

45P58

T.C.
Marmara Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü

He-Ne/I₂ LAZER OPTİK STANDART SİSTEMİNDE
I₂'NİN DOYMUŞ SOĞURULMA REZONANSLARI

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Hazırlayan : Baki KARABÖCE

Tez Danışmanı :
Prof. Dr. Ömer Asım SAÇLI

İstanbul, 1995

TEŐEKKÖR

Bu çalışmada değerli katkılarından dolayı danışmanım sayın Prof. Dr. Ömer Asım Saçlı'ya,

Bu alışmanın UME'de gerçekleştirilmesinde büyük teşvik ve yardımını gördüğüm Dr. I.Malinovsky'ye,

Tezin tamamlanması için gösterdiği sabır ve anlayıştan dolayı eşim Nuray Karaböce'ye,

sonsuz teřekkürlerimi sunarım.



He-Ne/I₂ LAZER OPTİK STANDART SİSTEMİNDE I₂'NİN DOYMUŞ SOĞURULMA REZONANSLARI

ÖZET

Bu çalışmada, dalgaboyu standardı olarak kullanılan He-Ne/I₂ lazerin özellikleri ve değişkenleri incelenmiştir. Bu standart Türkiye'de özellikle birincil uzunluk standardının gerçekleştirilmesi için gereklidir. Çalışma temel olarak TÜBİTAK(Türkiye Bilimsel ve Teknik Araştırma Kurumu) MAM (Marmara Araştırma Merkezi) UME (Ulusal Metroloji Enstitüsü) 'de yapılmıştır. Metrolojinin önemi, lazer ve He-Ne lazerinin çalışma prensipleri gözden geçirilmiştir. He-Ne lazerin dizaynı ve imalatı UME atölyelerinde gerçekleştirilmiştir. Sıcaklık kontrol ve elektronik servo-kontrol üniteleri yine aynı yerde yapılmıştır. Frekans kararlılığı¹, beat frekans tekniği ve çeşitli parametrelere bağlı olarak yapılan ölçümler ve Almanya metroloji enstitüsü PTB(Physikalisch-Technische Bundesanstalt)'de yapılan çalışmalarla karşılaştırma da tezde yer almaktadır. He-Ne lazer frekansının, iyotun doymuş soğurulma rezonanslarına kilitlenmesi ile 10⁻¹⁴'den daha yüksek frekans kararlılığına ulaşılmıştır. Bu denli yüksek frekans kararlılığı şu anda dünyada ulaşılan en yüksek frekans kararlılıklarından biridir.

ABSTRACT

In this work, the properties and the parameters of He-Ne/I₂ laser used as a wavelength standard have been investigated. This standard is especially required to accomplish the primary length standard in Turkey. Work is carried out mainly at UME(National Metrology Institute) of the MAM(Marmara Research Center) in TÜBİTAK(Turkish Scientific and Technical Research Council). The importance of metrology, the principles of lasers and He-Ne laser were reviewed. The design and the construction of He-Ne laser were carried out at UME workshops. Temperature control and electronic servo-control units were also constructed at UME. Thesis also includes frequency stabilization, beat frequency technique and measurements depending upon various parameters. The results are compared with those obtained in German metrology institute PTB(Physikalisch-Technische Bundesanstalt). Frequency stabilization better than 10^{-14} was achieved by using He-Ne laser frequency stabilized in saturated absorption resonances of iodine. This high level of frequency stability is one of the highest frequency stability reached in the world.

İÇİNDEKİLER

BÖLÜM 1. GİRİŞ

1.1. Genel Giriş	7
1.2. Metrenin Tanımı	8

BÖLÜM 2. LAZER OPERASYONU

2.1. Lazerlerin Çalışma Prensibi	11
2.1.1. Işık ve Madde Etkileşimleri ile İlgili Einstein Teorisi	11
2.1.2. Soğurulmada Doyum*	16
2.1.3. Popülasyonda Terslenim*	21
2.2. He-Ne Lazer	22
2.3. Lazer Işığının Özellikleri*	26
2.3.1. Tek Renklilik*	26
2.3.2. Uyumluluk*	27
2.3.2a. Uzaysal uyumluluk*	27
2.3.2b. Geçici uyumluluk*	28
2.3.3. Yöne bağımlılık*	29
2.3.4. Parlaklık*	30
2.3.5. Polarizasyon	32
2.4. Lazer Modları	34
2.4.1. Tek Mod Salınımı*	36
2.5. "Lamb Dip" Teorisi	37

*sözlüğe bakınız

2.5.1. Doymuş Soğurulma Rezonanslarında Frekans Kararlılığı	40
---	----

BÖLÜM 3. UME He-Ne/I₂ DALGABOYU STANDARDI

3.1. UME He-Ne/I ₂ Sistemi	44
3.1.1. Lazer Sisteminin Kurulması	47
3.1.2. Sistemin Duyarlıkları Olarak* Ayarlanması ve Çalışması	50
3.2. Üçüncü Harmonik Tekniği ile Lazer Frekansının Kilitlenmesi	51
3.2.1. Üçüncü Harmoniğin Önemi	54
3.3. Beat Frekans Tekniği	56
3.4. Lazer Değişkenlerinin Frekans Bağımlılıkları	57

BÖLÜM 4. SONUÇLAR VE YORUMLARI

4.1. Ek 1. Sözlük	70
4.2. Ek 2. Planck Kanunu**	72
4.3. Ek 3. Allan Variance***	76

**Ek 2'ye bakınız

***Ek 3'e bakınız

BÖLÜM 1. GİRİŞ

1.1. Genel Giriş

Türkiye'nin endüstrileşmiş ülkelerle ekonomik açıdan bütünleşmesi için **kaliteli ve belli standartlara uygun ürünlerin imalini ve ihracını arttırması kaçınılmazdır**. Bunun için Türkiye'de ulusal metroloji sisteminin kurularak birincil standartların tanımlarının gerçekleştirilmesi, ikincil standartların ve endüstriye hizmet amacıyla çalışma standartlarının oluşturulması gerekmektedir. Dolayısıyla Ulusal Kalibrasyon Servisinin kurulması için en önemli kilometre taşlarından biri olan, uluslararası tavsiyelere uygun yeni ulusal standartların oluşturulmasına yönelik temel birimlerin tanımlarının gerçekleştirilmesi gerekmektedir.

Bunlardan uzunluk biriminin gerçekleştirilmesi için öncelikle birincil düzeyde oluşturulması gereken dalgaboyu standardı, duyarlıklı olarak master bloklarının ölçümleri, uzunluk standartları kalibrasyonu ve dalgaboyu karşılaştırmaları için TÜBİTAK MAM UME'de gerçekleştirilmiştir.

Metrenin tanımının nasıl gerçekleştirileceği hakkında bir fikir edinmek için öncelikle metrenin tanımının bilinmesi gerekmektedir.

1.2. Metrenin Tanımı

Uzunluk birimi "metre" önceleri $^{86}\text{Kr } 2p_{10} - 5d_5$ çizgisine denk gelen elektromanyetik dalganın vakumdaki dalga boyu cinsinden tanımlanmaktaydı ve dalga boyundaki belirsizlik 4×10^{-9} idi. Fakat belirsizliğin metroloji alanındaki çalışmalarda bu kadar yüksek olması, son zamanlarda yeni frekans kararlılığı yöntemlerinin geliştirilmesini zorunlu kılmıştır.

20 Ekim 1983'te Onyedinci Ölçü ve Ağırlıklar Genel Konferansı (Confèrence Gènèrale des Poids et Mesures-CGPM)'nda metrenin aşağıdaki gibi yeni bir tanımı yapılmıştır:

Metre, ışığın boşlukta 1/299 792 458 saniyelik zaman aralığında katettiği yolun uzunluğudur[1].

Burada ölçülen büyüklük *zaman aralığı*dır. Işık hızı evrensel bir sabit olarak düşünülür. $c_0 = 299\,792\,458 \text{ m.s}^{-1}$ olan değerinde belirsizlik yoktur.

CGPM, metrenin gerçekleştirilmesinde aşağıdaki yöntemleri önermektedir:

1. Düzgün elektromanyetik dalganın boşlukta, t zamanında katettiği yolun l uzunluğu, $l = c_0 \cdot t$ bağıntısı kullanılarak bulunur.

Bu yöntem 100 m'den astronomik uzunluklara kadar olan büyük uzunluk ölçümlerinde tavsiye edilmektedir.

2. Frekansı f olan düzgün elektromanyetik dalganın λ dalgaboyu boşlukta $\lambda=c_0/f$ bağıntısı kullanılarak elde edilir.

Burada ölçülen büyüklük T periyot olmak üzere $1/T'$ ye eşit olan f frekansıdır.

Bu yöntem 1 cm'den birkaç km'ye kadar olan küçük uzunluk ölçümlerinde kullanılmaktadır.

3. Işınım için CGPM tarafından verilen dalgaboyları ve frekansların[1] vakum değerleri kullanılmalıdır. Bu dalgaboyları ve frekanslar verilen bir belirsizliği aşmamalıdır. Bu değerler belirli şartlar altında sağlanmalı ve kabul edilen bir kullanım şekline sahip olmalıdır.

Bu yöntem laboratuvarlarda 1 m'ye kadar olan küçük uzunluk ölçümlerinde kullanılmaktadır.

$^{127}\text{I}_2$ (İyot)'nin moleküler rezonansında kararlaştırılmış He-Ne lazerin CGPM tarafından tavsiye edilen ışınım^{*}ı, UME'de ve birçok metroloji enstitüsünde dalgaboyu standardı olarak kullanılmaktadır[2]. Lazer frekansı absorban $^{127}\text{I}_2$ molekülünün 11-5, R(127) olarak adlandırılan geçişinin, i bileşeni olup

$$f = 473\,612\,214.705\text{ MHz}$$

frekansında ve

$$\lambda = 632\,991\,398.219\,6\text{ fm}$$

dalgaboyundaki ışıma kilitlenmesi tavsiye edilir.

Bu değerler 1×10^{-9} 'da bir bağıl belirsizliğe sahiptir. Burada fm = 10^{-15} m olduğu bilinmektedir.

Dalgaboyu standardının oluşturulması ve ışık hızının değerinin laboratuvar ortamında yani vakum olmayan ortamda bulunmasından sonra enterferometrik ölçüm yöntemleri kullanılarak metre birimi gerçekleştirilecektir. Laboratuvar ortamında ışık hızı, n ortamın kırılma indisi ve c_0 vakumdaki ışık hızı olmak üzere, $c = c_0/n$ bağıntısından elde edilir.

BÖLÜM 2. LAZER OPERASYONU

2.1. Lazerlerin Çalışma Prensibi

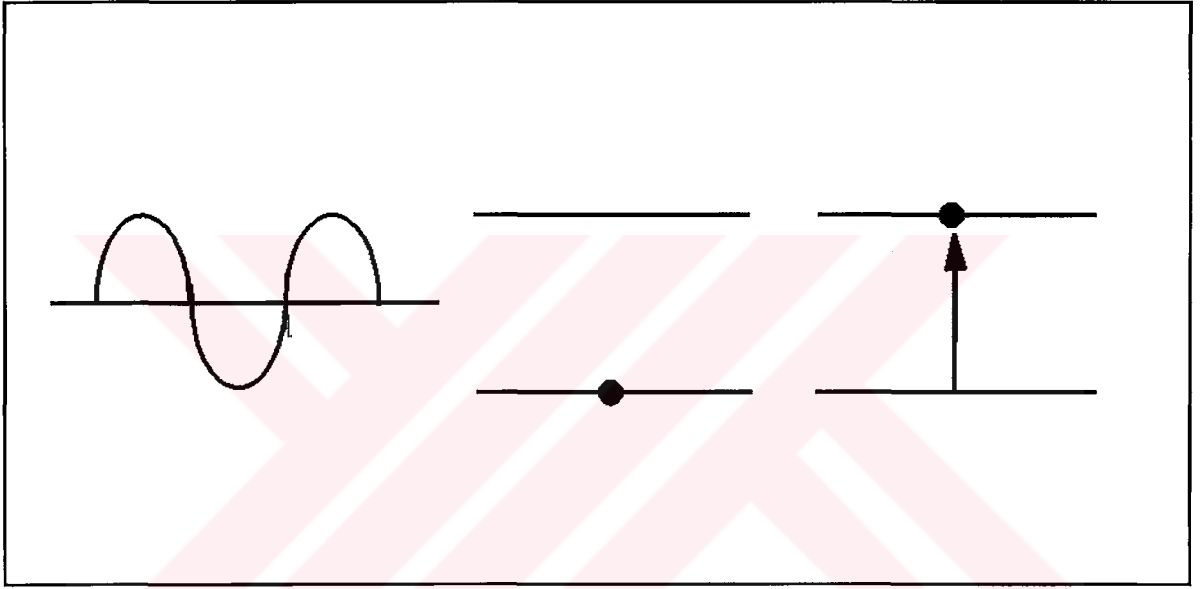
Lazer olayının prensibi, ışının zorla yayınımları* ile ışığın amplifikasyonudur. 1916'da Einstein madde ile elektromanyetik ışınım arasında olması gereken fakat bilinmeyen bir süreç, zorla yayınımları, olduğunu göstermiştir. Fakat 1954 yılında, Townes ve arkadaşları amonyum(NH_3) kullanarak zorla yayınımları prensibine dayanan bir mikrodalga amplifikatörü(mazer) geliştirene kadar bu süreç kullanılmamıştır. Schawlow ve Townes 1958'de mazer prensibinin, aktif ortamı bir Fabry-Perot kavitesinin içine yerleştirerek, görünür bölgeye kadar genişletilebileceğini gösterdiler. 1960 yılında Maiman ruby'yi aktif ortam olarak kullanarak ilk lazeri gerçekleştirdi. Bir kaç ay sonra, Javan $1.15 \mu\text{m}$ kızıl ötesinde çalışan helium-neon lazeri geliştirdi[20-28].

2.1.1. Işık ve Madde Etkileşimleri ile İlgili Einstein Teorisi[20]

Einstein istatistiksel mekaniğe birçok katkıda bulunmuştur. İlgilendiği bir konu, kara cisim* ve elektromanyetik dalgalar arasında nasıl bir dengenin olduğuydu. Probleme, atomik görüş açısından makroskopik cisim meydana getiren atomlar arasında hangi işlemlerin olduğunu sorarak yaklaştı. Düşüncelerini, Planck'ın bir maddedeki enerji düzeylerinin kuantize olduğunu ve madde bir düzeyden diğerine geçiş yaparken bir ışık kuantasının soğurulduğu ya da yayındığı hipotezlerine dayandırıyor. Einstein her biri iki enerji düzeyine* sahip benzer atomlar topluluğunu düşündü.

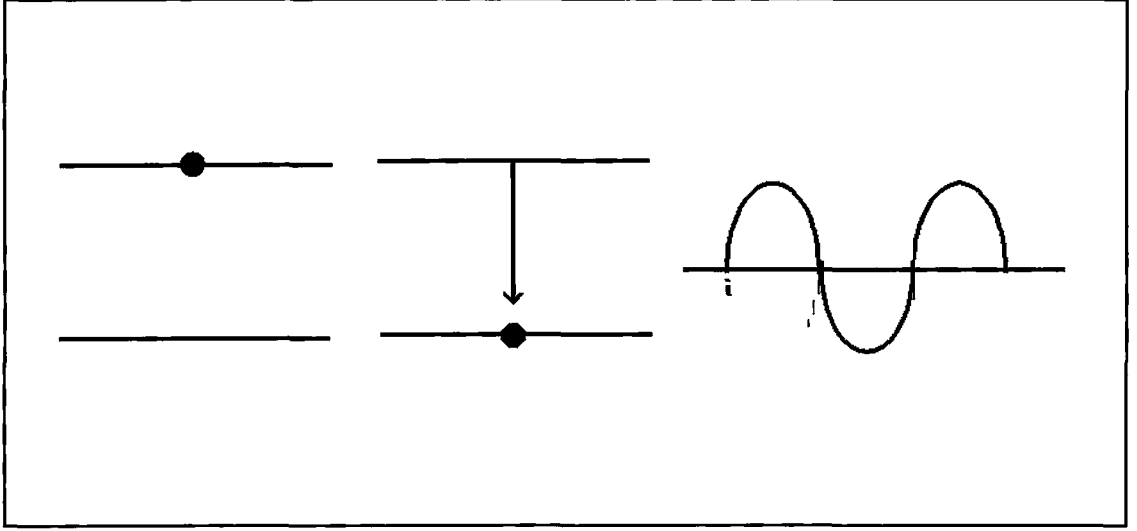
Bu olaylardan bir tanesinin, bir atomun temel düzeyinden* ilk uyarılmış düzeye geçerken şekil 1a'da gösterildiği gibi fotonun soğurulması olduğunu biliyordu.

Bu olayın meydana gelme olasılığının, B bir katsayı, $u_w(w)$ de geçiş frekansında elektromanyetik dalganın her bir frekans aralığına düşen enerji yoğunluğu olmak üzere, $Bu_w(w)$ olduğunu farzettii. Açısal frekans w , E_0 temel düzey ve E_1 'de 1.uyarılmış düzey enerjisini göstermek üzere, $E_1-E_0 = \hbar w$ bağıntısı ile bulunur.



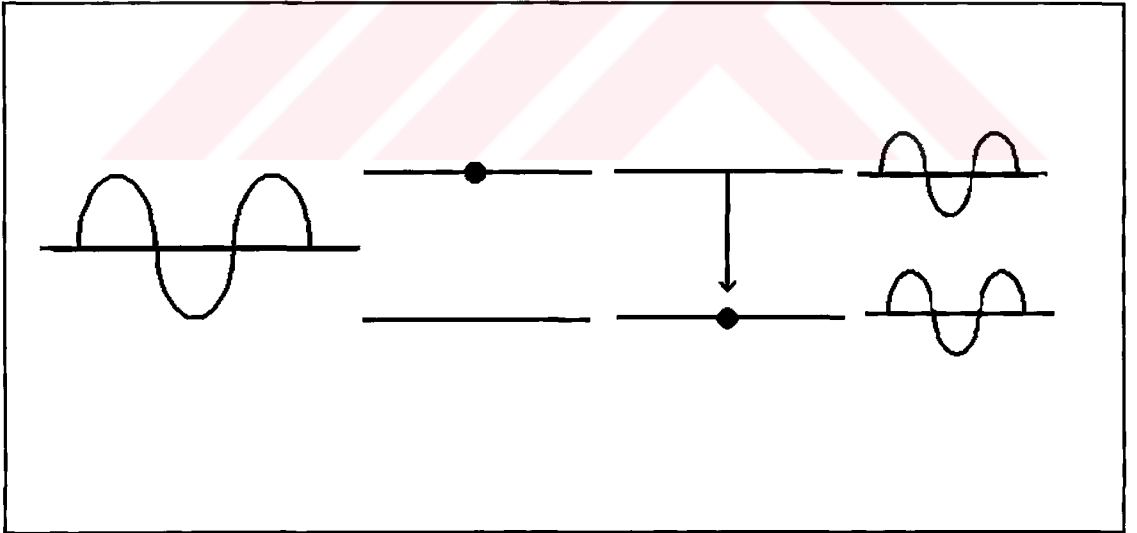
Şekil 1a. Soğurulma

Meydana gelebilecek ikinci olay, elektronun uyarılmış düzeyden temel düzeye dönmesidir. Şekil 1b'de gösterilen bu olay **kendiliğinden yayınım*** olarak isimlendirilir. Bu olayın olasılığı, A katsayısının 1. uyarılmış düzeyin doğal yaşama süresinin tersi olarak bilinen τ_1^{-1} 'e eşit olması ile tanımlanır.



Şekil 1b. Kendiliğinden yayınım

Einstein'ın çalışmasından çıkan yeni bir olgu, yani üçüncü süreç **zorla yayınım***. Şekil 1c'de gösterilen bu süreç Einstein'ın postülatı olarak bilinir.



Şekil 1c. Zorla yayınım

Zorla yayınım, uyarılmış düzeydeki bir atomun geçiş frekansına eşit frekanstaki bir

elektromanyetik dalga tarafından temel düzeyine dönmeye zorlanması anlamına gelir. Bu olayın meydana gelme olasılığı, C bir katsayı olmak üzere, $Cu_w(w)$ 'dur.

Atomlar topluluğunda, uyarılmış düzeye geçişlerin oranı, N_0 temel düzeydeki atomların sayısı olmak üzere, $N_0Bu_w(w)$ ve alt düzeye geçişlerin oranı, N_1 uyarılmış düzeydeki atomların sayısı olmak üzere, $N_1[A + Cu_w(w)]$ 'dir.

Denge durumunda, uyarılmış üst düzeye geçişlerin oranı, alt düzeye geçişlerin oranına eşittir. Yani,

$$N_0Bu_w(w) = N_1[A + Cu_w(w)] \quad (2.1)$$

dir.

