlerden sonra, sağ (-) ve sol (+) dairesel polarize ışık için,

$$\vec{r} = \frac{-e/m}{\omega_0^2 - \omega^2 \pm \frac{eB\omega}{m}} \vec{E} \quad (2.7.2.6)$$

olur. Böylece birim hacim başına elektrik polarizasyonu,

$$\vec{P} = N \vec{p} = \frac{N e^2 / m}{\omega_0^2 - \omega^2 \pm \frac{eB\omega}{m}} \vec{E} \quad (2.7.2.7)$$

olarak yazılır. c.g.s birim sisteminde, $\vec{D} = \vec{E} + 4\pi\vec{P} = \epsilon\vec{E}$ olduğuna göre, kırılma indisinin karesi aşağıdaki gibi yazılır.

$$n^2 = \epsilon = 1 + \frac{4\pi N e^2 / m}{\omega_0^2 - \omega^2 \pm \frac{eB\omega}{m}} \quad (2.7.2.8)$$

İfadedeki üst işaret sol dairesel polarize ışık için, alt işaret ise sağ dairesel polarize ışık içindir. Farklı kırılma indislerinden dolayı, manyetik alanın, farklı hızlarda yayılan sağ ve sol dairesel polarize olmuş ışığa sebep olduğu açıktır. Ayrıca bu manyetik alan, bir ortamdan geçerken ışığın polarizasyonunu döndürür. Buradan, Becquere tarafından açıklanan, Verdet sabitinin klasik türevi aşağıdaki gibidir [5].

$$V = \frac{-e}{2mc^2} \lambda \frac{\partial n}{\partial \lambda} \quad (2.7.2.9)$$

3. DENEYSEL KISIM

3.1. Kullanılan Aletler

Maddenin optikçe aktifliğinin bir ölçüsü olan Faraday rotasyonunun incelenmesi için öncelikle deneye uygun bir laboratuvar seçimi yapılmalıdır. Deney sırasında kullanılan laserden çıkan ışık dedeksiyonu önemli bir aşama olduğundan, ortamda başka ışık kaynağı olmamalıdır. Ayrıca ışığın dedektöre dağılmadan ve kayıpsız ulaşması için laboratuvar temiz olmalı ve sabit sıcaklıkta tutulmalıdır.

Deneyde homojen manyetik alan oluşturmak için 1200 sarımlı, direnci $R=30\ \Omega$, indüktansı $L=241\ \text{mH}$, ve yarıçapı $r=10\ \text{cm}$ olan Helmholtz bobin takımı, manyetik alan oluşturmak için gerekli voltaj sağlanan iki adet doğru akım güç kaynağı (DAGIK-8301 90W ve Leybold Didactic GMBH 52239), ışık kaynağı olarak Pasco scientific model 155sl-1 (0.95 mW) He-Ne laser kullanılmıştır. Laser ışığının dalga boyu $632\ \text{nm}$ dir. Bunlardan başka iki adet polaroid film polarizör, dönme açısının ölçülmesi için dakikanın 1/60 mertebesinde açı ölçebilen bir polarimetre ve bunun monte edildiği alüminyum şase, iki adet 5 -10 A reosta, mekanik ve dijital avometreler, deney sırasında maddelerin içine konulduğu silindir şeklinde cam tüb, bir adet AC/DC adaptör (girişi 220 V-50 Hz, çıkışı 1.5-9 V DC 300 mA), ışığı dedekte etmek için bir fotodedektör (kısım 2.4) ve manyetik alan kalibrasyonunda kullanılacak olan NEVA Teslametre ile buna bağlı hall probu ve Tes 2360 LCR dijital avometre kullanılmıştır.

3.2. Deneyin Yapılışı

Bu çalışmada Faraday Etkisi, Karbon tetraklorür, Toluen, Kloroform ve U.Ü Kükürtlü tesislerinden alınan kaplıca suyu olmak üzere dört değişik maddede incelenmiştir. Bunlardan kaplıca suyunda inceleme ilk defa yapılmaktadır. Deneyde amaç, bu dört maddenin optikçe aktifliklerinin bir özelliği olan Verdet sabitlerinin bulunmasıdır.

Deney sırasıyla şu aşamalarda gerçekleştirilmektedir.

- 1- Manyetik alan kalibrasyonu
- 2- Deney düzeneğinin hazırlanması
- 3- Polarizasyon düzleminin dönme açısının bulunması
- 4- Verdet sabitlerinin bulunması

Şimdi deneyin yapılışını yukarıdaki maddeler şeklinde sırasıyla açıklayalım.

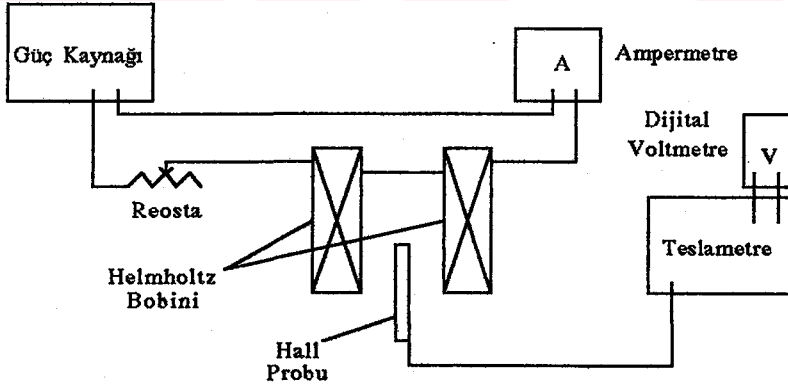
3.2.1. Manyetik Alan Kalibrasyonu

Bilindiği gibi Helmholtz bobinindeki manyetik alan ifadesi bölüm 2.1.2 'de aşağıdaki şekilde çıkarılmıştı.

$$B = \frac{8}{5^{3/2}} \frac{N\mu_0 I}{a} \quad (3.2.1)$$

Buradaki μ_0 , manyetik geçirgenlik, I , bobinlerden geçen akım, N , bobinlerdeki sarım sayısı ve a , bobinlerin yarıçapı olarak verilmiştir.

