

**DÖRT DALGA KARIŞIMINDA
ELEKTROMANYETİK ETKİLİ GEÇİRGENLİK
YOLUYLA VAKUM MAVİ ÖTESİ BÖLGEDE
UYUMCUL IŞIK ÜRETİLMESİNİN
MODELLENMESİ**

DERYA VERİMLİ

**MERSİN ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**FİZİK
ANA BİLİM DALI**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**MERSİN
Haziran – 2007**

**DÖRT DALGA KARIŞIMINDA ELEKTROMANYETİK ETKİLİ
GEÇİRGENLİK YOLUYLA VAKUM MAVİ ÖTESİ BÖLGEDE
UYUMCUL IŞIK ÜRETİLMESİNİN MODELLENMESİ**

DERYA VERİMLİ

**Mersin Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü**

**Fizik
Ana Bilim Dalı**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**Tez Danıőmanı
Yrd. Doç. Dr. İBRAHİM KÜÇÜKKARA**

**MERSİN
Haziran – 2007**

TEŞEKKÜR

Tezimin hazırlanması süresince bilgi, görüş, öneri ve desteğinden yararlandığım tez danışmanım Sayın Yrd. Doç. Dr. İbrahim Küçükpara' ya, Fizik Bölümü Öğretim Elemanlarına, arkadaşlarıma, her konuda beni destekleyen ve yanımda olan çok değerli aileme teşekkür ederim. Ayrıca çalışmama maddi destek sağlayan Mersin Üniversitesi Rektörlüğü Bilimsel Araştırmalar Proje Birimine katkılarından dolayı teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER DİZİNİ

Sayfa

ÖZ	i
ABSTRACT	ii
TEŞEKKÜR	iii
İÇİNDEKİLER DİZİNİ	iv
ŞEKİLLER DİZİNİ	vi
1. GİRİŞ	1
1.1. IŞIĞIN SOĞURULMASI ve YAYILMASI.....	1
1.2. IŞIK ve MADDE ARASINDAKİ ETKİLEŞME.....	1
2. KAYNAK ARAŞTIRMASI	5
3. MATERYAL ve METOT	13
3.1. ATOMLARIN UYUMCUL UYARILMALARI.....	13
3.2. LASER IŞIĞININ ÖZELLİKLERİ.....	13
3.2.1. Laser Çizgi Genişliği.....	13
3.2.2. Laser Işığının Dağılması.....	13
3.2.3. Laser Işığının Uyumculuğu.....	15
3.2.4. Parlaklık.....	18
3.2.5. Laser Işığının Odaklanması.....	19
3.3. KUANTUM GİRİŞİMİ.....	19
3.4. RABİ SALINIMLARI ve AUTLER-TOWNES YARILMASI.....	21
3.5. UYUMCUL NÜFUS TUZAKLANMASI.....	23
3.6. ELEKTROMANYETİK ETKİLİ GEÇİRGENLİK.....	24
3.7. ÇİZGİSEL OLMAYAN OPTİK.....	25
3.7.1. Dört Dalga Karışımı.....	27
3.7.2. FWM ve EIT' nin Birleşimi.....	28
3.8. EIT' nin KARARLI DURUM SAYISAL MODELLEMESİ	30

3.8.1 Yoğunluk Matrisinin Tanımı.....	30
3.8.2. Dört Dalga Karışımında Uyumcul Uyarılmalar.....	31
3.8.3. Çizgisel ve Çizgisel Olmayan Duygunlukların Hesaplanması.....	36
4. BULGULAR ve TARTIŞMA.....	38
4.1. DENEYİN DEĞİŞKENLERİ.....	38
4.1.1. Çiftlenim ve Pompa Alanları.....	38
4.1.2. Sistemin Senkronizasyonu.....	38
4.1.3. Laser Işınlarnın Geometrisi	39
4.1.4. Etkileşim Bölgesi.....	39
4.2. HESAPLAMALAR ve DEĞİŞKENLERİN DEĞERLENDİRİLMESİ.....	39
4.2.1. Doppler Genişleme Katsayısının Hesaplanması.....	40
4.2.2. Rabi Frekansının Hesaplanması.....	40
4.2.3. Odaklanmanın Hesaplanması.....	41
4.2.4. Basınç Hesaplaması.....	41
4.2.5. Dipol Moment Hesaplaması.....	42
4.2.6. EIT Olayının Gerçekleşebilmesi İçin gerekli Olan minimum Enerjinin Hesaplanması.....	43
4.2.7. Deney Simülasyonu Hakkında.....	43
4.3. BASINÇ DEĞİŞİMİ	44
4.4. ETKİLEŞİM BÖLGESİNİN UZUNLUĞUNUN DEĞİŞİMİ.....	52
4.5. UV ENERJİ DEĞİŞİMİ	57
4.6. IR ENERJİ DEĞİŞİMİ.....	63
4.7. EIT ŞEKİLLERİ.....	65
4.8. REZONANSTAN SAPMALAR (DETUNINGS).....	70
5. SONUÇLAR VE ÖNERİLER.....	72
KAYNAKLAR.....	77
ÖZGEÇMİŞ.....	80

ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>Şekil</u>	<u>Sayfa</u>
Şekil 1.1. İki enerjili bir sistemde uyarılmış soğurma ve kendiliğinden yayılma.....	1
Şekil 2.1. Nötr Strontium için uygulanan laser alanları ve enerji seviyeleri.....	6
Şekil 2.2. Nötr hidrojen atomu için uygulanan laser alanları ve enerji seviyeleri.....	7
Şekil 2.3. Nötr Pb için uygulanan laser alanları ve enerji seviyeleri.....	9
Şekil 2.4. DC alanı uygulanmadan önce ve uygulandıktan sonraki enerji seviyeler.....	10
Şekil 2.5. Krypton gazı için laser alanları ve enerji seviyeleri.....	11
Şekil 3.1. Dairesel bir yarıktan ışımının dağılımı.....	14
Şekil 3.2. Ekran üzerindeki odaklanma.....	14
Şekil 3.3. Laser oyuğunda TEM_{00} modu.....	15
Şekil 3.4. a) Uyumcul dalgalar; b) Zamansal uyumcul dalgalar; c) Uyumcul olmayan dalgalar.	16
Şekil 3.5. İki özdeş dalga dizisinin hareketinde girişim.....	17
Şekil 3.6. Fano tipi girişimin grafikte gösterimi.....	20
Şekil 3.7. Autler- Townes Yarılması.....	21
Şekil 3.8. a) Uyumcul uyarılma sonucu oluşan Rabi Salınımlarında nüfus değişimi. b) Uyumcul olmayan uyarılmadaki elektron nüfusu değişimi.....	22
Şekil 3.9. Ω_1 ve Ω_2 Rabi frekanslı iki rezonans alanıyla etkileşen üç seviyeli atomun lambda gösterimi.....	23
Şekil 3.10. EIT işleminde kullanılan şekiller.....	24
Şekil 3.11. Çeşitli frekans karışımı işlemlerinin şematik gösterimi.....	28
Şekil 3.12. a) Üç seviyeli atomik sistemde EIT b) FWM işleminde EIT.....	29
Şekil 3.13. EIT'nin Lambda Gösteriminde dört dalga karışımı.....	32
Şekil 4.1. Laser ışığının odaklanması.....	41
Şekil 4.2. $P = 20 \times 10^{-3}$ bar değeri için üretilen uyumcul ışığın IR enerjiye göre değişimi.....	44
Şekil 4.3. $P = 2 \times 10^{-3}$ bar değeri için üretilen uyumcul ışığın IR enerjiye göre değişimi.....	45

Şekil4.4. $P=20 \times 10^{-3}$ bar, 18×10^{-3} bar, 16×10^{-3} bar, 14×10^{-3} bar, 12×10^{-3} bar, 8×10^{-3} bar değerleri için Doppler ortalamaları hesaplanarak üretilen ışık yoğunlukları.....	46
Şekil 4.5. $P=20 \times 10^{-3}$ bar, 18×10^{-3} bar, 16×10^{-3} bar, 14×10^{-3} bar, 12×10^{-3} bar, 8×10^{-3} bar değerleri için Doppler ortalamaları hesaplanmadan üretilen ışık yoğunlukları	46
Şekil 4.6. $P=6 \times 10^{-3}$ bar, 4×10^{-3} bar, 2×10^{-3} bar, 1×10^{-3} bar, 0.1×10^{-3} bar, 0.01×10^{-3} bar değerleri için Doppler ortalamaları hesaplanarak üretilen ışık yoğunlukları	47
Şekil 4.7. $P=6 \times 10^{-3}$ bar, 4×10^{-3} bar, 2×10^{-3} bar, 1×10^{-3} bar, 0.1×10^{-3} bar, 0.01×10^{-3} bar, değerleri için Doppler ortalamaları hesaplanmadan üretilen ışık yoğunlukları.....	48
Şekil4.8. $P=20 \times 10^{-3}$ bar, 22×10^{-3} bar, 24×10^{-3} bar, 26×10^{-3} bar, 28×10^{-3} bar, 30×10^{-3} bar değerleri için Doppler ortalamaları hesaplanarak üretilen ışık yoğunlukları.....	49
Şekil 4.9. $P=20 \times 10^{-3}$, 22×10^{-3} , 24×10^{-3} , 26×10^{-3} , 28×10^{-3} , 30×10^{-3} değerleri için Doppler ortalamaları hesaplanmadan üretilen ışık yoğunlukları.....	49
Şekil 4.10. $P=20 \times 10^{-3}$ bar, 22×10^{-3} bar, 24×10^{-3} bar, 26×10^{-3} bar, 28×10^{-3} bar, 30×10^{-3} bar değerleri için üretilen yoğunluğun üç boyutlu gösterimi....	50
Şekil 4.11. $P=80 \times 10^{-3}$ bar, 90×10^{-3} bar, 100×10^{-3} bar, 110×10^{-3} bar, 120×10^{-3} bar, 130×10^{-3} bar değerleri için Doppler ortalamaları hesaplanarak üretilen ışık yoğunlukları.....	51
Şekil 4.12. $P=80 \times 10^{-3}$ bar, 90×10^{-3} bar, 100×10^{-3} bar, 110×10^{-3} bar, 120×10^{-3} bar, 130×10^{-3} bar değerleri için Doppler ortalamaları hesaplanmadan üretilen ışık yoğunlukları.....	51
Şekil 4.13. $P=80 \times 10^{-3}$ bar, 90×10^{-3} bar, 100×10^{-3} bar, 110×10^{-3} bar, 120×10^{-3} bar, 130×10^{-3} bar değerleri için üretilen yoğunluğun üç boyutlu gösterimi....	52
Şekil 4.14. $z=0.001$ m için üretilen ışık yoğunluğu.....	53
Şekil 4.15. $z=0.005$ m değeri için üretilen ışık yoğunluğu.....	54
Şekil 4.16. $z=0.005$ m değeri için üretilen ışık yoğunluğunun üç boyutlu	

gösterimi.....	54
Şekil 4.17. $z=0.0001$ m için üretilen ışık yoğunluğu.....	55
Şekil 4.18. $z= 200\times 10^{-3}$ değeri için üretilen ışık yoğunluğu.....	56
Şekil 4.19. $z=200\times 10^{-3}$ m, 80×10^{-3} m, 40×10^{-3} m, 20×10^{-3} m, 10×10^{-3} m değerleri için Doppler ortalamaları hesaplanarak üretilen ışık yoğunlukları.....	56
Şekil 4.20. $z=200\times 10^{-3}$ m, 80×10^{-3} m, 40×10^{-3} m, 20×10^{-3} m, 10×10^{-3} m değerleri için Doppler ortalamaları hesaplanmadan üretilen ışık yoğunlukları.....	57
Şekil 4.21. UV enerji 250×10^{-6} J olarak alınınca Doppler ortalamaları hesaplanarak üretilen ışık yoğunlukları.....	58
Şekil 4.22. UV enerji 250×10^{-6} J olarak alınınca Doppler ortalamaları hesaplanmadan üretilen ışık yoğunlukları.....	58
Şekil 4.23. UV enerji 900×10^{-6} J olarak değiştirilince Doppler ortalamaları hesaplanarak üretilen ışık yoğunlukları.....	59
Şekil 4.24. UV enerji 900×10^{-6} J olarak değiştirilince Doppler ortalamaları hesaplanmadan üretilen ışık yoğunlukları	60
Şekil 4.25. UV enerji değeri 150×10^{-6} J alındığında Doppler ortalamaları hesaplanarak üretilen ışık yoğunlukları.....	61
Şekil 4.26. UV enerji değeri 150×10^{-6} J alındığında Doppler ortalamaları hesaplanmadan üretilen ışık yoğunlukları.....	62
Şekil 4.27. UV enerji değeri 150×10^{-6} J alındığında üretilen ışık yoğunluğunun üç boyutlu gösterimi.....	62
Şekil 4.28. UV enerji 10^{-7} J olarak alındığında üretilen ışık yoğunluğunun üç boyutlu gösterimi.....	63
Şekil 4.29. Enerji değişimi 0 ile 2×10^{-4} J arasında iken Doppler ortalamaları hesaplanarak üretilen ışık yoğunlukları.....	64
Şekil 4.30. Enerji değişimi 0 ile 2×10^{-4} J aralığında değiştiği zaman Doppler ortalamaları hesaplanmadan üretilen ışık yoğunlukları.....	64
Şekil 4.31. Enerji 0 ile 2×10^{-2} J aralığında değiştiği zaman Doppler ortalamaları hesaplanarak üretilen ışık yoğunlukları.....	65

Şekil 4.32. $n= 0.1$ için soğurma	66
Şekil 4.33. $n= 0.2$ için soğurma	66
Şekil 4.34. $n= 0.4$ için soğurma	67
Şekil 4.35. $n= 0.8$ için soğurma	67
Şekil 4.36. $n= 1.6$ için soğurma	67
Şekil 4.37. $n= 3.2$ için soğurma	68
Şekil 4.38. $n= 6.4$ için soğurma	68
Şekil 4.39. $n=12.8$ için soğurma	68
Şekil 4.40. Geçirgenliğin üç boyutlu gösterimi.....	69
Şekil 4.41. Üçüncü dereceden duygunluk	69
Şekil 4.42. Rezonanstan sapma miktarı azaltılınca üretilen ışık yoğunluğu.....	70
Şekil 4.43. Rezonanstan sapma miktarı azaltılıp güçlü laser alanı enerjisinin artırıldığı zaman üretilen ışık yoğunlukları.....	71
Şekil 5.1. UV enerji değeri $10^{-2} J$ olarak alındığında üretilen ışık yoğunluğunun üç boyutlu gösterimi.....	75

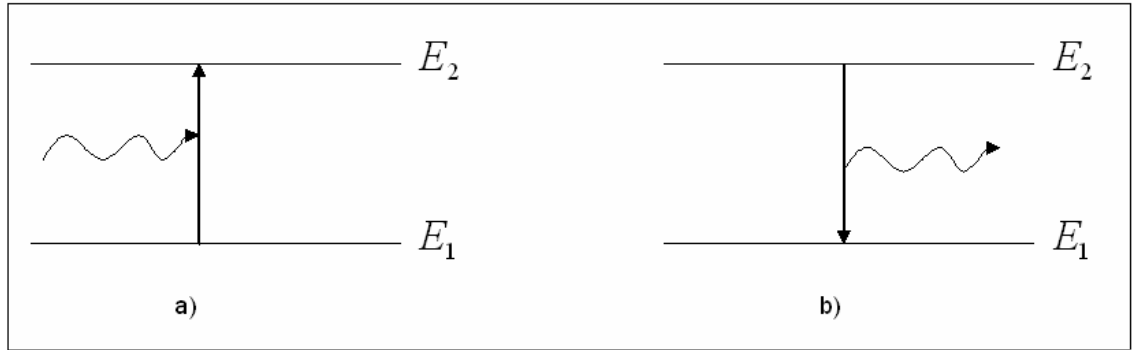
1. GİRİŞ

1.1. IŞIĞIN SOĞURULMASI ve YAYILMASI

Bohr atom teorisine göre, hidrojen atomunun elektronu sadece belirli enerji seviyelerinde bulunabilir. Eğer atom yüksek enerjili bir seviyeden daha düşük enerjili bir seviyeye inerek enerji kaybediyorsa, $E = h\nu$ enerjili foton yayar. Burada ν , ilgili enerji seviyeleri için frekandır. h , Planck sabitidir. Farklı geçişler için farklı frekanslı ışık yayılabilir. Atom üzerine dışarıdan ışık gönderildiğinde, gelen fotonların enerjisi atomun ilgili seviyeleri arasındaki enerji farkına çok yakın ise, bu durum sonucu rezonans soğurması oluşur.

1.2. IŞIK ve MADDE ARASINDAKİ ETKİLEŞME

E_1 ve E_2 enerji seviyeli bir sistem düşünüldüğünde, sistem dışarıdan bir etki olmadığı durumda en düşük enerji seviyesinde bulunur. İki enerji durumlu bu sistem üzerine rezonans durumunda bir ışık gönderilirse, atom foton soğurur.



Şekil 1.1. a) İki enerjili bir sistemde uyarılmış soğurma

b) Kendiliğinden yayılma.

Şekil (1.1) a) uyarılmış soğurma olarak adlandırılır. Atom foton soğurduğu zaman bir üst enerji seviyesine çıkabilir. Dışarıdan yapılan etki sona erdiğinde atom $E_2 - E_1 = h\nu_{21}$ enerjili foton yayarak tekrar bir alt enerji seviyesine inebilir.

İki enerji seviyesi arasındaki frekans

$$\nu_{21} = \frac{E_2 - E_1}{h} \quad (1.1)$$

biçiminde hesaplanır.

Atom ışık yaymak için uyarılırsa bu durum uyarılmış ışımaya olarak adlandırılabilir. Kendiliğinden ışımadan farklı olarak uyarılmış ışımaya uyumcudur. Yayılan bütün dalgalar aynı fazdadırlar.

Termal dengedeki bir atomda, E_1 enerji seviyesinde N_1 tane atom olduğu düşünülürse, E_2 enerji seviyesine geçiş oranı, ν frekansındaki foton sayısı ve N_1 ile orantılıdır. Birim hacimdeki foton sayısı N olmak üzere, ρ_ν enerji yoğunluğu,

$$\rho_\nu = N h \nu \quad (1.2)$$

biçiminde hesaplanabilir. Bu durumda bir üst enerji seviyesine geçiş için

$$\text{Uyarılmış soğurma oranı} = N_1 \rho_\nu B_{12} \quad (1.3)$$

ile verilebilir. B_{12} , 1. ve 2. enerji seviyeleri için sabit bir değerdir. E_2 enerji seviyesinde N_2 tane atom varsa,

$$\text{Uyarılmış yayılma oranı} = N_2 \rho_\nu B_{21} \quad (1.4)$$

yazılabilir. B_{21} sabit bir sayıdır. 2. enerji seviyesinde N_2 tane atom varsa,

$$\text{Kendiliğinden yayılma oranı} = N_2 A_{21} \quad (1.5)$$

ile hesaplanabilir. A_{21}, B_{12}, B_{21} sabitleri, Einstein sabitleri olarak adlandırılır. Matematiksel işlemler yapılarak,

$$B_{12} = B_{21} \quad (1.6)$$

$$A_{21} = B_{21} \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \quad (1.7)$$

Termal dengede,

$$N_1 \rho_\nu B_{12} = N_2 \rho_\nu B_{21} + N_2 A_{21} \quad (1.8)$$

yazılabilir. Denklem (1.6) ile Denklem (1.7) Einstein bağıntıları olarak adlandırılır [1,2].

Einstein bağıntıları, normal ışığın yani uyumcul olmayan ışığın atomla etkileşmesi durumunda gözlenen olayları anlatmakta başarılıdır. Ancak atom bir uyumcul ışık kaynağı tarafından örneğin laser ışığı ile uyarıldığında laser ışığının özelliklerinden dolayı Einstein katsayıları ve bağıntıları kullanılamaz.

Laser ışığını diğer ışık kaynaklarından ayıran bazı özellikleri vardır. Birincisi, laser ışığı uyumcul (coherent) ışıktır. Diğer bir deyişle tek fazlıdır. İkinci olarak laser ışığı belli bir dalga boyuna sahip olduğu için tek renklidir (monokromatik).

Atomların enerji seviyeleri belli bir frekans aralığına sahiptir. Işık yayma, soğurma gibi olaylar bir tek frekansta değil, bir frekans aralığında gerçekleşmektedir. Laser ışığı için çizgi genişliği oldukça dardır.

Laser ışınları, dağılımları az olduğu için yönlendirilebilir ışık kaynakları olarak da kullanılabilirler.

Laser ışınları küçük dalga boyuna sahiptirler. Diğer ışık kaynaklarına göre çok yoğun oldukları söylenebilir.

Laser ışıkları kullanılarak ve maddelerin çizgisel olmayan optik özelliklerinden yararlanarak yeni uyumcul ışık kaynakları elde edilebilir. Laser ışığı ile oluşturulan uyarılmalar, uyumcul uyarılmalar olarak adlandırılır. Atom laser etkileşmesi, kuantum girişimine dayalı Elektromanyetik Etkili Geçirgenlik (EIT) olayının gerçekleşmesinde önemli bir yere sahiptir. Uyumcul uyarılmalar, Rabi Salınimleri, Autler- Townes Yarılması, Uyumcul Nüfus Tuzaklanması ve Elektromanyetik Etkili Geçirgenlik gibi etkilerin oluşmasına neden olur.

VUV (Vacuum Ultraviolet) yani dalga boyu 100 nm ile 200 nm arasındaki bölgelerde çalışırken hazırda laser ışık kaynakları yoktur. Bu yüzden laserler ve çizgisel olmayan optikteki araştırmalar, görünür dalga boyundan daha küçük dalga boylarında uyumcul ışık kaynakları elde etmeye odaklanmıştır. Dalga boyu küçük bölgelerde nüfus tersinmesinin gerçekleştirilmesi zor olduğu için laserleme işlemi daha zordur.

Bu çalışma, Krypton (Kr) gaz ortamında dört dalga karışımı işlemi kullanarak çevrim veriminin artırılması ile ilgilidir. Yeni uyumcul ışık kaynakları elde etmenin bir yolu Elektromanyetik Etkili Geçirgenliktir (EIT). EIT uygulamasında güçlü bir laser ışını atom üzerine gönderilir ve atomun ilgili geçişindeki soğurma tamamen yok edilir. Bu olayın sebebi kuantum girişimi ile açıklanır. Olasılık genlikleri yıkıcı girişim nedeni ile birbirlerini yok ederler ve böylece soğurulma olayı da ortadan kalkar. EIT olayı frekans yükseltgenmesi yolu ile uyumcul ışık elde etmek olarak da açıklanabilir.

Bu çalışmada yer alan bölümler ile ilgili açıklamalar aşağıda verilmiştir.

Kaynak araştırması bölümünde, 1990'lı yıllardan 2000'li yıllara kadar çeşitli atomlarla yapılan dört dalga karışımı ve EIT deneyleri açıklanmıştır. Bu deneylerde elde edilen sonuçlara değinilmiştir.

Materyal ve metot kısmında, atomların uyumcul uyarılmaları hakkında bilgiler verilmiştir. Uyumcul uyarılmalar sonucunda gözlenen Rabi salınımları, uyumcul nüfus tuzaklanması gibi olaylar anlatılmıştır. Laser ışığının özellikleri ile ilgili açıklamalar yapılmıştır. Kuantum girişimi olayının nasıl gerçekleştiği anlatılmıştır. Elektromanyetik etkili geçirgenlik işlemi açıklanmıştır. Daha sonra ise Çizgisel Olmayan Optik başlığı altında, Dört dalga karışımı yöntemi anlatılarak, EIT işlemi ve Dört dalga karışımı yönteminin birleştirilmesinin hangi sonuçlara sebep olduğu anlatılmıştır.

EIT işleminin matematiksel gösterimi anlatılırken yoğunluk matrisi üzerinde durulmuş, dört dalga karışımında uyumcul uyarılmalar incelenmiş, çizgisel ve çizgisel olmayan duyguluklar hesaplanmıştır.

Bulgular ve tartışma bölümünde çevrim verimini etkileyen bazı değişkenler açıklanarak dipol moment, minimum çiftlenim laser alanı enerjisi gibi değerlerin hesaplanmasına yer verilmiştir. Simülasyon hakkında bilgiler verilip belirlenen bazı değişkenler için sonuç grafikleri incelenmiştir. Sonuçlar derlenerek en yüksek çevrim veriminin hangi değerlerde olabileceği saptanmıştır.

Sonuçlar ve öneriler bölümünde ise çalışmalardan elde edilen sonuçlar belirtilerek başka hangi çalışmalar yapılabileceği anlatılmıştır.

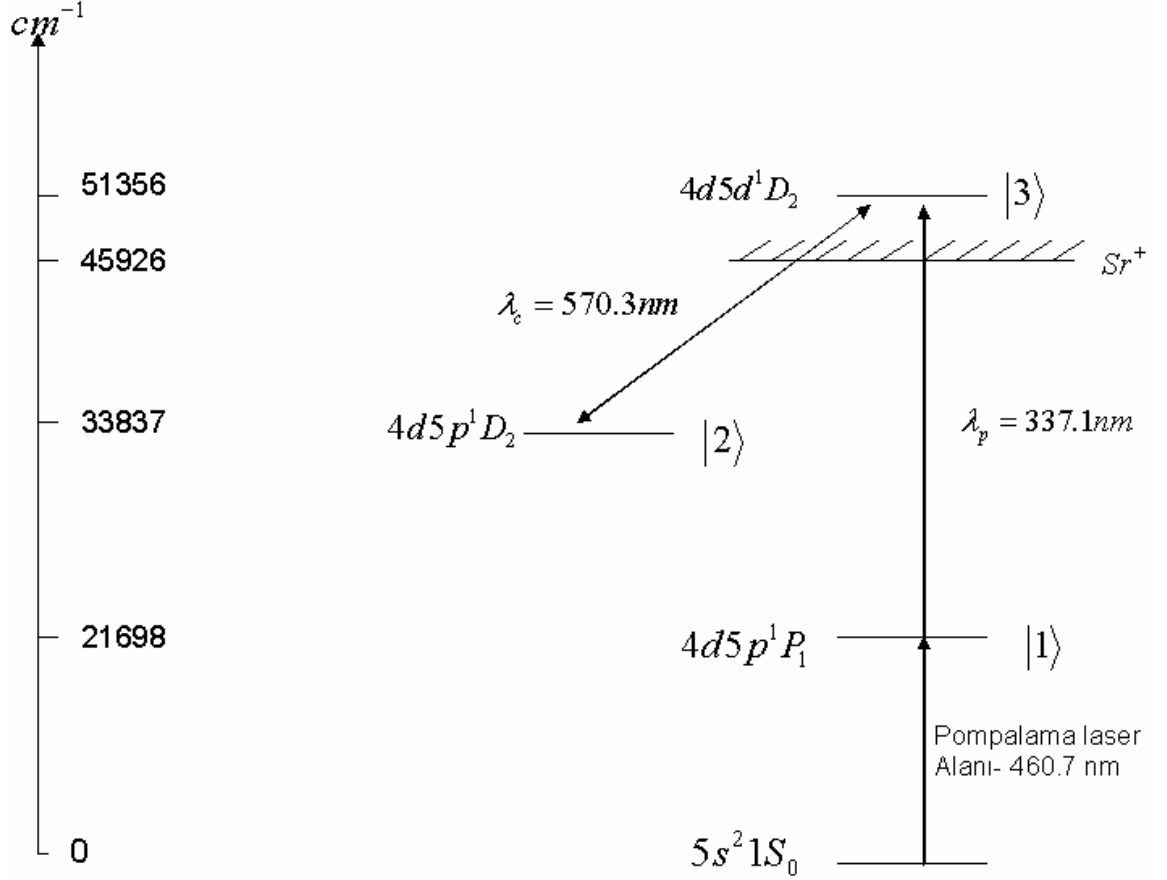
2. KAYNAK ARAŞTIRMASI

Uyumcul atomik uyarılma 1976 yılında İtalya' daki Pisa Üniversitesi'nden Gerardo Alzetta ve arkadaşları tarafından keşfedilmiştir [3]. Pisa' daki deneylerde, sodyum atomunun alt enerji seviyelerinde uyumculuk oluşturulmuştur. Bunun için deneylerde, 589 nm' de dye laser kullanıldı. Manyetik alan altındaki sodyum atomları üzerine rezonans ışık gönderildiğinde, ışığın karşı tarafa geçebildiği gözlenmiştir. Laser ışığının atomik durumlar arasında uyumculuk oluşturduğu sonucuna varılmıştır. 1986 yılında Kalinin Leningrad Enstitüsü'nden Olga Kocharovskaya ve Yakov Khanin tarafından uyumcul atomik uyarılmalar, farklı frekanslı iki laser ışını kullanılarak gerçekleştirilmiştir [4]. 1988 yılının sonlarında Kocharovskaya ve Khanin ve Stephen E. Harris nüfus tersinmesine gerek duymadan üç durumlu laserler yapmayı başarmışlardır.