Boltzmann dağılımına göre N_1/N_0 oranı

$$\frac{N_1}{N_0} = e^{-(U_1-U_0)/kT} = e^{-\hbar\omega/kT} \quad (2.2)$$

ile verilmektedir. Buna göre,

$$Bu_w(w) = e^{-\hbar\omega/kT} [A + Cu_w(w)] \quad (2.3)$$

yazılabilir.

Bu eşitlik düzenlendiğinde,

$$u_w(w) = \frac{A}{Be^{\hbar\omega/kT} - C} \quad (2.4)$$

elde edilir.

Zorla yayınım ve soğurulma için $B = C$ yazıldığında,

$$u_w(w) = \frac{A}{B(e^{\hbar w/kT} - 1)} \quad (2.5)$$

elde edilir. Planck'ın kanunu ile karşılaştırıldığında(ek 2'ye bakınız) A/B oranı şöyle hesaplanabilir[20],

$$\frac{A}{B} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} . \quad (2.6)$$

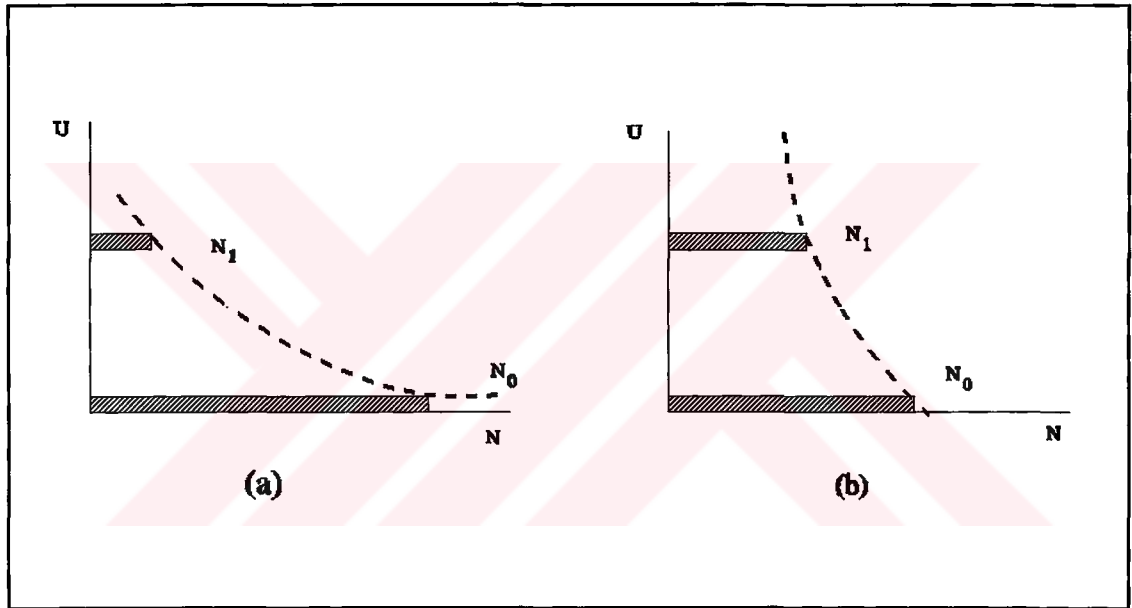
Bu sonuçlardan Einstein'ın neden zorla yayınım şartını koyduğunu şimdi daha iyi anlıyoruz. Eğer böyle yapılmamış olsaydı, türevdeki C sıfır olacaktı ve eşitlik kara cisim ışıınımı için Wien'nin kanununu verecekti. Planck kara cisim eğrisinin paydasında deneysel datayı tamamlamak için bir -1 faktörünün olması gerektiğini gösterdi. Aslında bu faktör de zorla yayınımına karşılık geliyordu.

Zorla ve kendiliğinden yayınım arasındaki en önemli farklardan birisi fazdır. Kendiliğinden yayınımında atomlar topluluğu içinde her bir atom bağımsız olarak hareket eder ve faz rasgeledir, fakat zorla yayınımında, yayınan dalga, uyaran dalga ile aynı yönde ve aynı fazda yayınım yapar. Zorla yayınım düzenli ya da uyumlu bir süreç, fakat kendiliğinden yayınım düzensiz ya da uyumsuz süreçtir.

2.1.2. Soğurulmada Doyum[20-22]

Önceleri, uyarılmış düzeydeki atomların sayısının, şekil 2’de görüldüğü gibi, denge konumunda temel düzeydeki atomların sayısına oranının Boltzman dağılımına uyduğu kabul edilmekteydi.

Bu eşitlik T sıcaklığı ne olursa olsun $N_1 < N_0$ olduğunu göstermektedir. Eğer $\hbar\omega \ll kT$ ise, iki popülasyon yaklaşık olarak birbirine eşit fakat hala N_1, N_0 ’dan biraz küçüktür.



Şekil 2. Boltzman dağılımına göre atomların popülasyon dağılımı. Denge şartlarında yani $N_1 < N_0$ için,

a) $U_1 > kT$ ve b) $U_1 \ll kT$ halleri.

Şimdi bu iki düzeyin popülasyonları ile soğurulma katsayıları arasında bağıntıya bakarak, soğurulma ile zorla yayınının gözden geçirelim. Burada sadece iki düzey olduğunu ve üst düzeyin tek bant genişliğine sahip olduğunu farzedelim. Soğurulma ile zorla yayının birbirini takip eden işlemlerdir, her biri aynı B katsayısına sahip olup

enerji yoğunluğu ile orantılıdır. Enerjinin soğurulması $h\nu N_0 B_w(w)$ ile, yayınımı ise $h\nu N_1 B_u(w)$ ile orantılıdır. Enerji yoğunluğundaki değişim bu iki olayın farkına eşittir.

Yani,

$$\frac{du_w(w)}{dt} = \hbar\omega(N_1 - N_0)B_u(w) \quad (2.7)$$

dir.

Bir kaynaktan gelen akı, madde üzerine düşürüldüğünde, soğurulma ve zorla yayınım birlikte olacaktır. Soğurulma katsayısı α' 'yı hesaplamak için $u_w(w)$ 'nin zamandan çok konuma göre değişimi düşünülmelidir.

$$\frac{d}{dt} = \frac{d}{dx} \frac{dx}{dt} = c \frac{d}{dx} \quad (2.8)$$

eşitliği kullanılarak ve her iki taraf $u_w(w)$ 'ya bölünerek

$$\frac{1}{u_w(w)} \frac{du_w(w)}{dx} = \frac{\hbar\omega}{c} (N_1 - N_0) B \quad (2.9)$$

yazılabilir.

Ya da akı $S_w(w)$ cinsinden;

$$\frac{1}{S_w(w)} \frac{dS_w(w)}{dx} = \frac{\hbar\omega}{c} (N_1 - N_0) B \quad (2.10)$$

şeklinde yazılabilir.

Bu eşitliğin iki tarafının integrali alındığında,

$$\int_{S_0}^{S_w(w)} \frac{dS_w(w)}{S_w(w)} = \frac{\hbar\omega}{c}(N_1 - N_0)B \int_0^x dx \quad (2.11)$$

$$\ln S_w(w) \Big|_{S_0}^{S_w(w)} = \frac{\hbar\omega}{c}(N_1 - N_0)B x \quad (2.12)$$

elde edilir ki bu,

$$S_w(w) = S_0 e^{\frac{\hbar\omega}{c}(N_1 - N_0)B x} \quad (2.13)$$

yani,

$$S_w(w) = S_0 e^{-\alpha x} \quad (2.14)$$

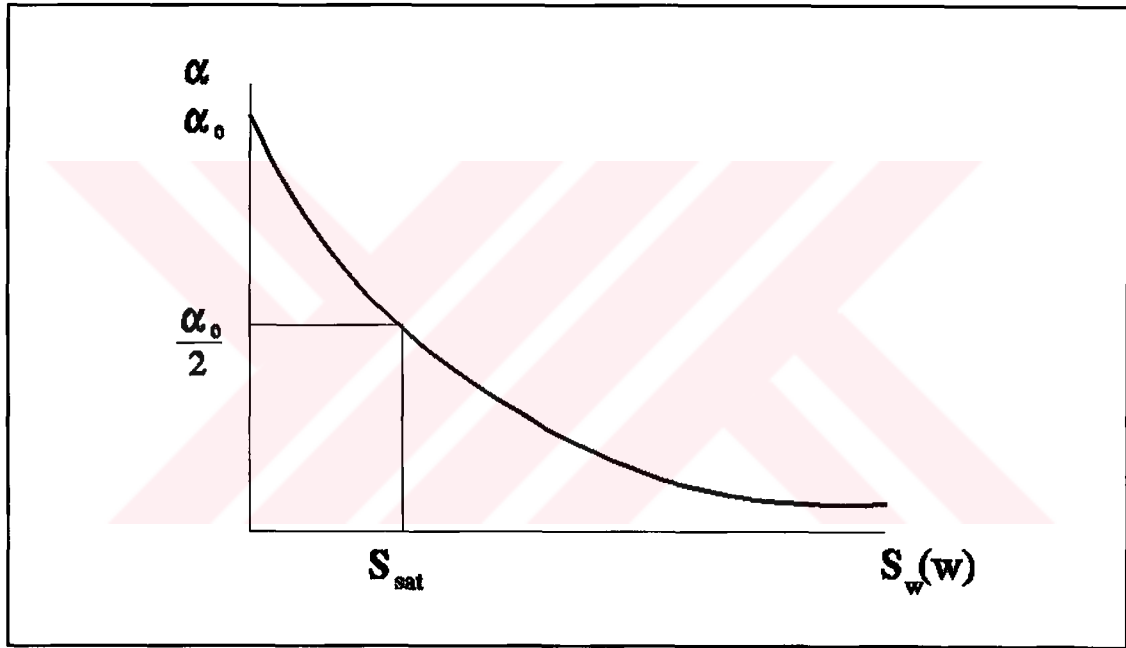
demektir. Burada α soğurulma katsayısı olup,

$$\alpha = \frac{\hbar\omega}{c}(N_0 - N_1)B \quad (2.15)$$

şeklinde tanımlanmıştır.

Normal olarak görünür bölgedeki geçişler için, $N_0 \gg N_1$ olup α pozitiftir. Dolayısıyla $S_w(w)$ uzunlukla azalır. Soğurulma meydana geliyorken, N_0 ve N_1 'ler değişir. Zayıf kaynaklar ve büyük N_0 'lar için bu etki ihmal edilebilir. Buna rağmen, küçük

konsantrasyondaki atomlar büyük bir akı ile ışınlandığında, uyarılmış düzeyin popülasyonunda ölçülebilir bir değişiklik olacaktır. Bu durum α 'nın değerini azaltır ve yeterli büyüklükteki akı ve küçük bir örnek için soğurulmada doyma olduğunda soğurulma oranı azalır. Bu $N_0 = N_1$ olması demektir. Sonuç olarak uyarılmış düzeye geçişlerin sayısı, alt düzeye geçişlerin sayısına eşittir ve örnek geçirgen olur. Örneğe geçiş frekansında $N_1 > N_0$ olmasını sağlayacak şekilde enerji vermek mümkün değildir. Büyük akılar kullanılarak şekil 3'te görüldüğü gibi en fazla popülasyonlar eşitlenebilir.



Şekil 3. Soğurulma katsayısı α 'nın $S_w(w)$ akısı ile değişimi (eşitlik 2.21).

Enerji yoğunluğu ile uyarılmış düzeydeki popülasyon arasındaki bağıntı elde edilebilir.

Birim hacimde toplam atom sayısı N_T olmak üzere,

$$N_0 = N_T - N_1 \quad (2.16)$$

olup, bu 2.10 eşitliğinde yerine konularak,

$$\frac{1}{S_w(w)} \frac{dS_w(w)}{dx} = - \frac{\hbar w}{c} B (N_T - 2N_1) \quad (2.17)$$

elde edilir. N_1 'in zamanla değişimi yani değişim oranı, (2.8) eşitliği kullanılarak,

$$\frac{dN_1}{dt} = - \frac{S_w(w)}{c} B(N_T - 2N_1) - N_1 A \quad (2.18)$$

yazılır. Kararlı durumda, $dN_1/dt = 0$ olacağından,

$$N_1 = \left(\frac{N_T}{2} \right) \frac{1}{1 + (Ac/2BS_w(w))} \quad (2.19)$$

elde edilir.

τ uyarılmış düzeyin yaşam süresi ve $A = \tau^{-1}$ olmak üzere 2.15, 2.16 ve 2.19 eşitliklerinden,

$$\alpha = \frac{\hbar w B N_T}{c} \left[\frac{1}{1 + (2\tau B S_w(w)/c)} \right] \quad (2.20)$$

elde edilir.

$$\alpha_0 = \frac{\hbar w B N_T}{c} \quad (2.21)$$

olmak üzere

$$\alpha = \alpha_0 \left[\frac{1}{1 + (2\tau B S_w(w)/c)} \right] \quad (2.22)$$

bulunur.

Denge sağlandıktan bir periyot zaman sonra $S_w(w)$ 'nin doyma değeri, α 'nın $\alpha_0/2$ 'ye eşitlendiği değer olarak alınır. Bu durum,

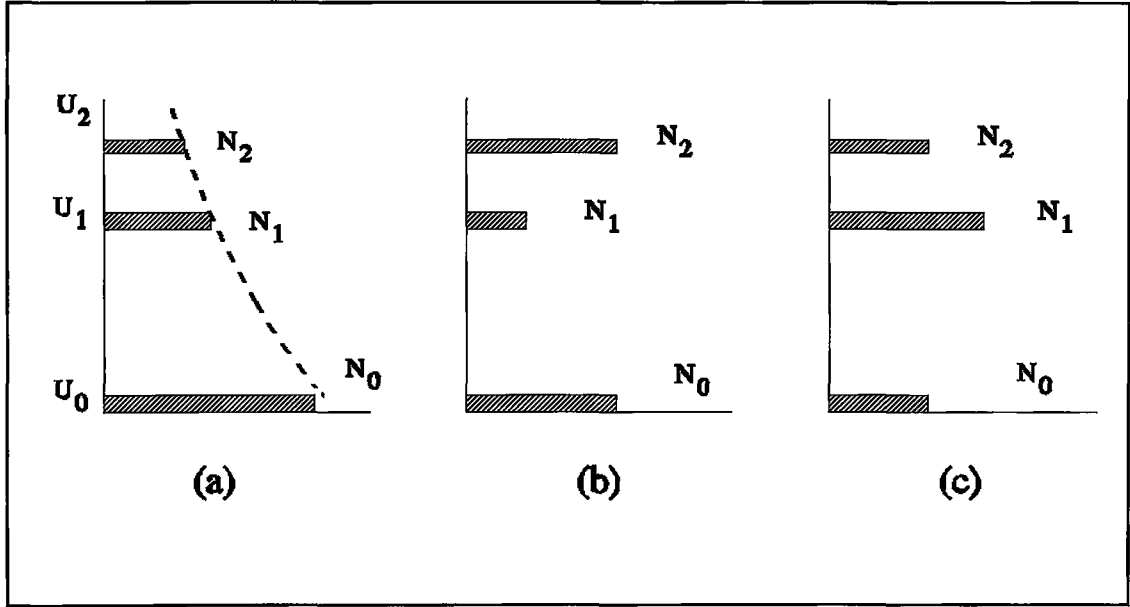
$$S_w(w) = \frac{c}{2\tau B} \quad (2.23)$$

şeklinde ifade edilebilir.

2.1.3. Popülasyonda terslenim

$N_1 > N_0$ olması durumunda, 2.14 ve 2.15 bağıntılarından α 'nın negatif ve $S(w)$ akısının da uzaklıkla büyüyeceği görülür. Dolayısıyla, maddeden çıkan ışık, gelen ışıktan daha fazla olur. Bu, ışığın amplifikasyonunu gösterir. Enerji düzeylerinin denge popülasyonları şekil 4'te gösterilmiştir.

Şekilde gösterilen popülasyonlar şöyle açıklanabilir. Atomlar w_2 açısal frekansında, $(U_2 - U_0)/\hbar$ 'a eşit yoğun bir akı ile ışıma uğratılır; bu, iki düzeyin popülasyonunu $N_2 = N_0$ olacak şekilde eşitler. Bu gerçekleştiğinde 2. ve 1. düzeyler arasında ya da 1. ve 0. düzeyler arasında bir "popülasyon terslenimi" olur. Bu oluşum 1. ve 2. düzeylerin birbirlerine göre bağlı yaşam sürelerine bağlıdır. Eğer 1. düzeyin yaşam süresi 2.



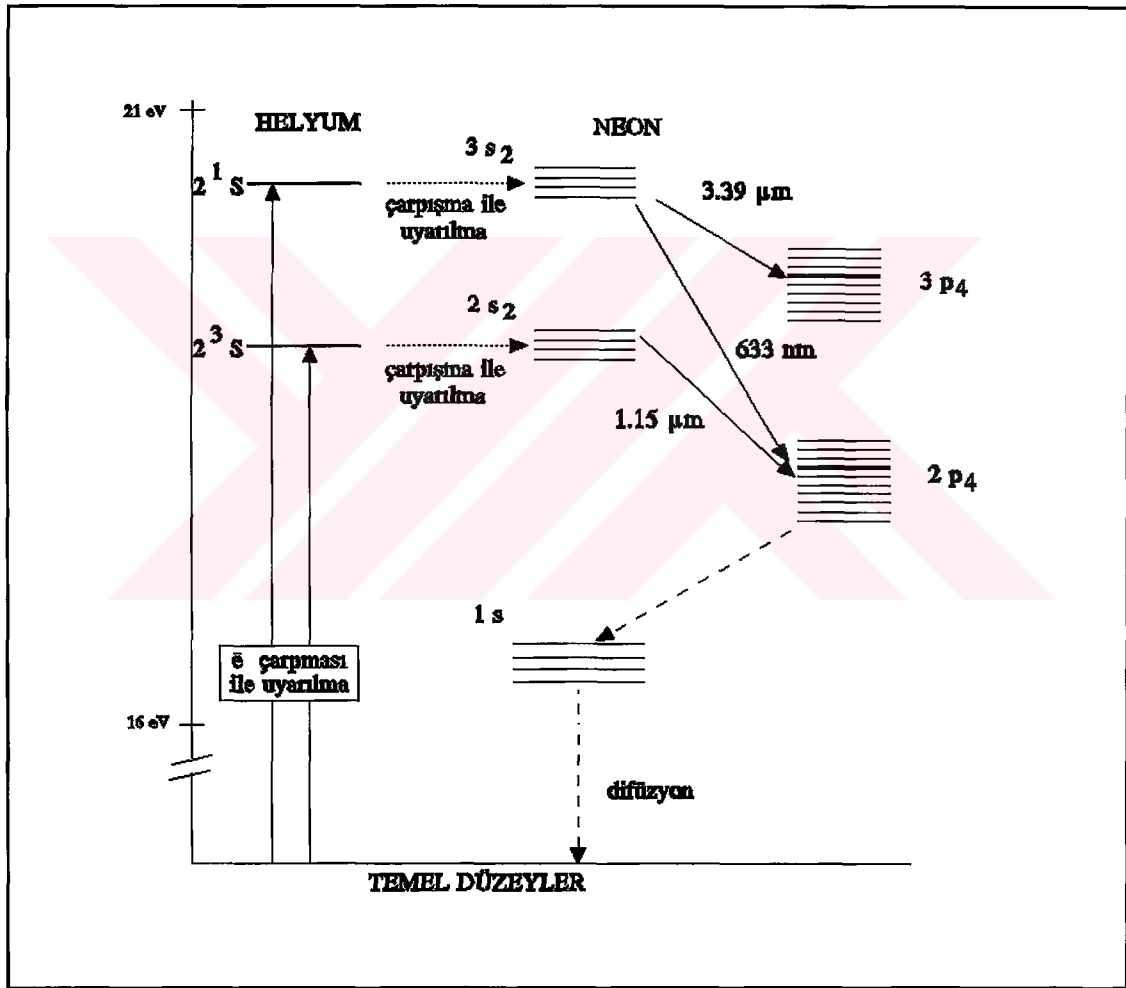
Şekil 4. Denge konumunda üç-düzeyle atomik sistemin popülasyonu. Sistem enerji fotonların yoğun akışı ile ısıtıldığında, U_2-U_0 , N_0 ve N_2 'nin popülasyonlarını eşitler. (b)'de 2. ve 1. düzeyler ya da (c)'de 1. ve 0. düzeyler arasında popülasyonda terslenim olur.

düzeyle daha kısa ise, bu düzeydeki atomlar hızlı bir şekilde temel düzeyle dönerler ve 2. düzey ile 1. düzey arasında terslenim meydana gelir. Fakat eğer 1. düzeyin yaşam süresi 2. düzeyden daha uzun ise, atomlar $N_1 > N_0$ yapacak şekilde 1. düzeyde toplanırlar. Bu enerji düzeylerinin popülasyonlarını değiştirme yöntemine "optiksel pompalama" denir.