Bu kısa hatırlamadan sonra aşağıdaki düzeneğin kurulmasıyla kalibrasyon işlemine başlanır. Bu işlem, bobinlerden geçirilen değişik akım değerleri için oluşan manyetik alanın ölçülüp kaydedilmesinden ibarettir. Daha sonra kaydedilen bu değerler ile, manyetik alanın akıma bağlı grafiği çizilerek kalibrasyon eğrisi elde edilir. Bu eğri yardımıyla, ölçüm yapılmayan akım değerleri için oluşması gereken manyetik alan değeri kolayca bulunabilir. Deneyde oluşan bu manyetik alan değerini ölçmek için, Hall Olayı prensibiyle çalışan hall probu kullanılmıştır, (ucunda Hall Olayının meydana geldiği küçük bir yarıiletken bulunan prob).



Şekil 3.2.1.1. Manyetik alan kalibrasyonu deney düzeneği.

Kalibre işlemi sırasında öncelikle, güç kaynaklarından akım çekilerek bobinlerde manyetik alan oluşturuldu. Daha sonra hall probu bobinler arasına orta noktaya yerleştirildi ve oluşan manyetik alan değeri, probun ucundaki yarıiletken üzerinde oluşan hall voltajı cinsinden, $1V = 10^{-3} T$ ($1T = 10^4 G$ ise $1V = 10 G$) olacak şekilde dijital bir avometre yardımıyla bulundu. Akım değeri 0.1 amperden, 0.9 ampere kadar 0.1 aralıkla arttırılarak, her seferinde oluşan manyetik alan değeri bulunup kaydedildi. Ayrıca karşılaştırma yapma açısından teorik manyetik alan değerleri de aşağıdaki şekilde bulundu.

$$N = 1200 \text{ sarım} , \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{N}{A^2} , a = 10 \cdot 10^{-2} \text{ m}$$

Bu değerler eşitlik (3.2.1) 'de yerine koyularak aşağıdaki basit ifade elde edildi.

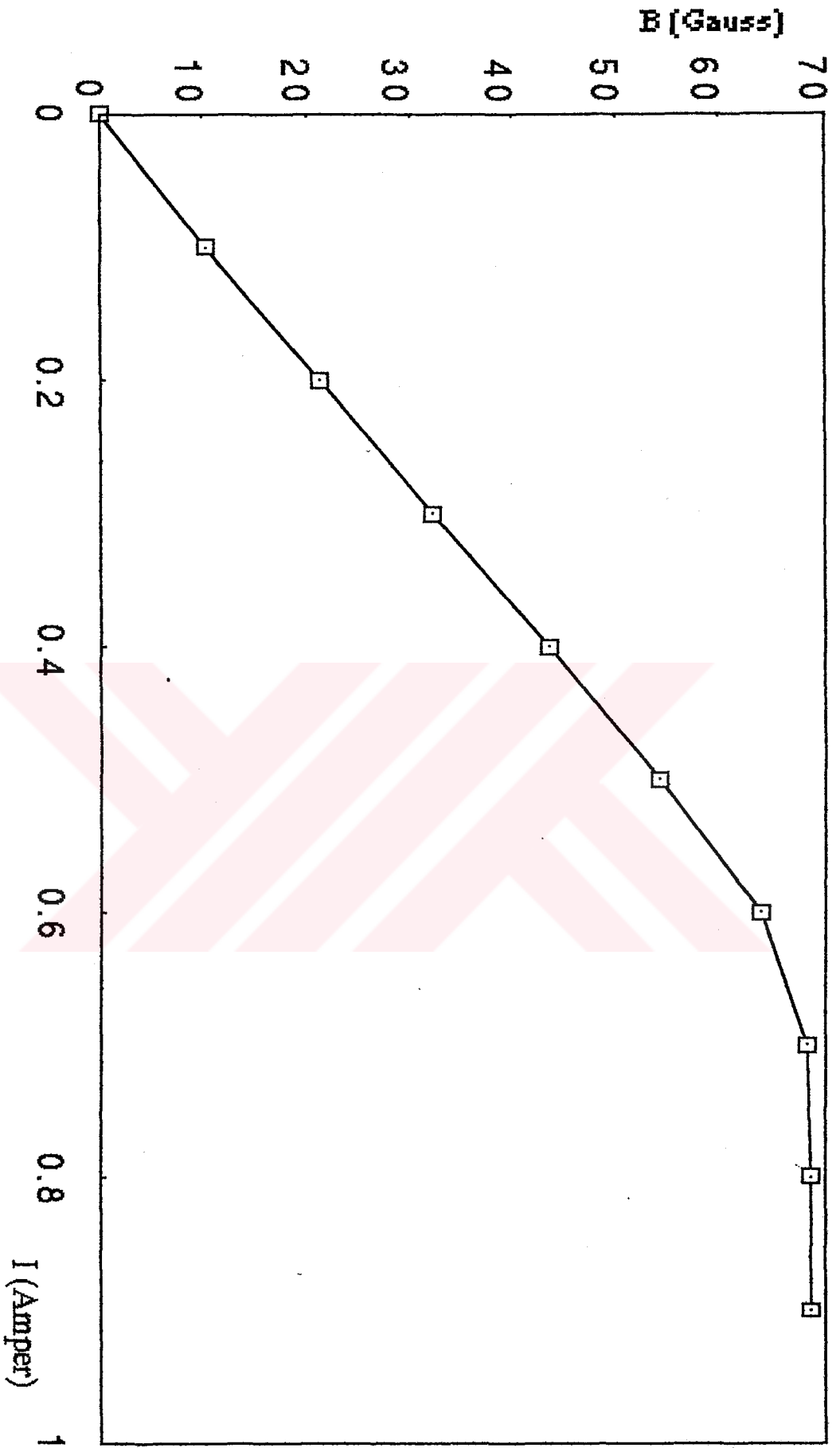
$$B = 107,9 \cdot I$$

Teorik değerler, deneysel ölçme yapılan akım değerleri kullanılarak yukarıdaki ifadeden bulundu. Daha sonra bulunan deneysel ve teorik sonuçlar aşağıdaki çizelgeye yerleştirildi. Burada manyetik alan Gauss (G) ve akım Amper (A) olarak ifade edilmektedir.