1990' lı yılların başında atom-laser etkileşmesi konusunda yapılan araştırmalar kuramsal ve deneysel olarak kuantum girişimi etkilerini (quantum interference effect) araştırmaya odaklanmıştır. Bu araştırmaların temel amacının, elde edilmesi çok güç olan 200 nm' nin altında dalgaboylu [Vacuum Ultraviolet (VUV)] ve 100 nm' nin altında dalgaboylu [Extreme Ultraviolet (XUV)] uyumcul ışık üretmek olduğu söylenebilir. Bundan dolayı günümüzde çizgisel olmayan optik (nonlinear optics) alanındaki araştırmalar genel olarak kullanılabilir uyumcul ışık kaynaklarını kızıl ötesi ve morötesi bölgelere doğru genişletmeye amaçlamaktadır. Morötesi bölgede uyumcul ışık elde etmek görünür bölgede ışık elde etmekten daha zor bir işlemdir. Bunun temel nedeni VUV ve XUV bölgelerinde laser için gerekli olan nüfus tersinmesinin (population inversion) çok güç ve sınırlı şartlar altında gerçekleşmesi olarak açıklanabilir.

1990 yılında Harris ve arkadaşları tarafından, ortamın üretilen ışığı soğurmaması için Elektromanyetik Etkili Geçirgenlik (EIT) yönteminin kullanılması önerilmiştir. Bu yöntemde, üretilen ışın üretim frekansında olduğu halde soğurulmanın engellendiği savunulmuş; üç seviyeli atomda ortamın dağınımı belli bir değere ulaştığında dalga vektörlerinin örtüştüğü ve bu sebeple dalga vektörlerinin birbirini yok ettiğini öne sürülmüştür. Rezonans durumunda çizgisel olmayan duygunluğun karışım işlemini yönlendirdiği ve çizgisel duygunluğun da soğurma ve dağınım gibi özellikleri yönettiği söylenmiştir.

EIT işlemi için ilk deneysel ispatlama, Boller, Imamoğlu ve Harris tarafından yapılmıştır [5]. Deneyleerde nötr strontium (Sr) kullanılarak, eş zamanlı iki rezonans laser alanı ile geçirgenlik elde edilmiştir. Enerji seviyelerinin gösterimi Şekil (4.1)' de verilmiştir.

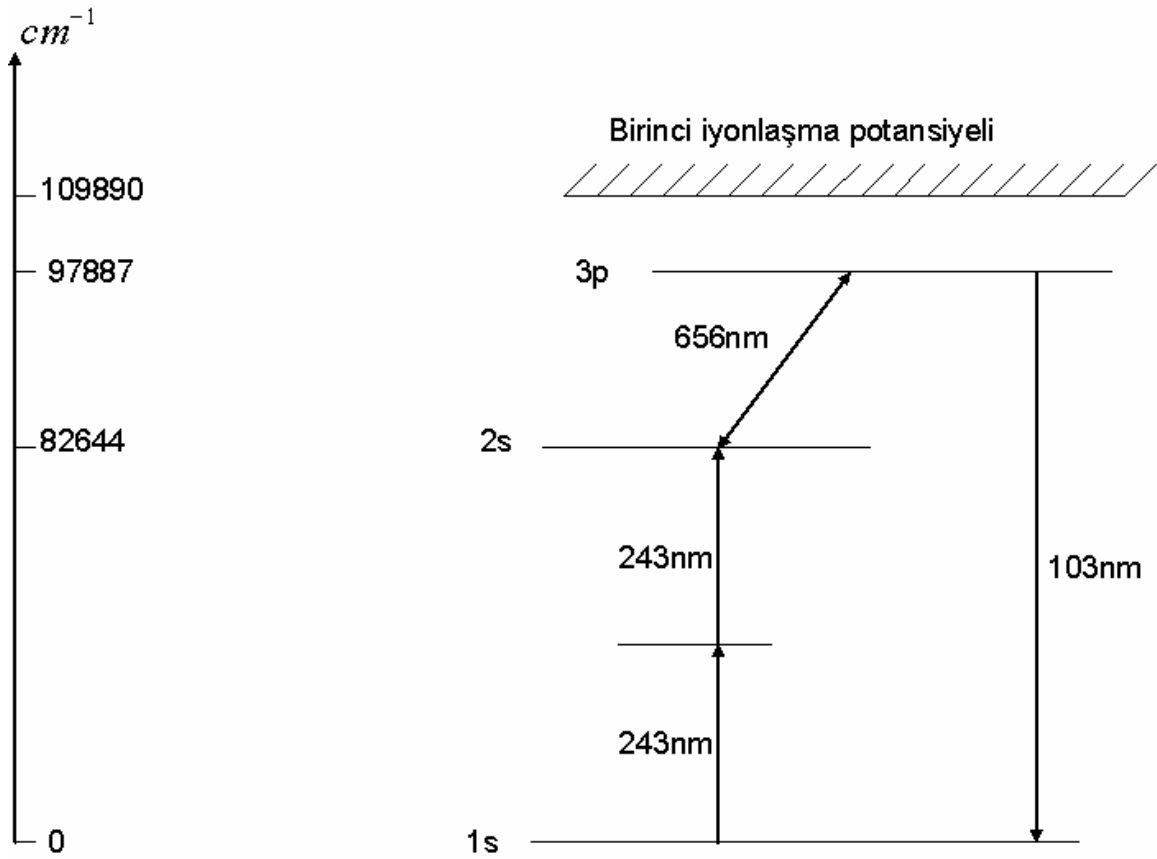


Şekil 2.1. Nötr Strontium için uygulanan laser alanları ve enerji seviyeleri.

Şekil 2.1.' de $5s^21S_0$ durumu, kararlı durumu göstermektedir. Sr yoğunluğu 5×10^{15} atom/cm³ , tür. $|2\rangle$ ve $|3\rangle$ enerji seviyeleri arasında dalga boyu 570 nm olan güçlü laser alanı uygulanmıştır. $|1\rangle$ ve $|3\rangle$ enerji seviyeleri arasında ise 337 nm dalga boylu laser kullanılmıştır. Deney sonunda, Autler- Townes yarımaları sebebi ile bir elektromanyetik etkili geçirgenlik elde edilmiştir. Güçlü laser alanını yokken elde

edilen geçirgenlik $e^{-20 \pm 1}$, güçlü laser alanı uygulandığında ise geçirgenlik $e^{-1 \pm 0,1}$ olarak saptanmıştır.

Harris, Field ve Imamoğlu tarafından yapılan çalışmalarda, teorik olarak EIT kullanılmış ve daha yüksek çevrim verimi elde etmenin mümkün olduğu savunulmuştur [6]. 1992 yılında Zhang, Hakuta ve Stoichef atomik hidrojende EIT' nin toplam-frekans yöntemini kullanmışlardır [7].



Şekil 2.2. Nötr hidrojen atomu için uygulanan laser alanları ve enerji seviyeleri.

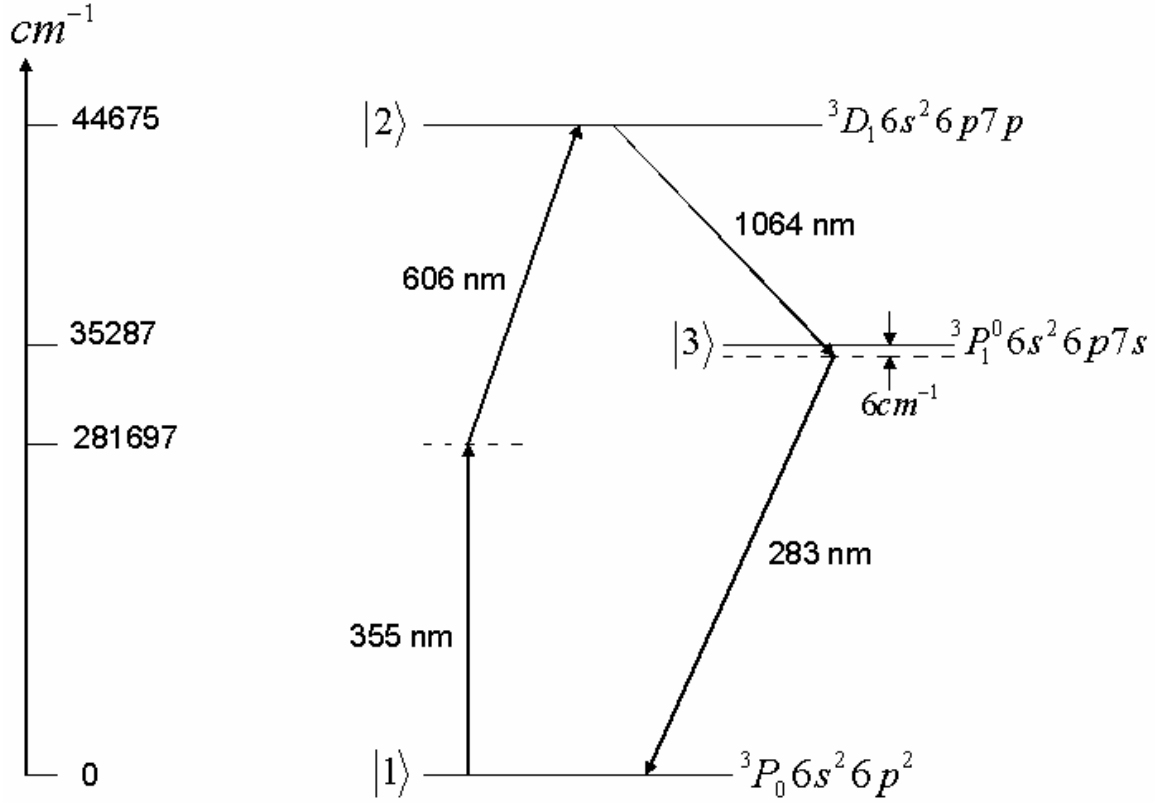
Şekil 2. 2. ' de 1s ve 2s enerji seviyeleri arasına, 243 nm dalga boylu iki foton laser alanı uygulanmıştır. 2s-3p geçişinin ise 656 nm güçlü laser alanı ile çiftlendiği görülür. 1s ve 3p rezonans geçişinde geçirgenlik elde edildiği tespit edilmiştir. İki foton laser alanı 0.3 mJ enerjide ve 2 ns süreli sinyal, güçlü laser alanı ise 6mj enerjili

ve 5ns sinyal biçiminde uygulanmıştır. Atomik hidrojen yoğunluğu $2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, tür. Deney boyunca iki foton laser alanı 40 MW/cm^2 yoğunlukta tutulurken güçlü laser alanı yoğunluğu 0.1 değerinden 40 MW/cm^2 değerine kadar değiştirilmiş, maksimum değerde 10 cm^{-1} değerinde Rabi frekansı elde edilmiştir.

Deneylerde, ilk olarak, NL (N: Atom yoğunluğu, L: Etkileşim bölgesinin uzunluğu) değeri sabit tutulup güçlü laser alanı yoğunluğu değiştirilmiştir. Yoğunluğun küçük değerlerinde, Rabi frekansının Doppler etkisini geçemediği, tam foto-iyonizasyon değerinde ise bir maksimum nokta olduğu gözlenmiştir. Buradan ortamın 3p-1s geçişi için opak olduğu sonucuna varılmıştır. Güçlü laser alanı yoğunluğu yükseltince foto-iyonizasyon maksimum noktasının ikiye bölündüğü görülmüş, bu durum EIT olayının gerçekleşmeye başladığını gösteren bir etki olarak yorumlanmıştır. Daha yüksek güçlü laser alanı yoğunluklarında foto-iyonizasyon sinyali merkezinde sıfır değerine ulaştığı görülmüş ve bu değer mükemmel bir geçirgenlik elde edildiğinin kanıtı olarak kabul edilmiştir. Rabi frekansının $6,7 \text{ cm}^{-1}$ değerinde iki foton alanı için çevrim verimi 1×10^{-4} değerine ulaştığı gözlenmiştir. Rabi frekansının daha fazla yükseltilmesi sonucunda üretilen ışın yoğunluğunun artmadığı tespit edilip bunun sebebi, NL değerinin daha büyük alınması gerektiği olarak açıklanmıştır.

İkinci olarak ise Rabi frekansı 10 cm^{-1} değerinde tutulurken NL değeri değiştirilmiştir. Düşük NL değerlerinde, üretilen ışık sinyali iki maksimum nokta şeklinde gözlenmiştir. Ancak NL değeri yükseltildikçe sinyalin bir tek maksimum nokta şeklini aldığı görülmüştür.

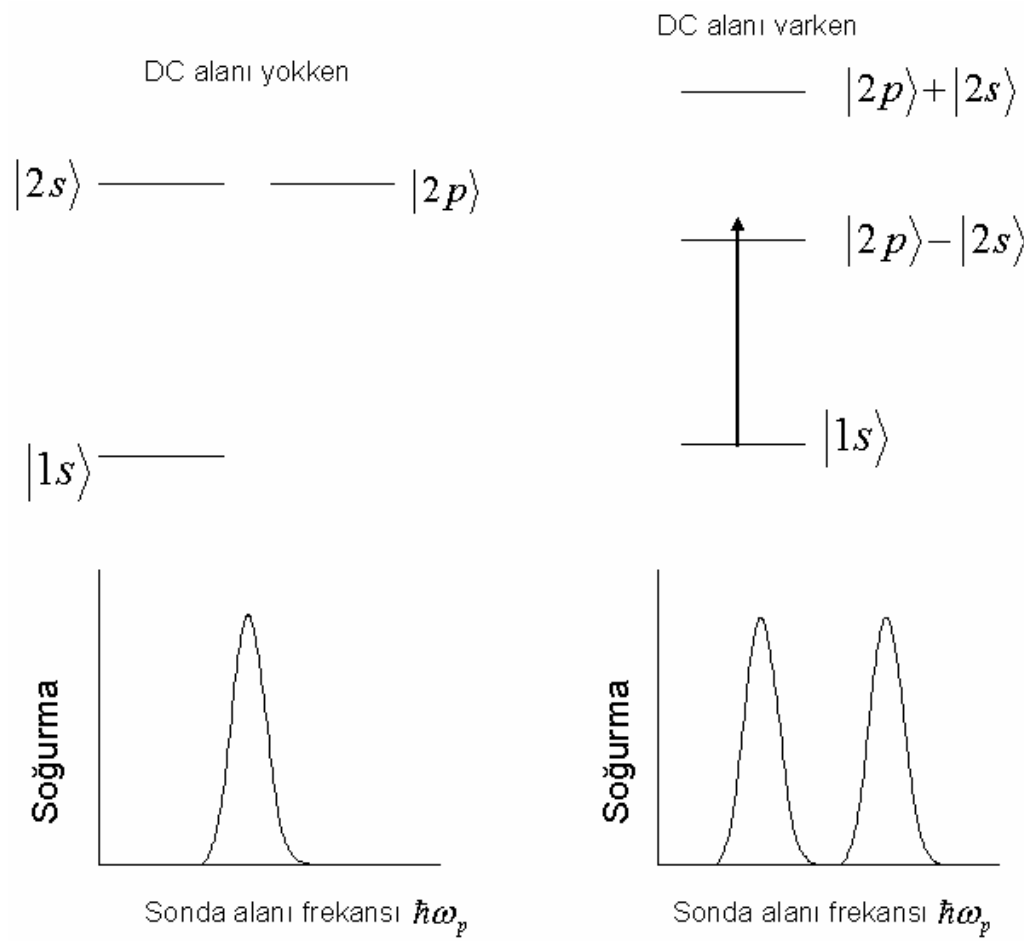
Jain ve arkadaşları tarafından Pb buhar ortamında EIT ve dört dalga karışımı işlemini kullanılmıştır [8]. Bu deneyde faz çakışması yönteminin EIT işleminin verimini artırdığı görülmüştür.



Şekil 2.3. Nötr Pb için uygulanan laser alanları ve enerji seviyeleri.

1064 nm' den düşük yoğunluklarda güçlü laser alanının |3> seviyesinden $6cm^{-1}$ kadar kaydığı saptanmıştır. Güçlü laser alanı enerjisi artırıldığında belli bir kritik değerde üretilen ışığın yoğunluğunun bir adım şeklinde arttığı gözlenmiş, bu noktanın Rabi frekansının 1-2 geçişi için çizgi genişliğini aştığı anda oluştuğu tespit edilmiştir.

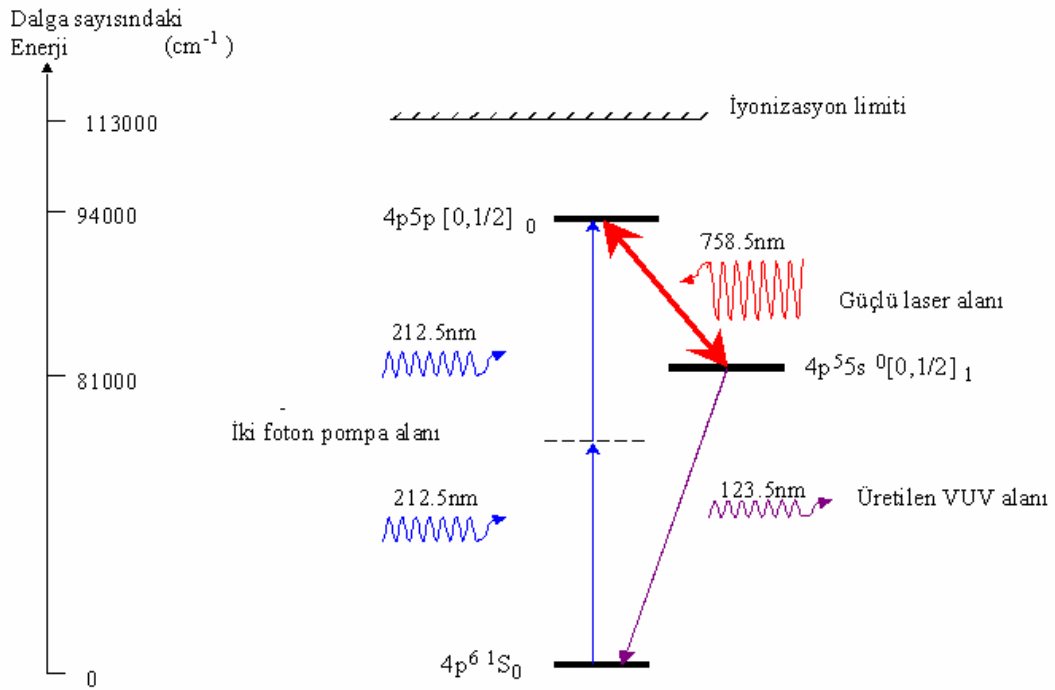
1997 yılında, Stephen E. Harris, kuantum girişimi etkisine atomik hidrojende farklı bir açıklama getirmiştir [9]. Geçirgenlik olayı iki laser alanı kullanmak yerine, bir sonda laser alanı ve bir DC (Direct Current, doğru akım) alanı kullanıldığı varsayılarak açıklanmıştır.



Şekil 2.4. DC alanı uygulanmadan önce ve uygulandıktan sonraki enerji seviyeleri.

DC alanı uygulandığında $|2s\rangle$ ve $|2p\rangle$ enerji durumlarının süper pozisyonunun oluşacağı öne sürülmüştür. ω_p sonda alanının ise $|1s\rangle \rightarrow |2s\rangle$ geçişinde uygulandığı varsayılırsa toplam veya fark durumlarından eşit miktarda sapmalar (detunings) olacağı düşünülmüştür. Işıma olmadığı varsayılırsa uygulanan frekans rezonans frekansının yakınlarında bir değer olacağı için kırıcılık indisinin yok olduğu ve bu frekansta elektron hareketinin olmadığı gözlenmiştir. Böylece dipol momentin zamanla değişmemesi sağlanmıştır. Işımanın olduğu durumda ise dipol moment zamanla değişeceği için girişimin elde edilemeyeceği belirtilmiştir. Kuantum mekaniği girişim elde edilebilmesi için ikinci bir laser alanı gerektirmektedir. İki laser alanının rezonans yakınına ayarlandığı ve bu şekilde geçirgenlik elde edilebildiğini belirtmişlerdir.

Elektromanyetik etkili geçirgenlik alanındaki çalışmalardaki önemli bir gelişme, çevrim verimliliğinin artırılmasıdır. 2000 yılında C. Dorman, I. Küçükpara ve J. P. Marangos bu konuda yaptıkları deneyde Krypton (Kr) gazı ortamında ilk kez en yüksek dönüşüm verimliliği (%1) bildirilmiştir [10]. Deneylerde, $4p^6 1S_0 - 4p^5 5p \left[0, \frac{1}{2}\right]$ geçişi için iki foton rezonans alanı, $4p^5 5p \left[0, \frac{1}{2}\right] - 4p^5 5s \left[1, \frac{1}{2}\right]$ geçişinde ise coupling field adı verilen ikinci bir güçlü rezonans alanı kullanılmıştır. Bu çalışmada ayrıca kullanılan laser ışınlarının enerjilerini ve band genişliklerini iyileştirerek verimin daha da arttırılabileceği rapor edilmiştir. Aynı grup başka bir çalışmalarında, deneyin bilgisayar modellemesini kullanarak Krypton gazı ortamının uzunluğunun ve ortamdaki atom sayısının çevrim verimini nasıl etkilediğini deneysel ve teorik olarak araştırdı [11].



Şekil 2.5. Krypton gazı için laser alanları ve enerji seviyeleri.

Deneyleerde ilk önce Krypton gazının basıncı (NL değeri) çeşitli değerde sabit tutulmuş, güçlü laser alanı enerjisi 0 ve 4 mJ arasında değıştirilerek üretilen VUV ışığın yoğunluğu araştırılmıştır. Düşük NL değeri için elde edilen sonuçlar birbirine yakın çıkarken NL değeri yükseltildikçe üretilen ışın yoğunluğunda dalgalanmalar tespit edilmiştir. Teoride yoğunluk matrisi kararlı durum için oluşturulur. Doppler genişlemelerinin etkileri daha sonra hesaplanmıştır. Gaz yoğunluğunun ise her yerde homojen olarak dağıldığı düşünölmüştür. Gerçek gaz ortamında bu noktalar da göz önünde bulundurulmalıdır.

İkinci olarak güçlü laser akısı sabit tutulurken, Krypton gazının basıncı (NL) değıştirilmiştir. Güçlü laser alan şiddeti 0.072 Jcm^{-2} alındığında NL değeri belli bir maksimum değere kadar arttığı ($7.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$) ve daha sonra düşmeye başlayıp bir değerde sabit kaldığı tespit edilmiştir. Teorik olarak NL değeri artırılması sonucunda üretilen VUV ışığın yoğunluğunun da artması beklenmiştir. Ancak deneyleerde NL değeri belli bir değere yükseltildiğinde üretilen ışın yoğunluğunun düştüğü görölmüş, belli bir NL değeri üzerinde ise maksimum geçirgenliğin elde edilemediği saptanmıştır. Bunun nedeni ortam uzunluğuna göre geçirgenlik elde edilebilecek foton sayısının sağlanamaması olarak açıklanmıştır.

3. MATERYAL ve METOT

Bu bölümde, atomların uyumcul uyarılmaları ile ilgili bazı olaylar açıklanmıştır. Laser ışığının özellikleri anlatılarak normal ışık kaynaklarından farklı özellikleri anlatılmıştır. Uyumcul nüfus tuzaklanması, Rabi salınımları gibi kavramlar hakkında bilgi verilmiştir. Çizgisel olmayan optik, dört dalga karışımı (FWM), elektromanyetik etkili geçirgenlik (EIT) açıklanarak FWM ve EIT'nin birleşiminin önemi üzerinde durulmuştur. Son olarak EIT işleminin sayısal modellemesi açıklanarak matematiksel bazı hesaplamalara yer verilmiştir.

3.1. ATOMLARIN UYUMCUL UYARILMALARI

Atomların uyumcul uyarılmalarında gelen elektromanyetik dalga ile atomik dalga fonksiyonu arasında belirli bir faz ilişkisi bulunur. Bu olayda ayrıca atomların birden fazla fotonla etkileşmektedir. Gelen dalga eğer ilgili geçişler için rezonans aralığında değilse, elektromanyetik dalganın atom tarafından soğurulmadığı gözlenir. Atomların uyumcul uyarılmaları ancak gelen ışın tek renkli (monochromatic) ve uyumcul (coherent) olduğu zaman mümkün olabilir.

Uyumcul uyarılma, atomun bazı enerji seviyeleri arasında uyumculuk oluşturur. Bu olay sonucunda şu etkiler gözlenir:

Rabi Salınımları: İlgili enerji seviyeleri arasındaki geçişler sinüsel bir salınım şeklindedir.

Autler-Townes Yarılması: Uyumcul uyarılmalar atomik enerji seviyelerinde yarılımlara yol açabilir. Bu yarılımlar da Autler-Townes yarılımları olarak adlandırılır.

3.2. LASER IŞIĞININ ÖZELLİKLERİ

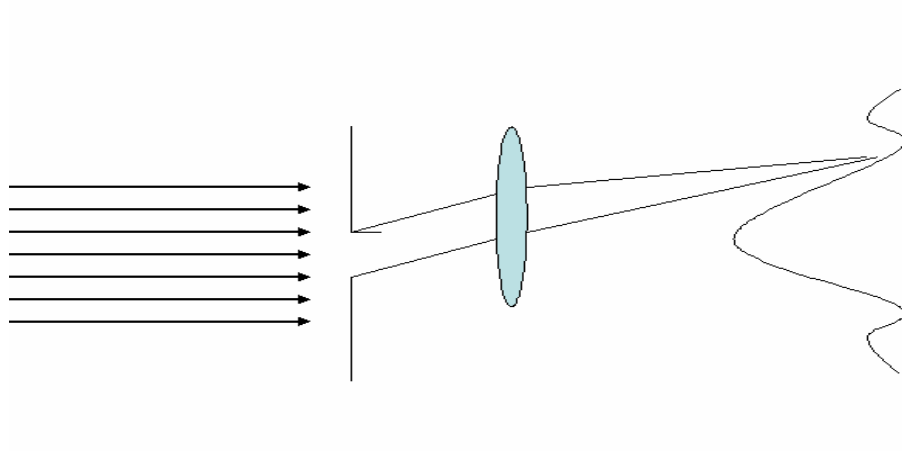
3.2.1. Laser Çizgi Genişliği

Atomların enerji seviyeleri belirli bir genişliğe sahiptir. Seviyelerin genişliğe sahip olması ile ilgili olarak ışına bir frekansta değil belirli frekans aralığında ortaya çıkmaktadır. Laserlerde bu frekans aralığının oldukça dar olduğu gözlenir.