2.2. He-Ne Lazer

He-Ne lazeri, kırmızı renkli çıkış ışını ile en iyi bilinen ve en çok kullanılan lazereyle. He-Ne lazerler birçok dalgalıboylarında da çalışabilirler. Hangi dalgalıboyunda çalışıyorsa çalışsın, He-Ne lazerlerin aktif lazer olayını gerçekleştiren elemanı Neon

atomudur. Ne atomları, elektron çarpışması ile, uyarılmış He atomlarından enerji alırlar. Bu enerji alışverişi olayı uyarılma transferi olarak bilinir. He-Ne lazerlerde popülasyon terslenimi elektron çarpma uyarması (He'ların uyarılması); ve uyarma transferi (He'lardan Ne'lara enerji transferi) süreçleri ile olur. Bu durum şekil 5'te görülmektedir. He-Ne lazerlerde neon geçişlerinin en güçlüleri $3.39 \mu\text{m}$, $1.15 \mu\text{m}$ ve 633 nm geçişleridir [21,23,28].



Şekil 5. Helyum ve Neon enerji düzeyleri diyagramı.

Yaklaşık iki kV'luk bir elektriksel pompalama yapıldığında He atomları elektron çarpması ile 2^1S düzeyine uyarılırlar. Uyarılmış bu He atomları enerjilerini, yakın rezonanstaki Ne atomlarının $3s_2$ ile gösterilen uyarılmış düzeyine çarpışma yolu ile iletirler ve bu düzeyde popülasyon oluştururlar (Burada S , helyumun ve s , de neonun enerji düzeylerini belirtmek için kullanılmıştır). Bu düzey, $3.39 \mu m$ ve $633 nm$ geçişlerinin genel uyarılmış düzeyidir. $1.15 \mu m$ geçişinin üst düzeyi, He'nin 2^2S düzeyi ile yakın rezonanstadır ve uyarılmış düzeydeki He atomlarından uyarma transferi ile popülasyon kazanır.

Aslında elektron çarpması ile Ne atomları da doğrudan uyarılmış düzeylere yükselirler, fakat He'den uyarma transferi baskın pompalama mekanizmasıdır. He'nin 2^1S_0 ve 2^3S_1 uyarılmış düzeyleri, Ne'nin düzeyleri ile yakın rezonanstada olmalarının yanı sıra (ve dolayısıyla güçlü çarpışma ile uyarılma transferine izin vererek), kendiliğinden yayınım yapamazlar. Çünkü bu yayınım seçim kuralları(selection rules) ile yasaklanmıştır. Bu kuraldan dolayı, He atomları enerjiyi Ne'ye vermek üzere tutarlar. He 2^1S ve 2^3S düzeylerinin Ne atomlarıyla çarpışmalarından dolayı toplam bozunma(decaying) oranları Ne'nin her bir Torr'u için sırasıyla yaklaşık 2×10^5 saniye⁻¹ ve 10^4 saniye⁻¹dir.

Tipik He-Ne lazerlerinde, He ve Ne'nin kısmi basınçları, sırasıyla yaklaşık 0.1 ve 1 Torr'dur. Bu düşük basınçlarda üst-düzye yaşam süreleri(life time) kendiliğinden yayınım ile belirlenir. Çok düşük basınçlarda, Ne'nin $3s_2$ ve $2s_2$ düzeyleri, temel düzye olan izinli geçişlerden dolayı, yaklaşık 10-20 nano-saniye yaşam sürelerine (kendiliğinden yayınım gibi) sahiptirler. He-Ne lazerlerin tipik Ne basınçları

için, bu ışınlı yaşam süreleri, ışınlı tuzaklamadan(radiative trapping) dolayı aslında yaklaşık olarak 10^{-7} saniyedir. Kendiliğinden yayınma uğramış fotonlar temel düzeydeki atomlar tarafından tekrar yutulduğunda, dolayısıyla yayınım yapan düzeyin yaşam süreleri etkili bir şekilde artarken bu meydana gelir.

Popülasyon terslenimi şartları altında temel düzey genellikle en fazla popülasyona sahip düzeydir. Bu yüzden, ışınlı tuzaklama sadece temel düzeye izin verilen geçişleri yapan düzeyler için önemlidir. Böylece seçim kuralları ile temel düzeye kendiliğinden bozulan Ne $3p_4$ ve $2p_4$ düzeyleri, ışınlı olarak tuzaklanmazlar ve $3s_2$ ve $2s_2$ düzeylerinden kabaca 10 kez daha kısa yaklaşık 10^{-8} saniye yaşam sürelerine sahiptirler.

Bunun anlamı şekil 5'te gösterilen s-p geçişlerinin, lazer olması için tercih edilen yaşam sürelerine sahip olmalarıdır. Örneğin alt düzeyler, popülasyon terslenimini daha kolay oluşturarak üst düzeylere kıyasla daha hızlı bir şekilde bozunurlar. 633 nm ve $3.39 \mu\text{m}$ çizgilerinin toplam soğurulma katsayıları, kabaca aynı büyüklüğe sahiptirler. Ancak $3.39 \mu\text{m}$ çizgisi, 633 nm çizgisinden 5.4 kez daha küçük Doppler genişliğine, bunun sonucu olarak daha geniş çizgi-merkezi kazancına sahiptir.

633 nm ve $1.15 \mu\text{m}$ geçişleri, 1s düzeyine hızlı bir şekilde bozunan genel $2p_4$ alt düzeyine sahiptirler. Sonrası, yani temel düzeye ışınlı bir şekilde bozunma seçim kuralı tarafından yasaklanmıştır. Bu da uzun yaşam süresi demektir. Bu olay, 633 nm ve $1.15 \mu\text{m}$ çizgilerinde lazer salınımı için kötüdür, çünkü elektron çarpması uyarılması Ne atomlarını, bu çizgilerdeki popülasyon terslenimi azaltarak 1s'ten $2p_4$ 'e pompalayabilirler. Buna rağmen 1s düzeyindeki Ne atomları kazanç tüpünün

duvarlarına çarptıklarında temel düzeye bozunabilirler. Aslında 633 nm ve 1.15 μm çizgilerinin kazancının, tüpün çapı azaldığında, arttığı görülmektedir. Bu, tüpün çapı azaldığında atom-duvar çarpışma oranında yükselme olarak yorumlanabilir.

İlk sürekli dalga lazeri olan gaz lazeri A. Javan, W. R. Bennett, Jr., ve D. R. Herriott tarafından 1960 yılında imal edilen 1.15 μm He-Ne lazeridir. Pahalı olmayan He-Ne lazerleri uzun zamandır ticari olarak bulunmakta ve bir çok uygulamaya sahiptirler. Bu uygulamaların bir çoğunda görünen lazer ışığına gerek duyulmaktadır. Bu yüzden 633 nm'de salınım elde etmek için kızıl ötesi çizgilerin bastırılması gerekmektedir. Bu, tipik olarak kavite aynalarına, görünen ışığı yansıtan fakat kızıl ötesini geçiren dielektrik maddelerin kaplanması ile sağlanır.

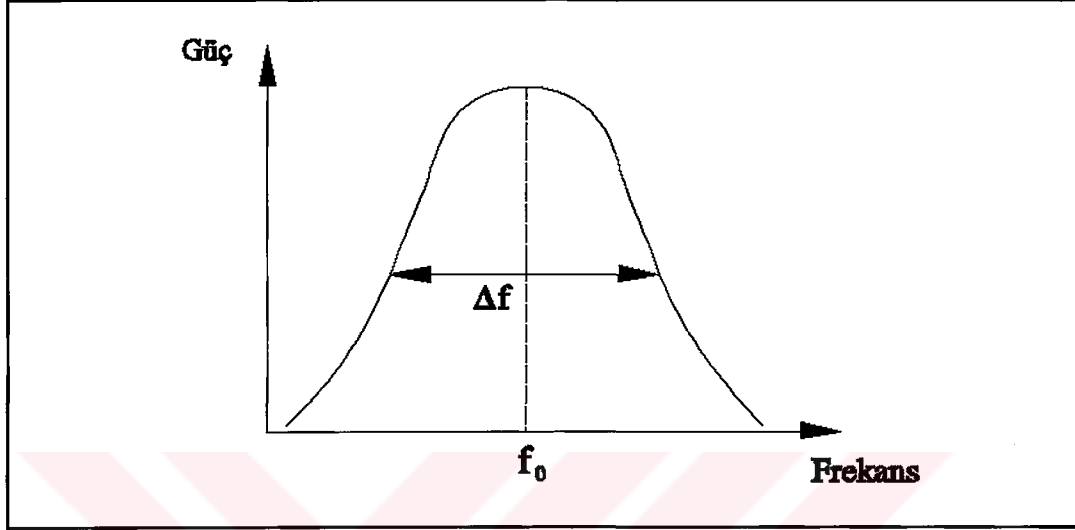
2.3. Lazer Işığının Özellikleri

Lazer ışığının en belirgin özellikleri tek renklilik, uyumluluk, yöne bağımlılık ve parlaklığıdır. Bunun yanında lazer ışığı polarize bir ışıktır[24,26,27].

2.3.1. Tek renklilik

Tek renkliliğin anlamı lazerin tek renkte ışık üretmesi ya da tek bir dalgaboyunda ışık vermesidir. Aslında lazer de dahil hiç bir ışık kaynağı mükemmel olarak tek renkli değildir. Bu nedenle lazerlerin tek renkliliğe sahip en yakın kaynaklar olduğu söylenebilir. Tek renklilikten bahsedildiğinde, lazerin dalgaboyu bant genişliği ya da frekans bant genişliğinden bahsetmek gerekir. Uygun bir gazın soğutulma çizgisinin

merkezine kilitlenmiş bir He-Ne lazerin($\lambda = 633 \text{ nm}$ ve $f = 4.7 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$) yarı-maksimumda frekans bant genişliği, şekil 6'da görüldüğü gibi Δf yaklaşık 50 - 500 Hz civarındadır. Dolayısıyla $\Delta f/f = 10^{-12} - 10^{-13}$ civarında olup yüksek derecede bir tek renklilikten bahsedilebilir.



Şekil 6. Lazer çıkış gücünün frekansa göre değişimi.

2.3.2. Uyumluluk

İki dalganın faz farkı, dalgaların yayılması boyunca sabit kalıyorsa, bu dalgalara uyumlu dalgalar denir. Uyumluluk uzaysal ve geçici olarak iki durumda incelenebilir.

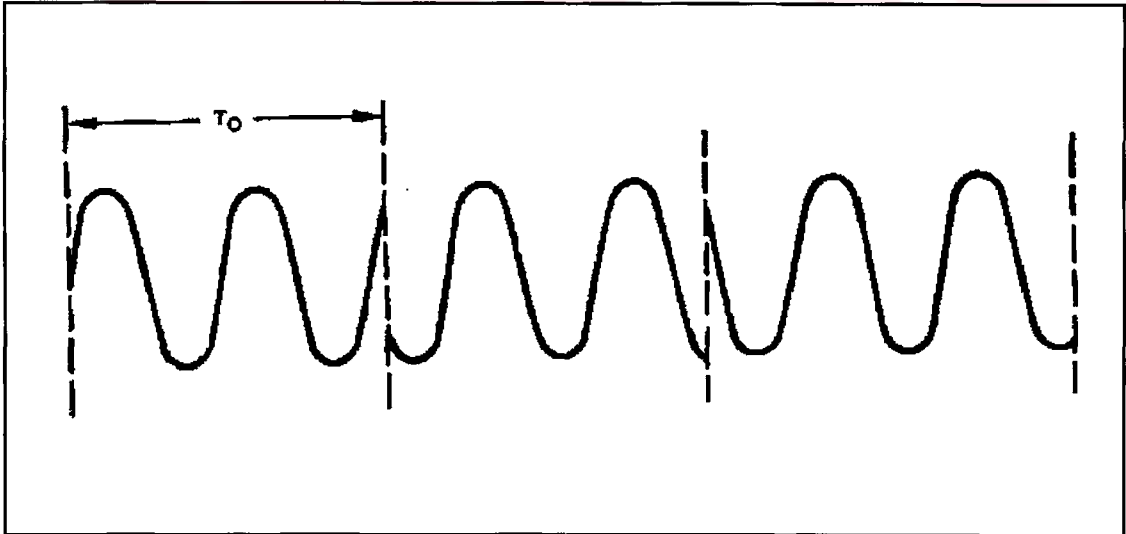
2.3.2a. Uzaysal Uyumluluk

Bir t_0 anında, P_1 ve P_2 noktalarını düşünelim. Bu noktalardaki elektrik alanlar $E_1(t)$ ve $E_2(t)$ olsun. Tanıma göre t_0 anında bu alanlar arasındaki faz farkı sıfırdır. Eğer herhangi bir t anında bu fark sıfır olarak kalıyorsa, bu iki nokta arasında mükemmel

bir uyumluluk olduğu söylenir. Eğer bu uyumluluk elektro manyetik dalganın dalga cephesindeki her hangi iki noktası arasında oluyorsa, dalganın mükemmel uzaysal uyumluluğu sahip olduğu söylenir.

2.3.2b. Geçici Uyumluluk

Verilen bir P noktasında, t ve $t+\tau$ zamanlarında, e.m. dalganın elektrik alanını düşünelim. Eğer τ zamanı kadar bir gecikme için, iki alan arasındaki faz farkı herhangi bir t zamanı için aynı kalıyorsa, bir τ zamanı süresince geçici uyumluluğun olduğu söylenir. Eğer bu τ 'nın herhangi bir değeri için oluyorsa, elektro manyetik dalganın mükemmel geçici uyumluluğu sahip olduğu söylenir. Geçici uyumluluğu τ_0 olan bir elektromanyetik dalga şekil 7'de gösterilmiştir. Bu τ_0 'a eşit zaman aralıklarında, faz atlamaları ile devam eden bir sinüs elektrik alanı gösterir. Geçici uyumluluk tamamen tek renkliliğe bağlıdır.



Şekil 7. Yaklaşık τ_0 uyumlu zamanına sahip bir elektromanyetik dalga örneği.

2.3.3. Yöne bağımlılık

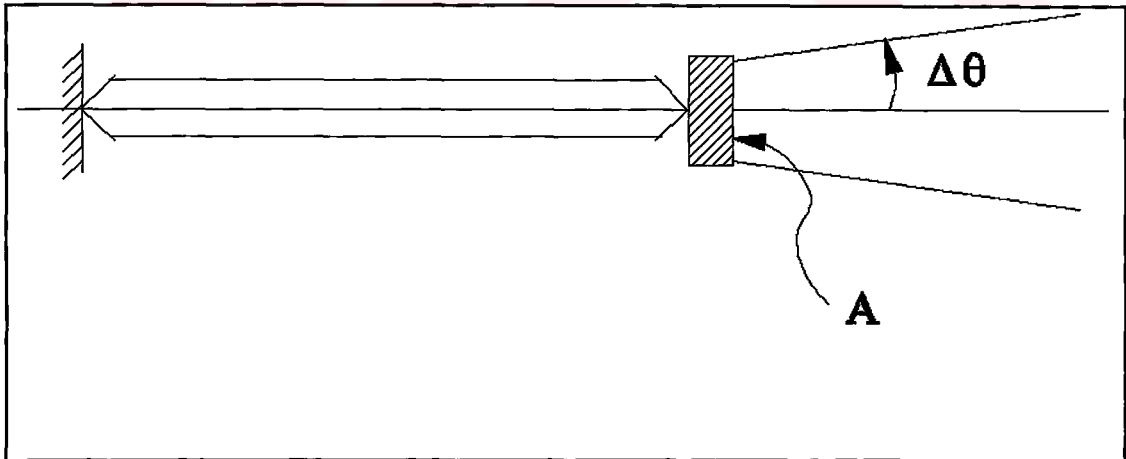
Bir lazerin çıkışı yaklaşık olarak ideal düzgün dalga cephelerinden oluşur. Sadece kırınım, lazer ışınının limitli bir açısal saçılmasına neden olur. Lazer çıkışının kesit alanı A ve dalgaboyu λ olsun. Bu lazer ışınının $\Delta\Omega$ katı açısı ve $\Delta\theta$ ıraksamasının en büyük değeri λ ve A cinsinden şekil 8’de görüldüğü gibi,

$$\Delta\Omega \approx \frac{\lambda^2}{A} \approx (\Delta\theta)^2 \quad (2.24)$$

şeklinde belirlenir. Eğer λ optik menzilde ise, bu aslında çok küçük açısal saçılmayı gösterir.

Örneğin $\lambda = 500 \text{ nm}$ ve A makroskopik uzunluk($(5 \text{ mm})^2$) olursa $\Delta\Omega$;

$$\Delta\Omega \approx (500)^2 \times 10^{-18} \text{ m}^2 / (5^2 \times 10^{-6} \text{ m}^2) = 10^{-8} \text{ steradians.}$$



Şekil 8. Alanı A olan çıkış aynasında $\Delta\theta$ açısal ışın ıraksamasını gösteren lazer kavitesi.

Lazer ışınlarının yöne duyarlı bir şekilde bağımlılığı ve dolayısıyla parlaklığı onların uzaysal uyumluluğuna bağlıdır. Serbest uzayda ilerleyen uzaysal uyumlu ışın için sapma açısı; D ışın çapı olmak üzere,

$$\theta \approx \lambda/D$$

şeklinde verilir.

Sapma açısının değeri ışın üzerindeki yoğunluk dağılımına duyarlılık olarak bağlıdır.

Bir Gaussian ışın için θ açısı;

$$\theta = 2/\pi(\lambda/D) \text{ ve } D = 2 w_0$$

dir. Eğer ışın sadece kısmi uyumluluğa sahipse, ışın üstündeki farklı noktalardan Huygens dalgacıkları uyumlu olarak toplanmazlar. Örneğin, ışının $d < D$ olduğu uzunluklarda uzaysal uyumlu olduğunu düşünelim. Bu durumda sapma açısı;

$$f \approx \lambda/d > \lambda/D.$$

olur. Başka bir deyişle, eğer ışın uzaysal uyumlu değilse, sapma açısı, aynı yoğunluk dağılımındaki uzaysal uyumlu durumundakinden daha büyük olur. Bilhassa, enine bir moddan daha fazla modda çalışan lazer ile birleştirilmiş sapma açısı, genellikle tek moddaki durumundakinden daha fazla olacaktır. Lazer ışınının sapma açısı ışının çapı büyütülerek azaltılabilir.

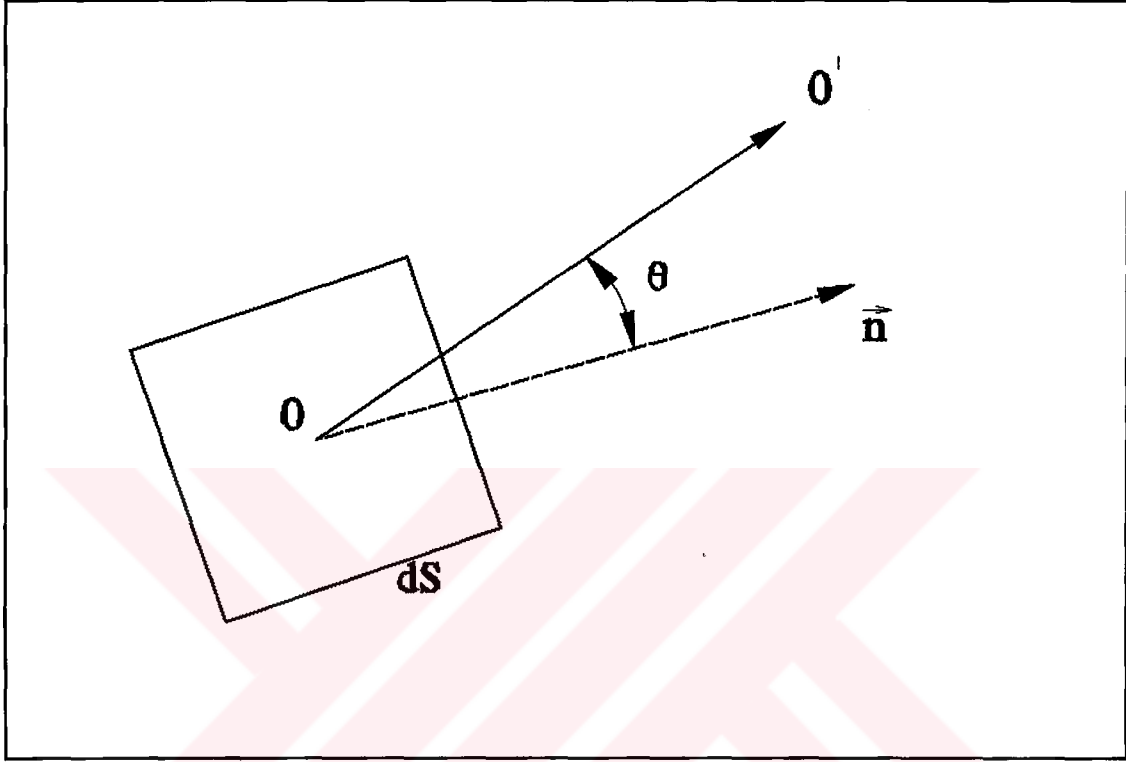
2.3.4. Parlaklık

Bir elektro manyetik dalga kaynağının parlaklığı, birim katı açı ve birim yüzey başına yapılan güç yayımı olarak tanımlanır. Daha açık belirtmek için şekil 9'da gösterilen

kaynağın, O noktasındaki yüzeyinin alanı dS olsun. dS tarafından $d\Omega$ katı açısı içine OO' yönünde yayılan dP gücü,

$$dP = B \cos\theta \, dS \, d\Omega$$

şeklinde yazılabilir. Burada θ , dS 'nin normali ile OO' arasındaki açıdır.