Çizelge 3.2.1. Helmholtz Bobininde oluşan manyetik alanın kalibrasyon değerleri

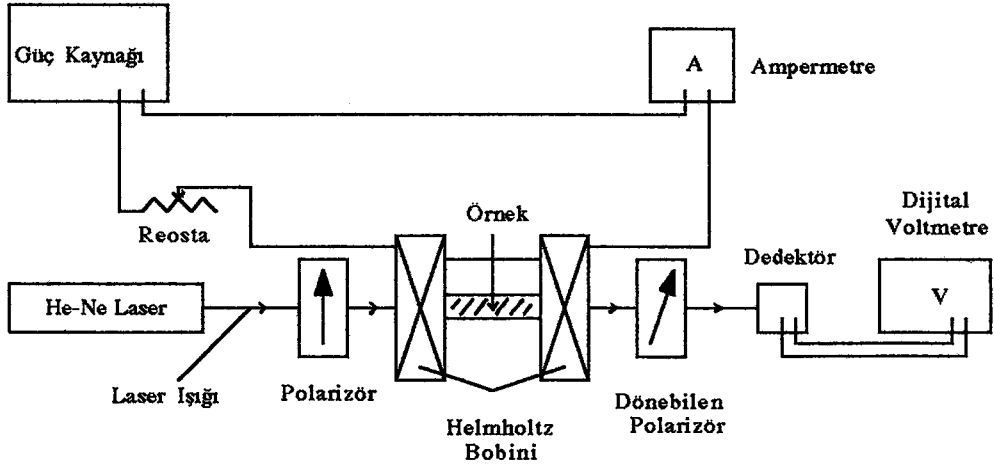
I (A)	B (G) Deneysel	B (G) Teorik
0.00	0.00	0.00
0.1	10.30	10.79
0.2	21.30	21.58
0.3	32.20	32.37
0.4	43.55	43.16
0.5	54.25	53.95
0.6	63.95	64.74
0.7	68.25	75.53
0.8	68.55	86.32
0.9	68.65	97.11

Sonuçta çizelgedeki deneysel manyetik alan değerleri, akımın bir fonksiyonu olarak $B = f(I)$ şeklindeki kalibre eğrisi çizdirildi. (Şekil 3.2.1.2).



Şekil 3.2.1.2. Helmholtz bobininin manyetik alan kalibrasyon eğrisi

3.2.3. Polarizasyon Düzleminin Dönme Açısının Bulunması



Şekil 3.2.3. Faraday Etkisi deney düzeneği.

Bu işlem için öncelikle yukarıdaki düzenek kuruldu ve ilk aşamada polarizör ile analizörün geçirme eksenleri birbirine dik şekilde yerleştirildi. Bu sayede geçen ışığın şiddeti minimum yapılarak dedektördeki gürültüler minimuma indirildi. Deneye başlamadan önce He-Ne laser, kararlı halde çalışabilmesi için 1 saat çalıştırıldı. Daha sonra deney tübü etil alkol ve aseton gibi çözücülerle temizlenip vakumla havası alındıktan sonra madde içine konuldu ve tüb bobinlerin orta noktasındaki yerine monte edildi. Ayrıca dedektör en iyi çalıştığı bölgeye ayarlandı (Bölüm 2.4.2).

Manyetik alanın oluşmadığı durumda laserden çıkan lineer polarize ışık ışını, tüb içindeki maddeden geçtikten sonra şiddet, kullanılan fotodedektör yardımıyla ölçüldü ve kaydedildi. Daha sonra Helmholtz bobininde homojen bir manyetik alan oluşturuldu ve ışık, alan etkisindeki maddeden geçtikten sonra dedektöre ulaşan şiddetin değiştiği gözlemlendi. Maddeden çıkan ışığın dönme miktarı, analizörün monte edilmiş olduğu polarimetre yardımıyla kolayca bulundu. Bunun için maddeden çıkan ışık şiddeti, kayıt edilen ilk şiddet değerine gelinceye kadar polarimetre yardımıyla analizör çevrildi. İki şiddet değeri eşitlenince, polarimetrenin gösterdiği açı değeri yani polarizasyon düzleminin dönme açısı bulundu.

Faraday rotasyonunun büyüklüğünü veren bu açı değeri, her maddede için dönmeyi en iyi gözlediğimiz 0,3-0,6 A arasında oluşan farklı manyetik alan değerlerinde bulundu ve kaydedildi. Ölçümler bir çok defa tekrarlandı ve sonuçların ortalaması alınarak aşağıdaki çizelgeler oluşturuldu.