3.2.2. Laser Işığının Dağılımı

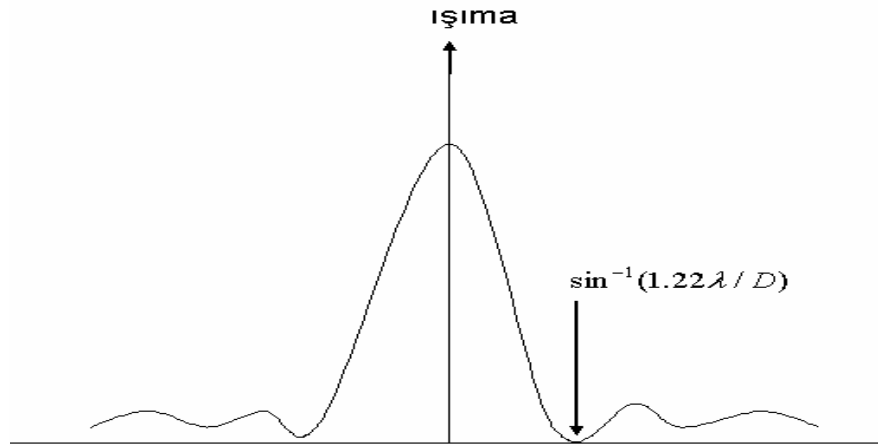
Laserlerin birçoğunda dikkati çeken bir özellik, laser çıkışında elde edilen ışının daima paralel bir ışın olmasıdır. Bu özellik, uygulamalarda uyarılmış ışınmayı toplamak ve oldukça basit mercekler kullanarak küçük bir alana odaklamak için çok faydalı bir

özelliğidir. Ancak laser ışınının bile mükemmel paralelliğe sahip olmadığı gözlenir. Bunun nedeni laser kurulumundan kaynaklanan sorunlar değil, ışığın kendi doğasından kaynaklanan kırınım yüzündendir [12]. Sınırsız uzunlukta bir ışık ışınının D uzunluklu bir yarıktan geçtiği varsayılırsa ışığın, D yarığının boyutuna bağlı olarak saptığı gözlenir. Işığın Şekil 3.1’deki gibi bir ekran üzerine odaklandığı düşünülebilir.



Şekil 3.1. Dairesel bir yarıktan ışımının dağılımı.

Sonuç ışımaya dağılımının ekrandaki dağılımı da Şekil 3.2. ’de gösterilmiştir.



Şekil 3.2. Ekran üzerindeki odaklanma.

Kırınım miktarının bir ölçüsü, θ açısıdır.

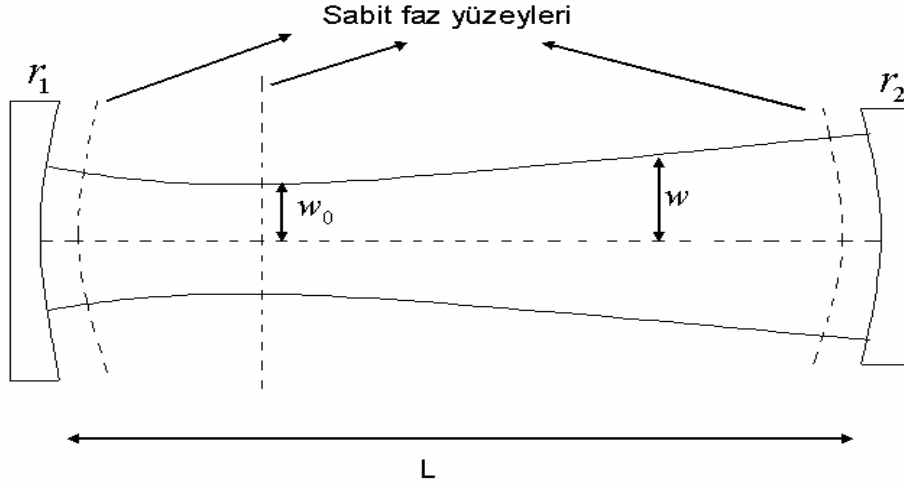
$$\sin \theta = 1.22\lambda / D \quad (3.1)$$

λ ışığın dalga boyudur. Kırınım yapan ışımının çoğu, yarı açısı θ olan bir koninin içindedir. Benzer sonuçlar farklı şekillendirilmiş yarıklar kullanıldığında da gözlenir.

En basit durum olan TEM_{00} için ışın bir Gaussian görüntüye sahiptir. Bu mod için oyuktaki gösterim Şekil 3.3' te görüldüğü gibidir. Oyuktaki elektrik alanı, Denklem (3.2)' deki gibi hesaplanabilir [12].

$$E(x, y) = E_0 \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{W^2}\right) \quad (3.2)$$

Burada laser eksenini z boyunca alınmıştır. Yanlamasına kaplanmış olan ışın W parametresi tarafından kontrol edilir. W, z' nin bir fonksiyonudur.



Şekil 3.3. Laser oyuğunda TEM_{00} modu.

Şekil 3.3. 'de görülen w_0 ,

$$w_0^2 = \frac{\lambda}{\pi} \left[\frac{L(r_1 - L)(r_2 - L)(r_1 + r_2 - L)}{(r_1 + r_2 - 2L)^2} \right]^{1/2} \quad (3.3)$$

hesaplanır [1]. w ise,

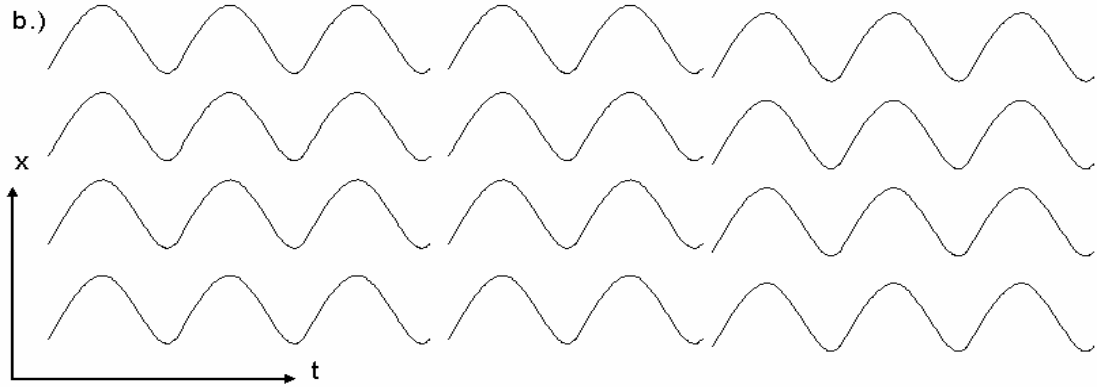
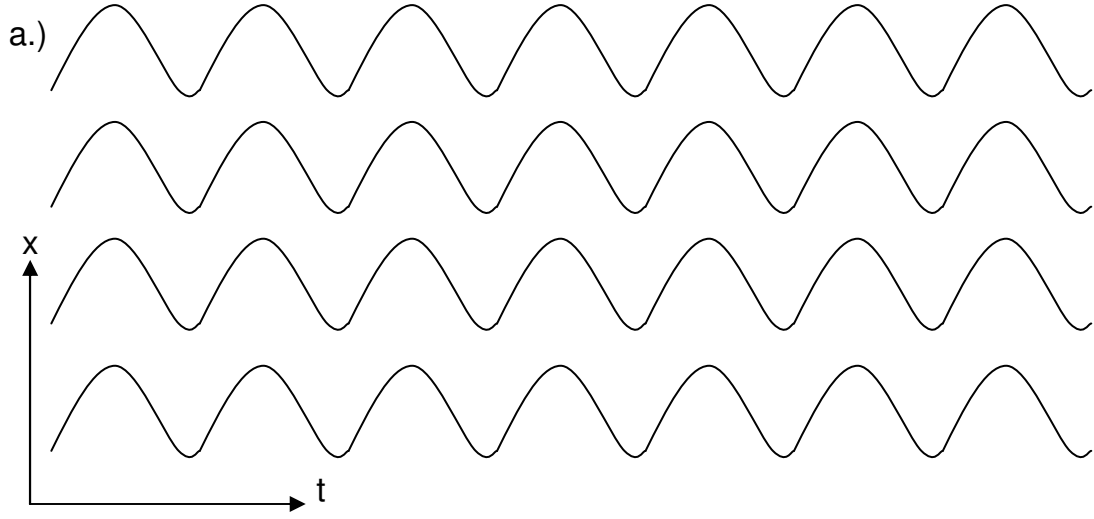
$$w(z) = w_0 \left[1 + \left(\frac{z\lambda}{\pi w_0^2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3.4)$$

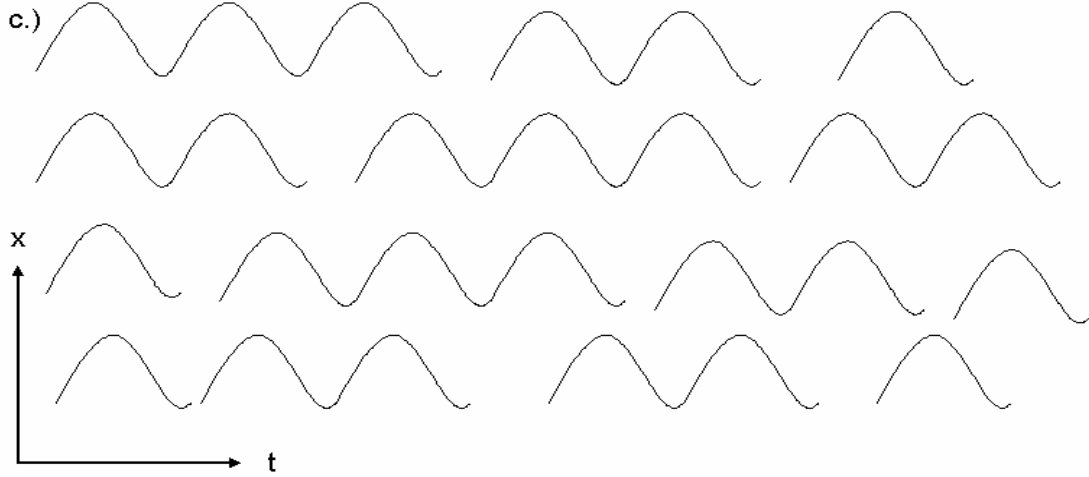
eşitliği [12] ile elde edilir. z , minimum ışın yarıçapının pozisyonundan ölçülür.

3.2.3. Laser Işığının Uyumculuğu

Bir dalga demetini oluşturan dalgaların hepsi aynı fazdalarsa bu durumda oluşan ışın uyumcudur denilebilir. Dalga fazları zamanla değişmiyorsa zamansal

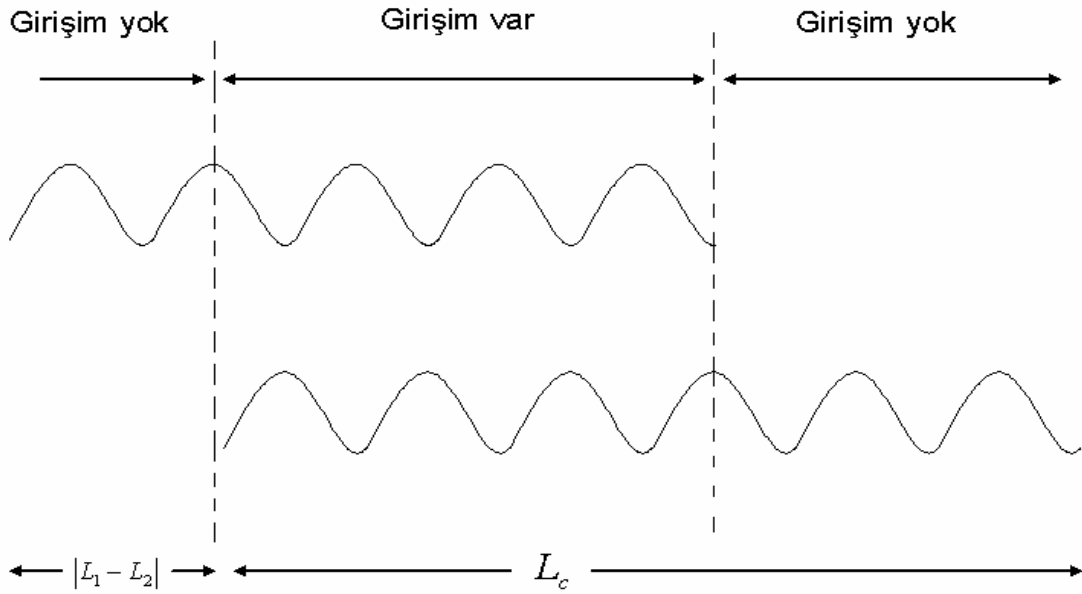
uyumculluk gözlenir (Şekil 3.4). Şekil 3.4 a) mükemmel bir uyumculluğa örnek olarak verilebilir. Bütün dalgalar aynı fazdadırlar. b) de ise sadece uzaysal uyumculuk bulunur. c) durumunda ise tamamen uyumculu olmayan dalgalar görülür. Dalgalar rast gele zamanlarda rast gele değişmektedirler.





Şekil 3.4. a) Uyumcul dalgalar; b) Zamansal uyumcul dalgalar; c) Uyumcul olmayan dalgalar.

İki özdeş dalga için girişim ele alınsın. Bu girişim Şekil 3.5.' de gösterilmiştir. Atomlar kendiliğinden ışına yaptıkları için dalga takımları birbirleri ile aynı fazda olmazlar. L_c ' yi uyumcul uzunluk olarak kabul edilir. Eğer iki dalga takımı için yol farkı L_c ' yi geçerse, dalga takımının iki parçası birleştikleri zaman üst üste gelemedikleri tespit edilir. Girişim elde edilemez. Eğer yol farkı 0 ile L_c arasında olursa her dalga takımını sadece bir parçası girişimin bir kısmında yer alabilir [12].



Şekil 3.5. İki özdeş dalga dizisinin hareketinde girişim.

Bu bize yol farkı 0' dan L_c değerine yükseltirirse, yapıcı ve yıkıcı girişime benzeyen dalgalanmaların, yavaş yavaş azalır L_c değerinde hepsinin yok olacağını gösterir.

Gerçekte dalga takımlarının aynı uzunlukta olmadıkları görülür. Sonuç olarak ışına dalgalarının yavaş yavaş azaldığı, ancak bir değerde kaldığı gözlenir.

t_c uyumculuk zamanı, L_c uzunluklu bir dalga takımı yayması için geçen zaman olarak tanımlanır. Buradan ,

$$t_c = \frac{L_c}{c} \quad (3.5)$$

bulunur. Burada c ışık hızıdır.

$$t_c = \frac{1}{\Delta\nu} \quad (3.6)$$

denklemini nedeni ile uyumculuk zamanı yayılmanın çizgi genişliği ile ilgilidir.

3.2.4. Parlaklık

Parlaklık, birim alan ve birim katı açı başına yayılan güç olarak tanımlanır. Bazen özgül parlaklık terimi kullanılır. Laser ışınının dağılması oldukça az olduğu için laser ışınının oldukça yüksek parlaklığa sahip olduğu söylenebilir.

3.2.5. Laser Işığının Odaklanması

Bütün laser ışınlarının bazı durumlarda oldukça küçük olsa da bir miktar dağılıma sahip oldukları gözlenir. Laser ışınının daha güçlü odaklanmasını sağlamak amacı ile laser ışını önüne çeşitli mercekler yerleştirilebilir.

Eğer W_l merceklerdeki ışın yarıçapı ise,

$$W_l = \frac{\lambda f}{\pi r_s} \quad (3.7)$$

yazılabilir [12]. r_s odaklanmış ışının yarıçapını temsil etmektedir.

Işığın tamamen lenslerin yarıçapı boyunca geçtiğini varsayılırsa $W_l = D/2$ elde edilir.

D, lenslerin çapını temsil eder ve buradan,

$$r_s = \frac{2}{\pi} \lambda \frac{f}{D} \quad \text{veya} \quad r_s = \frac{2}{\pi} \lambda F \quad (3.8)$$

yazılabilir [12].

3.3. KUANTUM GİRİŞİMİ

Olasılıkların klasik olarak ve kuantum mekaniksel olarak hesaplanması arasında bazı farklılıklar bulunur. Klasik mekanikte bir olay eğer iki farklı biçimde gerçekleşebiliyorsa ve iki farklı yol için iki farklı olasılık söz konusu ise toplam olasılık bu iki olasılığın toplamı sonucu elde edilir. Yani,

$$P = P_1 + P_2 \quad (3.9)$$

şeklinde yazılabilir.

P_1 = olayın birinci yoldan olma olasılığı

P_2 = olayın ikinci yoldan olma olasılığı

P = toplam olasılık

Kuantum mekaniğinde ise klasik mekanikten farklı olarak olasılık genlikleri önem kazanmaktadır. Bir olayın iki farklı yoldan olması durumunda toplam olasılık bu iki yol için verilen olasılık genliklerinin toplamının mutlak değer karesi hesaplanarak elde edilir.

$$P = |\Phi_1 + \Phi_2|^2 \quad (3.10)$$

$$P = |\Phi_1|^2 + |\Phi_2|^2 \pm 2\Phi_1\Phi_2 \cos \alpha$$

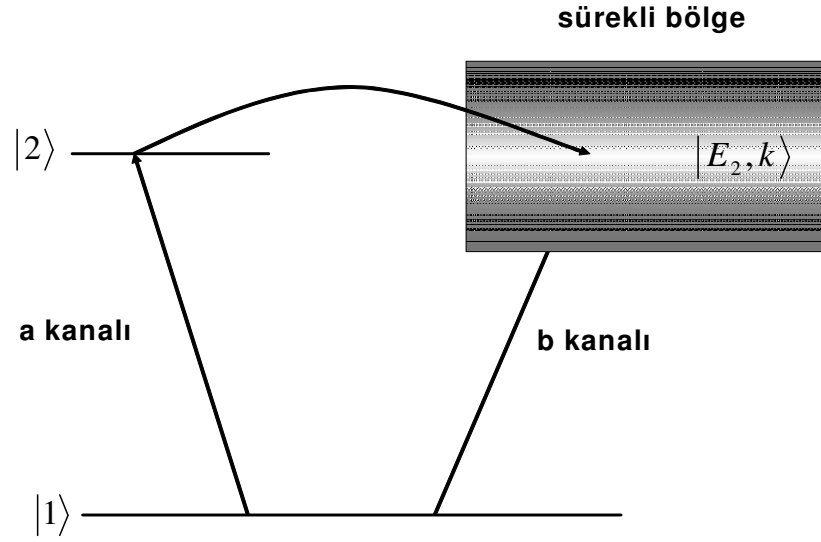
Φ_1 = birinci yol için olasılık genliği

Φ_2 = ikinci yol için olasılık genliği

P = toplam olasılık

Denklem (3.10)' da görüldüğü gibi kuantum mekaniğinde olasılığın mutlak değer karesi hesaplanmaktadır. Bu hesaplamada Φ_1 ve Φ_2 terimlerinin çarpımını da içeren bir terim bulunur. Bu terim girişim terimi olarak adlandırılır. Yani kuantum mekaniğinde, toplam olasılıkta bir artma gözlenebileceği gibi azalma veya tamamen yok olma gibi etkiler de gözlenebilir [13,14]. Kuantum girişimi olayı çok elektronlu atomların birinci iyonlaşma potansiyelleri üzerindeki farklı enerji durumları arasında oluşabilir.

Doğada kendiliğinden oluşan yani bir dış etki olmaksızın meydana gelen kuantum girişimine örnek olarak Fano tipi girişim incelenebilir.

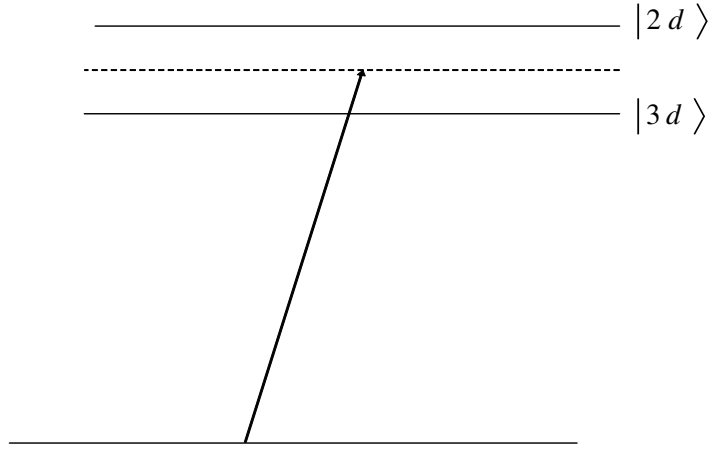


Şekil 3.6. Fano tipi girişimin grafikte gösterimi.

Elektronlar kararlı durumdan uyarılmış duruma geçerken a kanalı ile geçiş yapabilecekleri gibi b kanalı ile de geçiş yapabilirler. 1 enerji durumundan doğrudan sürekli bölgedeki enerji durumuna yapılan geçiş yani b kanalı ile gösterilen geçiş doğrudan geçiş olarak adlandırılır. a kanalındaki gibi önce 1 durumundan 2 enerji durumuna, oradan da ışınmasız bir geçişle sürekli bölgedeki enerji durumuna geçiş yapılmışsa bu da dolaylı geçiş olarak adlandırılır. Atomlara dış uyumcul kaynaklar uygulanması sonucunda buna benzer girişim olayları gözlenmektedir.

3.4. RABİ SALINIMLARI ve AUTLER- TOWNES YARIMASI

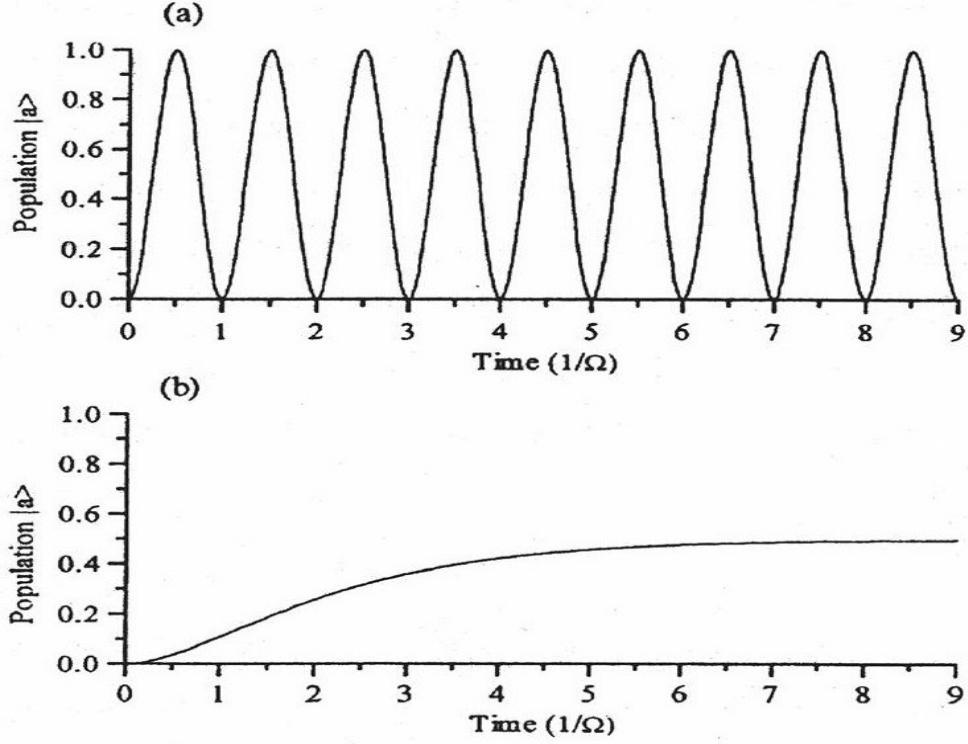
Atomların rezonans uyumlu uyarılmaları, Rabi Salınımları ve Autler- Townes Yarılımlarına sebep olur. Autler- Townes Yarılımasında atomun enerji seviyeleri güçlü rezonans alanı nedeni ile bazı alt enerji seviyelerine ayrılır.



Şekil 3.7. Autler- Townes Yarılması

Uygulanan güçlü çiftlenim alanı 2d ve 3d seviyelerinin merkezine göre ayarlandığında 2d ve 3d seviyelerinde yarılımlar gözlenmektedir.

Ayrıca çiftlenim alanı nedeni ile elektronlar kararlı durumdan uyarılmış duruma geçerken ilgili geçiş bir salınım şeklinde gerçekleşir. Çünkü burada birden fazla elektronla uyarılma söz konusudur ve elektron uyarılmış seviyeden alt seviyeye inmeden başka bir foton tarafından uyarılır. Böylece bir süre sonra bütün elektronlar uyarılmış duruma çıkarlar ve alt enerji düzeyinde uyarılacak elektron kalmadığı için kendiliğinden yayılma olayı meydana gelir. Seviye nüfusu iki durum arasında hareket eder [15,16]. Bütün bu geçişler bir sinüsel salınım şeklindedir ve bu olaya Rabi Salınımları denir.



Şekil 3.8. a) Uyumcul uyarılma sonucu oluşan Rabi Salınımlarında nüfus değişimi. b) Uyumcul olmayan uyarılmadaki elektron nüfusu değişimi.

Şekil 3.8.' de görüldüğü gibi Rabi Salınımlarında nüfus salınımları sinüsel olarak değişmektedir. Etkileşim devam ettiği sürece bu salınım sabit frekanslıdır ve bu frekansa Rabi frekansı denir. Bu frekans ise,

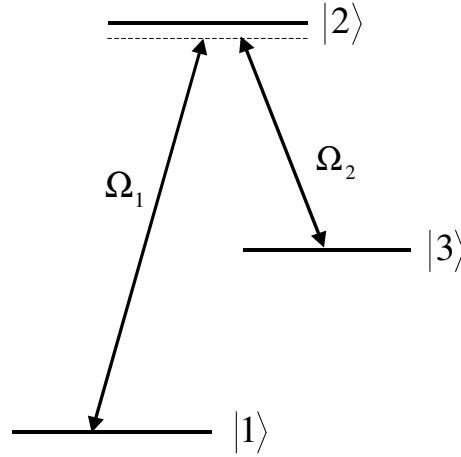
$$\Omega_{ij} = \mu_{ij} E / \hbar \quad (3.11)$$

eşitliği ile bulunabilir. Burada: Ω_{ij} , i . ve j . Enerji seviyeleri arasındaki salınımın Rabi frekansı; E , uygulanan elektrik alanın büyüklüğü; μ_{ij} , i . ve j . seviyeler arasındaki geçiş için atomik dipol moment olarak tanımlanır. Rabi Frekansı uygulanan elektrik alan şiddeti ile orantılıdır. Ayrıca etkileşimin bir ölçüsü olarak kabul edilebilir [17].