Şekil 9. Bir elektromanyetik dalg kaynağının O noktasındaki yüzey parlaklığı.

B büyüklüğü genellikle, OO' doğrultusunun kutupsal koordinatları θ ve ϕ 'ye bağlı olacaktır. Bu büyüklük, O noktasının, OO' yönündeki kaynak parlaklığı olarak adlandırılır.

Bir lazerin gücü bir kaç mW gibi küçükte olsa alışlagelen* en parlak kaynaklardan daha parlaktır. Bu, lazer ışınının yöne bağımlılık özeliğine sahip olmasının bir sonucudur.

2.3.5. Polarizasyon

Lazer ışığı kazanç ortamından çıktığında polarize olarak çıkar. Yani elektromanyetik dalganın elektrik alan vektörü şekil 10'da gösterildiği gibi yayılma yönüne diktir ve değişmez. Çoğu durumda bu yüksek dereceden polarizasyon, lazer tüpünün iki çıkışına tutturulmuş Brewster pencereleri ile sağlanır. Bu pencereler lazerin imalatında sıkça kullanılır. Çünkü amaç lazer ışınının, kazanç ortamından dışarı çıkarken kaybın en az olmasıdır.

Burada yansıma ile polarizasyon tekniği kullanılır. Bir gaz lazerinin pencereleri Brewster açısında tutturulduğunda, Şekil 11'deki gibi polarizasyon doğrultusundaki ışık, lazer ortamından yansıtıcı aynalara ulaşarak kayıpsız olarak lazer ortamına geri döner. Lazer tüplerinde polarizasyonu sağlayan Brewster pencerelerinin açısı aşağıdaki formüle göre belirlenir.

$$\tan \theta = \frac{n_2}{n_1}$$

Birinci ortamın cam ($n_2 \approx 1.48$) ve ikinci ortamın hava olduğunu düşünersek, Brewster açısı θ_B ,

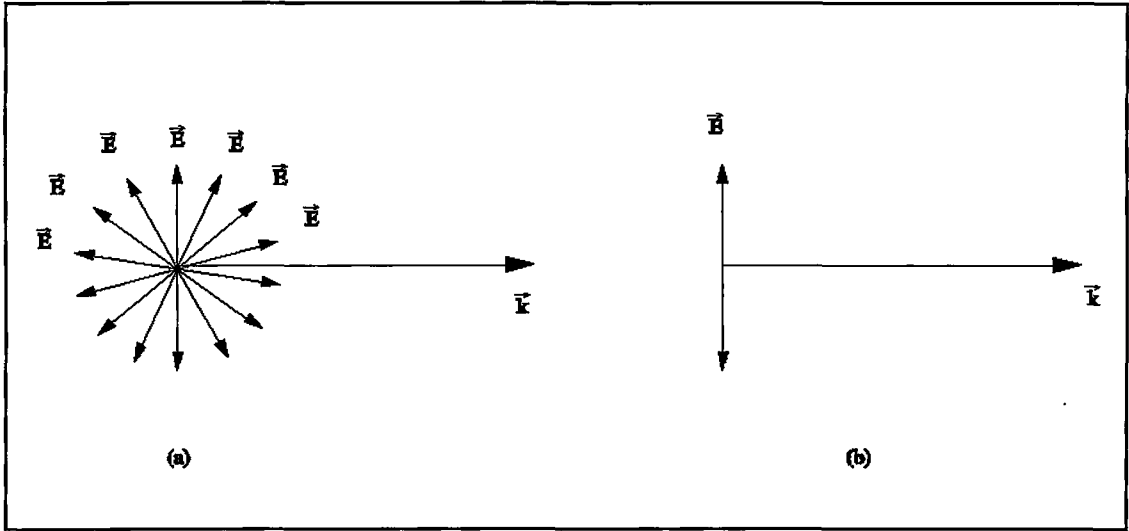
$$\theta_B = \tan^{-1} n_2$$

$$\theta_B = \tan^{-1} 1.48$$

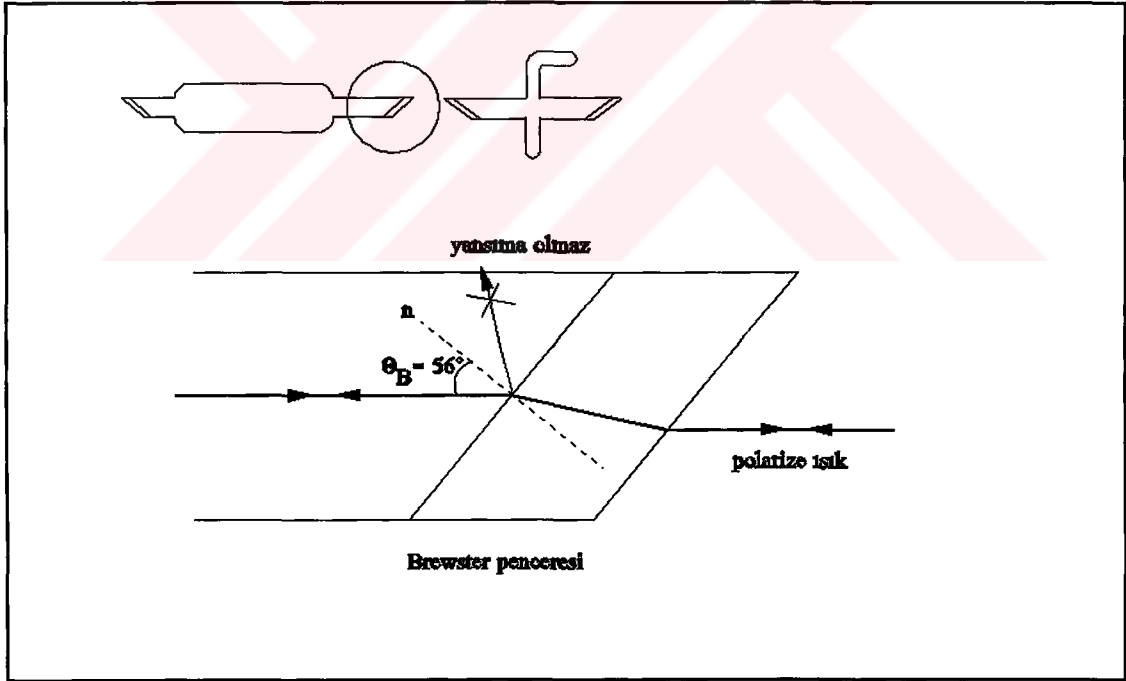
olacağından

$$\theta_B \approx 56^\circ$$

olarak bulunur.



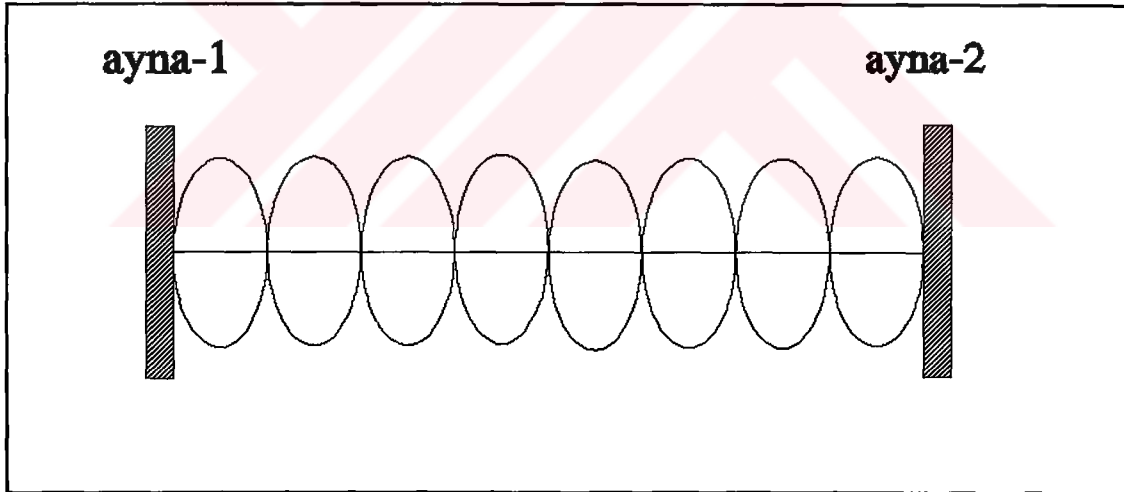
Şekil 10. a) elektrik alan vektörü sürekli değişen polarize olmamış bir ışık ve b) elektrik alan vektörü aynı yönde kalan polarize olmuş bir ışık.



Şekil 11. Yansıma ile polarizasyon tekniği.

2.4. Lazer Modları

Birbirine paralel iki ayna(rezonatör)'nin oluşturduğu optik eksen üzerinde bir açıyla giden bir dalga aynalar üzerinden bir kaç yansımadan sonra resonatörü terkedecektir. Ayrıca, kazanç ortamı(gain medium) içinden bir çok kez geçerek güçlenme şansına da sahip olamayacaktır. Fakat optik eksenin üzerinde giden dalga, aynalardan her defasında yansıtılarak kazanç ortamından bir çok kez geçerek yükseltilecektir. İki ayna arasında optik eksen üzerinde gidip gelen dalga bir durağan dalga, dolayısıyla şekil 12'deki gibi bir mod oluşturacaktır[4,5,6]. Dalganın durağan dalga olabilmesi için kendisini tam olarak tekrarlaması gerekir. Yani dalga ayna yüzeyine geldiğinde, sıfır faza sahip olur ve tam yansıma yapar.



Şekil 12. Lazer modları. Aynalar üzerinde dalganın fazı sıfırdır.

Mod oluştuğunda kavitenin içinde tam sayıda yarı-dalgaboyu oluşur.

Bu resonatörün boyu L ise;

$$L = n \frac{\lambda}{2} \quad (2.25)$$

olması demektir.

Burada n bir tam sayı ve c de ışık hızı olmak üzere

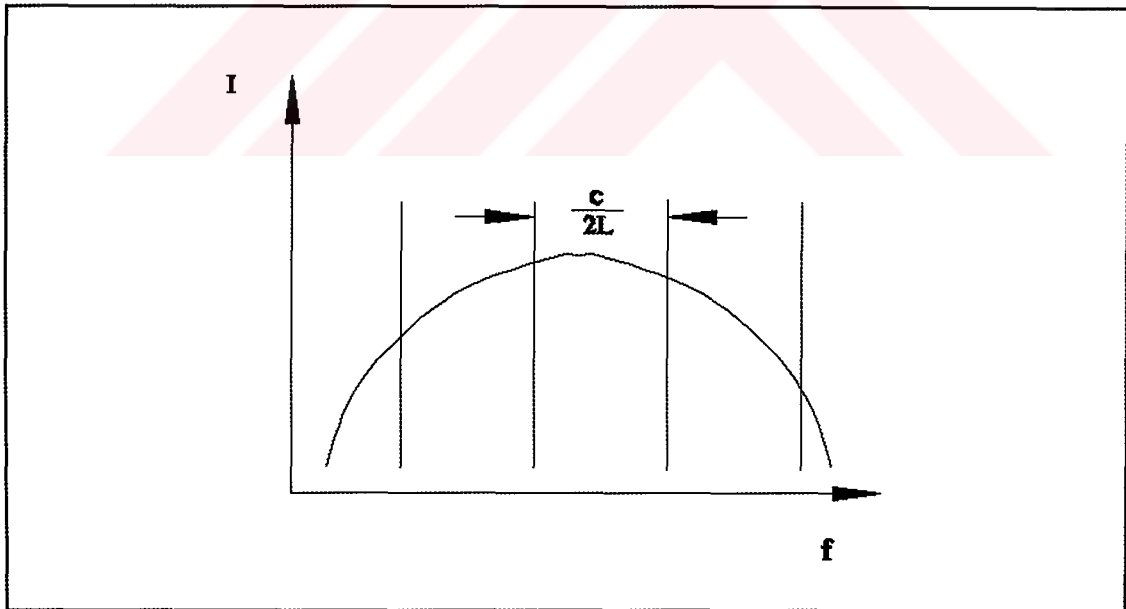
$$c = f\lambda$$

dir. Bu durumda, f_n frekansı;

$$f_n = n \frac{c}{2L} \quad (2.26)$$

olur.

Dolayısıyla uzunlamasına modlar tarafından oluşturulan frekans aralığı şekil 13'te görüldüğü gibi $c/2L$ olur.



Şekil 13. Resonatörde oluşan modlar.

2.4.1. Tek Mod Salınımı

Bir çok lazer uygulamasında tek modda salınım, çok modda salınımdan daha fazla tercih edilir.

$$\Delta f = \frac{c}{2L} \quad (2.27)$$

Lazerin kaç modda salınım yaptığını bulmak için, şekil 13'te görülen kazanç eğrisi Δf_g içine düşen, aralarındaki uzunluk $\Delta f = c/2L$ olan kavite modlarını sayabiliriz. Bu rakam Δf_g 'nin Δf 'den büyük olduğu durumda $\Delta f_g/\Delta f$ 'nin katları kadardır. Eğer $\Delta f > \Delta f_g$ ise, kavite mod frekansları, kazanç profilinin genişliğinden daha fazla uzunluktadırlar ve çoğunlukla sadece tek kavite frekansı kazanca sahip olabilir ve lazer ışığı çıkarabilir. Ya da kazanç bant genişliği içindeki kavite modlarından bir tanesi diğer modlardan daha fazla kazanca sahipse, tek modda salınım olabilir[20,21].

Kavite boyunu yeterince kısa yaparak tek modda salınım elde edebiliriz. He-Ne lazeri için bant genişliği $\Delta f_g = \delta f_D \approx 1500 \text{ MHz}$ 'tir. Buradan,

$$\frac{c}{2L} = \frac{3 \times 10^{10} \text{ cm/s}}{2L} > 1.5 \times 10^9 \text{ s}^{-1} \quad (2.28)$$

$L < 10 \text{ cm}$ bulunur.

Tek frekansta salınımı sabit bir düzeyde tutmak için, kavitenin boyutları rijit* olmalı ve kompanse edici sistemlerle kararlı halde tutulmalıdır. Eğer bu yapılmazsa, kavitenin boyu değişecek ve bu yüzden çıkış gücü ve frekansı değişecektir. Lazer tek modda salınım yaptığında tek renkliliğe en yakın durumdadır.

2.5. Lamb dip teorisi

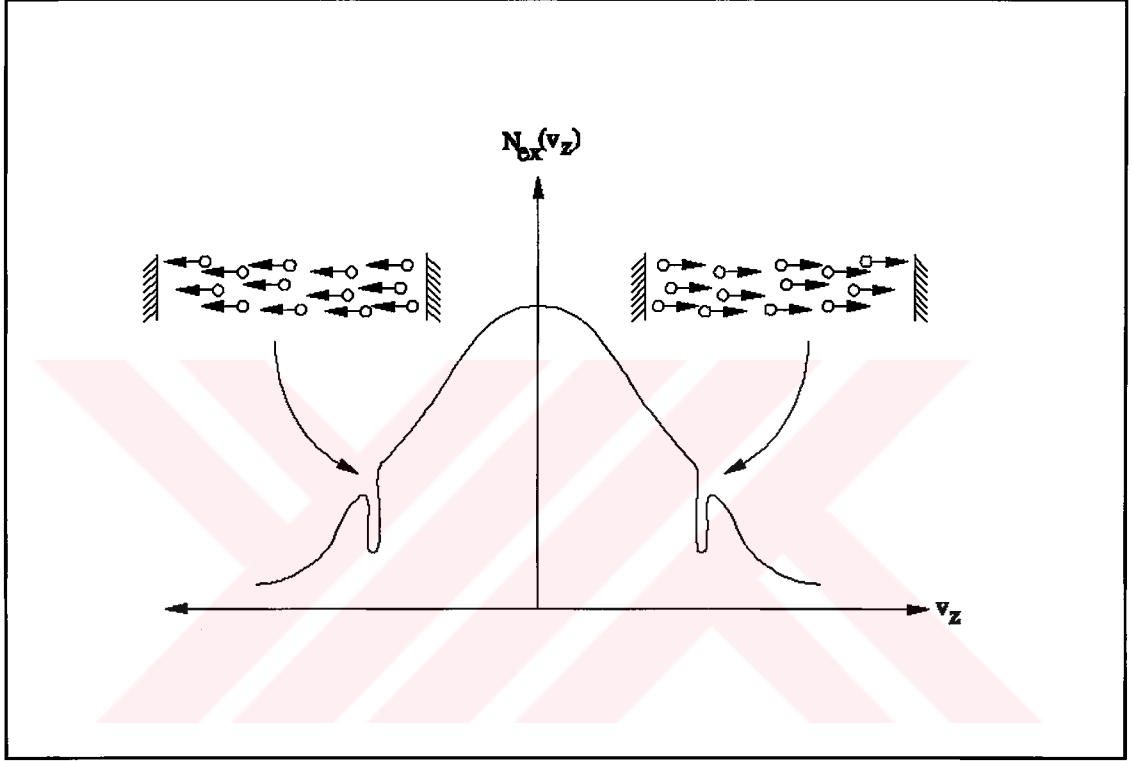
Tek mod salınımindaki lazer kavite frekansı, kazanç eğrisinin en yüksek noktasına getirildiğinde, çıkış gücünde bir düşme olduğu görülür[24]. Bu etki Lamb dip(Lamb çukuru) olarak adlandırılır ve *Doppler genişlemesi* ve *kazanç doyması* ile açıklanır. Aynalar tarafından bir ileri bir geri yansıtılan kavite içindeki lazer ışığı, biri +z yönünde diğeri -z yönünde giden ve frekansı kavite frekansı(f_c)'na eşit iki dalga setinden oluşur.

Optik eksen boyunca hız bileşeni olmayan atomlar, zorla yayınıma uğramazlar, çünkü lazer frekansı atomik rezonans frekansında değildir. Ancak, +z ekseninde hız bileşeni olan bir grup atom Doppler bağıntısını sağlar.

$$f_0 = f_c \left(1 + \frac{|v_z|}{c} \right)^{-1} , \quad f_c > f_0 \quad (2.29)$$

Bu grup atom için, aynı yönde giden bu dalgaların görünen frekansı f_0 'dır ve atomlar

zorla yayınıma uğratılırlar. Dolayısıyla, hızları v_z civarında olan çok küçük bir grup atom için popülasyonda terslenim zorla yayınım tarafından azaltılır ve şekil 13'te görüldüğü gibi kazançta doyma meydana gelir. Bu, -z yönündeki atomlar içinde geçerlidir. Dolayısıyla kazanç eğrisinin her iki tarafında kazançtaki doymadan kaynaklanan çukurlar oluşur.



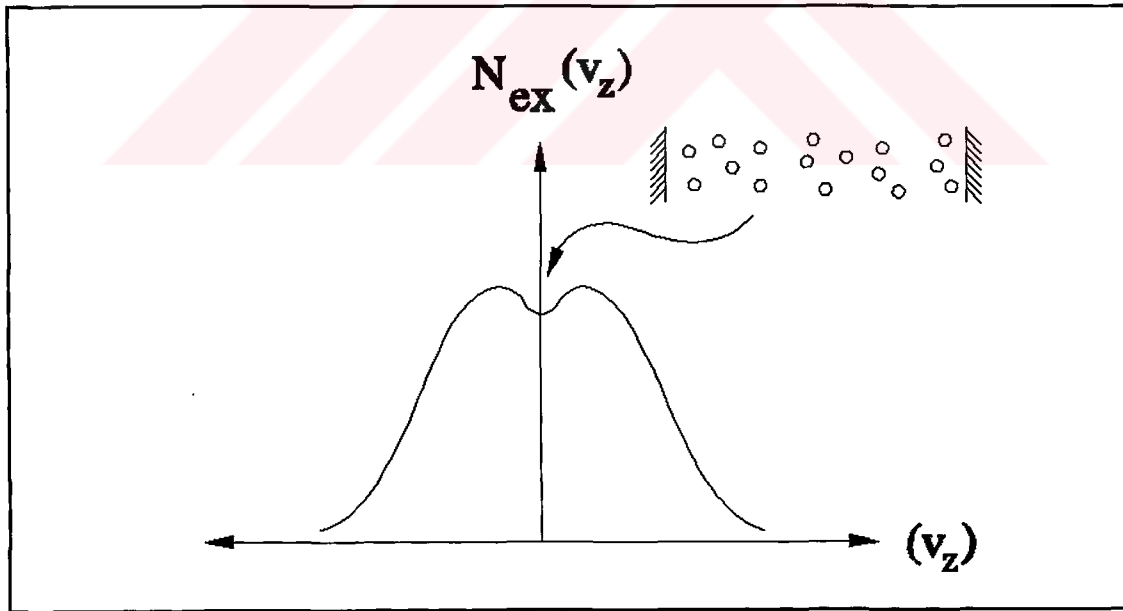
Şekil 14. Doppler genişlemesine uğramış lazer yayını çizgisinde uyarılmış düzeydeki atomların z-ekseni hızına göre dağılımı.