- Karbon tetra klorür (CCl_4)

Çizelge 3.2.3.1. Karbon tetra klorür için bulunan açı değerleri

Akım Değerleri $I(A)$	DeneySEL Değerler θ (dk)	Teorik Beklenen Değerler $\theta(dk)$
0.30	12.50	12.98
0.40	15.00	17.55
0.50	21.60	21.86
0.60	24.00	25.77

- Toluene ($CHCl_3$ - triklormetan)

Çizelge 3.2.3.2. Toluene için bulunan açı değerleri

Akım Değerleri $I(A)$	DeneySEL Değerler θ (dk)	Teorik Beklenen Değerler $\theta(dk)$
0.30	10.00	10.88
0.40	15.00	14.72
0.50	18.36	18.34
0.60	21.36	21.62

- Kloroform (metil benzen)

Çizelge 3.2.3.3. kloroform için bulunan açı değerleri

Akım Değerleri I(A)	Deneysel Değerler θ (dk)	Teorik Beklenen Değerler θ (dk)
0.30	6.58	6.63
0.40	8.33	8.97
0.50	11.38	11.18
0.60	13.13	13.17

- U.Ü. Kükürtlü Tesislerinden alınan kaplıca suyu

Çizelge 3.2.3.4. U.Ü.Kükürtlü Tesislerinden alınan Kaplıca suyu için bulunan açı değerleri

Akım Değerleri I(A)	Deneysel Değerler θ (dk)
0.30	4.19
0.40	6.08
0.50	8.14
0.60	10.83

Kükürtlü Kaplıca suyu ile ilk defa ölçüm yapıldığı ve bu yüzden de elimizde diğer maddelerinki gibi (literatürden alınma) bilinen Verdet sabiti olmadığı için teorik olarak beklenen değerler kısmı yazılmadı.

Yukarıda gözlendiği gibi ışık şiddetinin manyetik alan uygulanmadan önce ve sonra farklı değerler alması, ışığın polarizasyon düzleminin, sabit manyetik alan içinde, alana paralel

yerleştirilmiş optikçe aktif bir maddeden geçerken Faraday Etkisi gereği bir miktar dönmesindedir. Ayrıca iyi bir dedeksiyon için, her madde değiştirilişinde dedektör, en iyi çalıştığı bölgeye ayarlanmalı ve ölçümler bu ayarda yapılmalıdır (Bölüm 2.4.2).

3.2.4. Verdet Sabitlerinin Bulunması

Bilindiği gibi Faraday Etkisinde, polarizasyon düzleminin dönme açısı θ , aşağıdaki şekilde verilmişti (Bölüm 2.6).

$$\theta = V \cdot B \cdot l$$

Burada l , ışığın içinden geçtiği maddenin boyu, B , uygulanan manyetik akı yoğunluğu, V ise maddelerin kendi karakteristikleri olan ve Verdet sabiti olarak bilien sabit bir faktördür.

Verdet sabiti, iletken maddenin sıcaklığı ve ışığın frekansının, dolayısıyla dalga boyunun bir özelliğidir ve maddeden maddeye farklılık gösterir. Birim alan şiddeti ve birim yol başına dönme olarak da tanımlanan Verdet sabitinin birimi, Gauss cm başına dakika (dak / Gauss cm) ya da Amper başına dakika (dak / A) olarak ifade edilir. Buna göre yukarıdaki eşitlik şu şekli alır.

$$V = \frac{\theta}{B \cdot l}$$

Biz bu son aşamada deneyde kullandığımız her madde için Verdet sabitlerini hesaplayacağız. Bunun için bir önceki bölümde verilen çizelgelerin ışığı altında her bir madde için lineer polarize ışığın polarizasyon vektörünün dönme açısı θ (dakika=dak), uygulanan manyetik alan, B (Gauss) ile ışığın içinden geçtiği maddenin boyu, l (cm) 'nin bir fonksiyonu olarak grafikler, bilgisayar yardımı ile çizdirildi. Daha sonra eğimleri, en küçük kareler metodu ile alınarak,

$$y = mx + n$$

doğru denklemine göre, her birinin Verdet sabitleri bulundu. Bulunan bu değerler ve çizilen grafikler aşağıda verilmektedir.

Yukarıdaki formülasyonla ifade edilen doğru denklemine uygun olarak, kullanılan maddeler için bulunan değerler. Ölçümlerden kaynaklanan hatalar da aşağıda verilmektedir.