3.5. UYUMCUL NÜFUS TUZAKLANMASI

İlk laserin icadı ile birlikte spektroskopi araştırmacıları, atomik seviyeleri daha yüksek bir doğrulukla araştırabilme ve saptama imkanı bulmuşlardır. Ancak bu araştırmalarda iki seviyeli atomik sistemler ve sadece bir monokromatik ışık kaynağı temel olarak alınmıştır. Son on yılda ise atom-laser etkileşimi araştırmaları, üç seviyeli gösterimlere dayanmaktadır. Deneyselerde atomlar iki eş zamanlı laser ışığına maruz kalırlar. Bu olay sonucu uygulanan iki monokromatik uyumcul alan sebebi ile atomik durumların uyumcul süperpozisyonu oluşur. Buna Uyumcul Nüfus Tuzaklanması (CPT) denir [18]. Bu anlamda, üç seviyeli sistemlerde atomik uyumculuk ve girişim ilk olarak deneysel olarak Pisa' dan Alzetta ve çalışanları [19,20,21] , ve Rochester' dan Gray ve çalışanları [22] tarafından gözlenmiştir.

İki rezonans laser alanı ile karşılaşan bir atomda atomik durumların süper pozisyonunun oluştuğu gözlenir. Bu olay sonucunda yıkıcı girişimden dolayı dalga fonksiyonları birbirini nötrleştirdiği görülür ve atom rezonans geçişinde olsa dahi soğurma yapmaz.



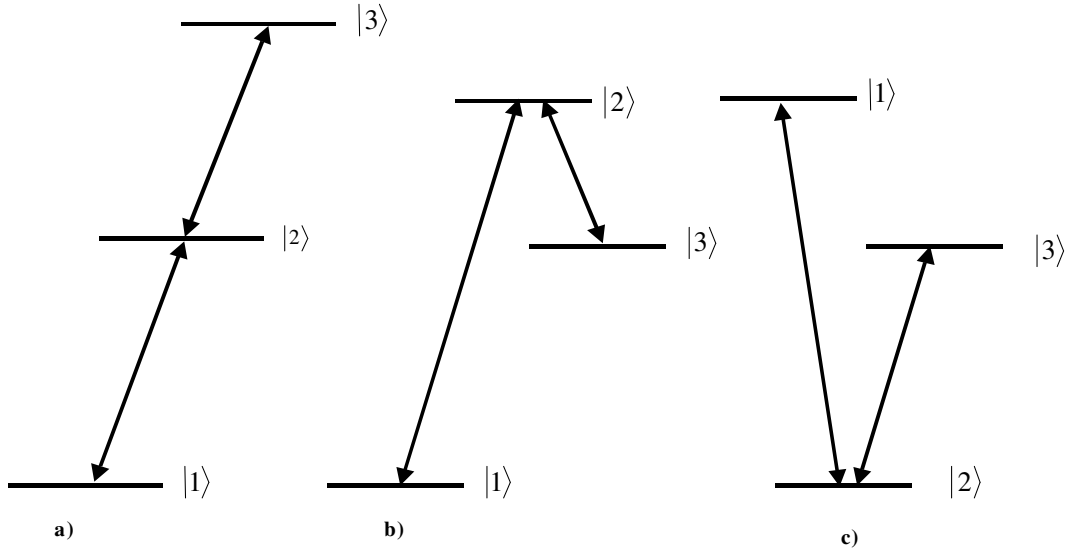
Şekil 3.9. Ω_1 ve Ω_2 Rabi frekanslı iki rezonans alanıyla etkileşen üç seviyeli atomun lambda gösterimi.

Şekil 3.9. 'daki üç seviye için 1. ve 2. enerji seviyeleri arasında Ω_1 Rabi frekanslı laser alanı, 2. ve 3. enerji seviyeleri arasında ise Ω_2 Rabi frekanslı laser alanı uygulanmıştır. Uygulanan laser alanları, $|1\rangle$ durumu ve $|3\rangle$ durumu arasında yıkıcı bir girişim oluşturur ve böylelikle dalga fonksiyonları birbirini nötrleştirir. 1. ve 3. enerji seviyeleri arasında ışık gönderildiğinde bu ışık soğurulmaz. Geçirgenlik elde edilir.

3.6. ELEKTROMANYETİK ETKİLİ GEÇİRGENLİK

Uyumcul Nüfus Tuzaklanması (CPT), Elektromanyetik Etkili Geçirgenliğin (EIT) atası olsa da aralarında bazı farklılıklar bulunur. Bu farklılıklar şöyle sıralanabilir. CPT olayında, enerji seviyelerindeki elektron nüfusu önemliyken, EIT olayında ise ortamın alınganlığının çizgisel veya çizgisel olmama özelliği bizim için önemlidir.

CPT' de Ω_1, Ω_2 Rabi frekansları karşılaştırılabilir büyüklükteyken Ω_2, Ω_1 ' den çok büyüktür. $|1\rangle$ ve $|3\rangle$ enerji durumları CPT' de enerji bakımından birbirine yakınken EIT' de yakın değildirler [19,20].



Şekil 3.10. EIT işleminin uygulanabileceği grafikler.

Şekil 3.10.' da EIT işlemi için bazı grafikler gösterilmiştir. a) 'daki cascade veya merdiven olarak adlandırılır. b)'deki grafik Lambda şekli, c)'deki şekil ise Vee şekli olarak adlandırılır. Lambda şekli kullanılarak EIT anlaşılabilir.

Atomun hamiltonyeni yazılırsa, etkileşimden kaynaklanan hamiltonyeni de göz önünde bulundurarak:

$$H_T = H_0 + H_{ET} \quad (3.12)$$

yazılmalıdır. Burada, H_T , toplam hamiltonyeni; H_0 yalın atomun hamiltonyeni; H_{ET} , iki alanın etkileşiminden doğan hamiltonyeni olarak tanımlanır.

H_T için öz durumlar, 1. ve 3. enerji durumlarının simetrik ve antisimetrik süperpozisyonlarıdır [15,23,24].

$$|+\rangle = [\Omega_1|1\rangle + \Omega_2|3\rangle] / \Omega' \quad (3.13)$$

$$|-\rangle = [\Omega_1|1\rangle - \Omega_2|3\rangle] / \Omega' \quad (3.14)$$

Asıl istenilen ikinci durumu yani karanlık durumu elde etmektir. Bu durumda gönderilen güçlü laser alanı (Ω_2) öyle ayarlanır ki, 1. ve 3. enerji durumlarının tam yıkıcı girişim oluşturarak geçirgenliğin meydana gelmesine sebep olur.

3.7. ÇİZGİSEL OLMAYAN OPTİK

Bütün çizgisel olmayan optik etkilerde, bir fotondan daha fazla foton bulunur. Fotonun yüksüz bir parçacık olduğu düşünülürse başka bir fotonla etkileşebilmesi için yüklü bir parçacık ile çiftlenmesi gerekmektedir. Bu da maddenin varlığında foton-foton etkileşmesi olarak kabul edilebilir. Laser ışınının icadından önce bütün ortamların çizgisel olduğu düşünülmüştür. Laser ışınının icadı ile çizgisel olmayan etkiler ön plana çıkmıştır. Çizgisel olmayan etkiler, ışık ve madde etkileşmesi yolu ile anlaşılabilir.

Işık serbest uzayda ilerlerken çizgisel olmayan etkilerin oluşmadığı gözlenmektedir. Çizgisellik veya çizgisel olmama ışığın değil, ortamın bir özelliğidir.

Çizgisel olmayan etkiler,

1. Parametrik işlem
2. Parametrik olmayan işlem

Şeklinde gruplandırılabilir. Birinci grupta yani parametrik işlemde, ortam ile elektromanyetik dalga arasında enerji alışverişi bulunmaz. Enerji sadece alanın farklı bileşenleri arasında geçiş yapabilir. İkinci grupta ise ortam ve alan arasında enerji alışverişi vardır. Dört dalga karışımı işlemi, parametrik işleme örnek olarak verilebilir.

Lorentz Modeli' ne göre ışık elektromanyetik dalga, ortam ise yüklü parçacıklar olarak kabul edilmektedir. Etkileşim süresince elektromanyetik dalganın, atomun elektron dağılımını değiştirerek dipol momenti etkilediği görülür. Sonuç olarak salınan moment ve elektromanyetik dalganın birleşiminden oluşan bir dalga elde edilir. Atomun elektromanyetik dalgaya gösterdiği tepkiye bakılarak çizgisellik veya çizgisel olmama durumu açıklanabilir. Eğer gelen elektromanyetik dalganın elektrik alan şiddeti sabit ve çok güçlü ise etkileşimin çizgisel olmadığı gözlenir. Lorentz Modeli' ne göre elektron çekirdeğe harmonik bir potansiyel ile bağlanmıştır. Atom üzerine elektromanyetik dalga gönderildiği zaman, elektronlar gelen elektromanyetik alan tarafından salınma zorlanır. Polarizasyon ve elektrik alan arasında Denklem (3.1)' deki gibi bir eşitlik bulunur.

$$P = \varepsilon_0 \chi^1 E(t) \quad (3.15)$$

Bu eşitlikte, ε_0 , serbest uzayın geçirgenliği; χ^1 , çizgisel duygunluk; $E(t)$, uygulanan elektrik alan olarak tanımlanır.

Çok yoğun ışın bir ortama gönderildiğinde P ile E arasındaki çizgiselliğin ortadan kalktığı gözlenmektedir.

Bu durumda potansiyel $V(x)$ Taylor serisine bağlı olarak büyür. Elektron üzerindeki kuvvet ,

$$F = -\frac{dV(x)}{dx} = -m\omega_0^2 x - 3Ax^2 - 4Bx^3 - \dots \quad (3.16)$$

şeklinde değişmektedir. ω_0 , salınım frekansı olarak ifade edilir.

Elektron üzerindeki kuvvet elektrik alana bağlı olarak,

$$F = eE \quad (3.17)$$

şeklinde ifade edilir. e , elektronun elektrik yüküdür.

Newton denklemine göre kuvvet

$$\frac{d^2x}{d^2t} + \omega_0^2 x + \frac{3A}{m} x^2 + \frac{4B}{m} x^3 + \dots = \frac{e}{m} E(t) \quad (3.18)$$

şeklinde ifade edilir. A, B ; potansiyele bağlı sabitlerdir.

Işık ile madde etkileşiminde çizgisellik var ise A ve B sabiti sıfırdır. Bu durumda potansiyelin harmonik olmadığı gözlenir ve çizgisel olmayan durum ortaya çıkar. Polarizasyon,

$$P = \varepsilon_0 \chi(E) E \quad (3.19)$$

yazılabilir. Denklem (3.2) kuvvet serisine açıldığında,

$$P = \varepsilon_0 (\chi^{(1)} E + \chi^{(2)} E^2 + \chi^{(3)} E^3 + \dots + \chi^{(n)} E^n) \quad (3.20)$$

[25] elde edilir. Denklem (3.3)' te χ^n n. dereceden duygunluk, χ^1 kırılma, yansıma, dağınım; χ^2 frekans katlanması; χ^3 dört dalga karışımı (FWM) 'yi vermektedir. Dört dalga karışımı için önemli olan üçüncü dereceden duygunluktur.

3.7.1. Dört Dalga Karışımı (FWM)

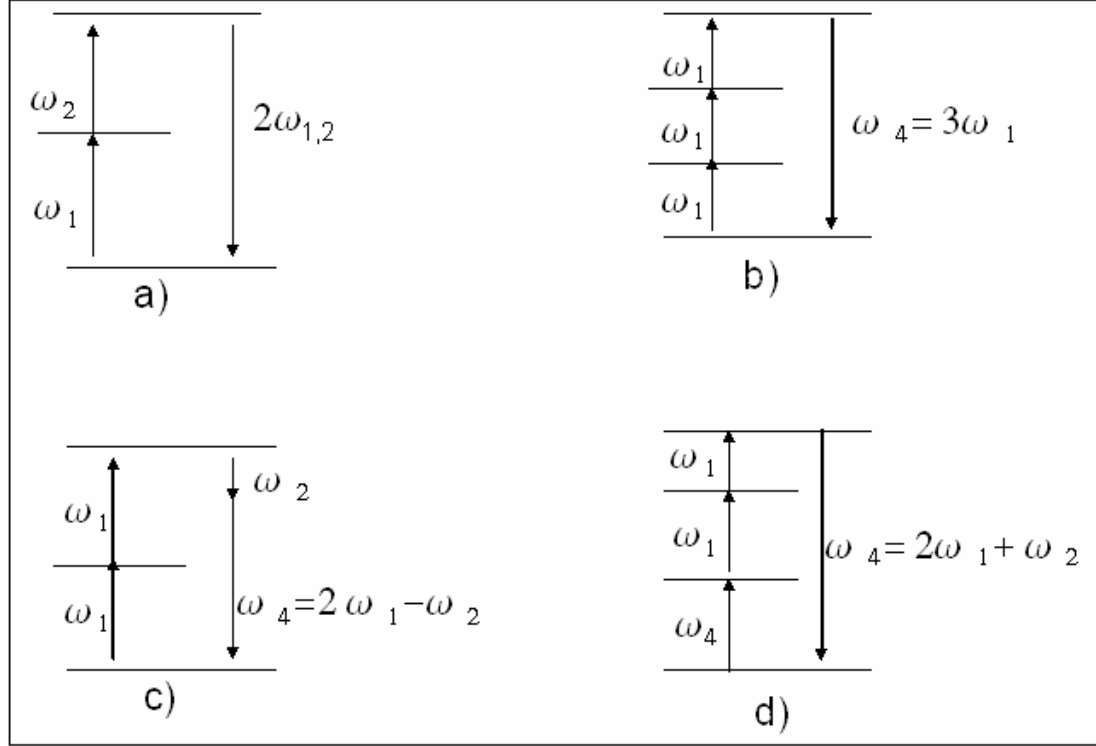
Dört Dalga Karışımı, birbiri ile etkileşen dört uyumcul elektromanyetik dalgayı ifade etmektedir. Bu dalgalardan birisi etkileşim sonucunda oluşan dalgadır. Dipol alınganlıktaki üçüncü dereceden terimin oluşturduğu bir çizgisel olmayan optiksel işlem olarak tanımlanabilir. Dört Dalga Karışımının üçüncü dereceden harmonik üretimin genel bir formu olduğu da söylenebilir [26].

Bütün katıların 200 nm' nin altında yüksek derecede soğurucu oldukları gözlenmiştir. Bu nedenle bu bölgede çevrim verimi oldukça düşük olduğu görülür [27]. VUV (vacuum ultraviolet) ve XUV (extreme ultraviolet) bölgelerde çalışırken kristaller kullanılarak 190 nm' nin altında ışık elde edilememektedir. Yapılan işleme uygun olan atomik ve moleküler gaz ve buharlar kullanılır.

Kristallerle gazlar karşılaştırılırsa dört dalga karışımı işleminde kullanılabilirlik bakımından bazı farklılıklar görülür. Çizgisel olmayan kristaller oldukça pahalı ve kırılğıandır. Gaz ortamı ise daha ucuz ve yeniden sağlanabilir bir ortamdır. Ayrıca çok yoğun girişlerde bile kristallere göre oldukça dayanıklıdır [28,29,30].

Gaz ortamında elde edilen çevrim veriminin, çizgisel olmayan kristallerle karşılaştırıldığında 10^{-3} kat daha düşük olduğu bulunur. Bunun başlıca iki sebebi vardır: Birinci sebep, her atom başına düşen duygunluğun oldukça küçük olması; ikincisi ise atomik yoğunluğun kristallere göre daha düşük olmasıdır. Bu sebeplerden

dolayı çevrim veriminin de az olduğu görülür. Çevrim verimini artırmak için rezonans yükseltgenmesi işlemi kullanılabilir. Bizim ilgilendiğimiz deney için Krypton gazı kullanılmıştır. (Şekil 3.11.). Şekil 3.11. a), İkinci dereceden harmonik üretim; b), üçüncü dereceden harmonik üretim; c), toplam-fark frekans karışımı; d), toplam frekans karışımı olarak adlandırılır.



Şekil 3.11. Çeşitli frekans karışımı işlemlerinin şematik gösterimi.

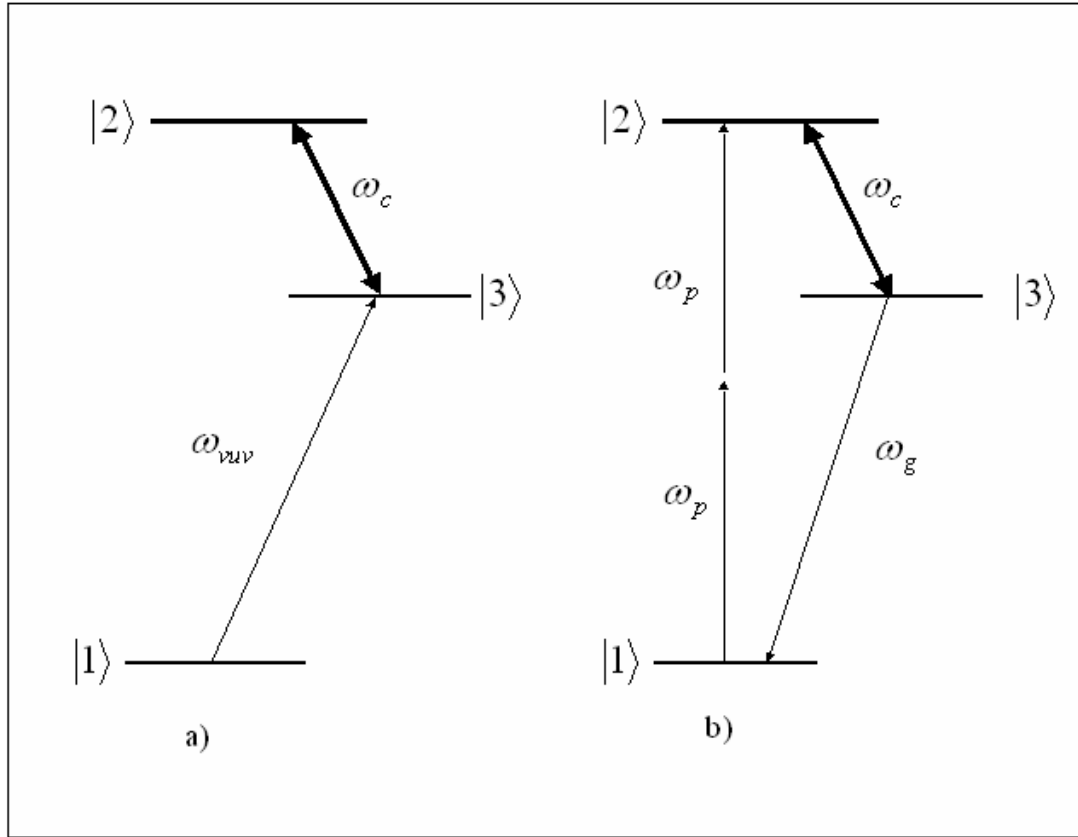
Çevrim veriminin artırılması için, çizgisel olmayan duygunluk artırılabilir. Rezonans yükseltmesi yöntemi ile sağlanabilen bu işlemin aslında olumsuz etkilerinin de olduğu görülür. Örneğin üretilen ışık rezonans yakınında veya tam rezonans frekansında olduğu zaman yüksek derecede soğurulma ve dağılma olayları ile karşılaşır ve bu durumda çevrim veriminin beklenen değerinden daha düşük olduğu gözlenir. Bunun için rezonanstan sapmalar (detunings) oluşturulur.

3.7.2. FWM ve EIT' nin Birleşimi

Dört dalga karışımından elde edilen yeni uyumcul ışığın ortam tarafından tekrar soğurulması istenmeyen bir durumdur. Elde edilen çevrim veriminin kaybedilmemesi

için ortamın üretilen ışık için geçirgen olması gerekmektedir. Dört dalga karışımı ve elektromanyetik etkili geçirgenliğin birleştiği nokta burada önem kazanır.

EIT' yi kullanarak ortamın çevrim verimini artırma fikri, ilk olarak 1990 yılında Harris ve arkadaşları tarafından düşünülmüştür [31]. Harris' in önerisi fotonla giydirilmiş durumların özvektörlerinin işaretlerindeki değişiklik nedeniyle oluşan yıkıcı girişim sayesinde ortamın çizgisel olmayan duygunluğunun artırılmasına dayanmaktaydı.



Şekil 3.12. a) Üç seviyeli atomik sistemde EIT grafiği b) FWM grafiğinde EIT grafiği

Şekil 3.12. a)' da Elektromanyetik Etkili Geçirgenlik grafiği gösterilmiştir. ω_c : güçlü çiftlenim alanıdır. 1. ve 3. enerji seviyeleri arasına gönderilen ışıkla geçirgenlik kontrol edilir. Bu geçiş için soğurma olmadığı gözlenmektedir. b)' de ise Dört Dalga Karışımı grafiği gösterilmektedir. ω_p : $|1\rangle - |2\rangle$ geçişi için rezonans iki foton alanıdır. ω_c : güçlü çiftlenim alanı, ω_g : üretilen alan olarak adlandırılır.

3.8. EIT' nin KARARLI DURUM SAYISAL MODELLEMESİ

Atom-ışık etkileşmesinde, eğer etkileşen ışık uyumcul değil ise, etkileşim, Einstein' in oran denklemleri ile açıklanabilir. Bununla birlikte eğer gelen ışın uyumcul ve tek renkli ise, etkileşimin tanımı tamamen farklı olacaktır. Uyumcul uyarılmada atom, atomik enerji nüfusları ve atomik seviyeler arasında oluşan uyumculluklar bakımından, kuantum mekaniksel olarak tanımlanır. Elektromanyetik Etkili Geçirgenlik olayı, uyumcul atomik uyarılmanın bir sonucu olarak düşünülür.

Kuantum mekaniğinde, atom zamana bağlı Schrödinger Denklemi ile tanımlanır[32,33]:

$$H\bar{\Psi}(\vec{r},t) = i\hbar \frac{\partial \bar{\Psi}(\vec{r},t)}{\partial t} \quad (3.21)$$

Burada, H sistemin Hamiltonyeni ve $\bar{\Psi}(\vec{r},t)$ atomun dalga fonksiyonu olarak adlandırılır. Eğer atom dışardan uygulanan bir alanla etkileşiyorsa Hamiltonyen ,

$$H = H_0 + H_{ET} \quad (3.22)$$

şeklinde tanımlanır. H_0 tek atomun Hamiltonyeni, H_{ET} ise etkileşimden dolayı oluşan Hamiltonyendir.

Sistemin toplam dalga fonksiyonu ise Denklem (3.23) ile tanımlanabilir:

$$\bar{\Psi}(\vec{r},t) = \sum_i c_i |i\rangle \quad (3.23)$$

$|i\rangle$ atomik seviyeler için Dirac gösterimi, c_i ise olasılık genlikleri olarak adlandırılır.

Atomun ilgili seviyede bulunma olasılığı, $P_i = |c_i|^2$ biçiminde hesaplanır.

3.8.1. Yoğunluk Matrisinin Tanımı

EIT deneylerinde, fiziksel sistemin atomlar topluluğundan oluştuğu varsayılır. Bu durumda sistem kuantum mekaniksel dalga fonksiyonu tarafından tanımlanamaz. Tam bir tanımlama ρ [34,35] yoğunluk matrisi elemanları tarafından açıklanabilir. Yoğunluk matrisi,

$$\rho = |\Psi\rangle\langle\Psi| \quad (3.24)$$

ile verilir. M fiziksel niceliği matris gösteriminden hesaplanabilir.

$$\langle\bar{M}\rangle = \langle\Psi|M|\Psi\rangle = Tr(\rho M) \quad (3.25)$$

Yoğunluk matrisi için hareket denklemi zamana Heisenberg denklemi ile yazılabilir.

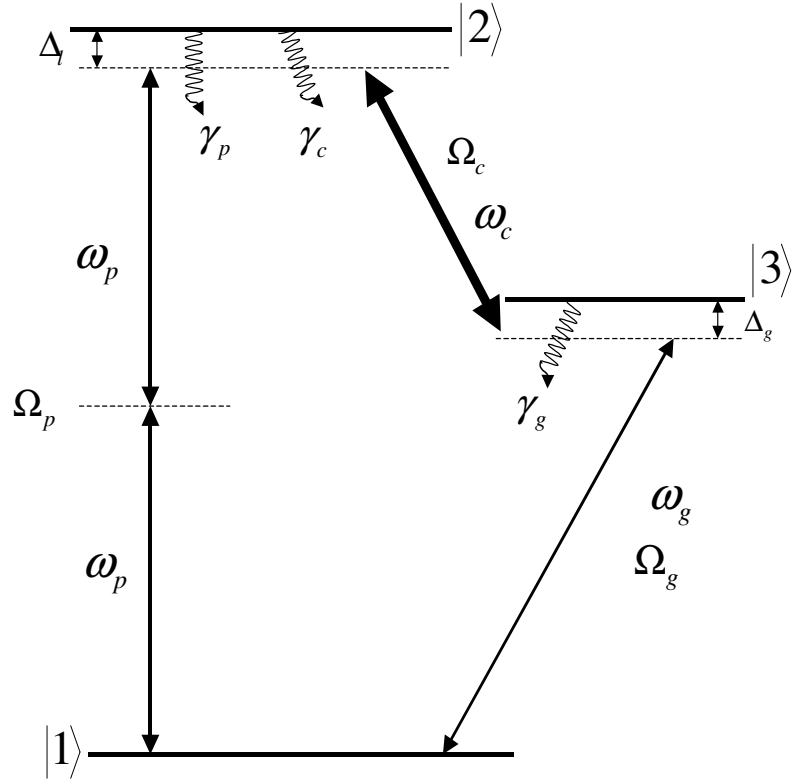
$$\frac{\partial\rho}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] \quad (3.26)$$

Bu denklemin kullanılmasının nedeni çarpışmalara bağlı genişlemelerdir. Çarpışmalardan dolayı genel dalga fonksiyonunun uygun olmadığı görülür.

Gelen laser ışını rezonans yakınlarında olduğu zaman, çizgiselliğin ortadan kalktığı gözlenir. Bu durumda hesaplamalar, çizgi genişlemelerini de içerecek şekilde yapılır. Asıl amaç bir grup atomun optiksel özelliklerini hesaplamaktır. Bunun için de çizgisel ve çizgisel olmayan duygunluklar matematiksel olarak hesaplanır.

3.8.2. Dört Dalga Karışımında Uyumcul Uyarılmalar

İki rezonans laser alanı ile etkileşen üç seviyeli atomik sistem Şekil 3.13.' de gösterilmiştir.



Şekil 3.13. EIT'nin Lambda Gösteriminde dört dalga karışımı.

Şekil 3.13. 'de, ω_p : iki- foton rezonans sonda alanının frekansı

Ω_p : sonda alanının Rabi frekansı

ω_c : çiftlenim alanı için frekans

Ω_c :çiftlenim alanı için Rabi frekansı

ω_g : üretilen alanın frekansı

Ω_c : üretilen alanın Rabi frekansı olarak adlandırılır.