Şekil 14'te gösterilen durumda kavite frekansı henüz atomik resonans frekansına eşit değildir. Zorla yayınım, uyarılmış düzey hız dağılımında bir doymaya neden olur. Kavite modunun frekansı lazerin tepe frekansına ayarlandığında yani $f_c = f_0$ için, kazanç eğrisinin merkezinde şekil 15'te görüldüğü gibi bir Lamb dip(Lamb çukuru) oluşur. Bu durumda kavite frekansı atomik resonans frekansına eşittir.

Frekans kararlandırması kazanç eğrisinin merkezinde oluşan bu Lamb dip kullanılarak yapılabilir. Ticari olarak üretilmiş He-Ne lazerlerde frekans kararlandırması bu yolla sağlanmaktadır.

Lamb dip frekans stabilizasyonu şu şekilde sağlanır:

Kavite frekansının kazanç eğrisinin merkezinden çok az bir sapması lazer çıkış gücünde bir yükselmeye sebep olur. Bu etki, bir geri besleme sistemi kurularak, lazerin frekansı bu çizginin merkezinden kaydığında lazer çıkış gücü azaltılarak, frekans kararlılığı elde edilebilir ve kilitlenebilir. He-Ne lazerinde, bu çukur yaklaşık 200 MHz(yarı maksimumda kazanç bant genişliğinin % 15'i) genişliğinde ve lazer çıkış gücü eğrisinin yüksekliğinin % 5 - 10'u kadardır. Bu teknik kullanılarak kararlandırılmış 633 nm He-Ne lazerin belirsizliği 10^{-9} civarındadır.



Şekil 15. Lazer kazanç eğrisinin tepesinde oluşan Lamb dip.

Fakat bu belirsizlik metrolojik amaçlı çalışmalar için yüksektir. Birincil standart oluşturulması için frekans kararlandırması için daha iyi bir yöntem kullanmak ve belirsizliği daha düşük elde etmek zorunludur.

Kavite uzunluğu, dolayısıyla lazerin frekansı, lazer ne kadar rijit bir konstrüksiyona sahip olsa bile ortamdaki sıcaklık değişimleri, titreşimler vb. etkenlerden dolayı sürekli değişmektedir. Ayrıca lazer doğal olarak bir Doppler genişlemesine sahiptir.

Bu yüzden lazerin ürettiği elektromanyetik dalganın frekansının kararlılığını yükseltmek için, lazerin frekansını bir atomik geçide kilitlemek gerekmektedir. Çünkü uygun bir atomik enerji geçidi ($E_2 - E_1 = \Delta E$) dış etkilere göre değişimi çok az olan bir kuantum sistemi olarak bilinir.

Dalgaboyu standardı oluşturulması için tezin giriş bölümünde verilen metrenin tanımında tavsiye edilmiş bir geçit yer almaktadır. UME'de kurulan He-Ne/I₂ sisteminde, lazerin frekansı iyot moleküllerinin geçidine kilitlenmiştir.

2.5.1. Doymuş soğurulma rezonanslarında frekans kararlılığı

Genel doğrusal spektroskopide gözlenemeyen etkileri görmek için, çoğu uygulamalarda güçlü ışık kaynakları kullanılır. Doyma etkilerinin göze çarpan özelliği, genellikle doğrusal olmayan bir olay olmalarıdır. Doppler genişlemesine uğramış sistemde, atomik ve moleküler özelliklerinin çoğu, daha büyük homojen olmayan

genişlikte saklıdır.

Gaz soğurulma çizgilerinin Doppler genişleme etkisi, *doyma spektroskopisi* ve *Doppler-serbest iki-foton spektroskopisi* kullanılarak yok edilebilir.

Ayrıca, UME He-Ne/I₂ lazerlerinde de kullanılan, soğurulmada doyma tekniği de aynı amaçla kullanılabilir. Frekans stabilizasyonu için bu teknik daha uygundur. Soğurulmada doyma ile çözümlenmiş iyot hyperfine yapısı, frekans stabilizasyonunda temel oluşturur. Lazeri, bu hyperfine bileşenlerinden birinde kararlı hale getirmek mümkündür.

Doppler genişlemesi, eksensel hızları dar bir aralıkta olan küçük bir grup atomdan gelen sinyalin gözlenmesi yoluyla yok edilir. Yani burada atomik ışın demeti enlemesine gözlenir.

Şimdi, gaz örneğinin içinden geçen bir ışın demeti düşünelim. Bunun $2\pi f_e$ eşit olan w frekansı, a ve b düzeyleri arasındaki geçişin rezonans frekansı olan w_{ab} 'ya yakın olsun. Lazer ışığı, rezonansta Doppler kayması yapacak sağ tarafa doğru eksen hızına sahip olan sadece bu atomlarla rezonans halinde reaksiyona girer. Bu durum aşağıdaki eşitlik

$$kv \approx w - w_{ab}$$

ile ifade edilir.

Işınımlı geçişler, bu hızdaki düşük soğurulma düzeyinin popülasyonunu kısmi olarak bitirir. Örneğin lazer ışığı bu düzeyin hız dağılımında bir çukur ve üst düzeyin dağılımında fazlalık popülasyona göre bir çıkıntı(tepe) oluşturacaktır. Bu çıkıntılara terslenmiş Lamb dip denir[4-8,12,13]. Bu, şekil 16’da görülmektedir.

Herhangi dv ’lik bir hız aralığındaki atom ya da moleküllerin yoğunluğu normalize edilmiş Maxwell dağılımı ile tanımlanır ve aşağıdaki gibi

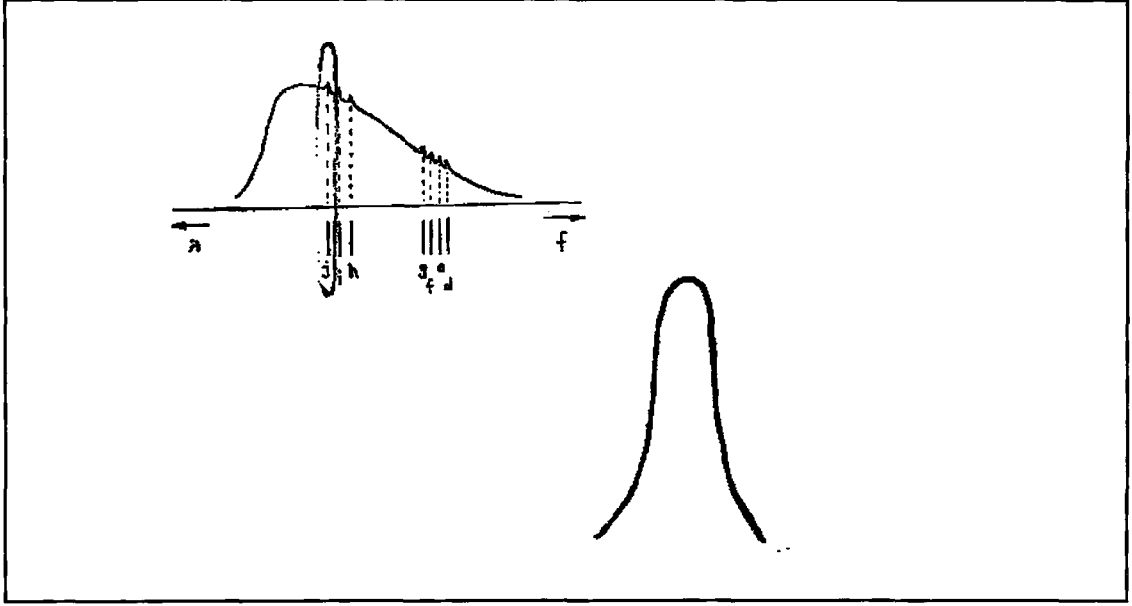
$$f(v_z) \propto e^{-\left(\frac{v_z^2}{v_0^2}\right)}$$

olarak ifade edilir.

Burada v_z ortalama hız olup $(2kT/m)^{1/2}$ olarak yazılır. m kütle, k Boltzman sabiti ve T sıcaklıktır. Düşük şiddetlerde bu dar yapıların genişliği, genellikle $\Delta_{ab} = \Delta f 2\pi$ olarak yazılan doğal çizgi genişliği kadardır. Yüksek şiddetlerde, çizgilerde güç genişlemesi olacaktır.

Dikkat edilecek diğer bir nokta ise soğurulmada doymanın sadece hızları lazer ışınının yönüne ortagonal olan atomlar ile sağlanabileceğidir, dolayısıyla Doppler genişlemesi teorik olarak burada gerçekleşmez.

Sonuçta kazanç eğrisinin üstünde oluşan çıkıntılar, Lorentzian şekilli ve yaklaşık 5 MHz genişliğindedir.



Şekil 16. Terslenmiş Lamb dip.

BÖLÜM 3. UME He-Ne/I₂ DALGABOYU STANDARDI

3.1. UME He-Ne/I₂ Sistemi

UME'de iyot molekülünde soğurulmada doyma ile kararlandırılmış He-Ne lazer(He-Ne/I₂) sisteminin kurulması için öncelikle gerekli laboratuvar şartları(örneğin sıcaklık kararlandırması) hazırlanmıştır.

He-Ne/I₂ sistemi bir standart cihaz olarak ve daha önce aynı şekilde üretilmiş benzerlerinin gelişmiş bir modeli olarak şekil 17'de görüldüğü gibi tasarlanmıştır. Aslında tavsiye edilmiş değişkenlerin seçimi, genel kullanım, basitlik ve lazer standardının taşınabilir türü için optimize edilmiştir[2].

He-Ne lazerin frekans kararlılığı, ortamın sıcaklık değişimlerine karşı çok duyarlıdır. Bu yüzden kavite özel mekanik parçalardan çok rijit konstrüksiyonla boyca değişimlere izin vermeyecek şekilde tasarlanmış ve imal edilmiştir. Tüm optik ve mekanik aksesuar parçalar rijit olarak bağlanmıştır. Ayrıca elektronik kontrol üniteleri kararlılıkları yüksek olacak şekilde tasarlanmış ve imal edilmiştir.

Tasarım, daha önce BIPM ve PTB'de üretilmiş aynı amaçlı lazerlere benzer olarak fakat 20 mm çapında invar çeliği çubuklar ve nisbeten ağır alüminyum plakalar ile farklı olarak gerçekleştirilmiştir.

Ayna ayarlamaları ve rijit olarak sıkıştırılmaları, invar çeliği küçük adımlı vidalarla

yapılmıştır. Kullanılan tüm mekanik parçalar, UME'nin atölye imkanları çerçevesinde üretilmesi için olabildiğince basit seçilmiştir.

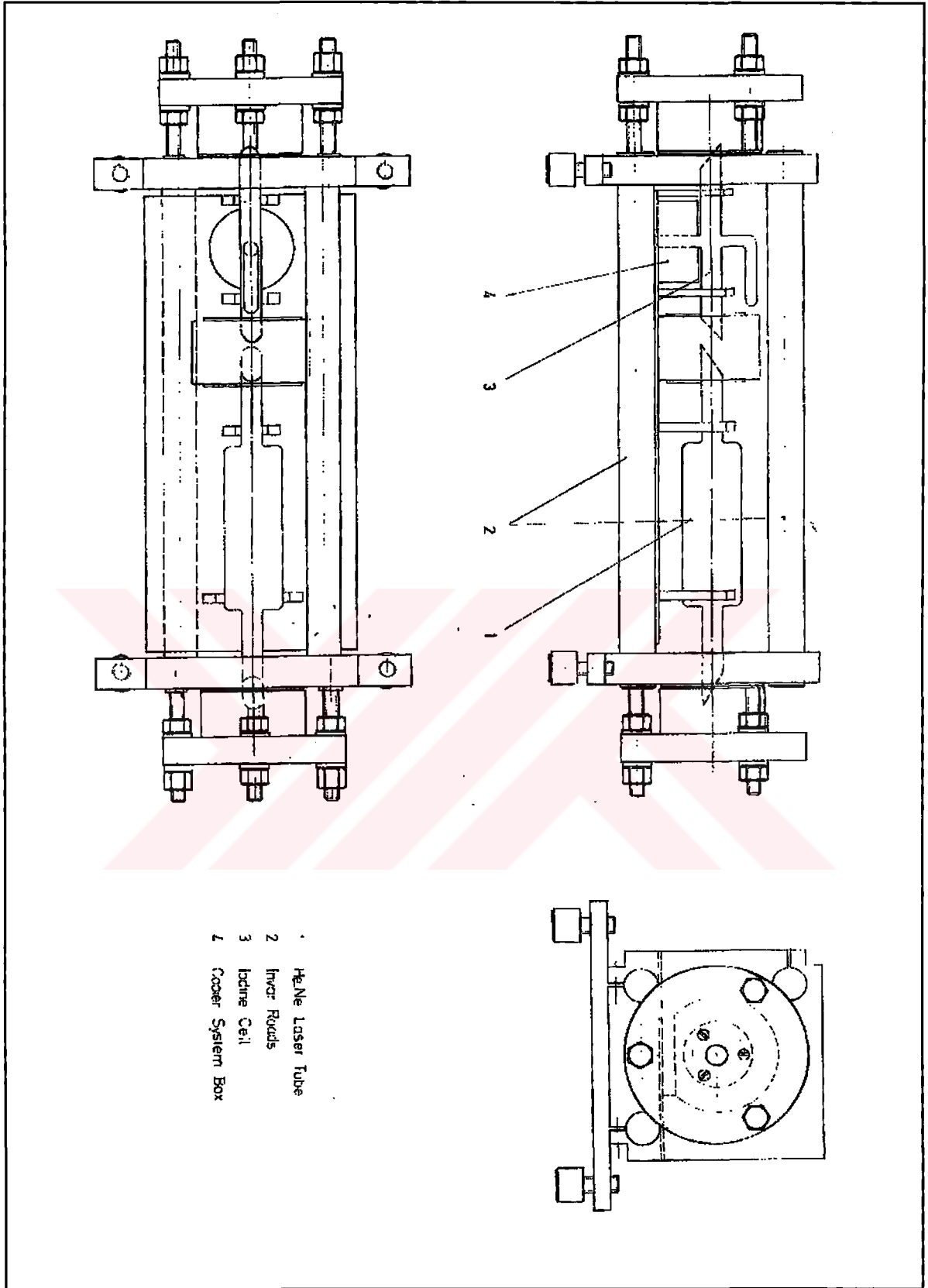
Deşarj tüpü Carl Zeiss Jena'nın ticari olarak ürettiği 130 mm deşarj uzunluğu ve 220 mm toplam uzunluğa sahip He-Ne gazları ile doldurulmuş tüptür. Kullanılan iyot hücresi tüpü Helma GmbH tarafından üretilmiş ve PTB'de iyot molekülleriyle doldurulmuş 120 mm uzunluğunda ve yeterli uzunlukta soğutma çubuğuna* sahiptir.

Sistemde kullanılan iyot hücresinin soğutma çubuğunun sıcaklık kararlılığı oda sıcaklığının ± 3 °C'lik değişimlerinde dahi 0.5 - 1 mK sınırları içerisinde kalmıştır. UME birincil sıcaklık standardı ile yapılan mutlak kalibrasyonun belirsizliği yaklaşık 2 - 3 mK'dir.

Sistem; sıcaklık değişimlerinden etkilenmemesi için strafor duvarlardan oluşan ve sıcaklığı kontrol edilen bir kutu içersine konmuştur. Bu düzenek ayrıca ses yalıtımı da sağlamaktadır.

Yapılan ölçümler, uzunluk laboratuvarının şu anki sıcaklık koşullarında, iyot hücresi sıcaklık kararlılığının, lazer standardı için 2×10^{-14} 'ten daha iyi frekans kararlılığı sağladığını göstermiştir.

Kavite parametreleri BIPM tasarımına yakın olarak seçilmiştir. Yaklaşık % 99 yansıma katsayısına sahip 60 cm konkav ayna ve iyot hücresinin yanında düzgün ayna kullanılmıştır.



Şekil 17. He-Ne lazer.

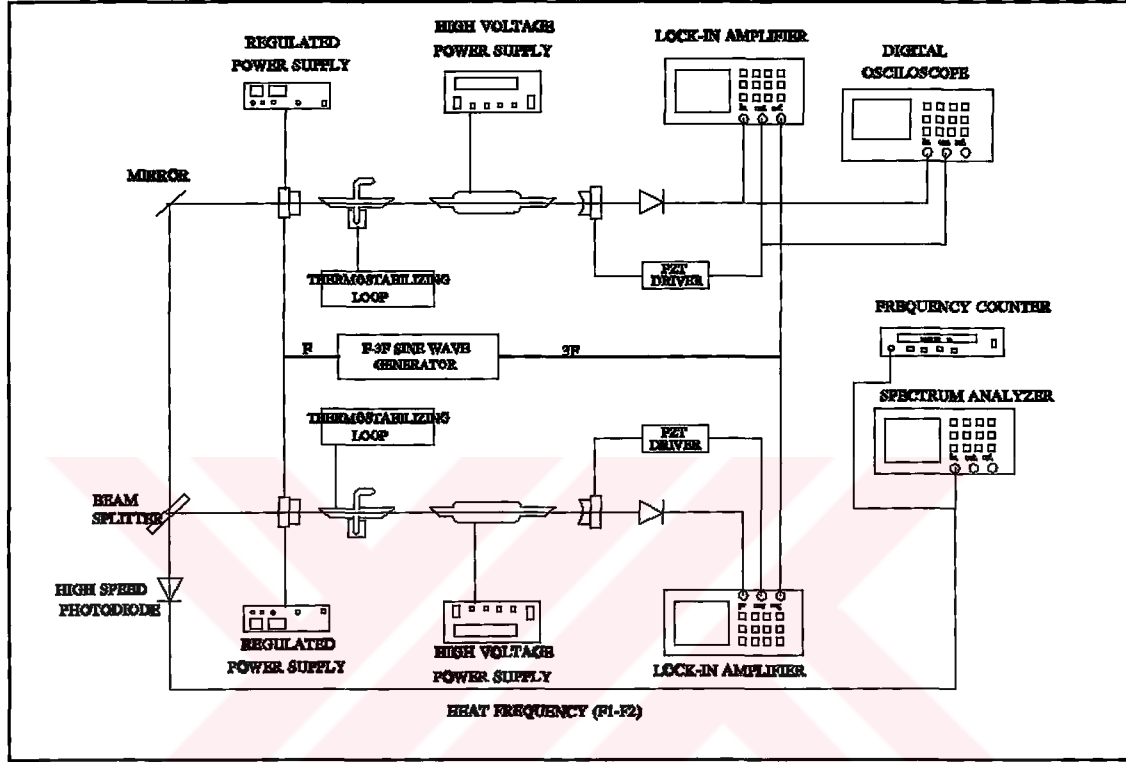
3.1.1. Lazer Sisteminin Kurulması

Sistem, şekil 18’de görülen iyot molekülü soğurulma doyması ile kararlı hale getirilmiş iki He-Ne lazer, sıcaklık kontrol ünitesi, elektronik kontrol ünitesi ve beat frekans izleme ünitesinden oluşmaktadır. Sistem kurulurken, önce lazerlerin mekanik parçaları 0.1 mm gibi çok küçük tolerans dahilinde tasarlanmış ve UME atölyelerinde imal ettirilmiştir. Lazer çerçevelerinin* esas malzemesi olarak uzama katsayısı $0.6 \times 10^{-6} \Delta l / l \cdot ^\circ K$ gibi çok küçük olan invar çelikten çubuklar ve Al(alüminyum) kullanılmıştır. Şekilde 17’da görüldüğü gibi 4 invar çubuk her iki taraftan karesel Al kafalara geçirilmiş ve sıkıştırılmıştır.

Aynaların tutturulacağı yuvarlak Al kafalar, karesel Al kafalara ince ayarlı invar vidalarla tutturulmuştur. İnvar vidalardaki bir adım 0.5 mm dir. He-Ne tüpü, iyot hücresi tüpü, bunların konulduğu destekler, birleşim kutusu, rezistans ve diyot kutusu, iyot hücresi tüpünün soğutma çubuğunun sıcaklık kontrol elemanı ve bağlantı panelinin bulunduğu Al plakanın üzerindeki tüm delik ve vidalar 0.1mm gibi çok küçük tolerans ile açılmışlardır.