* Karbon tetraklorür için çizilen grafiğin eğiminden bulunan Verdet sabiti,

$$n = 0.00014$$

$$m = 0.04029$$

$$V = 4.03 \cdot 10^{-2} \text{ dak/G.cm}$$

$$V = (4.03 \pm 0.01) \cdot 10^{-2} \text{ dak/G.cm}$$

* Toluen için çizilen grafikten bulunan Verdet sabiti,

$$n = 0.00222$$

$$m = 0.03380$$

$$V = 3.38 \cdot 10^{-2} \text{ dak/G.cm}$$

$$V = (3.38 \pm 0.01) \cdot 10^{-2} \text{ dak/G.cm}$$

* Kloroform için çizilen grafikten bulunan Verdet sabiti,

$$n = 0.00060$$

$$m = 0.02059$$

$$V = 2.06 \cdot 10^{-2} \text{ dak/G.cm}$$

$$V = (2.06 \pm 0.01) \cdot 10^{-2} \text{ dak/G.cm}$$

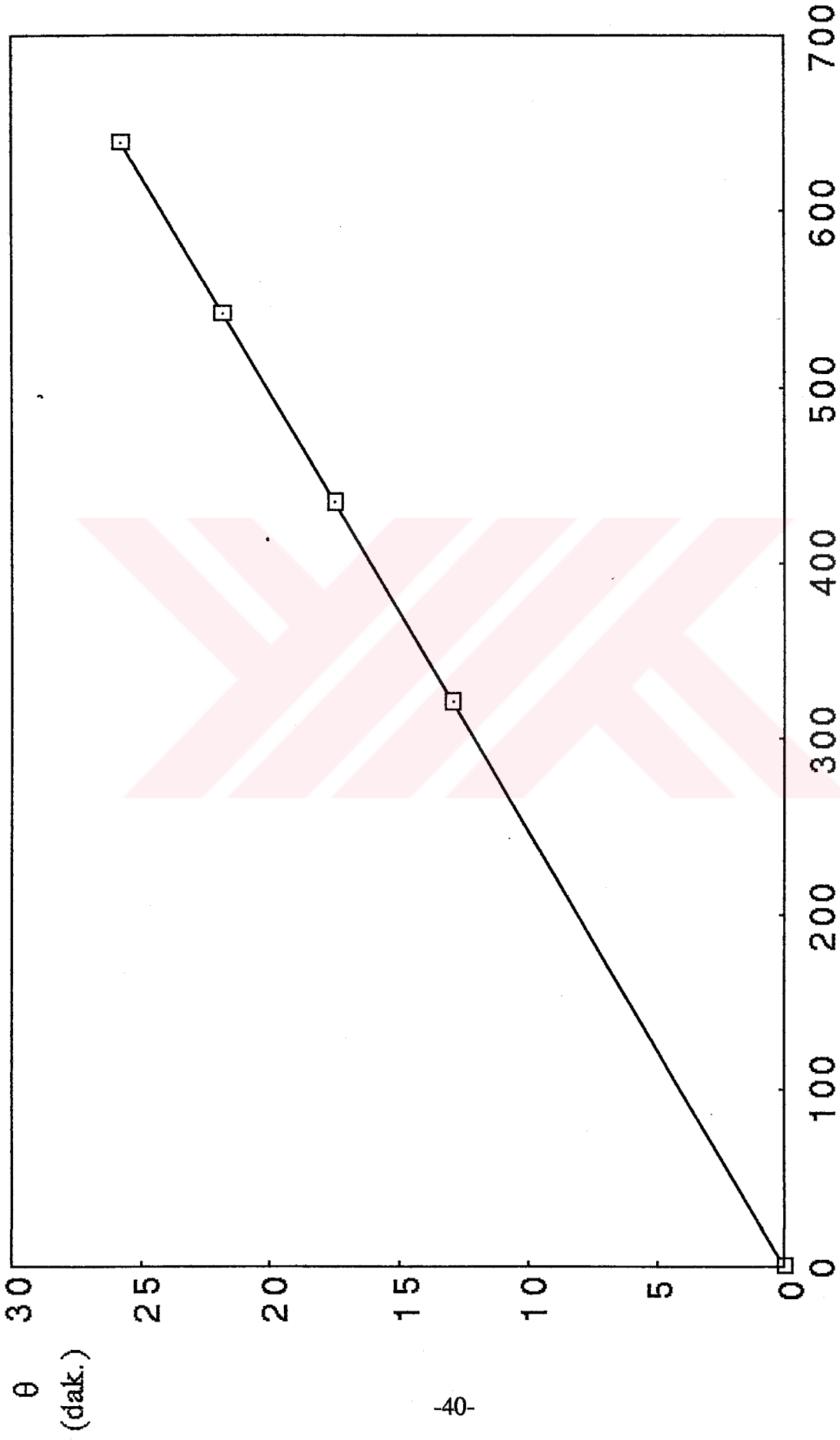
* U.Ü Kükürtlü tesislerinden alınan kaplıca suyu için çizilen grafikten bulunan Verdet sabiti,