Dört Dalga Karışımının gösterildiği Şekil 3.13., toplam frekans (sum-difference) denilen frekans işlemidir. $\omega_g = 2\omega_p - \omega_c$ şeklinde yazılabilir. Δ_l ve Δ_g rezonanstan sapmaları göstermektedir. γ_p , γ_c , γ_g ise kendiliğinden ışına oranlarını olarak adlandırılır.

Burada $|1\rangle$ kararlı durumu, $|2\rangle$ durumu ile ω_p iki foton pompa alanı ile çiftlenmiştir. $|2\rangle$ ve $|3\rangle$ enerji seviyeleri arasına ise ω_c güçlü çiftlenim alanı uygulanmıştır. Burada asıl önemli olan nokta, 1- 3 geçişinin ω_c çiftlenim alanının yokluğunda rezonans geçişi olmasıdır. Üretilen ışığın soğurulduğu gözlenir. Ancak elektromanyetik etkili geçirgenlik işleminin varlığında üretilen ışığın rezonans geçişinde olmasına rağmen soğurulmadığı görülür.

Şekil 3.13.' deki sistem için Hamiltonyen,

$$H = H_0 + H_{ET} \quad (3.27)$$

ile tanımlanır. Burada,

$$H_0 = \hbar\omega_1|1\rangle\langle 1| + \hbar\omega_2|2\rangle\langle 2| + \hbar\omega_3|3\rangle\langle 3| \quad (3.28)$$

yazılabilir. Etkileşimden dolayı oluşan Hamiltonyen ise,

$$H_{ET} = \hbar\Omega_p e^{-i\omega_p t} |2\rangle\langle 1| + \hbar\Omega_c e^{-i\omega_c t} |2\rangle\langle 3| + \hbar\Omega_g e^{-i\omega_g t} |3\rangle\langle 1| \quad (3.29)$$

ile verilir.

Bütün alanların rezonans yakınında olduğu varsayılarak etkileşim Hamiltonyeni [36],

$$H_{ET} = \hbar\Omega_p e^{i\Delta_p t} |2\rangle\langle 1| + \hbar\Omega_c e^{i\Delta_c t} |2\rangle\langle 3| + \hbar\Omega_g e^{i\Delta_g t} |3\rangle\langle 1| \quad (3.30)$$

şeklinde yazılabilir. Burada,

$$\Delta_p = \omega_{12} - 2\omega_p$$

$$\Delta_p = \omega_{32} - 2\omega_c$$

$$\Delta_p = \omega_{13} - 2\omega_g$$

eşitlikleri ile verilebilir. Etkileşim Hamiltonyeninin matris elemanları cinsinden yazılması için, Liouville denklemi yazılır [37]:

$$\hbar \frac{\partial}{\partial t} \rho_{ij}(t) = -i \sum_k H_{ik}(t) \rho_{kj}(t) + i \sum_k \rho_{ik}(t) H_{kj}(t) + \Lambda_{ij} \quad (3.31)$$

Denklem (3.31)' de, Λ_{ij} , ışına terimlerini verir [38]. Bu gösterimle yoğunluk matrisi elemanları ile ilgili dokuz farklı denklem elde edilir.

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t} \rho_{11} &= i \frac{1}{2} \Omega_p \tilde{\rho}_{12} + i \frac{1}{2} \Omega_g \tilde{\rho}_{13} - i \frac{1}{2} \Omega_p^* \tilde{\rho}_{21} - i \frac{1}{2} \Omega_g^* \frac{1}{2} \tilde{\rho}_{31} + \Lambda_{11} \\
\frac{\partial}{\partial t} \rho_{22} &= i \frac{1}{2} \Omega_c \tilde{\rho}_{23} + i \frac{1}{2} \Omega_p \tilde{\rho}_{21} - i \frac{1}{2} \Omega_c^* \tilde{\rho}_{32} - i \frac{1}{2} \Omega_p^* \frac{1}{2} \tilde{\rho}_{12} + \Lambda_{22} \\
\frac{\partial}{\partial t} \rho_{33} &= i \frac{1}{2} \Omega_c^* \tilde{\rho}_{23} - i \frac{1}{2} \Omega_g^* \tilde{\rho}_{31} - i \frac{1}{2} \Omega_g \tilde{\rho}_{13} - i \frac{1}{2} \Omega_c \frac{1}{2} \tilde{\rho}_{32} + \Lambda_{33} \\
\frac{\partial}{\partial t} \rho_{23} &= i \frac{1}{2} \Omega_c \tilde{\rho}_{22} - i \frac{1}{2} \Omega_c \tilde{\rho}_{33} - i \Delta_a \tilde{\rho}_{23} + i \frac{1}{2} \Omega_g \tilde{\rho}_{21} - i \frac{1}{2} \Omega_p \frac{1}{2} \tilde{\rho}_{31} + \Lambda_{23} \\
\frac{\partial}{\partial t} \rho_{21} &= i \Omega_p \rho_{22} + i \Omega_p \tilde{\rho}_{33} - i \Omega_g \tilde{\rho}_{23} - i \Delta_c \tilde{\rho}_{21} - i \frac{1}{2} \Omega_c \tilde{\rho}_{31} - i \frac{1}{2} \Omega_p \frac{1}{2} \tilde{\rho}_{31} + \Lambda_{21} \\
\frac{\partial}{\partial t} \rho_{31} &= i \Omega_g \rho_{22} + i \Omega_g \tilde{\rho}_{33} - i \Omega_g \tilde{\rho}_{23} - i \Delta_c \tilde{\rho}_{21} - i \frac{1}{2} \Omega_c \tilde{\rho}_{31} - i \frac{1}{2} \Omega_p \frac{1}{2} \tilde{\rho}_{31} + \Lambda_{31}
\end{aligned} \tag{3.32}$$

Denklem (3.32) ve $\tilde{\rho}_{ij} = \tilde{\rho}_{ij}^*$ eşitliği kullanılarak $\tilde{\rho}_{12}$, $\tilde{\rho}_{32}$ ve $\tilde{\rho}_{13}$ için denklemler elde edilir. Işıma terimleri için,

$$\begin{aligned}
\Lambda_{11} &= \gamma_p \rho_{22} + \gamma_g \rho_{33} \\
\Lambda_{22} &= -(\gamma_p + \gamma_c) \rho_{22} \\
\Lambda_{33} &= -\gamma_g \rho_{33} + \gamma_c \rho_{22}
\end{aligned} \tag{3.33}$$

eşitlikleri yazılabilir.

$$\begin{aligned}
\Lambda_{21} &= -\left\{ \frac{1}{2} [\gamma_p + \gamma_c] + \gamma_{21}^{carp} \right\} \rho_{21} \\
\Lambda_{21} &= -\left\{ \frac{1}{2} [\gamma_p + \gamma_c + \gamma_g] + \gamma_{23}^{carp} \right\} \rho_{23} \\
\Lambda_{31} &= -\left\{ \frac{1}{2} \gamma_g + \gamma_{31}^{carp} \right\} \rho_{31}
\end{aligned} \tag{3.34}$$

γ_{ij}^{carp} çarpışma terimi olarak adlandırılır. Denklem (3.32)' deki denklemler Liouville denklemi kullanılarak matris formunda yazılabilir.

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{\rho} = M \cdot \bar{\rho} + \bar{C} \tag{3.35}$$

Denklem (3.35)' te $\bar{\rho}$ yoğunluk matrisi elemanlarını tanımlayan vektör gösterimi; M, Liouville İşlemcisi ve \bar{C} sabit vektör olarak tanımlanır. Hareket denklemleri gerçel ve sanal kısımları cinsinden ifade edilirse, M matrisi 16×16 ' lık bir matris olarak elde

edilir. ρ_{ii} terimleri fiziksel nicelikler olduğu için sanal kısımları sıfırdır. Bu durumda, $\text{Im}[\rho_{aa}] = \text{Im}[\rho_{bb}] = 0$ yazılabilir. $\rho_{ij} = \rho_{ij}^*$ olduğu göz önünde bulundurularak $\text{Im}[\rho_{ab}] = -\text{Im}[\rho_{ba}]$, $\text{Im}[\rho_{ac}] = -\text{Im}[\rho_{ca}]$, $\text{Im}[\rho_{bc}] = -\text{Im}[\rho_{cb}]$ ve $\text{Re}[\rho_{ab}] = \text{Re}[\rho_{ba}]$, $\text{Re}[\rho_{ac}] = \text{Re}[\rho_{ca}]$, $\text{Re}[\rho_{bc}] = -\text{Re}[\rho_{cb}]$ eşitlikleri elde edilir. Bu durumda 8 boyutlu bir problem ve (8×8) ' lik bir matris bulunur. Matris şeklinde,

$$\frac{\partial}{\partial t} \vec{R} = M \cdot \vec{R} + \vec{C} \quad (3.36)$$

yazılabilir. Denklem (3.36)'daki, \vec{R} ve \vec{C} , Denklem (3.37)'deki gibi verilebilir.

$$\vec{R} = \begin{pmatrix} \text{Re}[\rho_{11}] \\ \text{Re}[\rho_{33}] \\ \text{Re}[\rho_{23}] \\ \text{Im}[\rho_{23}] \\ \text{Re}[\rho_{12}] \\ \text{Im}[\rho_{12}] \\ \text{Re}[\rho_{31}] \\ \text{Im}[\rho_{31}] \end{pmatrix} \quad \vec{C} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ -\frac{1}{2} \Omega_p \\ -\frac{1}{2} \Omega_g \end{pmatrix} \quad (3.37)$$

M ise Denklem (3.38)'deki gibi tanımlanır:

$$\begin{pmatrix} -\gamma_p - \gamma_c & 0 & 0 & -\Omega_c & 0 & -\Omega_p & 0 & 0 \\ \gamma_c & -\gamma_g & 0 & \Omega_c & 0 & 0 & 0 & -\Omega_g \\ 0 & 0 & -\Delta_{23} & \Delta_c & 0 & -1/2 \Omega_g^* & 0 & -1/2 \Omega_p \\ 1/2 \Omega_c & -1/2 \Omega_c & -\Delta_c & -\Delta_{23} & 1/2 \Omega_g^* & 0 & -1/2 \Omega_p & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1/2 \Omega_g & -\Delta_{12} & \Delta_p & 0 & 1/2 \Omega_c \\ \Omega_p & 1/2 \Omega_p & 1/2 \Omega_g & 0 & -\Delta_p & -\Delta_{12} & -1/2 \Omega_c & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1/2 \Omega_p & 0 & -1/2 \Omega_c^* & -\Delta_{13} & \Delta_g \\ 1/2 \Omega_g & \Omega_g & 1/2 \Omega_p & 0 & 1/2 \Omega_c^* & 0 & -\Delta_g & -\Delta_{13} \end{pmatrix}$$

(3.38)

Ω_i ve Ω_i^* sırasıyla uyarılma ve yayılma ile ilgili terimler olarak kabul edilir. Bizim hesaplamalarımızda bu fark önemsenmemiştir. Sistem kararlı durum olarak kabul edilirse, Denklem (3.36) şu biçimde yazılabilir:

$$0 = M \cdot \vec{R} + \vec{C} \quad \vec{R}_{\text{kararlı durum}} = -M^{-1} \cdot \vec{C} \quad (3.39)$$

Denklem (3.39)' daki M^{-1} teriminin matematiksel çözümü Mathematica programı kullanılarak hesaplanabilir.

3.8.3. Çizgisel Ve Çizgisel Olmayan Duygunlukların Hesaplanması

Bir ortamın elektrik alana cevabı polarizasyondan hesaplanır.

$$\langle P \rangle = N \text{Tr}[\mu \rho] \quad (3.40)$$

Burada N, birim hacimdeki atom sayısı, μ , dipol moment, ρ ilgili seviyeler için yoğunluk matrisi elemanlarıdır. Bizim çalışmamız için ilgili geçişlerde yazılırsa,

$$\langle P \rangle = N(\mu_{12}\rho_{21} + \mu_{21}\rho_{12} + \mu_{23}\rho_{32} + \mu_{32}\rho_{23} + \mu_{13}\rho_{31} + \mu_{31}\rho_{13}) \quad (3.41)$$

elde edilir. Ortamın üretilen ışığa cevabı araştırıldığı için,

$$P(\omega_g) = N(\mu_{13}\rho_{31} + \mu_{31}\rho_{13}) \quad (3.42)$$

bulunur. Soğurma ve yayılmalar göz önüne alınarak,

$$P(\omega_g) = 2N(\mu_{13}\rho_{13}) \quad (3.43)$$

yazılabilir.

Çizgisel ortamda Maxwell denkleminin çözümünden denklem (3.44) elde edilir :

$$P_{(\text{çizgisel})}(\omega_g) = \epsilon_0 \chi^n(\omega_g)(E_c, E_p)E_g \quad (3.44)$$

Denklem (3.43) ve Denklem (3.44) karşılaştırılarak, Denklem (3.45) elde edilir.

$$\chi^n(\omega_g)E_g = \frac{2N\mu_{13}}{\epsilon_0} \rho_{13(\text{çizgisel})} \quad (3.45)$$

ρ_{13} için serisel ifade yazılırsa, Denklem (3.46) bulunur.

$$\chi^n(\omega_g) = \frac{2N\mu_{13}}{\epsilon_0} \frac{\Omega_g}{E_g} B(\Omega_c, \Omega_p, \gamma_{ij}, \Delta_i) \quad (3.46)$$

Üçüncü dereceden duygunluk yaklaşık olarak,

$$\chi^{(3)} \approx \frac{4N\mu_{ab}\mu_{bc}}{3\hbar\epsilon_0} \cdot \left[\frac{1}{E_p^2} \right] \cdot \frac{A(\Omega_c, \Omega_p, \gamma_{ij}, \Delta_i)}{\Omega_c} \quad (3.47)$$

şeklinde yazılabilir. Burada κ katsayısı, (3.48)' deki gibi tanımlanabilir. κ katsayısı, geçirgenliğin bir ölçüsüdür.

$$\kappa = \frac{4}{\epsilon_0 \hbar} \mu_{23} \mu_{31} \left(\sum_{i=\text{enerjiseviyeleri}} \frac{\mu_{2i} \mu_i}{\hbar(\omega_{i1} - \frac{1}{2}\omega_p)} \right) \quad (3.48)$$

Elektromanyetik Etkili Geçirgenlik araştırmalarında Rabi frekansı çok önemli bir parametredir. Özellikle güçlü çiftlenim alanının Rabi frekansı, Doppler genişlemesi etkisini geçecek büyüklükte olmalıdır. Rabi frekansı hesaplanırken (3.41) ve (3.42) denklemlerinden yararlanılır.

$$\hbar\Omega_c = \mu_{23} |E(\omega_{23})| \quad (3.49)$$

$$\Omega_c = \frac{\mu_{23}}{\hbar} \sqrt{\frac{2E_{atma}}{\pi r^2 t \epsilon_0 c}} \quad (3.50)$$

Burada, μ_{23} , 2. ve 3. enerji seviyeleri için atomik dipol moment, t zaman, r yarıçap, c ışık hızı, E_{atma} ise güçlü çiftlenim alanı için laser enerjisidir.

4. BULGULAR ve TARTIŞMA

4.1. DENEYİN DEĞİŞKENLERİ

Dört dalga karışımı işlemi yoluyla uyumcul VUV ışık elde etmek ve geçirgenlik oluşturabilmek için önemli olan bazı değişkenler (basınç, etkileşim bölgesinin uzunluğu, laser alanlarının enerjileri, rezonanstaki sapmalar, sıcaklık) vardır. Bu değişkenler değiştirilerek en verimli durumun hangi noktada olacağı saptanabilir. Bu bölümde, değişkenlerin neler olabileceği açıklanıp bazıları değiştirilerek Mathematica isimli ticari bir program ile oluşturulmuş deney simülasyonunda grafik verileri incelenip en verimli değerler tespit edilmeye çalışılmıştır. İlk olarak değişkenler hakkında bilgiler verilip bazı sayısal hesaplamalar yapılmış, daha sonra ilgili değişkenler için gözlenen grafik sonuçları derlenerek yorumlar yapılmıştır.

4.1.1. Çiftlenim ve Pompa Alanları:

Oda sıcaklığında krypton gazı kullanılarak uyumcul etkiler elde edilebilmesi için uygulanan laser alanı yoğunluğunun Doppler genişlemesini geçecek büyüklükte olması gerekir. Yeteri kadar büyük Rabi frekansı elde edebilmek ve Doppler genişlemesi etkisini geçebilmek için atmalı laserler kullanılır. Yıkıcı girişim oluşturularak geçirgenlik oluşturulabilmesi için özellikle güçlü laser alanının çizgi genişliği çok dar olmalıdır. Güçlü laser alanı, çiftlenim alanı olarak da adlandırılabilir.

Dört dalga karışımı işlemi ile yüksek çevrim verimleri elde edilebilmesi için gaz ortamında kullanılan laser ışığının frekansının, ilgili atomik seviyelerin frekansı ile tam rezonans frekansında olmamaları sağlanır. Çünkü rezonans frekansında çalışılırsa üretilen ışımın ortam tarafından soğurulduğu gözlenir.

Sistemin kararlı durum oluşturabilmesi için yeterli büyüklükte güçlü laser alanı enerjisi uygulanmalıdır. Pompa alanı güçlü laser alanı kadar önemli değildir. Ancak geçirgenlik olayının gerçekleşebilmesi için şiddetinin belli bir değer üzerinde olması gerekir.

4.1.2. Sistemin Senkronizasyonu:

Elektromanyetik etkili geçirgenlik olayının gerçekleşebilmesi için, deneylerde kullanılan iki laser alanının etkileşim bölgesine aynı zamanlarda ulaşmasının sağlanması amaçlanır. Laser atmalarının aynı anda etkileşim bölgesine ulaşabilmesi

amacı ile iki laser alanının süreleri birbirine göre ayarlanır. Bizim ilgilendiğimiz deneyler için 15 sn süre için pompalama laseri uygulanırken 5 sn süre için güçlü laser alanı uygulanır. Bu yüzden atmalar arasındaki gecikmeler göz önüne alınır.

4.1.3. Laser Işıklarının Geometrisi:

Doppler etkisinin aşılması için oda sıcaklığında uyumcul ışık elde edilebilmesi için laser ışıklarının etkileşim bölgesinde yeterli derecede odaklanmış olması gerekir. Bunun için özel aynalar ve mercekler kullanılır. VUV deneylerinde güçlü laser ışığının eni 3 mm iken pompalama laser ışığının eni 0.1 mm olarak ölçülür.

4.1.4. Etkileşim Bölgesi:

Etkileşim bölgesindeki en önemli parametre, NL çarpımıdır (NL product veya density length product). N parçacık yoğunluğu, L ise etkileşim ortamının uzunluğu olarak adlandırılır. Basıncın etkisinin gözlenebilmesi için etkileşim alanı ayarlanabilir olarak düzenlenir. Böylece ortamdaki atom yoğunluğunun EIT olayındaki etkisini gözlemlemek mümkündür. Ortamdaki safsızlıklardan kaynaklanan çarpışmasal genişlemeler çevrim veriminin düşük olmasına sebep olabilir.

4.2. HESAPLAMALAR ve DEĞİŞKENLERİN DEĞERLENDİRİLMESİ

Elektromanyetik etkili geçirgenlik işleminin gerçekleşebilmesi için Rabi frekansının Doppler genişleme katsayısını geçmesi gerekir. Bu nedenle Rabi frekansı EIT elde etmek için oldukça önemli bir niceliktir. Deneylerden önce veya benzetim (simülasyon) uygulanırken önce teorik olarak Rabi frekansı, Doppler katsayısı gibi önemli parametreler hesaplanır.

Hesaplamalarda kullanılacak bazı sabitler aşağıdaki gibi verilebilir:

$$\mu_{ab} = 1.21 \times 10^{-30} \text{ Cm} \quad (\text{ilgili seviyeler için dipol moment})$$

$$h = 6.62 \times 10^{-34} \text{ J.s} \quad (\text{Planck sabiti})$$

$$t = 5 \times 10^{-9} \text{ sn} \quad (\text{atma süresi})$$

$$r = 2.5 \times 10^{-3} \text{ m} \quad (\text{odaklanma yarıçapı})$$

$$\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ C}^2 / \text{Nm}^2 \quad (\text{boşluğun geçirgenliği})$$

$$c = 2.89 \times 10^8 \text{ m / sn} \quad (\text{ışık hızı})$$

$$\lambda = 758.5 \times 10^{-9} \text{ nm} \quad (\text{çiftlenim alanının dalga boyu})$$

$$m = 13.98 \times 10^{-26} \text{ kg} \quad (\text{krypton atomunun kütlesi})$$

$$T = 293K \quad (\text{sıcaklık})$$

$$k = 1.38 \times 10^{-23} JK^{-1} \quad (\text{Boltzman sabiti})$$

$$Na = 6.02 \times 10^{23} mol^{-1} \quad (\text{Avagadro sayısı})$$

$$R = 8.31 j / molK \quad (\text{Rydberg sabiti})$$

4.2.1. Doppler Genişleme Katsayısının Hesaplanması:

Krypton gazı için Doppler genişleme katsayısı hesaplanırken Denklem (4.1),

$$\Delta \nu_D = \frac{1}{\lambda} \left(\frac{8 \ln 2 kT}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.1)$$

şeklinde ifade edilir.

Denklem (4.1) ' de ν ' nün birimi Hertz' dir. Rad/sn birimine çevrilirse,

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu \quad (4.2)$$

$$\Delta \omega_D = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{8(\ln 2)kT}{m}} \quad (4.3)$$

elde edilir. Sayısal değerler yazılırsa,

$$\Delta \omega_D = \frac{2 \times 3.14}{758.5 \times 10^{-9}} \sqrt{\frac{8(\ln 2) \times 1.38 \times 10^{-23} \times 293}{13.98 \times 10^{-26}}} \quad (4.4)$$

$$\Delta \omega_D = 3.2 \times 10^9 \text{ rad / sn} \quad (4.5)$$

değerinde bulunur.

4.2.2. Rabi Frekansının Hesaplanması:

Ardışık enerji seviyeleri için Rabi frekansı Denklem (4.7) ile hesaplanır.

$$\Omega_c = \frac{\mu_{23}}{\hbar} |E(\omega_{23})| \quad (4.7)$$

Denklem (4.7)' deki enerji yoğunluğu $E(\omega)$ ilgili enerji seviyeleri için, Denklem (4.8)' deki gibi hesaplanabilir.

$$E(\omega) = \sqrt{\frac{2E_{pulse}}{\pi r^2 t \epsilon_0 c}} \quad (4.8)$$

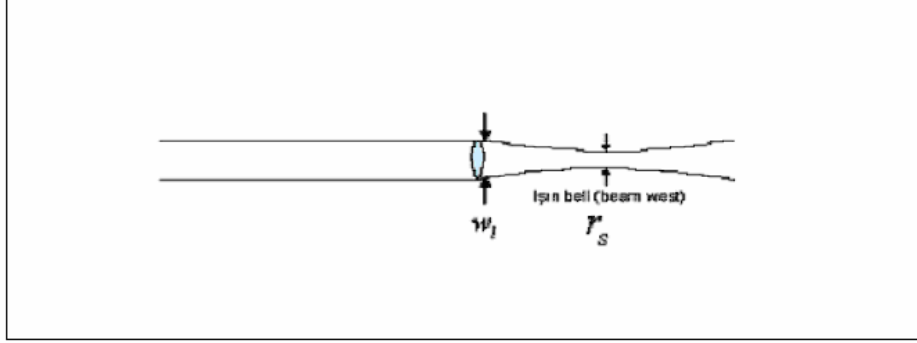
ile hesaplanır. Değerler yerine konulduğunda Rabi frekansı $3.1 \times 10^9 \text{ rad / sn}$ bulunur.

Burada πr^2 benek büyüklüğü (spot size) olarak adlandırılır. Enerji yoğunluğu, Doppler etkisini geçecek olan büyüklükteki Rabi frekansını etkileyeceği için

önemlidir. Enerji yoğunluğunun artırılması veya azaltılması, Rabi frekansının da artması veya azalması anlamındadır.

4.2.3. Odaklanmanın Hesaplanması:

Bir laser ışınının odaklanacağı alan, uygulanan ışının dalga boyuna bağlıdır. Deneylede özellikle güçlü laser alanını ışınlarının odaklanması önemli bir etkindir. Yeteri derecede odaklanma sağlanamazsa Doppler etkisini geçecek yoğunlukta ışın elde edilemez.



Şekil 4.1. Laser ışığının odaklanması

$$W_l = \frac{\lambda f}{\pi r_s} \quad (4.9)$$

Denklem (4.9)' daki f, merceğin odak uzaklığıdır. Odaklanmayı artırmak amacı ile gelen laser ışınları önüne kalın kenarlı mercekler yerleştirilir.

4.2.4. Basınç Hesaplaması:

Gazlar için,

$$PV = NRT \quad (4.10)$$

yazılabilir. $n = N/NA$ eşitliği kullanılarak,

$$PV = \frac{NRT}{NA}$$

$\frac{R}{NA}$ kısmı k ile ifade edilir. Bu durum için,

$$PV = NkT \quad (4.11)$$

bulunur.

$$\frac{V}{N} = \frac{kT}{P} \quad (4.12)$$

olarak ifade edilir.

Krypton gazı için N/V hesaplaması yapılırsa,

$$V = \frac{nRT}{P} = \frac{(2\text{mol})(8.31\text{J/molK})(300\text{K})}{(1\text{atm})(1.01 \times 10^5 \text{Pa/atm})} \quad (4.13)$$

$$V = 2.47 \times 10^{-2} \text{m}^3 \quad (4.14)$$

$$\frac{N}{V} = \frac{nNA}{V} = \frac{(1\text{mol})(6.02 \times 10^{23} \text{molekül/mol})}{2.47 \times 10^{-2} \text{m}^3} \quad (4.15)$$

$$\frac{N}{V} = 2.44 \times 10^{25} \text{molekül/m}^3 \quad (4.16)$$

değerinde bulunur. Basınç, ortamda bulunan parçacık sayısı ile doğru orantılı olarak artar. Ortamdaki parçacık sayısının artırılmasının, belli bir değerin üzerinde olumsuz sonuçlara neden olduğu gözlenir. Bu durum, şöyle açıklanabilir; birincisi, her atomla etkileşen foton sayısı azalacağı için foton sayısının yetersiz kalacağı görülür. İkinci olarak ise, atom sayısı arttıkça her atom başına düşen ortalama serbest yolun azaldığı, bunun ise uyumculuğu bozan ve istenmeyen bir sonuç doğurduğu söylenebilir. Bu iki sebepten dolayı ortamdaki basıncın yani atom sayısının belli bir değerde olması gereklidir.

4.2.5. Dipol Moment Hesaplaması:

Çizgisel olmayan optik etkilerde ortamın dipol momenti önemli bir kavramdır. EIT yöntemi ile VUV ışık elde edilirken ikinci ve üçüncü enerji seviyeleri arasında uygulanan çiftlenim laser alanı için dipol moment hesaplaması, Denklem (4.17)' deki gibi yapılabilir.

$$\mu_{23} = \sqrt{\frac{3 \times \epsilon_0 \times h \times \lambda_0^3 \times A_{23}}{16 \times \pi^3 g_1}} \quad (4.17)$$

Burada $A_{23} = 49 \times 10^6 \text{sn}^{-1}$ olarak ve g_1 değeri ise 1 olarak alınır.

$$\mu_{23} = \sqrt{\frac{(3 \times 8.85 \times 10^{-12})(6.62 \times 10^{-34})(758.5 \times 10^{-9})^3 (49 \times 10^6)}{16 \times (3.14)^3 1}} \quad (4.18)$$

$$\mu_{23} = 2.7 \times 10^{-29} \text{Cm} \quad (4.19)$$

elde edilir.