He-Ne tüpünün ve iyot hücresi tüpünün Al plakaya paralel ve aynı yükseklikte olmaları gerekmektedir. Dolayısıyla He-Ne tüpünden çıkan ışın, optik eksen boyunca iyot hücresinin merkezinden geçip aynalara dik olmalı ve merkezlerine düşmelidir. Aynaların yuvarlak Al kafalara optik eksene dik olarak tutturulması çok zor olup, aşırı özen gerektiren bir iştir. Bu şekilde oluşturulan kısmın, karesel Al kafalara bağlanması da aynı derecede önemlidir. Çünkü ayna, önce piezoseramiklerin üzerine tutturulacak,

sonra ikisi birlikte yuvarlak Al kafaya bağlanacaktır. Aynaların piezoseramiklerin üzerine yapıştırılması mümkündür. Fakat bu şekilde aynayı oradan çıkarmak veya çıkardıktan sonra tekrar kullanmak mümkün olmayacaktır. Bu yüzden aynalar için, hafif ve kolay işlenebilen küçük özel alüminyum kutu atölyede yaptırılmıştır.



Şekil 18. He-Ne/I₂ lazer sistemi.

İçinde aynanın bulunduğu küçük kutu, yuvarlak Al kafaya pirinç disk ile bağlanmış olan piezoseramiğe yapıştırılmıştır.

He-Ne lazer tüpü yüksek gerilim elektriksel pompalama ile çalıştığından, tüpü korumak için yüksek güçlü rezistanslar ve bir boşalma anında cihazlara yüksek akım gelmesini önlemek için diyot kullanılmıştır.

He-Ne tüpü ve iyot hücresi tüpündeki Brewster pencerelerini toza karşı korumak için birleşim kutusu ve bu kutunun kenarlarında elastikliği yüksek lastik contalar kullanılmıştır. Bu contalar aynı amaçla karesel ve yuvarlak Al kafaların girişlerinde de kullanılmıştır. Ayrıca bu contalar karesel Al kafa ile yuvarlak Al kafa arasındaki silindirik Al odanın iki yanında yay görevi yapması içinde kullanılmıştır.

Sistemin kalbi sayılan ve plaka üzerine yerleştirilmesi çok önemli ve kritik bir iş olan iyot hücresi tüpünün yerleştirilmeden önce, sıcaklık kararlılığının test edilmesi gereklidir. İyot hücresi tüpü soğutma çubuğunun sıcaklık kontrolü, üzerinden akım geçirildiğinde bir yüzeyi soğuyan diğeri ısınan bir aygıt olan peltier, Al radyatör, silindirik bakır blok, bakır blok için yalıtım kapağı ve elektronik sıcaklık kontrol biriminden oluşan bir sistem tarafından sağlanmaktadır. Sıcaklık kontrol elemanları lazer plakasına tutturulmadan önce bir test plakasına tutturularak kalibrasyon yapılır. Bakır bloğun içine sokulan soğutma çubuğunun yerine 15 °C(288 °K)'de kalibre edilmiş, kararlılığı birkaç mK olan termistör sokularak test edilmiştir. Bu bir mK'lik kararlılık bu amaçlı bir çalışma çok iyi bir değerdir. Bu testler kalibre edilmiş üç adet termistör ile tekrarlanmıştır. Daha sonra test ve kalibre edilmiş bu sıcaklık kontrol elemanları lazer plakasındaki yerlerine tutturulmuştur. Bu yer; peltierin, silindirik bakır blokun ve bakır blokun ısı yalıtım kabının kalınlıkları göz önünde bulundurularak iyot hücresi tüpünün He-Ne tüpü ile aynı optik ekseninde olacak şekilde ve 0.1 mm toleransla saptanmıştır.

Elektriksel pompalama için kullanılan 2 kV'luk yüksek gerilim güç kaynağı, yüksek kararlılığa sahiptir.

3.1.2. Sistemin Duyarlılık Olarak Ayarlanması ve Çalışması

Bilindiği gibi, He-Ne lazer ışığı, elektriksel pompalama sonucu uyarılmış enerji düzeylerine yükselen elektronların yarı kararlı¹ düzeyde, popülasyon terslenimi olduğunda, zorla ışımaları sağlanarak çıkan ışığın, aynalar arasında büyütülmesi ile elde edilmektedir.

He-Ne lazer tüpü, 2 kV civarında sürekli bir gerilim uygulandığında, 10 kV'luk bir kıvılcım kaynağıyla ateşlenerek çalıştırılmaktadır. Lazer tüpünden ışık çıkmaya başladığında, kıvılcım kaynağı ortadan kaldırılır. Fakat bu ışık rezonatörü oluşturan aynalarda düzenleme¹ yapılmadığı takdirde lazer ışığı olarak adlandırılmaz. Düzenleme yapmak demek lazer tüpünde oluşan ışığın, iki ayna arasında kayıpsız bir şekilde gidip gelmesini sağlamak için, aynalara dik düşmesini ayarlamak demektir. Bu işlem sanıldığından zordur.

Öncelikle lazer tüpü ve iyot hücresi tüpünün aynı optik ekseninde ve lazer plakasına paralel olması gerekir. He-Ne tüpü ve iyot hücresi tüpü, çıkan ışığın yuvarlak Al kafalardaki piezoseramiklerin üzerine tutturulmuş aynaların tam merkezine gelmesini sağlayacak bir yüksekliğe konulmalıdır.

Önce bir taraftaki ayna tüpten gelen ışına dik olacak şekilde ayarlanır ve referans kabul edilir. Bu işlem, tüpten çıkan ışığa çıplak gözle bakarak yapılır. Diğer aynanın ayarlanması için önce tüpten çıkan ışığın, (+) işareti çizilmiş ve merkezine 0.5 mm çapında bir delik açılmış olan kağıdın üzerine gelmesi sağlanır. Kağıdın üzerindeki (+)

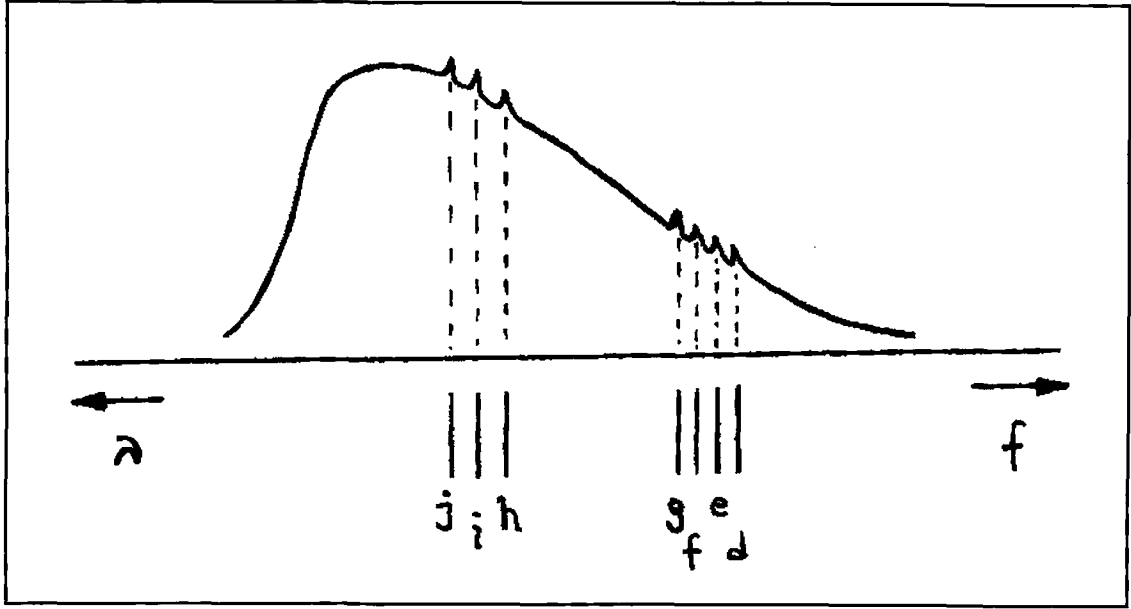
işareti bir lamba ile aydınlatılır. Aydınlanan (+) işaretinin diğer aynadan yansıması gözlenir. Lazer tüpünden çıkan ve açık mavi renğinde olan ışık (+) işaretinin merkezine ayarlandığında, ışığın aynalara dik gelmesi sağlanmış olur ve 633 nm kırmızı renkte lazer ışığı görülür.

Çıkan lazer ışığı, hemen hemen tek renkli, polarize olmuş, parlak, uyumlu ve yön bağımlıdır.

Tek renklilik özeliği ile frekans belirsizliği milyonda bir olmasına rağmen lazer ışığının frekansı kararlı hale getirilmeden kullanılması metrolojik amaçlar için uygun değildir.

3.2. Üçüncü Harmonik Tekniği ile Lazer Frekansının Kilitlenmesi

He-Ne lazerin üretmiş olduğu fotonların $\hbar\omega_0$ enerjisi, iyot moleküllerinin E_1 ve E_2 enerjileri arasındaki farka yaklaşık olarak eşittir. Bu nedenle He-Ne lazerin kavitesine, içinde iyot molekülleri bulunan optik hücresi konulmuştur. İyot hücresi kavitenin içine yerleştirildiğinde, lazerin frekansı, iyot moleküllerinin enerji geçişlerine denk gelen ω_0 frekansı ($\hbar\omega_0 = E_2 - E_1$) merkezi etrafında ($d\omega/\omega = 10^{-7}$) değiştiğinde, lazerin çıkış şiddetinin frekansa bağımlılığı Lorentzian yapıda şekil 19'daki gibi bir rezonans halinde görülür[9,10,11].



Şekil 19. Lazer kavitenin içine iyot molekülleri ile doldurulmuş tüp sokulduğunda, iyotun spekturumu.

Bu rezonansın merkezi ise $w_0 = E_2 - E_1/h$ 'a denk gelmektedir. Daha sonra elektronik kontrol ünitesi kullanılarak lazerin frekansı bu rezonansa kilitlenir.

Şunu belirtmek gerekir ki bu rezonans dış etkilere en çok sıcaklığa bağlıdır. Sıcaklık değiştiğinde moleküllerin yoğunluğu değişir. Bu da, moleküller çarpıştığında kararlılık için kullanılan rezonansın, frekansa göre sağa-sola kaymasına ve rezonansın genişlemesine yol açar. Bu etkileri minimuma indirmek için iyot hücresi tüpünün soğutma çubuğu sıcaklık kararlılığını olabildiğince yükseltmek gerekir.

Bu kararlılık, UME'de tasarlanıp imal edilen sıcaklık kontrol ünitesi ile bir m°K civarındadır.

Lazer frekansını iyotun moleküler geçidine kilitlemek için 3. harmonik tekniği kullanılmıştır.

Lazer frekansını, iyot moleküllerinin enerji geçitlerine kilitlemek için elektronik servo-sistem üçüncü harmonik tekniği($f-3f$) kullanılmaktadır. Lazerin frekansı iyot moleküllerinin enerji geçidinin yakın civarında değiştirildiğinde, lazerin çıkış şiddetinin frekansa bağımlılığı,

$$I(w)=1/(1+w^2) .$$

şeklinde Lorentzian bir dağılım göstermektedir.

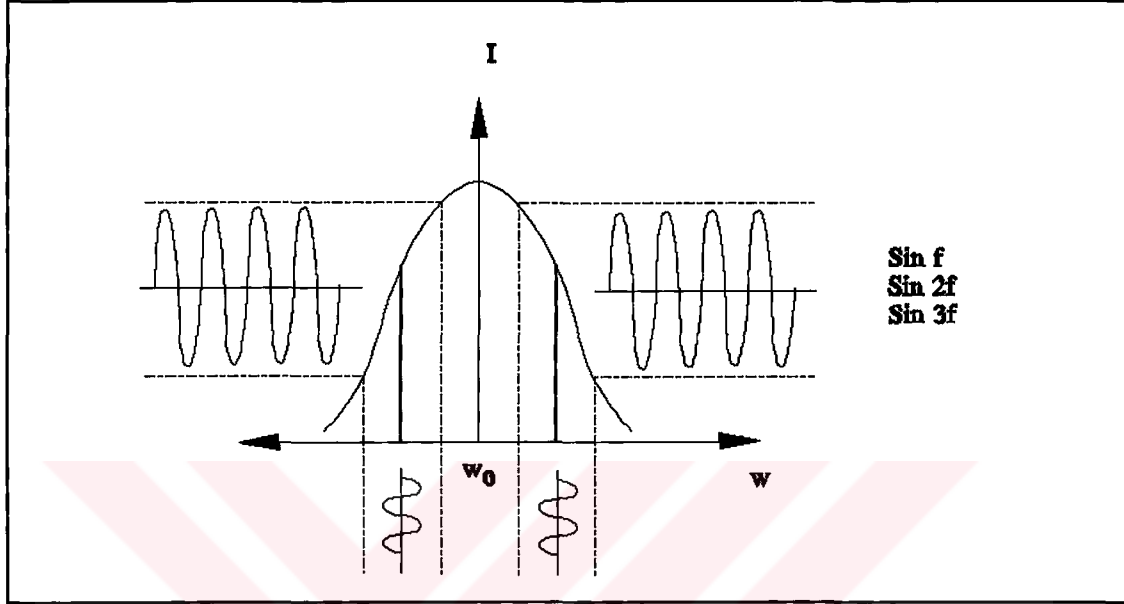
$f-3f$ tekniği, lazerin kavite uzunluğunu şekil 20'de görüldüğü gibi, piezoseramiğe $u_0 \cos \omega t$ sinyali ile 1 kHz gibi yüksek bir frekansta modüle etmektir. Bu da lazerin frekansı ω_0 etrafında titreştirildiğinde, Taylor açılımına benzer lazer çıkış şiddetinin frekansa bağımlılık fonksiyonunda birden başka komponentler görünmesini sağlamaktadır. Bu çıkış şiddeti, Lorentzian formunda başka sinyaller de taşımaktadır. Frekans modüle olan lazerin çıkış şiddetinin denklemi şöyle yazılabilir;

$$I(\omega + \omega_m) = a I_0 + b I_0 \sin \omega_m t + c I_0 \sin 2\omega_m t + d I_0 \sin 3\omega_m t + \dots$$

Bu ifadede; ω_m , modülasyon frekansı, a,b,c ve d katsayılarıdır.

Daha sonra, karmaşık olan bu sinyal, fotodetektör ile sezilir ve Lock-in teknikle sadece frekansı $3\omega_m$ 'ye eşit olan üçüncü harmonik sinyali seçilir. Bu sinyal integratörden geçirilip güçlendirildikten sonra geri-besleme sinyali olarak

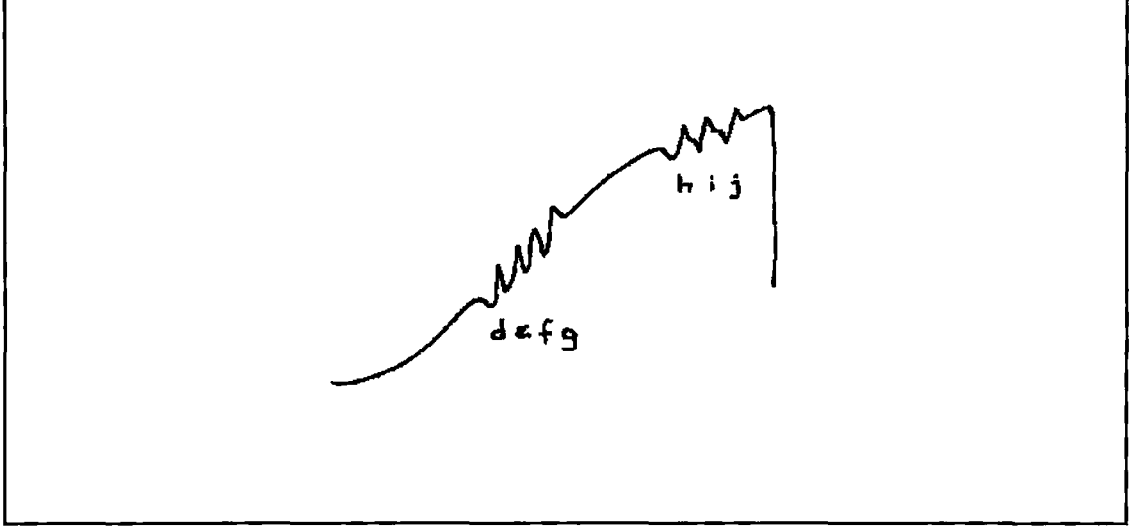
piezoseramiğe verilir. Böylelikle elektronik servo-sistemi kullanılarak herhangi bir sebepten dolayı lazerin frekansı w_0 'a göre artar ya da azalırsa geri besleme sistemi lazerin piezoseramiğine kompanse edici gerilim uygulayarak lazeri yeniden w_0 frekansına dönmeye zorlar. Sonunda lazerin kararlılığı 10^{-14} 'e ulaşır.



Şekil 20. Yüksek frekans modülasyonu. Lazerin piezoseramik üzerine monte edilmiş aynasınalardan birine, 1 kHz'lik ve 6 MHz bant genişliğinde modülasyon sinyali uygulanarak, çıkışta bu sinyal ve harmonikleri gözlenir.

3.2.1. Üçüncü Harmoniğin Önemi[4,5]

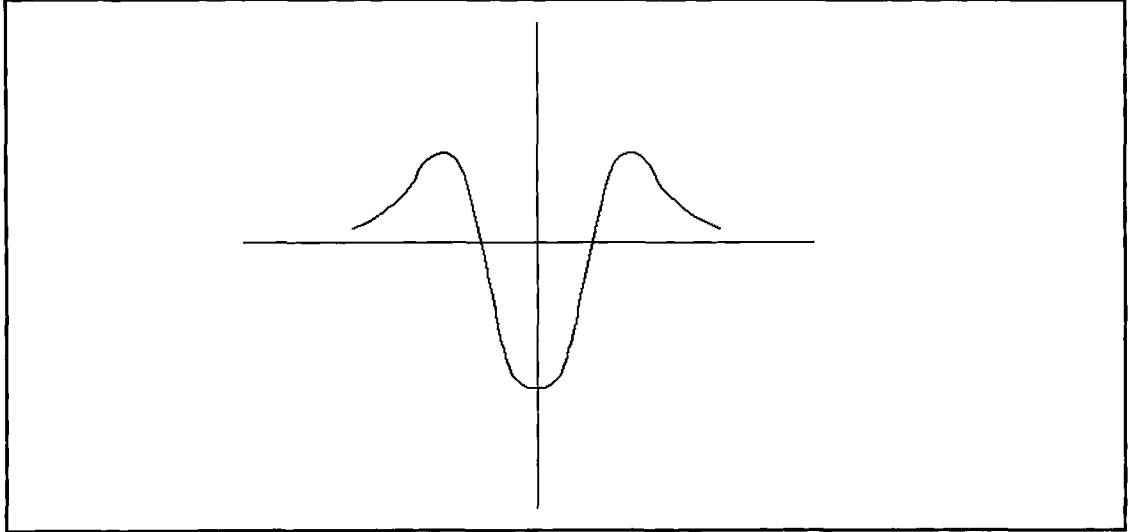
Birinci harmonik eğrisi, servo kontrol için sadece merkezinde gerilim sıfır olan iyot çizgisini bulmak için kullanılabilir. Çünkü diğer iyot çizgilerinin merkezleri eğimden dolayı sıfır olmayacak ve bu çizgileri kilitlemek mümkün olmayacaktır. Yani her bir iyot çizgisinin merkezini saptamak, kazanç eğrisinin eğimi, şekil 21'deki gibi merkez frekansı kaydırdığından dolayı, zordur.



Şekil 21. Lazer çıkışında gözlenen birinci harmonik sinyali.