$$n = -0.26695$$

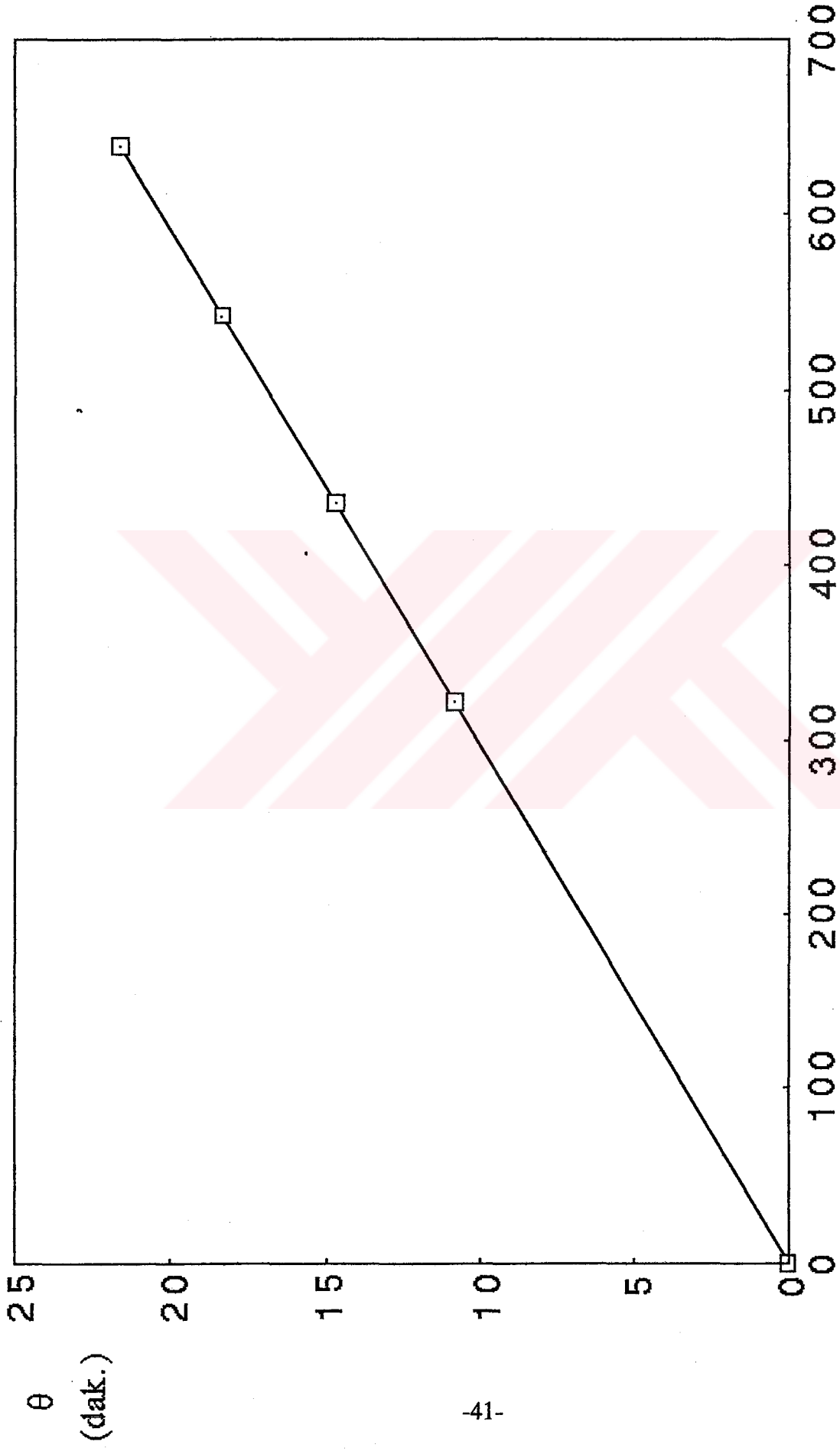
$$m = 0.01740$$

$$V = 1.74 \cdot 10^{-2} \text{ dak/G.cm}$$

$$V = (1.74 \pm 0.01) \cdot 10^{-2} \text{ dak/G.cm}$$



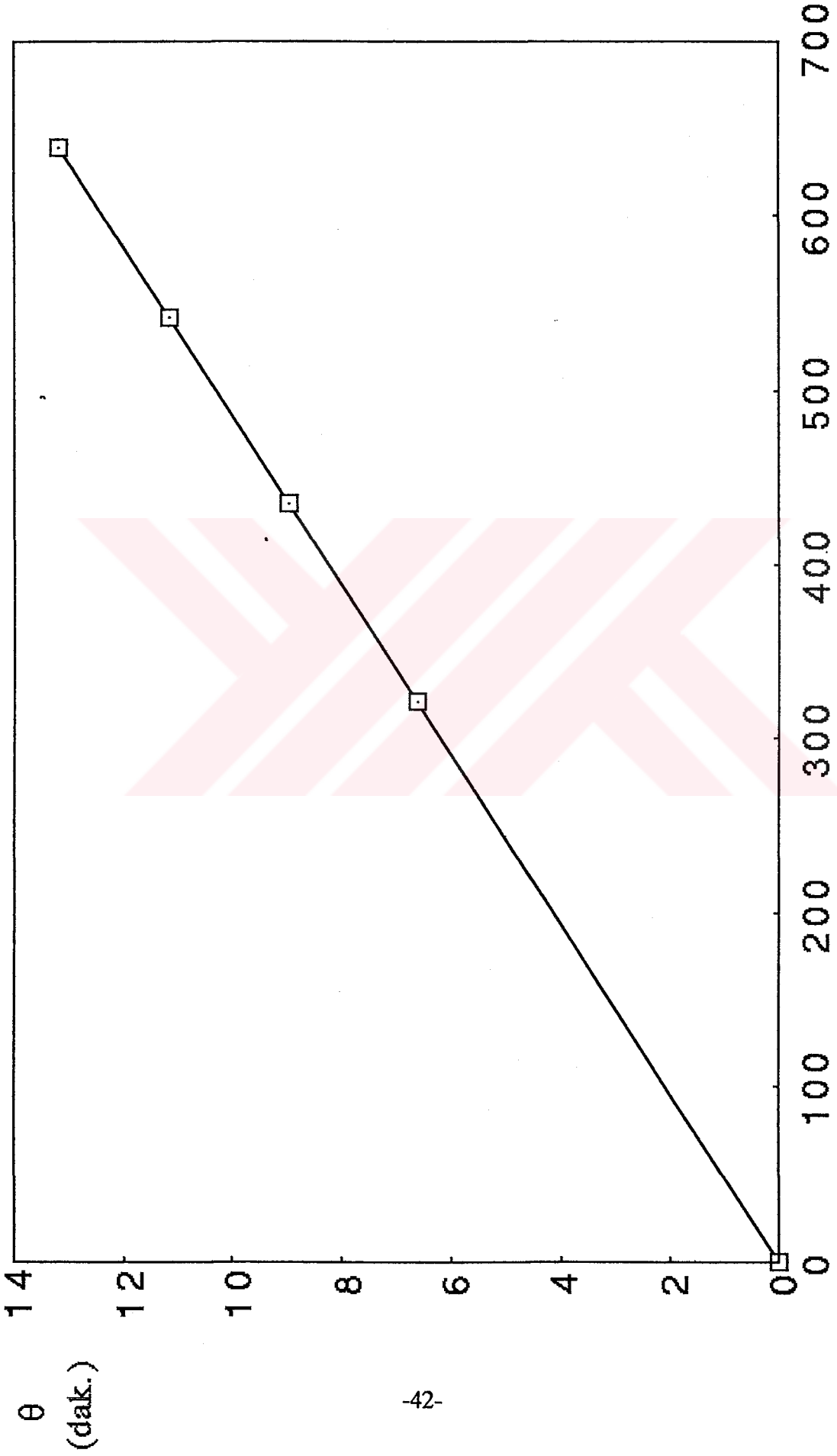
Şekil 3.2.4.1. Karbon tetraklorür için polarizasyon dönme açısının
magnetik alanın fonksiyonu olarak değişimi.