4.2.6. EIT Olayının Gerçekleşebilmesi İçin Gerekli Olan Minimum Enerjinin Hesaplanması:

Elektromanyetik etkili geçirgenlik yönteminin gerçekleşebilmesi için ortama verilen enerjinin belli bir değerin üzerinde olmalıdır. Deneylede uygulanması gereken minimum enerji miktarı hesaplanabilir. Bu değerin altındaki enerjilerde Doppler etkisi aşılamayacağı için EIT olayının gerçekleşmediği gözlenir. İkinci ve üçüncü enerji seviyeleri arasına gönderilen çiftlenim laser alanı için gereken minimum enerji Denklem (4.20) kullanılarak hesaplanır.

$$E_{\min} = 8.67 \times \left(\frac{h \times r}{\mu_{ab} \times \lambda} \right)^2 \times \frac{\epsilon_0 \times c \times k \times T \times t_{pulse}}{m} \quad (4.20)$$

$$E_{\min} = 8.67 \times \left(\frac{6.62 \times 10^{-34} \times 10^4}{2.7 \times 10^{29} \times 7585 \times 10^9} \right)^2 \times \frac{8.854 \times 10^{-12} \times 3 \times 10^8 \times 1.38 \times 10^{-23} \times 293 \times 5 \times 10^9}{1398 \times 10^{26}} \quad (4.21)$$

Denklem (4.21)' in sonucu $E_{\min} = 2.1 \times 10^{-8} J$ olarak bulunur.

4.2.7. Deneysel Simülasyonu Hakkında:

Çalışılan konu dört dalga karışımı işlemi ile frekans yükseltgenmesi olarak adlandırılabilir. Modelleme Mathematica adlı bir bilgisayar programı ile oluşturulmaktadır. Bu program ile çeşitli değişkenler değiştirilerek ışığın ortam tarafından soğurulmasını engelleyen değerler hesaplanıp böylece en uygun sonuçları elde etmek başka bir deyişle öngörmek hedeflenir. Elde edilen sonuçlar derlenerek ve değerlendirilerek üretilen 123 nm dalga boylu uyumcul ışık için en yüksek çevrim verimini saptamak amaçlanmıştır.

Deneylede kullanılan teorik hesaplamalar zamandan bağımsız durum düşünülerek elde edilmiştir. Zamana bağlı Schrödinger denklemi kullanılarak hesaplamaya başlanırken daha sonra bir değişken kullanılarak zamana bağlı terim ortadan kaldırılmıştır.

Deneysel teorisi oluşturulurken yarı klasik yaklaşım temel olarak alınmıştır. Yarı klasik yaklaşıma göre elektromanyetik dalga klasik yaklaşımda düşünülürken madde kuantumsal olarak düşünülür. Madde yani ortam parçacıklardan oluşmuştur. Sistem de bu parçacıkları bir bütünü olarak kabul edilir.

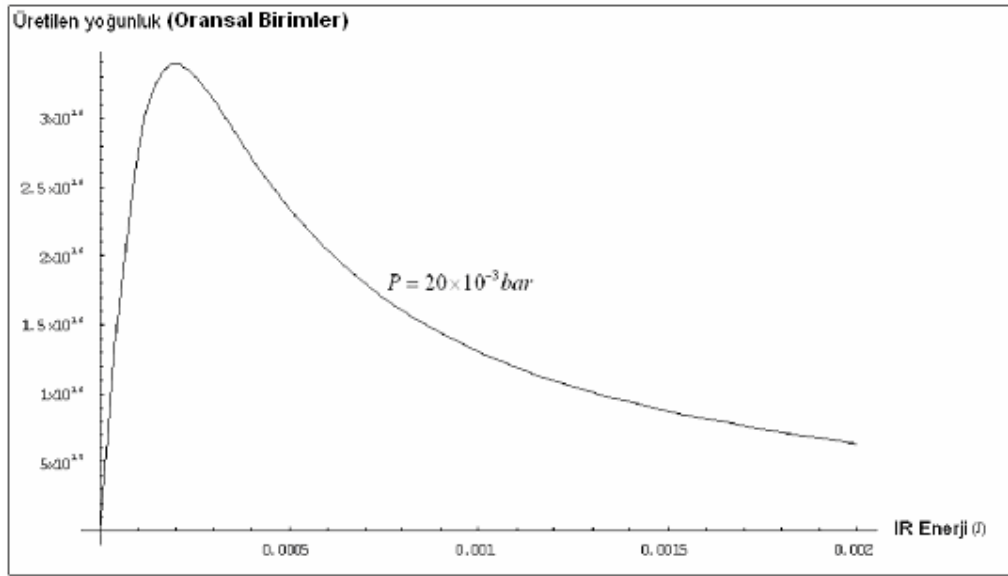
Çalışılan bilgisayar programında hem hesaplamalar yapılırken hem de değiştirilen değişkenler ve bu değişkenlere bağlı olarak üretilen ışık yoğunluğunun şekille gösterilmesi sağlanabilir. Sonuç şekilleri önce Doppler kaymaları ortalaması

göz önüne alınarak, daha sonra Doppler kaymaları hesaplanmadan çizilmiştir. Bu sayede Doppler kaymalarının üretilen uyumcul ışık yoğunluğuna etkisi de gözlenebilir. Programda SI birim sistemi kullanılır. Teorik hesaplamalar bu program tarafından yapılarak sayısal sonuçlar elde edilir. Şekiller çizilirken yüz farklı nokta üzerinden ortalama alınır.

4.3. BASINÇ DEĞİŞİMİ:

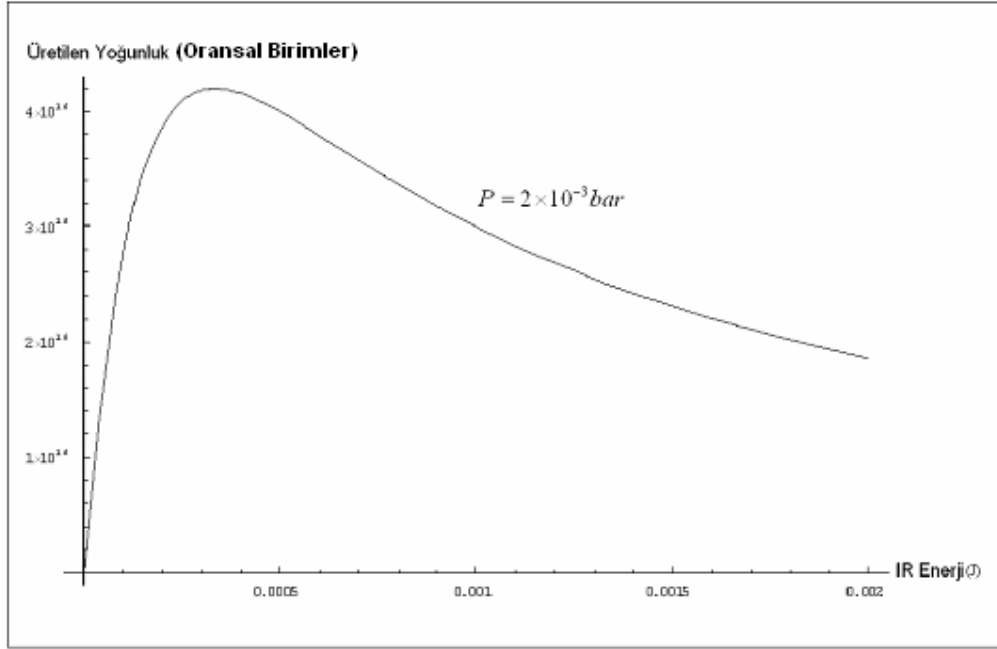
Programda ilk olarak çiftlenim laser alanı ve pompalama alanı sabit tutulurken basınç değişken olarak alındı. Basıncın değerleri değiştirilirken güçlü laser alanının (coupling field) çeşitli değerlerinde elde edilen uyumcul alan yoğunluğu incelendi. Coupling enerji değeri 0.0005 J aralıkla artırılarak o basınçtaki üretilen ışık şekle dökülür. Şekillerde dikey eksen üretilen VUV ışık yoğunluğunu, yatay eksen ise uygulanan çiftlenim laser alanı enerjisini göstermektedir.

$P = 20 \times 10^{-3}$ bar değeri için elde edilen sonuç, Şekil 4.2.' de görülmektedir.



Şekil 4.2. $P = 20 \times 10^{-3}$ bar değeri için üretilen uyumcul ışığın IR enerjiye göre değişimi.

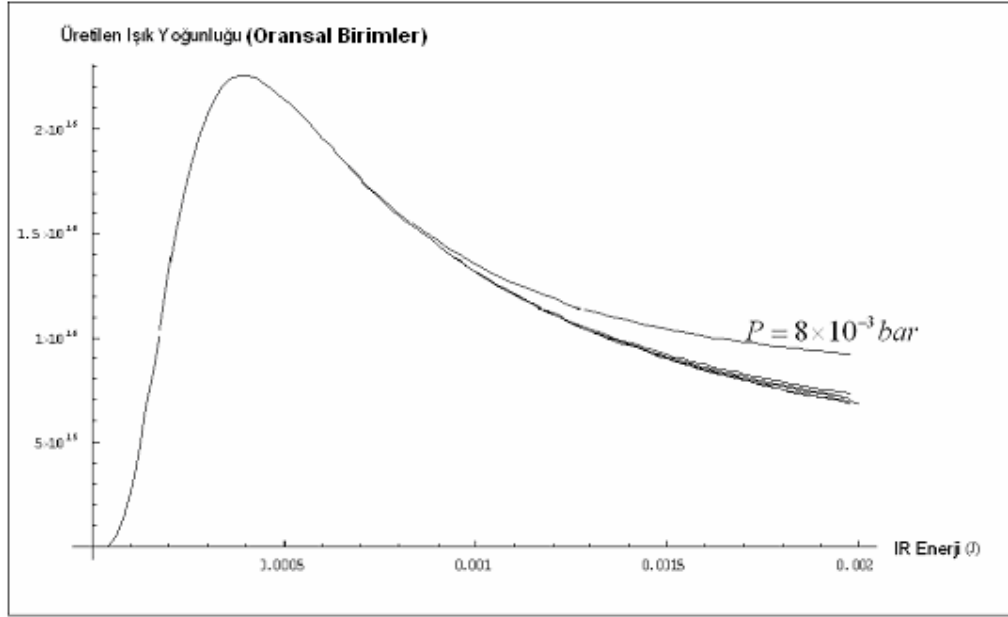
Şekil 4.2.' de görüldüğü gibi güçlü alan enerjisi 0.002 J değerine doğru değiştirilirken üretilen ışık yoğunluğunun da yükselerek maksimuma ulaştığı gözlenmektedir. Maksimum değer yaklaşık olarak 3.5×10^{16} (Oransal Birimler) değeri elde edildi.



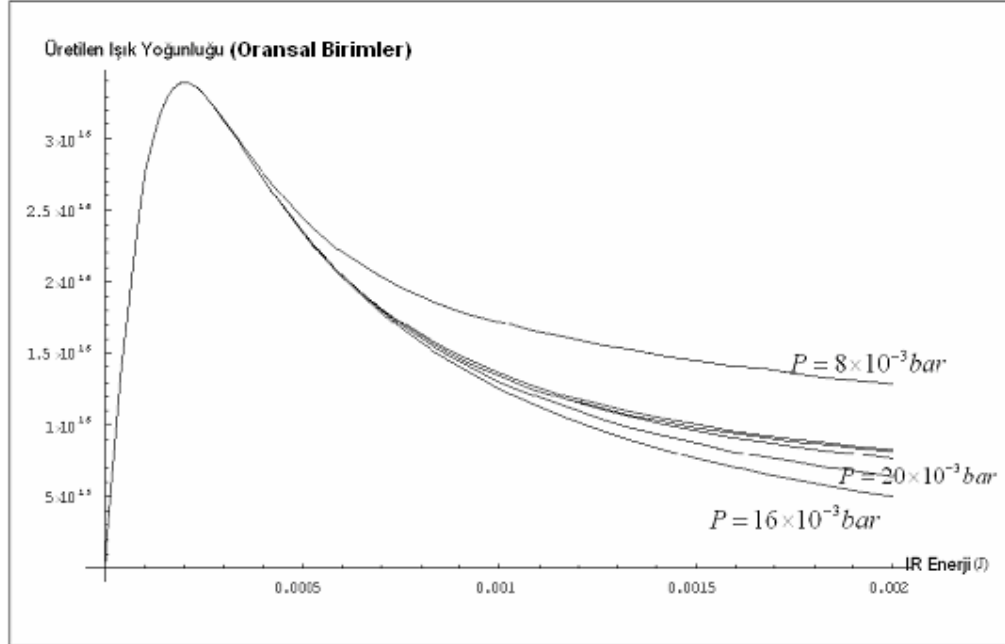
Şekil 4.3. $P=2 \times 10^{-3}$ bar değeri için üretilen uyumcul ışığın IR enerjiye göre değişimi.

$P=2 \times 10^{-3}$ bar değeri için elde edilen sonuç ise Şekil 4.3.' de verilmiştir. Üretilen enerji yoğunluğunun yaklaşık olarak 4×10^{16} (Oransal Birimler) değerinde olduğu görülmektedir.

Doppler kaymalarının ortalaması alınarak elde edilen sonuçlar basıncın 20×10^{-3} bar, 18×10^{-3} bar, 16×10^{-3} bar, 14×10^{-3} bar, 12×10^{-3} bar, 8×10^{-3} bar değerleri için Şekil 4.4.' de verilmiştir. Doppler kaymaları alınmadan elde edilen sonuçlar ise Şekil 4.5.' de görülebilir. Bu şekiller karşılaştırıldığında Doppler kaymaları alınmadan bulunan sonuçlarda üretilen uyumcul ışık yoğunluğunun daha yüksek olduğu saptanır.

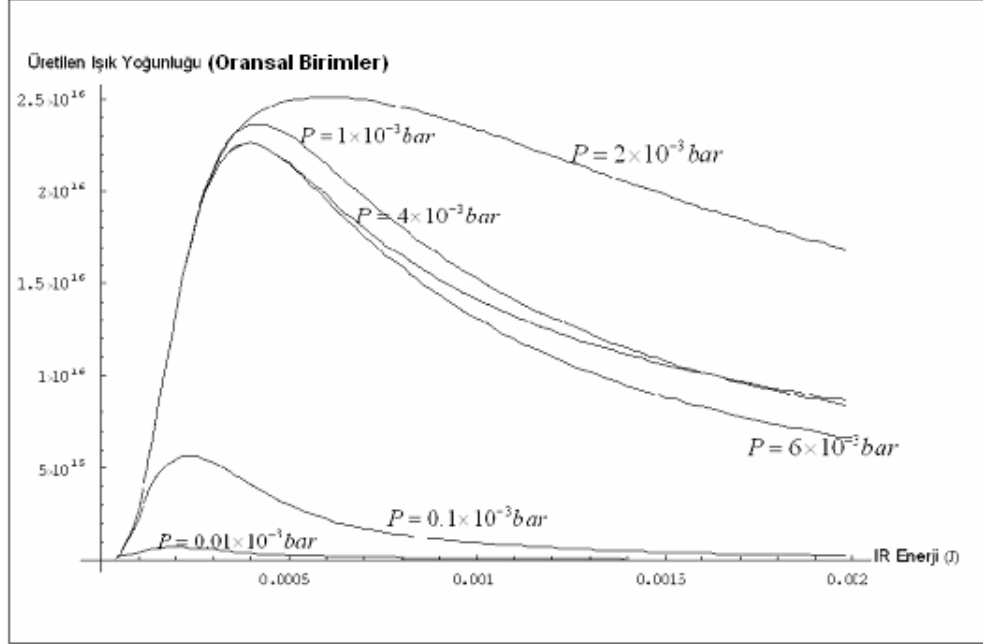


Şekil 4.4. $P=20 \times 10^{-3} \text{ bar}$, $18 \times 10^{-3} \text{ bar}$, $16 \times 10^{-3} \text{ bar}$, $14 \times 10^{-3} \text{ bar}$, $12 \times 10^{-3} \text{ bar}$, $8 \times 10^{-3} \text{ bar}$ değerleri için Doppler ortalamaları hesaplanarak üretilen ışık yoğunlukları.

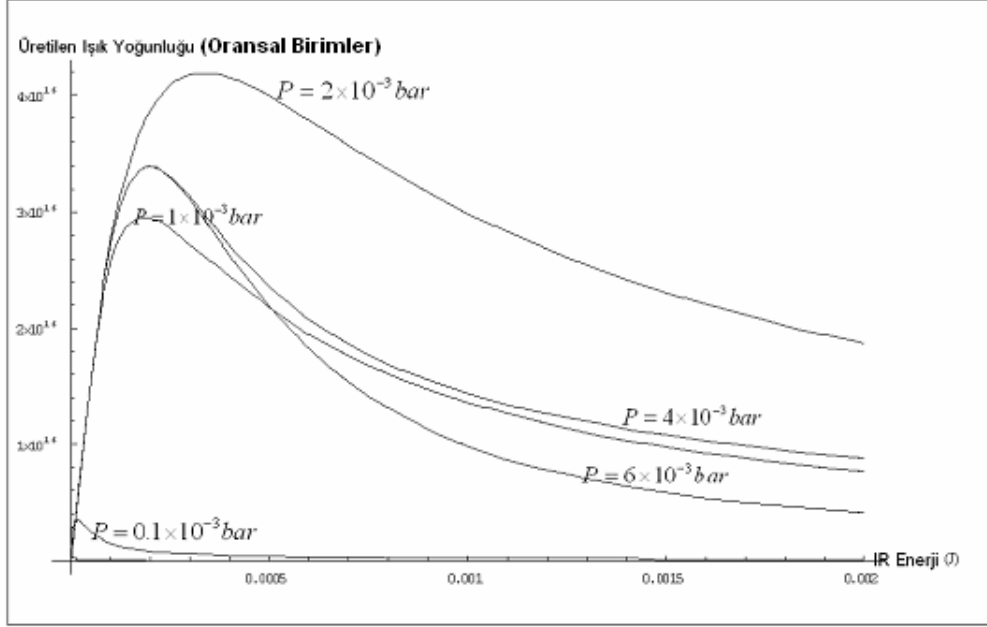


Şekil 4.5. $P=20 \times 10^{-3} \text{ bar}$, $18 \times 10^{-3} \text{ bar}$, $16 \times 10^{-3} \text{ bar}$, $14 \times 10^{-3} \text{ bar}$, $12 \times 10^{-3} \text{ bar}$, $8 \times 10^{-3} \text{ bar}$ değerleri için Doppler ortalamaları hesaplanmadan üretilen ışık yoğunlukları.

Şekil 4.6.' da basıncın 6×10^{-3} bar, 4×10^{-3} bar, 2×10^{-3} bar, 1×10^{-3} bar, 0.1×10^{-3} bar, 0.01×10^{-3} bar değerleri için elde edilen sonuçlar verilmiştir.



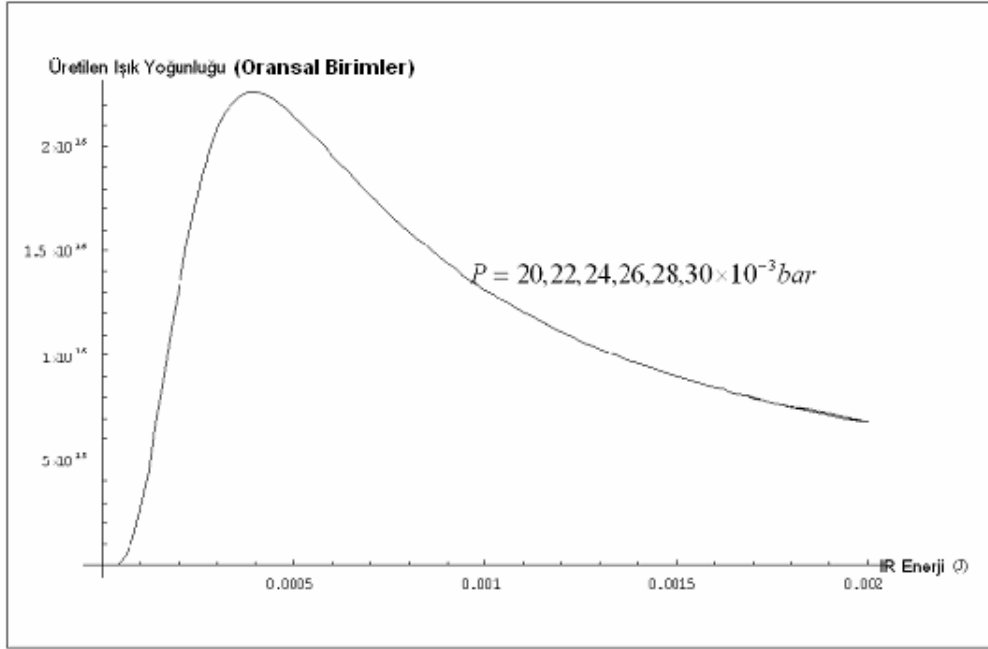
Şekil 4.6. $P=6 \times 10^{-3}$ bar, 4×10^{-3} bar, 2×10^{-3} bar, 1×10^{-3} bar, 0.1×10^{-3} bar, 0.01×10^{-3} bar değerleri için Doppler ortalamaları hesaplanarak üretilen ışık yoğunlukları.



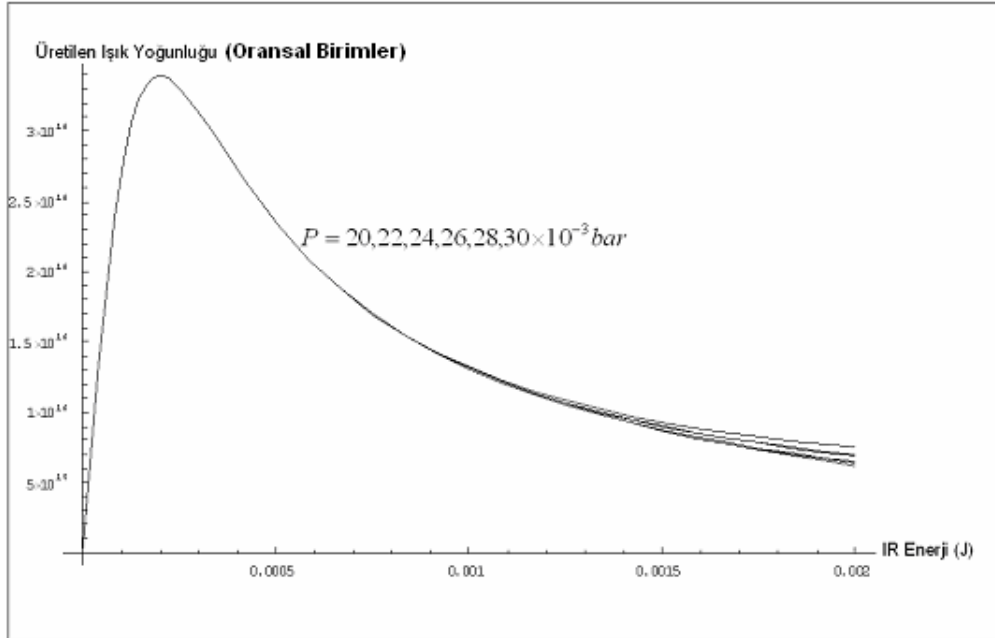
Şekil 4.7. $P = 6 \times 10^{-3}$ bar, 4×10^{-3} bar, 2×10^{-3} bar, 1×10^{-3} bar, 0.1×10^{-3} bar, 0.01×10^{-3} bar, değerleri için Doppler ortalamaları hesaplanmadan üretilen ışık yoğunlukları.

Şekil 4.7.' de görüldüğü gibi basınç değeri 2×10^{-3} bar değerinde iken üretilen yoğunluk en büyük değerindedir. Daha sonra basınç değeri azaldıkça şekillerdeki maksimum değerin de azaldığı gözlenmektedir. Tanecik sayısının az olması, fotonlarla etkileşen atom sayısının da azalmasıdır. Bu sebeple üretilen ışın yoğunluğunda azalmaya sebep olduğu söylenebilir.

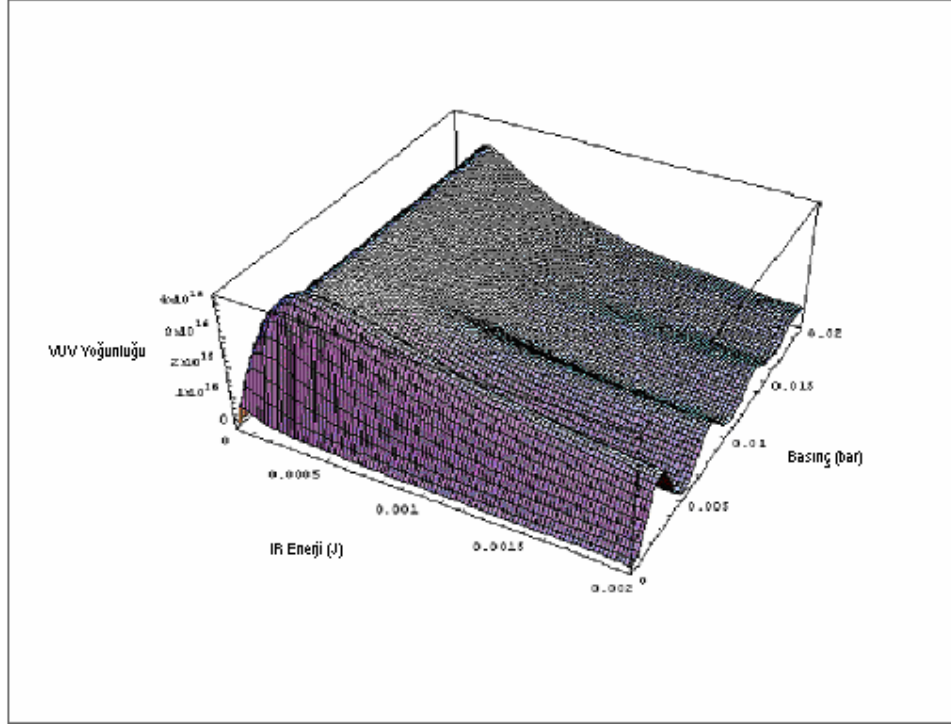
Basınç, 20×10^{-3} bar, 22×10^{-3} bar, 24×10^{-3} bar, 26×10^{-3} bar, 28×10^{-3} bar, 30×10^{-3} bar değerlerinde alındığında Doppler kaymalarının hesaba alındığı sonuç şekillerinin Şekil 4.8.' deki gibi üst üste çakıştıkları tespit edilmiştir.



Şekil 4.8. $P = 20 \times 10^{-3} \text{ bar}$, $22 \times 10^{-3} \text{ bar}$, $24 \times 10^{-3} \text{ bar}$, $26 \times 10^{-3} \text{ bar}$, $28 \times 10^{-3} \text{ bar}$, $30 \times 10^{-3} \text{ bar}$ değerleri için Doppler ortalamaları hesaplanarak üretilen ışık yoğunlukları.