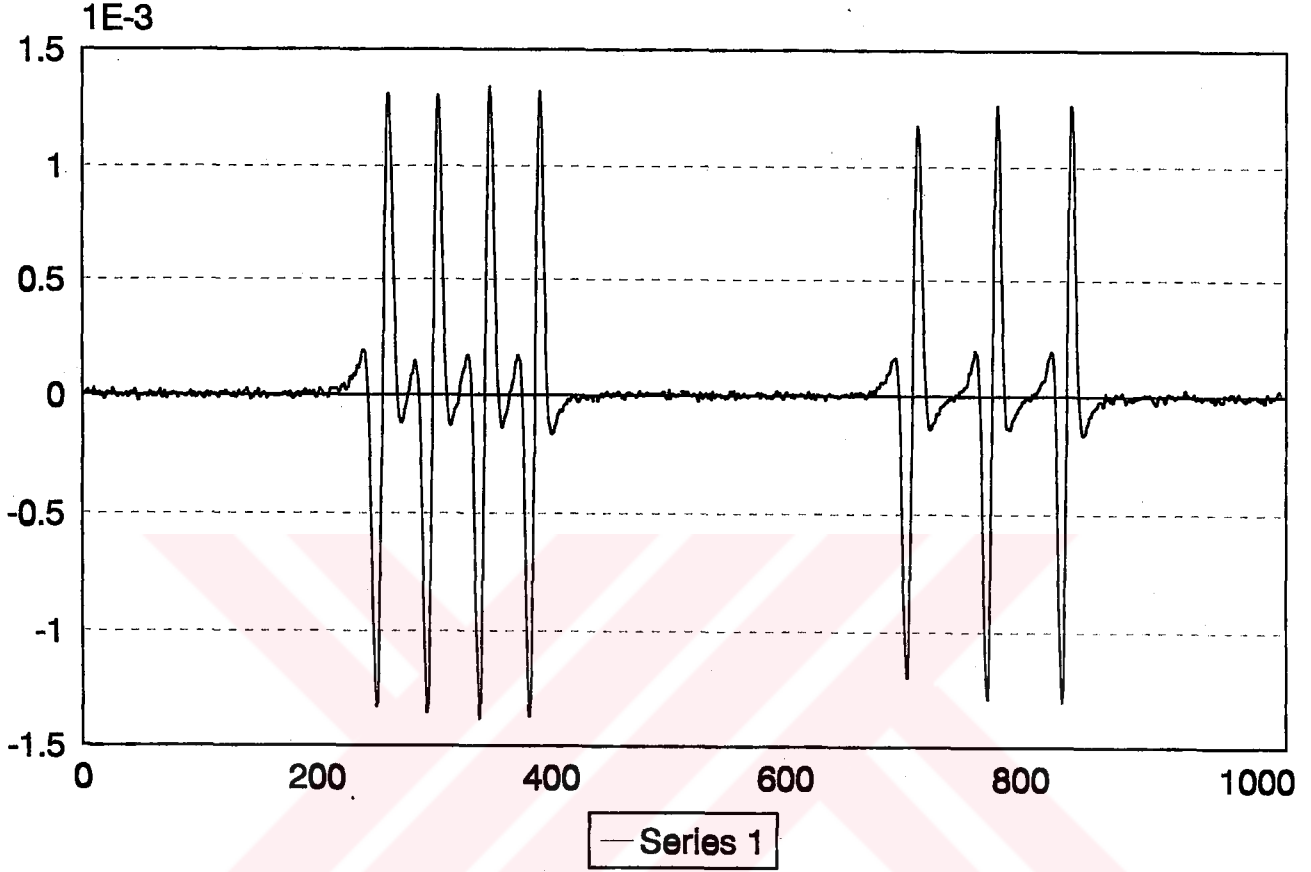
Bu durumda lazer, herhangi bir iyot çizgisinin merkezine güvenilir bir şekilde kilitlenemeyecektir. Bunun sonucu lazerin tekrarlanabilirlik özeliği kaybolacaktır.

İkinci türev, şekil 22’de görüldüğü gibi frekansın simetrik bir fonksiyonudur. Bu yüzden frekansın hangi yöne kaydığı anlaşılamayacaktır.



Şekil 22. Lazer çıkışında gözlenen ikinci harmonik sinyali.

Bu yüzden diğerlerine göre avantajlı olan üçüncü harmonik kullanılır. Burada her bir iyot çizgisinin gerçek merkezinde gerilim şekil 23'te görüldüğü gibi sıfırdır[9,10]. Böylece lazerin tekrarlanabilirliği sağlanmış olur.



Şekil 23. Üçüncü harmonik.

3.3. Beat frekans tekniği[6]

Lazerin frekansı, günümüz teknolojisi ile üretilen fotodetektörler ile gözlenemeyecek kadar yüksektir. Bu sebepten dolayı beat frekans tekniği diye adlandırılan ve frekansları sırasıyla f ve f' ($f' = f + \delta f$) olan iki lazerin frekanslarının çarpımına dayanan teknik kullanılır.

Yani iki lazer ışını, lazer kavitesini terkettikten sonra, lazerlerden birinin ışın yönü bir ayna ile 90° çevrilir ve bir ışın bölücüye gönderilir. Diğer lazerin ışını, doğrudan ışın bölücüye gönderilerek iki ışının üst üste gelmesi ve şekil 18’de görüldüğü gibi fotodetektörün üzerine düşmesi sağlanır. Burada fotodetektör üzerine düşen P gücü, a bir katsayı ve E de elektrik alan olmak üzere, $P=aE^2$ ’dir. Böylece,

$$E^2 = (E_1 \cos w_1 t + E_2 \cos w_2 t)^2 =$$

$$E_1^2 \cos^2 w_1 t + E_2^2 \cos^2 w_2 t + E_1 E_2 \cos(w_1 + w_2) t + E_1 E_2 \cos(w_1 - w_2) t$$

şeklinde yazılarak daha iyi anlaşılabilir. Bu eşitlikten anlaşılacağı gibi fotodetektör sadece son terimde bulunan fark frekansını algılayabilecektir. Çünkü diğerleri fotodetektörün gözleyemeyeceği kadar yüksek frekansa sahiptirler.

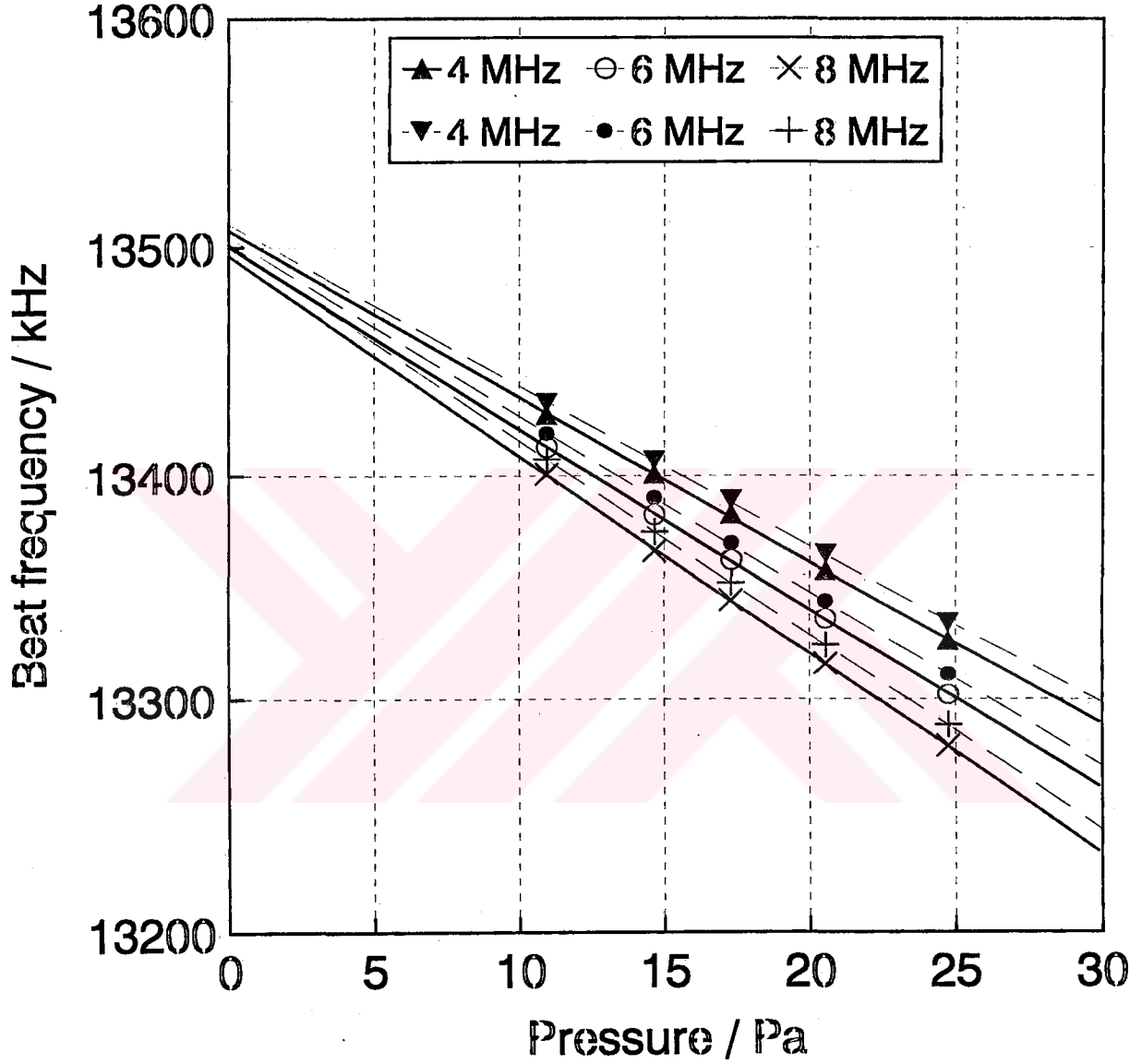
3.4. Lazer Değişkenlerinin Frekans Bağımlılıkları

Uluslararası karşılaştırmalar yapmadan önce, iyot basıncı, modülasyon genişliği ve çıkış gücünün lazerin frekansı üzerindeki etkileri çok iyi analiz edilmelidir[14-19]. Bu analizler lazerin normal çalışıp çalışmadığı hakkında bilgi verir. Bundan dolayı, duyarlılık servo-sisteme ve çok düşük harmonik distorsiyonlu modülasyon sinyaline sahip kararlı UME lazerlerinin değişkenlerinin frekans bağımlılıkları detaylı olarak incelenmiştir.

Daha önce PTB01, BIPM4, PTB03 ve BIPM10 lazerlerini de içine alan uluslararası karşılaştırmalarda şu sonuçlar elde edilmiştir. Örneğin, iyot-basınç-frekans eğimleri ve belirsizlikleri yukarıdaki lazerler için sırasıyla verilmiş ve tüm lazerlerin ortalama iyot

basıncı eğimi -7.98 kHz/Pa ve ortalama standart sapması $\sigma = 0.94 \text{ kHz/Pa}$ 'dır.

UME-L2 ve UME-L3 lazerleriyle yapılan ölçümlerin sonuçları şekil 24'te



Şekil 24. UME-L3 standardının frekansının iyot basıncı ve modülasyon bant genişliği bağımlılığı. Düz çizgi ile çizilmiş eğimler, çıkış gücünün $135 \mu\text{W}$ ve kesik çizgi ile çizilmiş eğimler, çıkış gücünün $93 \mu\text{W}$ olduğu durumda elde edilmiştir.

görülmektedir. Önemli sonuç lazer frekansının, iyot basıncına bağımlılığının yanı sıra

modülasyon genişliği ve lazer çıkış gücü gibi diğer değişkenlerin de fonksiyonu olduğudur.

Lazer frekansının iyot basınç düzeyine bağımlılığı, 4, 6 ve 8 MHz modülasyon genişlikleri ve iki farklı düzey deşarj akımı için şekil 24'te verilmiştir. İlgili şekilde, 17.3 Pa basınç düzeyinde, düz çizgi ile verilen eğri çıkış gücünün $135 \mu\text{W}$ ve kesik çizgi ile verilen eğri çıkış gücünün $93 \mu\text{W}$ olduğu durumda elde edilmiştir.

Daha yüksek çıkış gücü ve 6 MHz modülasyon genişliği için, -7.991 kHz/Pa eğim, 0.079 kHz/Pa belirsizlikle elde edilmiştir. 4 MHz modülasyon genişliği için, -7.284 kHz/Pa eğim ve 80.079 kHz/Pa MHz modülasyon genişliği için, -8.783 kHz/Pa eğim yaklaşık olarak aynı belirsizlikle elde edilmiştir.

Daha düşük çıkış gücü için elde edilen değerler biraz daha küçüktür. Bu eğimler sırasıyla 4, 6 ve 8 MHz modülasyon genişliği için, $-7.05 \pm 0.11 \text{ kHz/Pa}$, $-7.798 \pm 0.056 \text{ kHz/Pa}$ ve $-8.621 \pm 0.045 \text{ kHz/Pa}$ 'dır.

İyot basıncının, lazer standardının çıkış frekansı üzerinde etkisi He-Ne/I₂ lazerlerinde yüksek olmasına rağmen, UME lazerlerinin geçici kararlılığına etkisi bağl olarak daha düşüktür(10 Hz). Bu, sıcaklık kontrol sisteminin duyarlı olmasından kaynaklanmaktadır.

Frekansı etkileyen diğer çok önemli değişken, modülasyon genişliğidir. BIPM4, PTB03, PTB01 ve BIPM10 lazer standartlarının modülasyon katsayıları ve standart

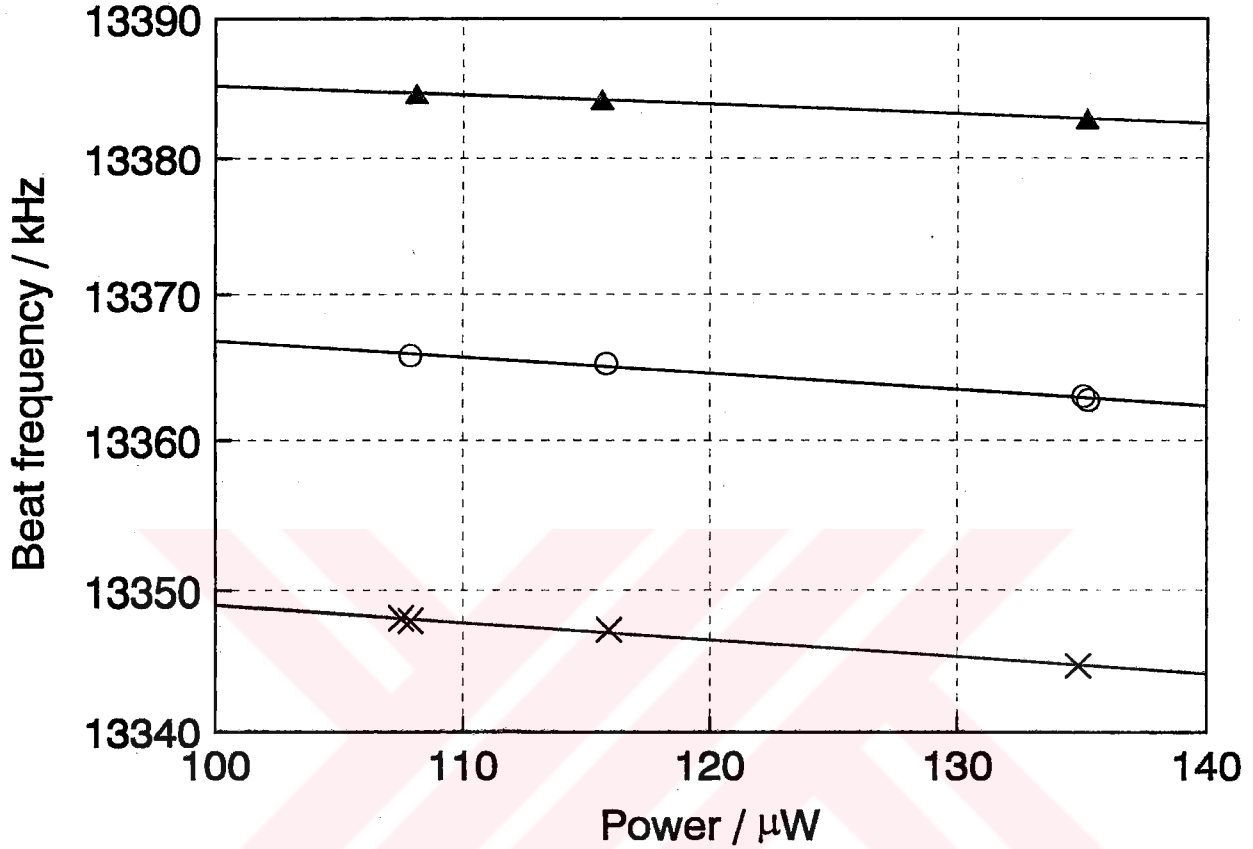
sapmaları sırasıyla, -10.8 ($\sigma=1.8$), -10.6 ($\sigma=2.4$), -9.8 ($\sigma=2.9$) ve -7.4 ($\sigma=0.5$) kHz/MHz olarak verilmiştir[12,13]. En yüksek parametrik bağımlılık BIPM4 standardında ve en düşüğü BIPM10 standardında gözlenmiştir. Bu dört lazer için ortalama değer -9.65 ($\sigma=1.35$) kHz/MHz'dır.

Şimdi UME lazer standartlarında elde edilen sonuçları analiz edelim. Burada en önemli faktör, modülasyon sinyalinin gürültüsünün en az olmasıdır. İyot moleküllerinden *e*-komponentinde kararlı hale getirilmiş UME-L3 lazeri ile ilgili data şekil 24. ve şekil 25.'te verilmiştir. Şekillerde de görüldüğü gibi modülasyon frekansının kayması kesin olarak iyot basıncına bağlıdır. Örneğin, 10.95, 17.3 ve 24.75 Pa basınç düzeyleri için 4 ve 8 MHz modülasyon aralığında ortalama modülasyon katsayısı değerleri sırasıyla -6.30, -9.51 ve -11.1 kHz/MHz olarak elde edilmiştir. Şekil 24'teki düz çizgi lazer tüpünde büyük deşarj akımını gösterir. NPL2 ve PTB05 lazerleri için benzer bağımlılıklar bulunmuştur[11].

UME-L3 lazeri için 17.3 Pa iyot basıncı düzeyinde ve 135 μ W lazer çıkış gücünde -9.51 kHz/MHz olarak elde edilen değer dört PTB ve BIPM lazer standartları için elde edilen ortalama değer ile kıyaslanabilir.

Diğer önemli sonuç modülasyon kaymasının değerinin ayrıca lazerin çıkış gücüne bağlı olduğudur. Bu bağımlılık şekil 24'te verilmiştir. Lazerin 93 μ W çıkış gücü için, 4 - 8 MHz bant genişliği aralığında ortalama modülasyon katsayısı -8.857 ($\sigma=0.015$) olarak bulunmuştur. Bu değer, sırasıyla 108 ve 135 μ W çıkış gücü için -9.158 ($\sigma=0.028$) ve -9.513 ($\sigma=0.018$) kHz/MHz değerlerine yükselmiştir.

Aslında lazer frekansının modülasyon genişliğine bağımlılığı lineer olmayan bir fonksiyondur. Eğim, modülasyon genişliğinin azalması ile birlikte düşmektedir.



Şekil 25. Farklı modülasyon bant genişlikleri (tepeden tepeye) için UME-L3 standardının frekansının çıkış gücüne bağımlılığı. Δ 4 MHz, O 6 MHz ve X 8 MHz için sırasıyla eğimler $-68.5 \text{ Hz}/\mu\text{W}$, $-111.6 \text{ Hz}/\mu\text{W}$ ve $-120.4 \text{ Hz}/\mu\text{W}$ olarak hesaplanmıştır.

Örneğin, şekil 24'teki düz çizgilerde, 4 ve 6 MHz arasında modülasyon aralığı ve 10.95, 17.30 ve 24.75 Pa iyot basınçları için, ölçülen katsayılar sırasıyla -7.099 , -9.964 ve -12.139 kHz/MHz 'tir. Diğer taraftan, 6-8 MHz aralığında ilgili değerler daha küçük olup, sırasıyla -6.001 , -9.092 ve -11.475 kHz/MHz 'tir.

UME lazer standartlarının güç bağımlılığı bağıl olarak küçüktür ve eğimin modülasyon genişliği arttığında yükseldiği görülmüştür. İyot spektrumunun *e*-komponenti için, UME-L3 lazer standardının güç kayması, frekans sapmasının fonksiyonu olarak sırasıyla 4,6 ve 8 MHz modülasyon genişliklerinde -68.45 ± 1.97 , 111.6 ± 11 ve -120.4 ± 9.84 Hz/ μ W olarak ölçülmüştür.



Sonuç

PTB ve BIPM uzmanlarının tecrübeleri ve elde ettikleri sonuçlar dikkate alınarak, iyottaki soğurulma doyması prensibine dayanarak; 633 nm’de çalışan He-Ne lazer dalgaboyu standardı, Türkiye’de birincil uzunluk standardının gerçekleştirilmesi amacıyla UME’de oluşturulmuştur. Elde edilen sonuçların bu alandaki çalışmalarda bir gelişme kaydetmesi, lazerin optimize edilmiş tasarımının, çok iyi sıcaklık kontrol sistemi ve elektronik servo-kontrol ünitesinin sonucudur.