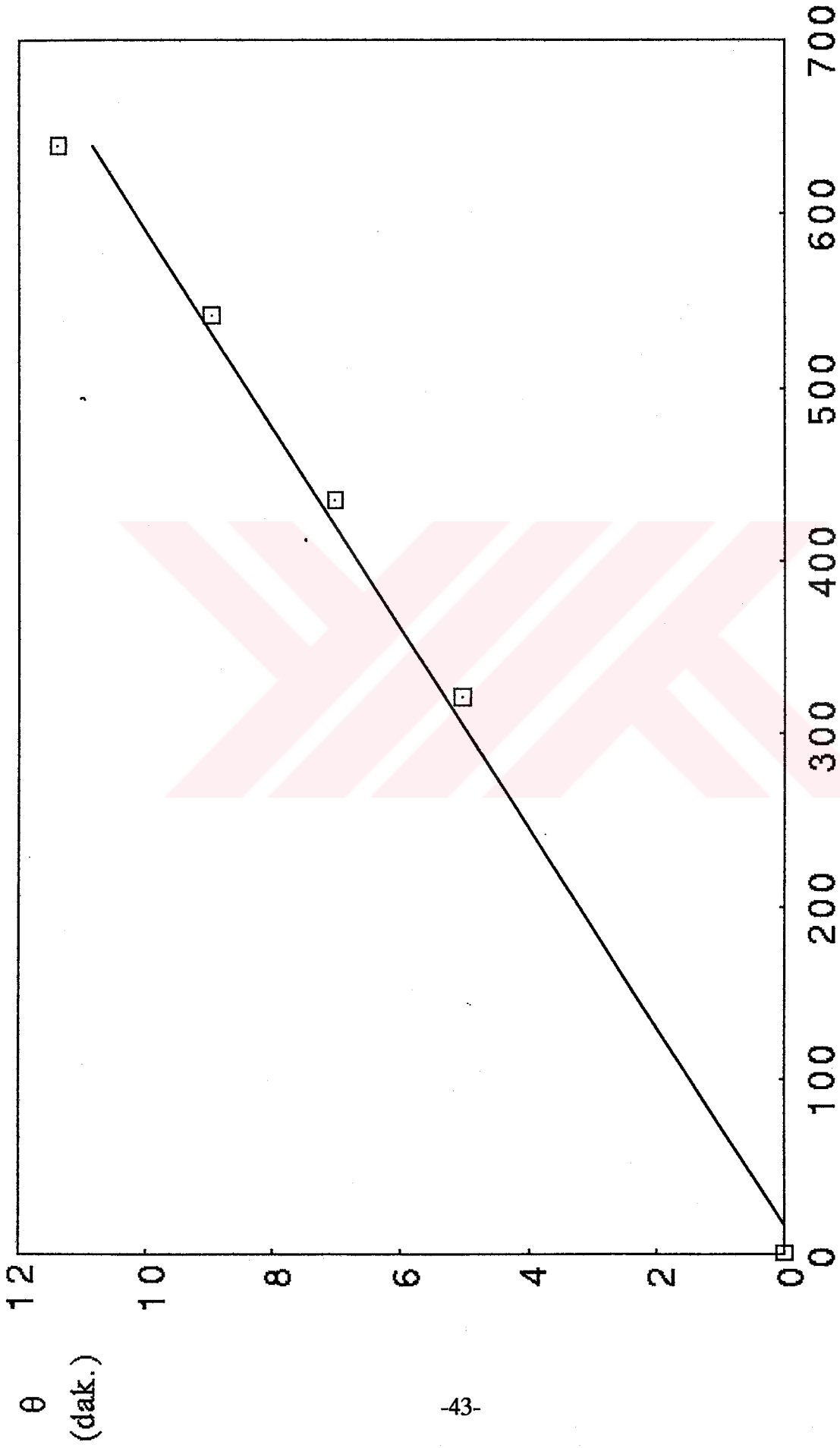
B.l (Gauss. cm)

Şekil 3.2.4.2. Toluene için polarizasyon dönme açısının

manyetik alanın fonksiyonu olarak değişimi.



Şekil 3.2.4.3. Kloroform için polarizasyon dönme açısının manyetik alanın fonksiyonu olarak çizimi.



Şekil 3.2.4 U.Ü Kükürtlü tesislerinden alınan su için polarizasyon B.1 (Gauss. cm)

dönme açısının manyetik alanın fonksiyonu olarak değişimi.

4. TARTIŞMA VE SONUÇ

Deneyin yapılması sırasında çeşitli zorluklarla karşılaşmıştır. Örneğin, çalışmada kullanılacak on adet madde temin edildiği halde, oluşturulan manyetik alan değerinin küçük olması ve polarizasyon düzleminin dönme açısının da dakika mertebesinde olması sebebiyle, bu dönme açısını rahat okuyabileceğimiz maksimum dönmeyi veren, Verdet sabiti büyük üç maddeyi seçtik. Bu maddelerin haricinde bir de ilk olarak inceleme yapılacak olan, U. Ü Kükürtlü tesislerinden alınma kaplıca suyu kullanılmıştır.

Laser ışığını polarize etmekte kullandığımız polarizörler, üzerlerine gelen ışığın bir kısmını yansıtırlar. Yansıyan bu ışınlar, tekrar laser içine girdiklerinde, laserden çıkan ışık şiddetinde küçük değişmelere sebep olurlar. Ayrıca güç kaynaklarından çekilen gerilimde oluşan oynamalar, ilerleyen laser ışığının ortam ile etkileşmeleri sonucu oluşan pırıldamalar ve kullanılan ölçü aletlerinin çalışması sırasında meydana gelen aksaklıklar, karşılaşılan zorluklar arasındadır.

Bütün bu zorluklar sebebiyle, polarizasyon düzleminin dönme açısını bulmak için yapılan ölçümler sonucu bulunan değerler, birbirine yakın olmakla beraber, her seferinde farklı bulundu. Her bir madde için, daha önceden bilinen Verdet sabitlerine göre hesaplanan, dönme açılarına yakın olan açı değerlerinin ortalamaları alınarak yeni değerler elde edildi. Bulunan bu değerler ile teorik değerler arasında epeyce fark olmasına rağmen, çizilen grafiklerde yatay eksen, I çarpanından dolayı oldukça geniş bir aralıkta olduğundan, noktaların hepsi çizilen doğru üzerinde çıktı. Sonuç olarak deneysel değerler, teorik olarak beklenen değerlerle büyük bir uyum içinde bulundu.