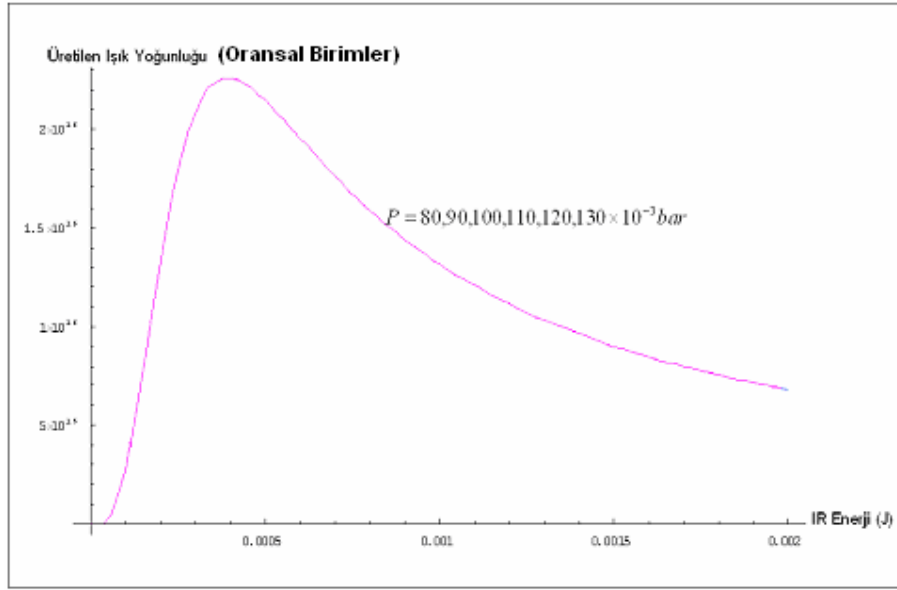


Şekil 4.9. $P = 20 \times 10^{-3}$, 22×10^{-3} , 24×10^{-3} , 26×10^{-3} , 28×10^{-3} , 30×10^{-3} değerleri için Doppler ortalamaları hesaplanmadan üretilen ışık yoğunlukları.

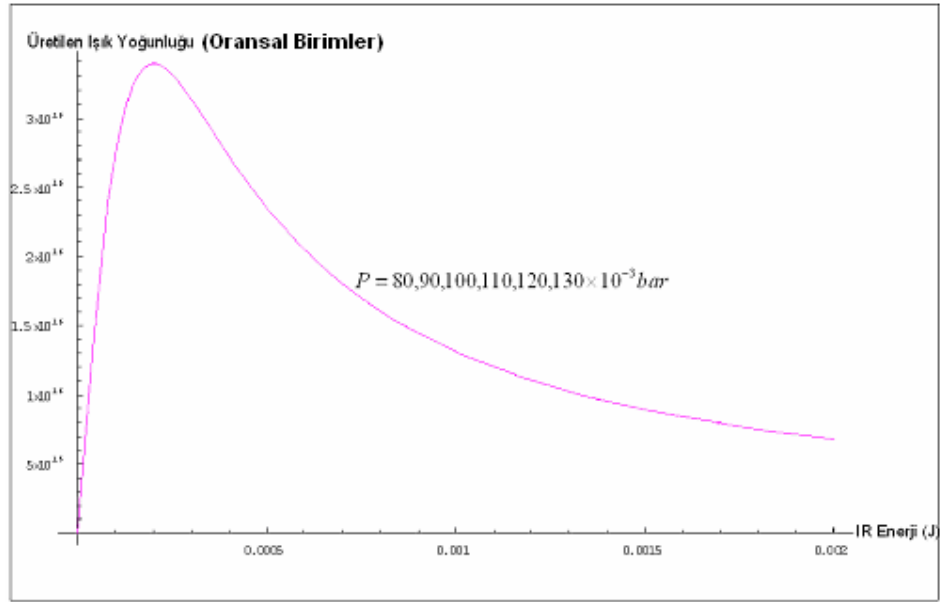


Şekil4.10. $P= 20 \times 10^{-3}$ bar, 22×10^{-3} bar, 24×10^{-3} bar, 26×10^{-3} bar, 28×10^{-3} bar, 30×10^{-3} bar değerleri için üretilen yoğunluğun üç boyutlu gösterimi.

Basıncı, 80×10^{-3} bar, 90×10^{-3} bar, 100×10^{-3} bar, 110×10^{-3} bar, 120×10^{-3} bar, 130×10^{-3} bar değerlerinde alınınca Doppler kayması ortalaması ve Doppler kayması olmadan elde edilen sonuçlar sırası ile Şekil 4.11. ve Şekil 4.12.' de verilmiştir. Şekillerde, değişen basınç değerleri için tam bir çakışma olduğu gözlenmiştir. Bütün sonuçların aynı çıkmasının sebebi belli bir değerden sonra basıncın artırılmasının üretilen ışık yoğunluğunu artırmayacağı olarak yorumlanabilir. Parçacık sayısının artırılması, parçacıklar arasındaki ortalama serbest yolun azalmasına sebep olduğu için çarpışmaların sıklaşacağı ve bu durumda uyumculuğun bozulacağı söylenebilir. Ayrıca atom sayısının artması sonucu, bu atomlarla etkileşen foton sayısının yetersiz kalmasından dolayı basıncın belli bir değerinden sonra verimin artmayacağı yorumu yapılabilir.

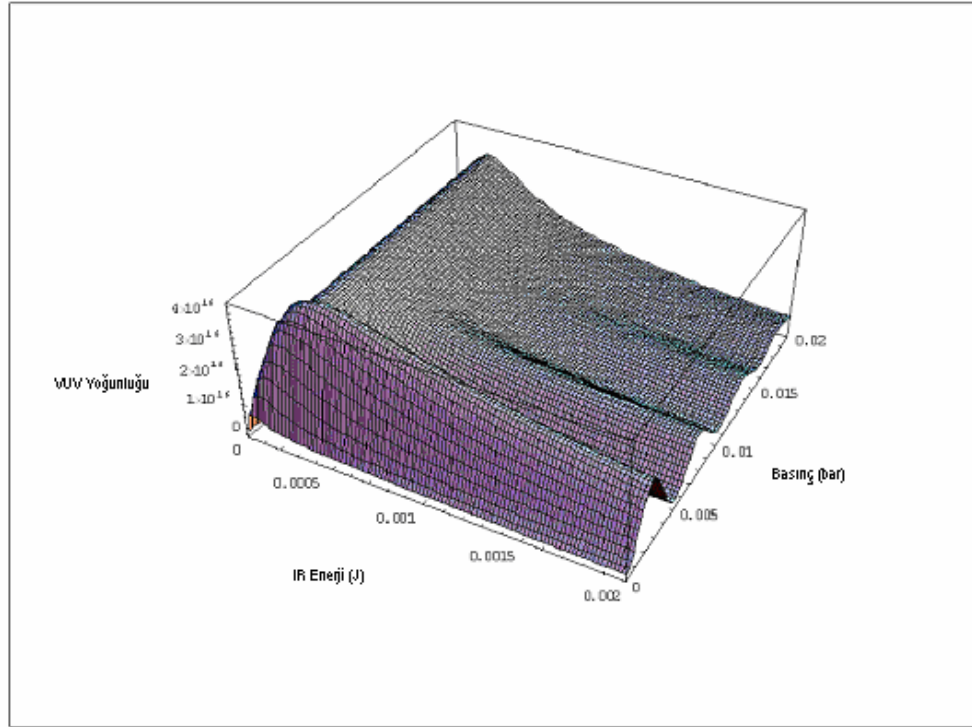


Şekil 4.11. $P=80 \times 10^{-3}$ bar, 90×10^{-3} bar, 100×10^{-3} bar, 110×10^{-3} bar, 120×10^{-3} bar, 130×10^{-3} bar değerleri için Doppler ortalamaları hesaplanarak üretilen ışık yoğunlukları.



Şekil 4.12. $P=80 \times 10^{-3}$ bar, 90×10^{-3} bar, 100×10^{-3} bar, 110×10^{-3} bar, 120×10^{-3} bar, 130×10^{-3} bar değerleri için Doppler ortalamaları hesaplanmadan üretilen ışık yoğunlukları .

Bu değerler için basınç, IR enerji ve üretilen yoğunluğun bir arada bulunduğu Şekil, Şekil 4.13.' de verilmiştir.



Şekil 4.13. $P=80 \times 10^{-3}$ bar, 90×10^{-3} bar, 100×10^{-3} bar, 110×10^{-3} bar, 120×10^{-3} bar, 130×10^{-3} bar değerleri için üretilen yoğunluğun üç boyutlu gösterimi.

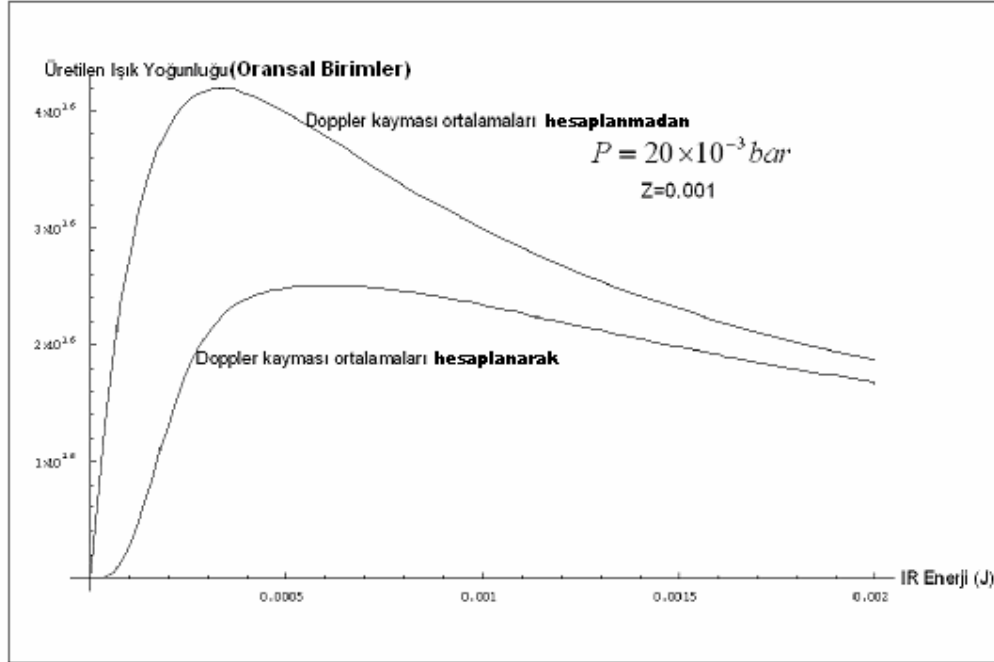
Şekil 4.13. incelendiğinde, basıncın 0 bar ile 0.005 bar değerleri arasında ulaŐılan tepe noktasının en büyük olduğu görülmektedir. Basıncın bu değerleri için çevrim veriminin en fazla olduğu söylenebilir. Daha sonraki değerlerde dalgalanmaların giderek azaldığı ve tepe noktalarının küçüldüğü gözlenmektedir.

4.4. ETKİLEŞİM BÖLGESİNİN UZUNLUğUNUN DEęİŐİŐİMİ:

Programda etkileşim bölgesinin uzunluğu z ile gösterilmiŐ ve 0.01 m olarak alınmıştır. Etkileşim bölgesinin uzunluğunun deęiŐtirilmesi, parçacıklar arası uzaklığın deęiŐmesi anlamına gelir. Bu durum atom yoğunluğunu etkileyeceği için verimin de deęiŐebileceęi söylenebilir.

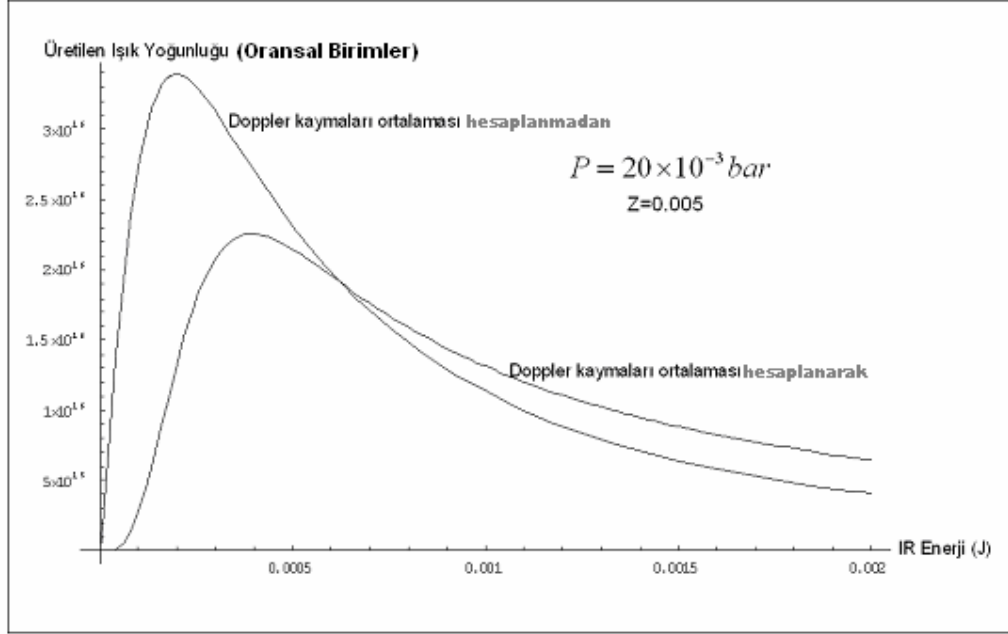
z değeri 0.001 m alınınca $P=20 \times 10^{-3}$ bar değeri için üretilen yoğunluk 4.1×10^{16} (Oransal Birimler) olarak elde edilir (Şekil 4.14). z değerinin küçülmesi ilk baŐta atom yoğunluğunun artması Şeklinde yorumlanabilir. Ancak z' nin 0.0001 m değerinde üretilen uyumcul ışık yoğunluğunun yaklaşık olarak 6×10^{15} (Oransal Birimler) olduğu gözlenmiştir. Yani beklenenin aksine bir azalma söz konusudur.

Bu durum şöyle açıklanabilir: etkileşim bölgesi azaldığında ortalama serbest yol azalır ve bu durum da tesir kesitinin artmasına sebep olur. Parçacıklar arası çarpışmalar sıklaşacağı ve tesir kesiti artacağı için uyumculuk bozulur ve üretilen uyumcul ışık yoğunluğu azalır.

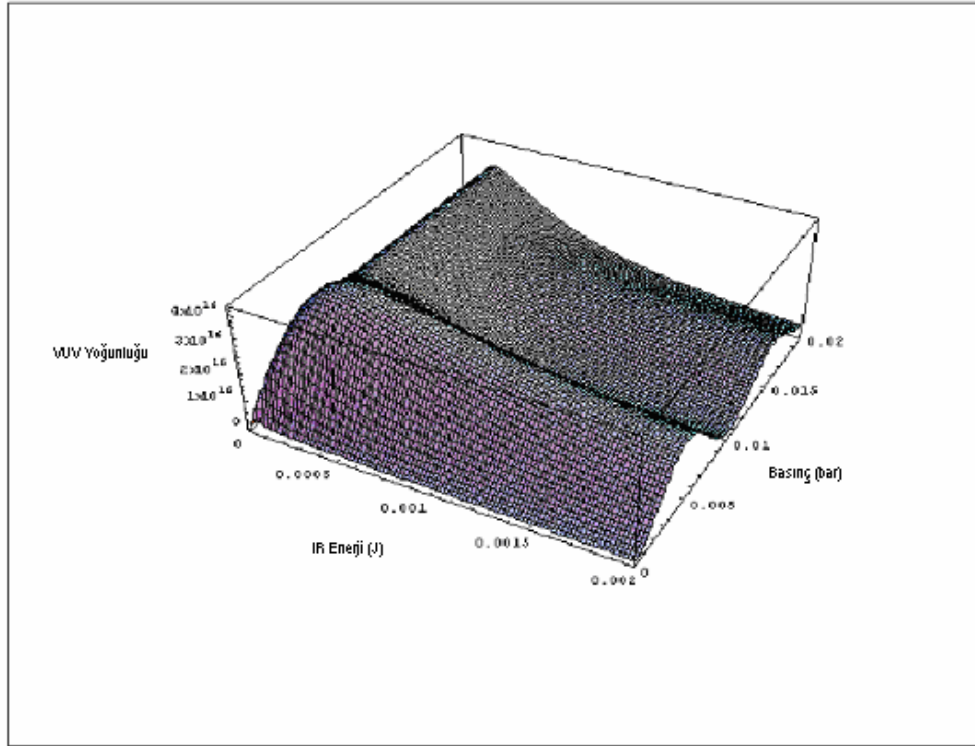


Şekil 4.14. $z=0.001$ m için üretilen ışık yoğunluğu.

$z = 0.005$ m değeri için Şekil 4.15.' de yoğunlukta azalma tespit edilmiştir.



Şekil 4.15. $z = 0.005$ m değeri için üretilen ışık yoğunluğu.

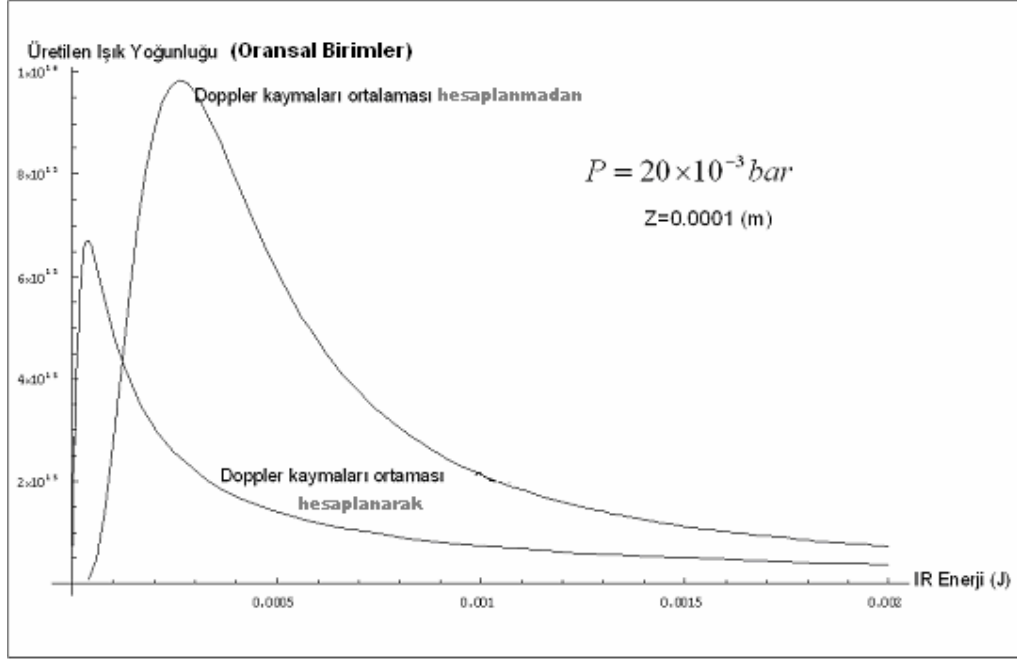


Şekil 4.16. $z = 0.005$ m değeri için üretilen ışık yoğunluğunun üç boyutlu gösterimi.

Şekil 4.15. de üretilen ışık yoğunluğu Doppler kaymaları hesaplanmadan 3.4×10^{16} (Oransal Birimler) değerinde iken Doppler kaymaları hesaplanarak elde edilen sonuç 2.3×10^{16} (Oransal Birimler) değerindedir. Şekil 4.16.' da görüldüğü

gibi 0 ile 0.01 bar değerleri arasında tepe noktası maksimumdur. Ancak diğer dalgalanmada oldukça düşük bir yoğunluk elde edilmiştir. Genel olarak bakıldığında ise üretilen VUV enerji yoğunluğunda azalma görülmektedir.

$z=0.0001$ m, basınç $20 \times 10^{-3} \text{ bar}$ olarak alındığında ise elde edilen Şekil (4.17)' de yoğunluğun yaklaşık olarak 6.1×10^{15} değerine kadar düştüğü saptanmıştır.

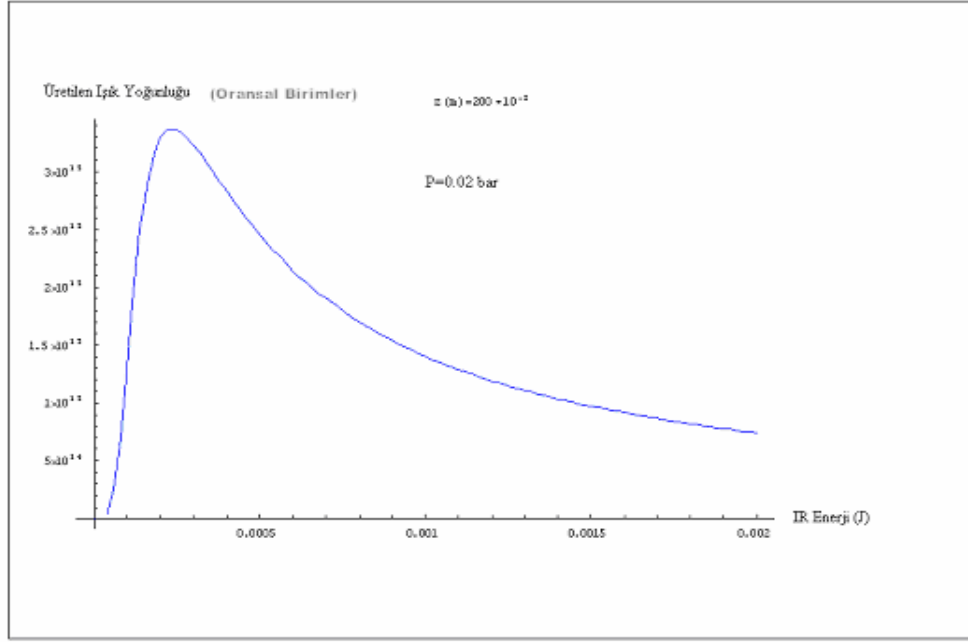


Şekil 4.17. $z=0.0001$ m için üretilen ışık yoğunluğu.

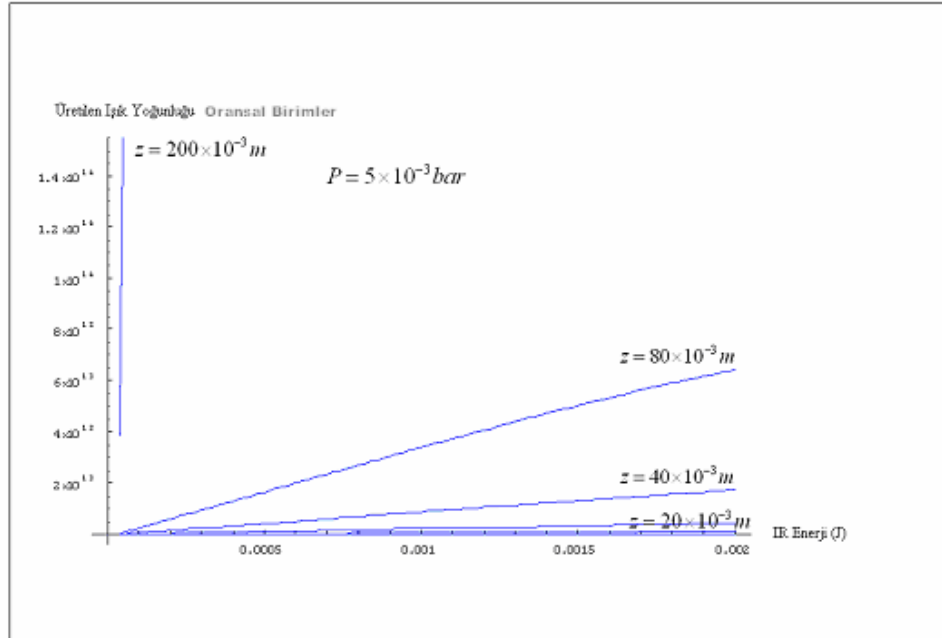
z' nin yani etkileşim bölgesinin uzunluğunun azaltılması, birim hacim başına düşen parçacık sayısının artmasına yol açar. Parçacık sayısının artması sonucu ortalama serbest yol azalacağı için uyumculuğun bozulmasına sebep olur. Üretilen ışın yoğunluğunun azalması bu sebebe bağlanabilir. Parçacık başına düşen foton sayısının azalması da verimin düşmesine neden olarak gösterilebilir.

Aynı programın farklı bir düzenlemesinde basınç yerine z değişkeni olarak belirlenmiş ve üretilen uyumcul ışığın IR enerjiye göre değişimi çizilmiştir. z değeri Doppler kaymaları ortalamaları alınarak z' nin sırası ile 200×10^{-3} m, 80×10^{-3} m, 40×10^{-3} m, 20×10^{-3} m, 10×10^{-3} m değerleri için şekiller elde edildi. z' nin 200×10^{-3} m değeri için bulunan sonuç Şekil 4.18.' de verilmiştir. Şekil 4.19.' da ve Şekil 4.20.' de ise z' nin diğer değerleri için sonuçlar görülmektedir. Şekiller

incelendiğinde z değeri arttıkça üretilen yoğunlukta bir tepe noktası oluşmadığı tespit edilmiştir.

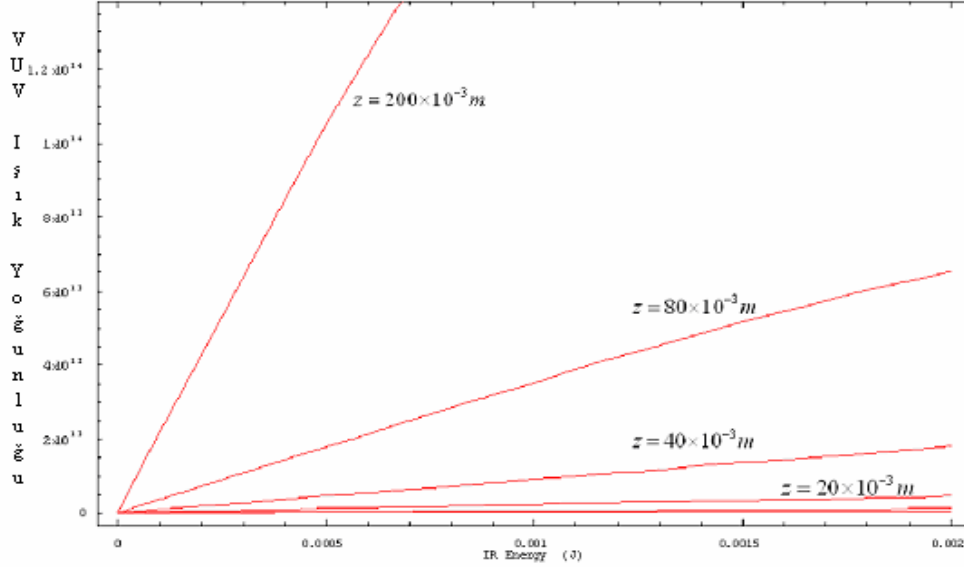


Şekil 4.18. $z = 200 \times 10^{-3}$ değeri için üretilen ışık yoğunluğu.



Şekil 4.19. $z = 200 \times 10^{-3} \text{ m}$, $80 \times 10^{-3} \text{ m}$, $40 \times 10^{-3} \text{ m}$, $20 \times 10^{-3} \text{ m}$, $10 \times 10^{-3} \text{ m}$ değerleri için Doppler ortalamaları hesaplanarak üretilen ışık yoğunlukları.