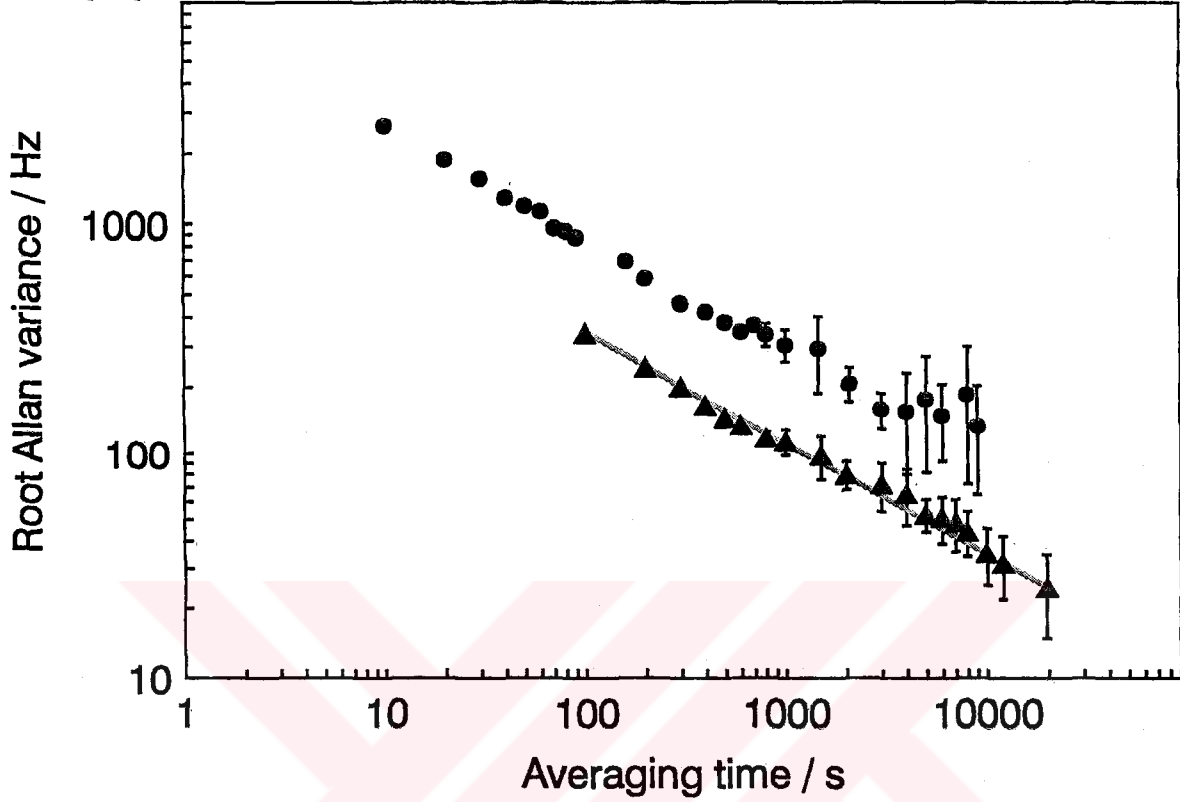
Uzun zaman aralıkları için elde edilen yaklaşık 10^{-14} düzeyindeki frekans kararlılığı lazerdeki iyileştirmeler sonucunda elde edilmiştir. Bu sonuçlar grafiği, Allan-variance’ın zamana göre değişimi olarak PTB - UME-L3 ve UME-L3 - UME-L2 lazerleri arasındaki karşılaştırmalar için şekil 26’da verilmiştir.

UME’de imal edilmiş bu denli yüksek frekans kararlılığına sahip He-Ne/I₂ lazer, şu anda bu alandaki en iyi lazerlerden biridir.

Frekans kararlılığı yüksek olan bu lazerler kullanılarak, lazer frekansının, iyotun basınç düzeyi ve lazerin çıkış gücüne bağımlılığı daha doğru bir şekilde ölçülmüştür. Aslında lazer standardını etkileyen bu değişkenler birbirlerini de etkilemektedirler. Örneğin, modülasyon genişlik katsayısı; duyarlı olarak iyot basıncına ve lazer çıkış gücüne bağlıdır.

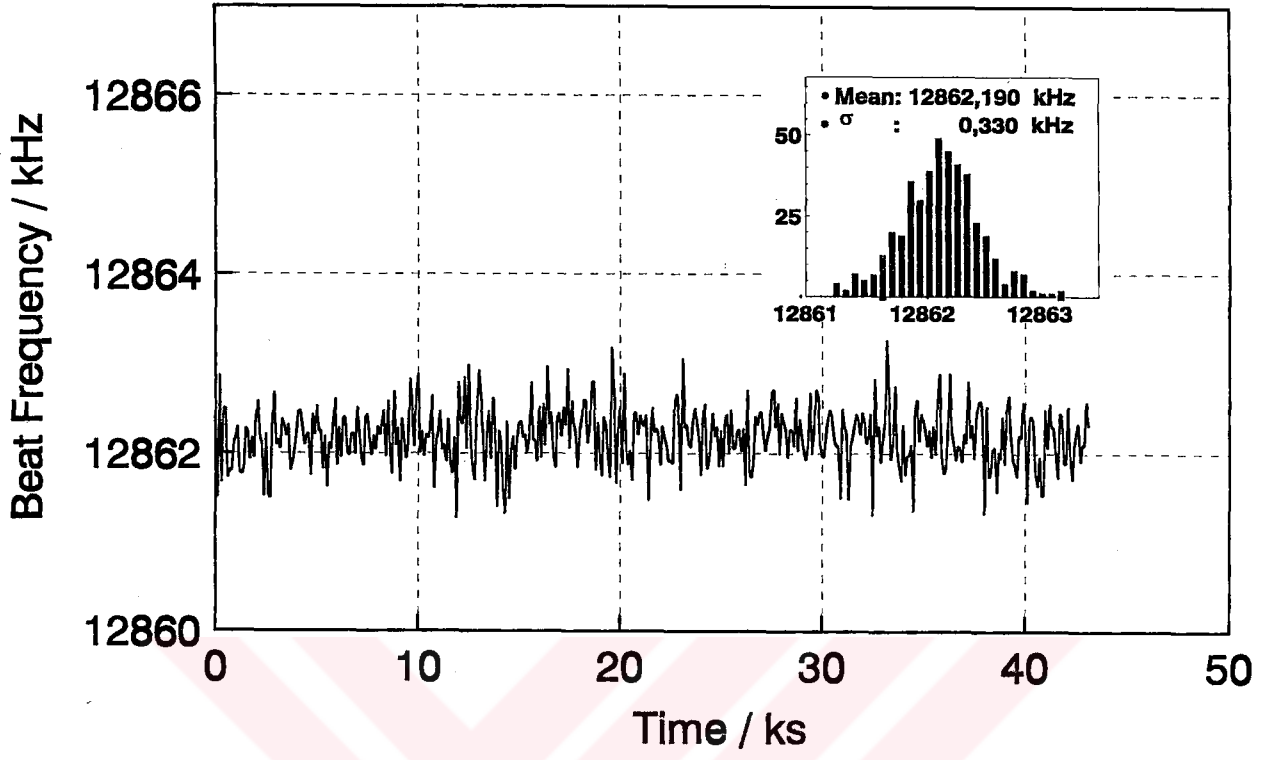
PTB ve UME lazer standartlarının uluslararası karşılaştırmasında elde edilen sonuca

göre, karşılaştırılan lazerlerin uzun zamanlı kararlılığının 1 kHz'ten daha iyi olduğu şekil 27'deki grafikten de anlaşılmaktadır. Bu daha önce yapılmış uluslararası karşılaştırmalarda alınan sonuçlara[10,14-19] göre bir başarıdır.



Şekil 26. Allan-variance'ın zamana göre değişimi PTB - UME-L3 ve UME-L3 - UME-L2 lazerleri arasındaki karşılaştırmalar için verilmiştir. Yuvarlak işaretler PTB - UME-L3, üçgen işaretler UME-L3 - UME-L2 lazerleri arasındaki karşılaştırmalardır.

Uzunluk birimi metrenin tanımının gerçekleştirilmesi, oluşturulan bu dalgaboyu standardı kullanılarak, ışık hızının laboratuvar ortamındaki değeri ölçüldükten ve interferometre sistemi kurulduktan sonra başarılmış olacaktır. Yüksek kararlılığa sahip bu dalgaboyu standardı, metrenin tanımının gerçekleştirilmesinde yüksek doğruluğa ulaşmak için bir avantaj sağlayacaktır.



Şekil 27. UME-L3 ve UME-L2 lazer standartlarının *d*- ve *e*- komponentlerine kilitlendiğinde 12 saatlik bir zaman aralığında alınan beat frekansları[3,4].

Referanslar

1. "Documents Concerning the New Definition of the Metre", *Metrologia*, 1984, **19**, 163-177.
and Quinn T.J., "Mise en Pratique of the Definition of the Metre(1992)", *Metrologia*, 1994, **30**, 523-541.
2. Erin M., Karaböce B., Malinovsky I., Titov A., Uğur H., Darnedde H., Riehle F., "Progress in Stabilization of the He-Ne/I₂ Wavelength Standard at 633 nm and Results of an International Comparison between the Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB) and the National Metrology Institute of Turkey (UME)", *Metrologia*, 1995 (submitted for publication).
3. Helmcke J. and Bayer-Helms F., "He-Ne Laser Stabilized by Saturated Absorption in I₂", *IEEE Trans. on Instrum. and Meas.*, 1974, **IM-23**, 529-531.
4. Wallard A.J., "Frequency Stabilization of the He-Ne Laser By Saturated Absorbtion in Iodine Vapour", *J. Phys. E.*, 1972, **5**, 926-930.
5. Wallard A.J., "The Reproducibility of 633 nm Lasers Stabilized by I₂", *IEEE Trans. on Instrum. and Meas.*, 1974, **IM-23**, 532-535
6. Sartori S., "New Wavelength Standards With Frequency Stabilized Gas Lasers", *Coherent Op. Eng.*, 1977, 99-113.

7. Hanes G.R. and Baird K.M., "I₂ Controlled He-Ne Laser at 633 nm: Preliminary wavelength", *Metrologia*, 1969, **5**, 32-33.
8. Bertinetto F., Rebaglio B.I., Liverani M. and Gualini S., "Present Development of Iodine stabilized He-Ne Lasers at the Istituto di Metrologia Gustavo Colonnetti", *Alta Frequenza*, 1975, **10**, 279-283.
9. Petru F., Popela B. and Vesela Z., "Iodine Stabilized He-Ne Lasers at 633 nm of a Compact Construction", *Metrologia*, 1992, **29**, 301-307.
10. Petru F., Popela B., Vesela Z., Darnedde H. and Helmcke J., "Intercomparison of I₂ Stabilized He-Ne Lasers of the Institute of Scientific Instruments, CSSR, and the Physikalisch-Technische Bundesanstalt, FRG", *Metrologia*, 1990, **27**, 19-23.
11. Hanes G.R. and Dahlstrom C.E., "Iodine Hyperfine Structure Observed in Saturated Absorption at 633 nm", *Appl. Phys. Letters*, 1969, **14-11**, 362-364.
12. Hall J.L. and Borde C.J., "Shift and Broadening of Saturated Absorption Resonances Due to Curvature of the Laser Wavefronts", *Appl.Phys.Lett.*, 1976, **29**, 788-790.
13. Hanes G.R. and Baird K.M., "I₂ Controlled He-Ne Laser at 633nm: Preliminary wavelength", *Metrologia*, 1969, **5**, 32-33.

14. Chartier J.-M., Robertsson L., Sommer M., Tschirnich J., Navratil V., Gata R., Pucek B., Blabla J., Smydke J., Ziegler M., Zeleny V., Petru F., Vesela Z., Tomanyiczka K., Banreti E., Zakcharenko Yu.G., and Vitushkin L.F., "International Comparison of Iodine-stabilized Helium-Neon Lasers at $\lambda=633$ nm Involving Seven Laboratories", *Metrologia*, 1991, **28**, 19-25...
15. Shawlow A.L., "Laser Light", *Sci. America*, 1968. 120-126.
16. Iwasaki S., Chartier J.-M., "Comparison of the $^{127}\text{I}_2$ -Stabilized He-Ne Lasers at 633 nm Wavelength of the National Research Laboratory of Metrology of Japan and the Bureau International des Poids et Mesures", *Metrologia*, 1989, **26**, 257-261.
17. Chartier J.-M., Helmcke J. and Wallard A.J., "International Intercomparison of the Wavelength of Iodine-stabilized Lasers", *IEEE Trans. Instrum. and Meas.*, 1976, **IM-25**, 450-453.
18. Chartier J.-M., Darnedde H., Frennberg M., Henningsen J., Kärn U., Pendrill L., Jianpei Hu, Petersen J.C., Poulsen O., Ramanujam P.S., Riehle F., Robertsson L., Ståhlberg B., and Wahlgren H., "Intercomparison of Northern European $^{127}\text{I}_2$ Stabilized Lasers at 633 nm", *Metrologia*, 1992, **29**, 331-339.
19. Allan D.W., "Statistics of Atomic Frequency Standards", *Proc. IEEE*, 1966, **54**, 221-231.

- 20. Nussbaum A. and Phillips R.A., "Contemporary Optics for Scientists and Engineerers", 1976**
- 21. Allen L., "Essentials of Lasers", 1969.**
- 22. Svelto Orazio, "Principles of Lasers", 1970.**
- 23. Millonni P.W., Eberly J.H., "Lasers", 1988.**
- 24. O'shea D.C., Callen W.R. and Rhodes W.T., "Introduction to Lasers and Their Applications", 1971.**
- 25. Garrett C. G. B., "Gas Lasers", 1967.**
- 26. Luxon J.T., Parker D.E. and Plotkowski P.D., "Lasers in Manufacturing", 1987.**
- 27. Bloom A.L., "Gas Lasers", 1968.**
- 28. Röss D., "Lasers, light amplifiers and oscillators", 1969.**

Ek 1.

Sözlük

Alışılmış, alışılâgelen : Conventional
Amplifikasyon, yükseltme : Amplification

Boşalma, deşarj : Discharge

Çerçeve : Frame

Duyarlık : Precise
Düzenleme : Alignment

Enerji düzeyi : Energy level

Geçici uyumluluk : Temporal coherence

Işınım : Radiation

Karacisim : Blackbody
Kararlılık : Stability
Kendiliğinden yayınım : Spontaneous emission

Özelik : Property

Parlaklık : Brightness
Popölasyon terslenimi : Population inversion

Rijit (esnemez, uzamaz) : Rigid

Salınma, salınım	: Oscillation
Seçim kuralları	: Selection rules
Soğurulma	: Absorption
Soğurulmada doyum	: Saturation in absorbtion
Soğutma çubuğu	: Cold finger
Tek mod salınımı	: Single mode oscillation
Tek renklilik	: Monochromaticity
Temel düzey	: Ground level
Uyumluluk	: Coherence
Uzaysal uyumluluk	: Spatial coherence
Yarı kararlı	: Metastable
Yayılma	: Propagation
Yayınım	: Emission
Yöne bağımlılık	: Directionality
Zorla yayınım	: Stimulated emission

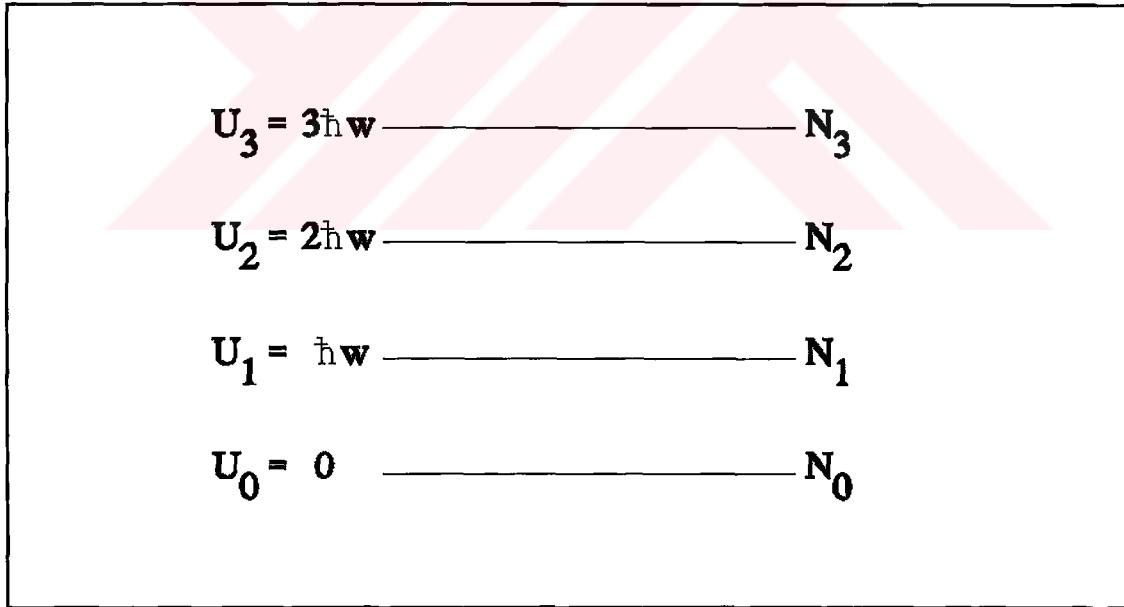
Ek 2.

Planck Kanunu

Planck 1900'de maddeden dalga yayınımlı ile ilgili

$$S_{\nu} = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} \frac{1}{(e^{h\nu/kT} - 1)} \quad (1)$$

bağıntısını vererek, maddenin harmonik salınımlardan oluştuğunu ve sadece kesikli $h\nu$ enerjilerini alıp verebileceğini ve salınımın enerji düzeyleri arasında eşit $h\nu$ kadar uzunluk bulunduğunu açıkladı. Bu enerji düzeyleri, şekil 28'te gösterilmiştir. Aslında bu, devrim niteliğindeki bir iddia idi.



Şekil 28. Harmonik salınmanın enerji düzeyleri.

Enerji düzeylerini, h Planck sabiti olmak üzere $U_0 = \Omega h \nu = \Omega h w$ olarak adlandırdı.

Burada $\hbar = h/2\pi$ dir.

Enerji soğurulduğunda ya da yayındığında, bir düzeyden diğer düzeye geçiş olmaktadır. Salıncının herhangi bir U_α enerji düzeyinde bulunma olasılığı, C bir sabit olmak üzere;

$$P(U_\alpha) = C e^{-\alpha \hbar \omega / kT} \quad (2)$$

şeklinde farzedilmektedir.

Burada salıncıdaki enerjinin miktarı önemlidir. Ortalama enerji toplam enerjinin salıncı sayısına bölümünden elde edilir. Herhangi bir düzeyideki atomların sayısı,

$$N_\alpha = N_0 e^{-\alpha \hbar \omega / kT} = N_0 e^{-\alpha \hbar \omega / kT} \quad (3)$$

olarak yazılır. Burada,

$$e^{-\hbar \omega / kT} = x \quad (4)$$

alınacak olursa;

$$N_1 = N_0 x, \quad N_2 = N_0 x^2 \quad etc. \quad (5)$$

olur.

Toplam enerji şöyle yazılabilir.

$$U_{toplam} = N_0 \times (0) + N_1 \times (\hbar\omega) + N_2 \times (2\hbar\omega) + \dots \quad (6)$$

Salıncı sayısı ise,

$$N_{toplam} = N_0 + N_1 + N_2 + \dots \quad (7)$$

yani,

$$N_{toplam} = N_0 + N_0 x + N_0 x^2 + \dots \quad (8)$$

şeklinde yazılır. Dolayısıyla,

$$\langle U \rangle = \frac{U_{Toplam}}{N_{Toplam}} = \frac{N_0 \hbar\omega (0+x+2x^2+\dots)}{N_0 (1+x+x^2)} \quad (9)$$

olarak yazılır ve

$$= \hbar\omega \frac{x (1-x)^{-2}}{(1-x)^{-1}} = \hbar\omega \frac{x}{1-x} = \frac{\hbar\omega}{e^{\hbar\omega/kT}-1} = \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT}-1} \quad (10)$$

şeklinde düzenlenebilir.

Yukarıda elde edilen bu son eşitlik her bir birim frekans aralığına düşen mod sayısı olarak ifade edilen g , ile çarpıldığında,

$$g_v = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \quad (11)$$

kara cisim ışıması için Planck kanunu elde edilir.

$$u_v = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (12)$$



Ek 3.

Allan Variance

Allan variance, beat frekans ölçümlerinde, beat frekans değerlerinin N çiftinin averajı olarak bilinir. Burada N sayısı çok büyük olmalıdır. Allan variance,

$$\langle \sigma^2 (2, \tau) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left(\frac{f_{2i} - f_{(2i-1)}}{2} \right)^2$$

bağıntısı ile hesaplanır. Burada τ örnek toplama zamanı ve f de ölçülen beat frekansıdır.

Allan variance'ın logaritmasının toplama zamanına göre grafiği çizildiğinde, lazeri, kısmi zaman ortalama periyodunda etkileyen, flicker gürültüsü ve beyaz gürültü ile ilgili bilgi elde edilebilir.