ÖZET

Bu çalışmamızda, lineer polarize ışık ışınının polarizasyon düzleminin, manyetik alan içindeki maddeden, alana paralel yönde geçerken dönmesi şeklinde ifade edilen Faraday Etkisi, deneysel olarak incelenmiştir. Fakat öncelikle, olayın daha iyi anlaşılabilmesi için, bobinlerin oluşturdukları manyetik alan, polarizasyon, polarizörler ve dedektörler konularına kısaca değinilmiştir. Ayrıca Optiksel Aktivite ve Faraday Etkisi konuları da kısaca ele alınmıştır.

Deneysel çalışma için optikçe aktif madde olarak, daha önce üzerlerinde inceleme yapılmış olan, Karbon tetraklorür, Toluen, Kloroform ve üzerinde ilk defa inceleme yapılacak olan, U.Ü Kükürtlü tesislerinden alınma kaplıca suyu kullanılmıştır. Maddelerin her biri için değişik manyetik alan değerlerinde, polarizasyon düzlemini döndürme açıları bulunmuş ve sonra bu açıların, manyetik alan ve ışığın içinden geçtiği maddenin boyuna bağlı grafikleri çizilerek eğimlerinden, çalışmanın asıl amacı olan ve Faraday Etkisinin büyüklüğünü veren Verdet sabitleri bulunmuştur.

ABSTRACT

In this study we investigated the rotation of polarization vector for some optically active materials by using Faraday Effects. These materials are Carbon tetrachloride, Toluene, Chloroform and hot spring water which is taken from Uludağ University Physical Rehabilitations Center - BURSA.

Verdet constant of these materials are determined. The experimental results are compared with other literature and they are very comparable within experimental errors. The Verdet constant of hot spring water of Bursa is determined first time.



KAYNAKLAR

- [1] Jenkins and White. " Fundamentals of Optics ", California Univ. 1957, s 501.
- [2] Goca, N. " Optik ", Ankara Üniv, 1993, s 271-280.
- [3] Hecht, E ve Zajac, A. " Optics ", Adalphi Univ, 1979 February, s 219-226.
- [4] Eugene Hecht. " Optics ", Addison-Wesley, 1987.
- [5] E.U. Condon and Hugh Odishow, " Handbook of Physics ", Mc Graw-Hill 1950.
- [6] Pedrotti F.L ve Bandettini P, Am.J.Physics, Vol.58. No 6, June 1990, American Association of Physics Teachers, s 543-544.
- [7] Rossi, B. " Optics ", Addison Wesley, 1957.
- [8] Resnick, R. ve Halliday, D. " Fiziğin Temelleri 2 ", 1985, s 151-152-261.
- [9] Richard-Sears-Wehr-Zemansky. " Optik ve Modern Üniv. Fizigi ", Çevirisi Fahri Domaniç, 1982, s 106-119.
- [10] Wagreich, R. " The Faraday Effect ", Physics 621, Dr. Fotouhi, 7/16/1993.
- [11] Reitz, J.R ve Milford, F.J. " Foundations of Elektromagnetic Theory ", Addison-Wesley series in Physics, 1967, s 148-159.
- [12] Hawkes, J.F.B ve Wilson J. " Optoelectronics on introduction ", chapter 7.
- [13] Oral, M. " Kırmızı Ötesi Işın Dedektörleri ", Ege Üniv., 1984, s 38-60
- [14] Özalp, S. " İnterferometre Yöntemi ile He- Ne Laser Işığının Dalga Boyunun Belirlenmesi ", Yüksek Lisans Tezi, Bursa, 1992, s 31
- [15] Kamık, İ. " Optoelektronik Devreler ", İstanbul, 1983, s 31-33
- [16] " Tables of Physical and Chemical Constant and Mathematical functions" Originally compiled by G. W. C. Kaye, O. B. E. , M. A. , D. Sc. , F. R. S and T. H. LABY, M. A. , Sc. D. , F. R. S , Longman, London and New York, 1973

TEŞEKKÜR

Lisans ve yüksek lisans eğitimimdeki tüm çalışmalarında ve her türlü konuda büyük yardımlarını gördüğüm değerli hocam Prof. Dr. Ali GÜNGÖR 'e sonsuz teşekkürlerimi sunarım. Ayrıca çalışacağım maddelerin temin edilmesinde yardımcı olan Kimya Bölümü teknisyenlerinden Engin ACAR 'a, maddelerin değiştirilmesi sırasında yardımcı olan Kimya Bölümü asistanlarına, deneyin en önemli aşaması olan ışık dedeksiyonu için dedektör yapımında sabırla emek veren Araş. Gör. Cengiz AKAY 'a, tezimin yazılmasında büyük yardımları olan Araş. Gör. M. Akif ÇİMENOGU 'na ve çalışmam sırasında bütün emeği geçenlere teşekkürü bir borç bilirim. Ayrıca hayatım boyunca gerek maddi, gerekse manevi büyük desteklerini gördüğüm, çok sevdiğim aileme de sonsuz teşekkürlerimi sunarım.



ÖZGEÇMİŞ

08 Mart 1970 yılında Karabiga 'da doğdum. İlk öğrenimimi, Bursa Mithatpaşa İlk okulunda bitirdikten sonra orta ve lise öğrenimimi, Bursa İmam-Hatip Lisesinde tamamladım. 1988 yılında üniversite sınavını kazanarak U. Ü. Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde lisans öğrenimime başladım. 1992 yılının Ekim ayında mezun oldum ve açılan yüksek lisans sınavında başarılı olarak U. Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı 'nda yüksek lisans öğrenimime başladım. Aynı anabilim dalında araştırma görevlisi olarak çalışmaktayım.

T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