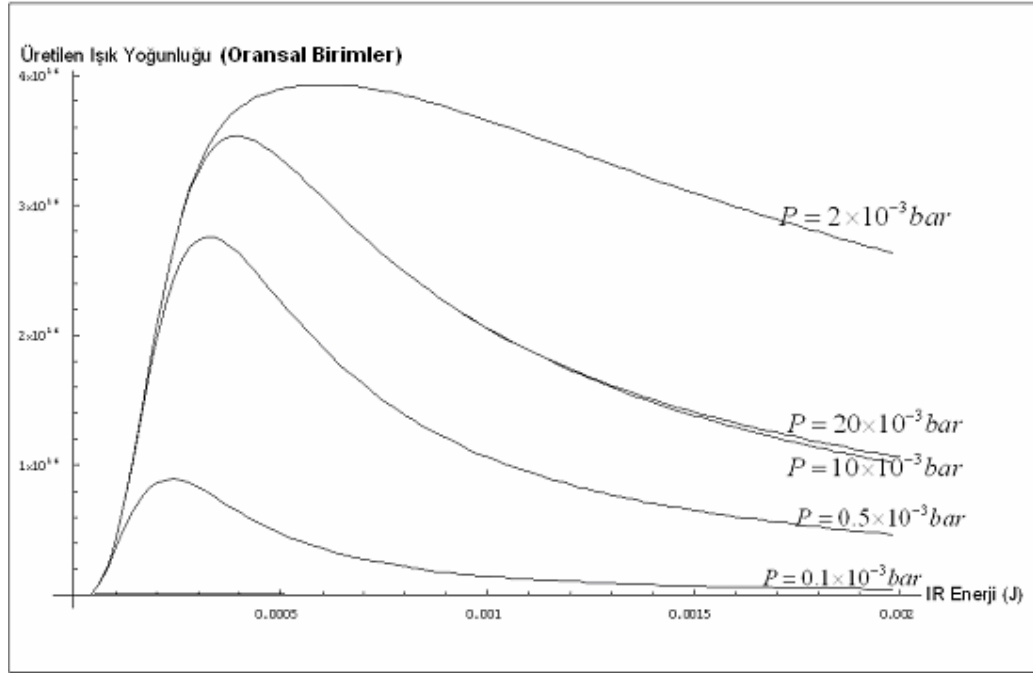
Doppler kaymalarının ortalaması göz önüne alınmadan çizilen şekiller ise Şekil 4.20.' de verilmiştir.



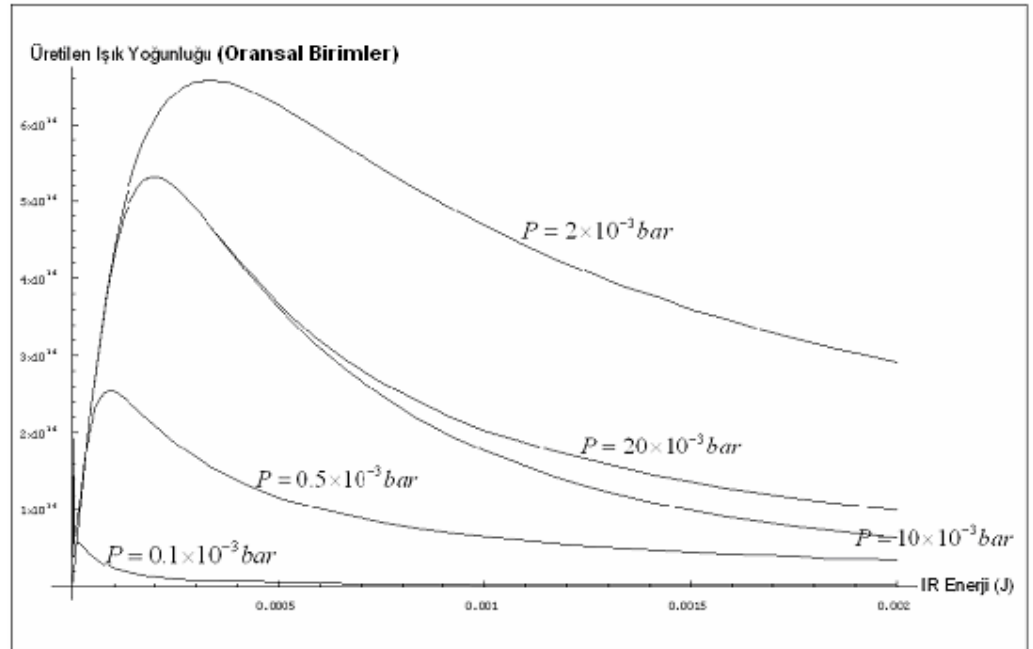
Şekil 4.20. $z=200 \times 10^{-3}$ m, 80×10^{-3} m, 40×10^{-3} m, 20×10^{-3} m, 10×10^{-3} m değerleri için Doppler ortalamaları hesaplanmadan üretilen ışık yoğunlukları.

4.5. UV ENERJİ DEĞİŞİMİ:

Programda UV enerji değeri değiştirildi. UV enerji pompalama alanı ile ilgilidir. Bu enerji elektronların taban durumundan 3. enerji seviyesine geçmesini sağlayan enerjidir. Programda bu değer 200×10^{-6} J olarak alınmıştır. Bu değer 250×10^{-6} J yapıldığında Doppler kaymaları olmadan elde edilen sonuç Şekil 4.21.' de verilmiştir. Bu şekle göre Basıncın 2×10^{-3} bar değeri için üretilen yoğunluğun 4×10^{16} (Oransal Birimler)' dir. Genel olarak bakıldığında üretilen ışık yoğunluğunda bir artma görülmektedir. Doppler kaymaları göz önüne alınarak elde edilen sonuçlar ise Şekil 4.22.' de görülebilir. Bu şekle göre elde edilen yoğunlukta artma gözlenir.

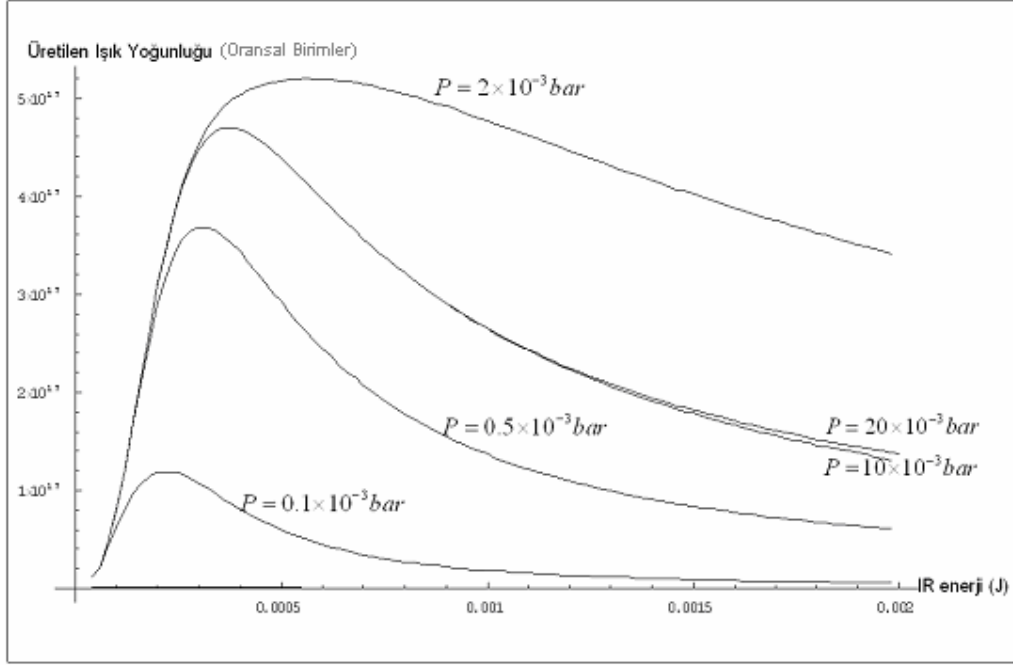


Şekil 4.21. UV enerji 250×10^{-6} J olarak alınınca Doppler ortalamaları hesaplanarak üretilen ışık yoğunlukları.

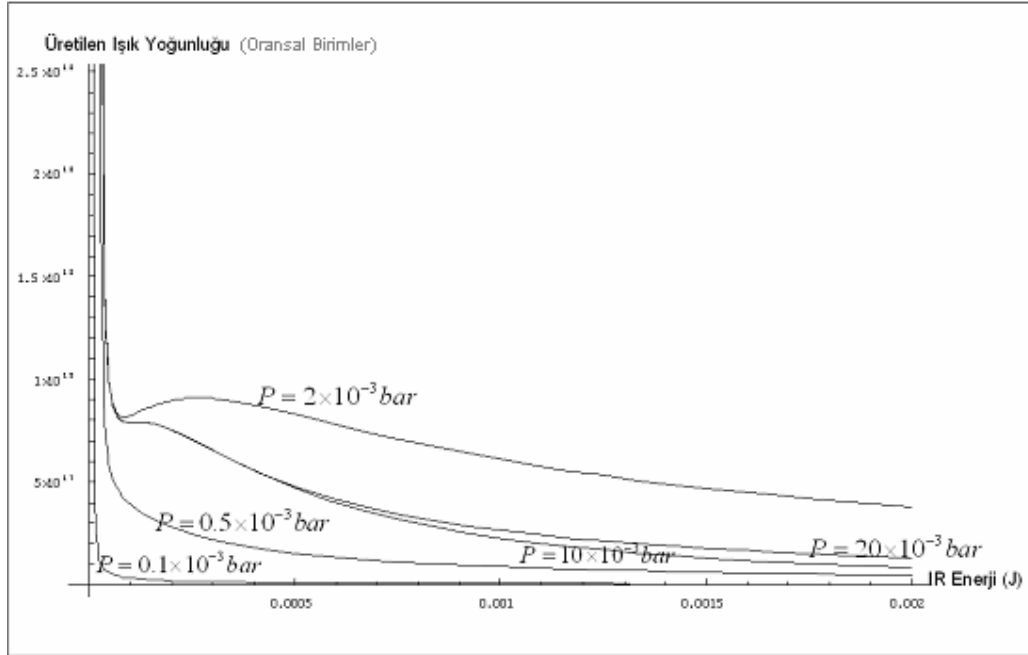


Şekil 4.22. UV enerji 250×10^{-6} J olarak alınınca Doppler ortalamaları hesaplanmadan üretilen ışık yoğunlukları.

UV enerji 900×10^{-6} J olarak değiştirilince sırası ile Doppler ortalaması ile ve Doppler ortalaması göz önüne alınmadan elde edilen sonuçlar Şekil 4.23. ve Şekil 4.24.' de verilmiştir.



Şekil 4.23. UV enerji 900×10^{-6} J olarak değiştirilince Doppler ortalamaları hesaplanarak üretilen ışık yoğunlukları.



Şekil 4.24. UV enerji 900×10^{-6} J olarak değiştirilince sırası ile Doppler ortalaması olmadan elde edilen grafik.

Şekiller incelendiğinde UV enerjinin değişen değerlerinde maksimum tepe noktasının yani maksimum verimin $2 \times 10^{-3} \text{ bar}$ basınçta elde edildiği görüldü. En uygun basınç değerinin $2 \times 10^{-3} \text{ bar}$ olduğu söylenebilir.

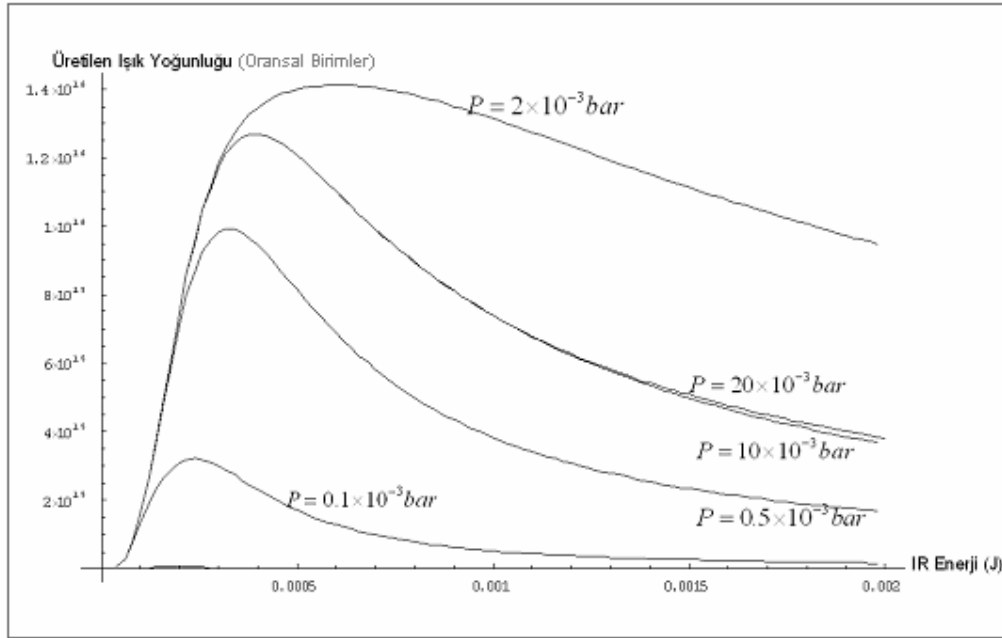
Enerjinin artan değerlerinde üretilen ışık yoğunluğunda artış gözlemlendi. Pompalama enerjisi birinci enerji durumundaki elektronların üçüncü enerji seviyesine çıkmalarını sağladığı için bu durum üçüncü enerji seviyesine çıkan elektron sayısındaki artış sebebi ile üretilen ışık yoğunluğunun arttığı şeklinde yorumlanabilir. Enerjinin 900×10^{-6} J değerinde ise şekillerde bir bozulma gözlenmeye başlanır. Bu durum elektronlarla etkileşen foton sayısının yetersiz kaldığı şeklinde yorumlanabilir. Uygulanan güçlü laser alanının enerjisi artırılarak daha fazla foton sağlanabilir.

UV enerji değeri 150×10^{-6} J olarak alındığında ise elde edilen sonuçlar Şekil 4.25. ve Şekil 4.26.' da verilmiştir.

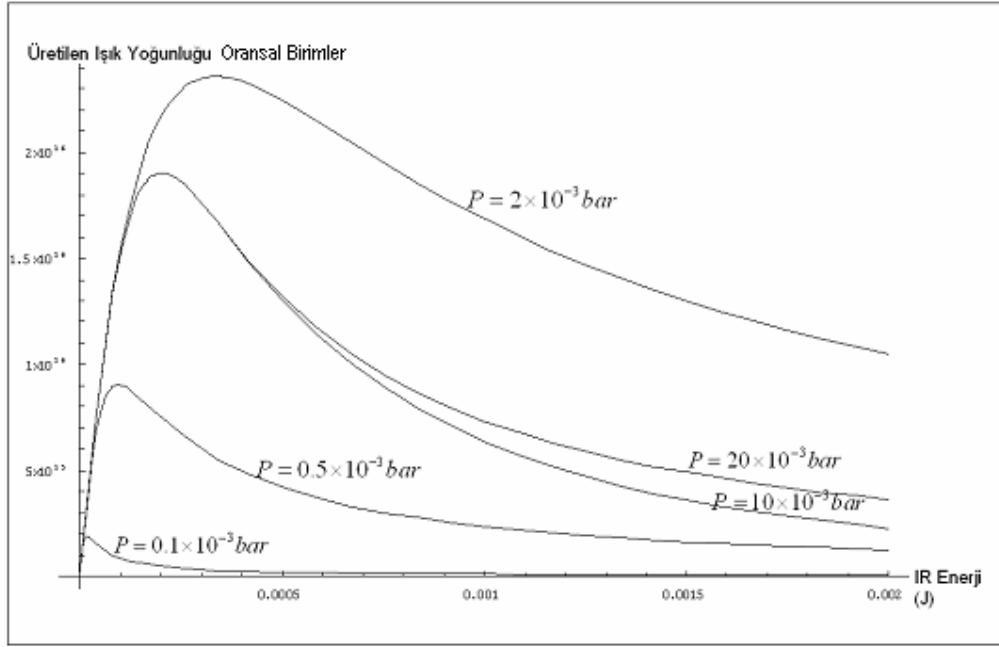
UV enerjinin artırılması sonucu verimin düşmesi, birinci enerji seviyesindeki atom sayısının gönderilen enerji yoğunluğuna göre yetersiz kalması olarak da açıklanabilir. Atom sayısı artırılarak sonucun nasıl değişeceği araştırıldı. Ancak atom sayısının artırılmasının yani diğer bir söyleyişle basıncın artırılmasının, sonuçta

bir değişiklik oluşturmadığı görüldü. IR enerji değerinin artırılması sonucunda ise üç boyutlu şekilde eşit dalgalanmalar elde edildiği saptandı.

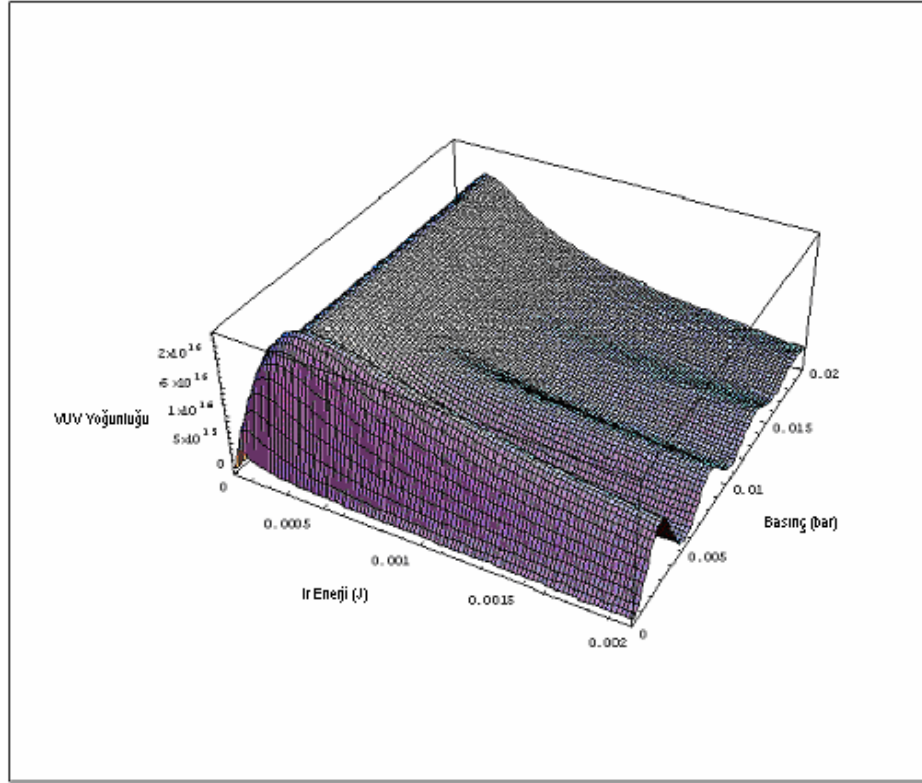
UV enerjinin artırılması, pompalama laser alanının Rabi frekansının (Ω_p) artırılması ile aynı anlama gelmektedir. Bu durumun her zaman verimi artıracağı söylenemez. Pompalama alanının gereken değerden çok fazla olması, elektronların hepsinin birinci enerji durumundan üçüncü enerji seviyesine çıkması sonucunu ortaya çıkarabilir. Ya da elektronlar ilgili enerji seviyelerinin daha üstündeki bir enerji seviyesine çıkmış olabilirler. İyonlaşma enerjisi geçildiği durumda ise elektronların iyonlaştığı da söylenebilir.



şekil 4.25. UV enerji değeri 150×10^{-6} J alındığında Doppler ortalamaları hesaplanarak üretilen ışık yoğunlukları.



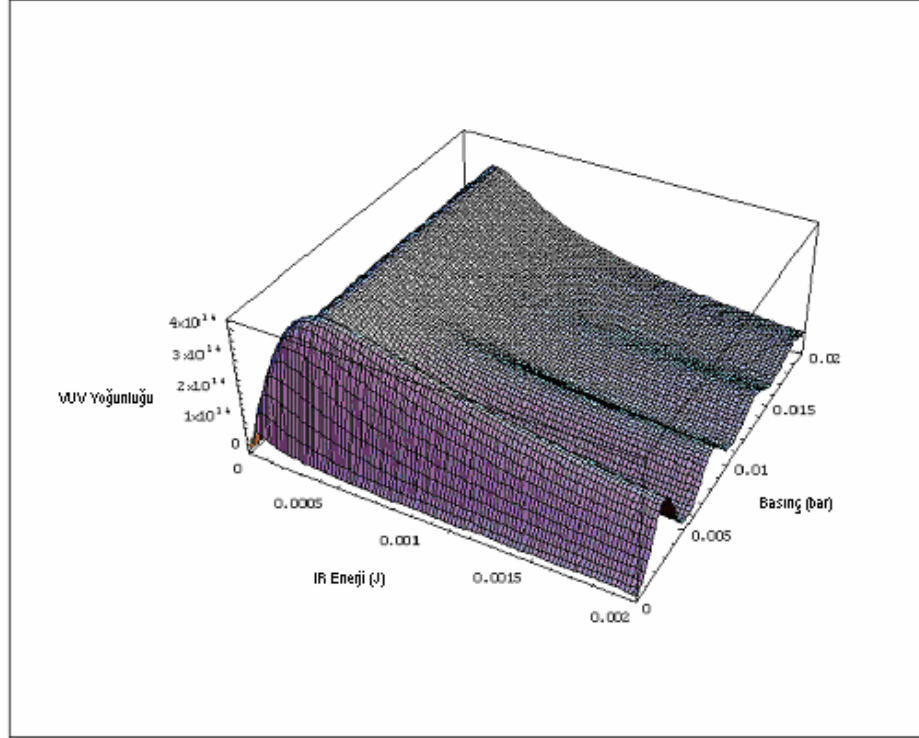
Şekil 4.26. UV enerji değeri 150×10^{-6} J alındığında Doppler ortalamaları hesaplanmadan üretilen ışık yoğunlukları.



Şekil 4.27. UV enerji değeri 150×10^{-6} J alındığında üretilen ışık yoğunluğunun üç boyutlu gösterimi.

Şekil 4.27. ve Şekil 4.28.' de görüldüğü gibi UV enerji azalınca üretilen yoğunlukta da azalma gözlenmektedir.

UV enerji 10^{-7} J yapıldığında elde edilen grafik aşağıda verilmiştir. Üretilen uyumcul ışıpta daha fazla azalma görülmektedir.

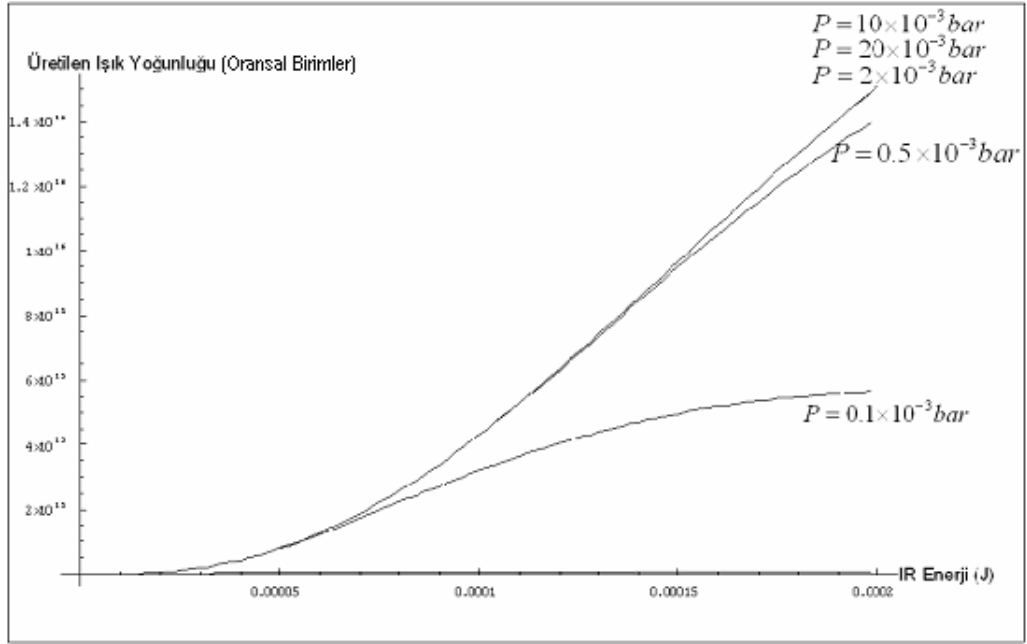


Şekil 4.28. UV enerji 10^{-7} J olarak alındığında üretilen ışık yoğunluğunun üç boyutlu gösterimi.

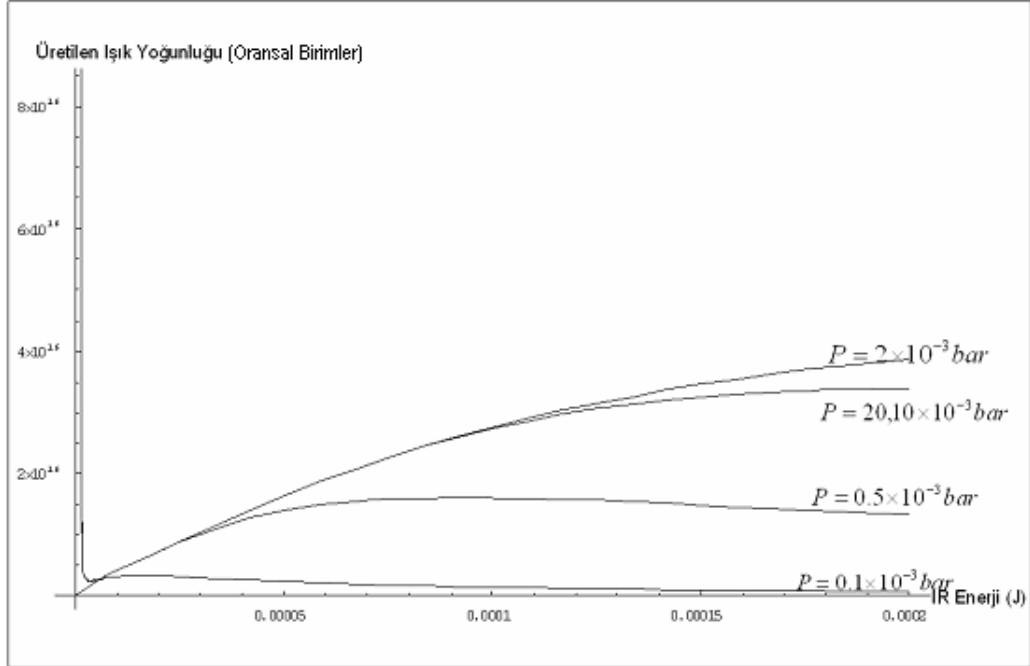
4.6. IR ENERJİ DEĞİŞİMİ:

Elektromanyetik etkili geçirgenlik deneylerinde pompalama laser alanı geçirgenlik olayının oluşması için önemli bir parametredir. Ancak güçlü laser alanının öneminin çok daha fazla olduğu söylenebilir. Çünkü Doppler katsayısını geçecek kadar güçlü bir laser ışını kullanılması hedeflenir. Krypton gazı için yapılan VUV deneylerinde 759 nm dalga boylu laser ışını kullanılır.

Programda güçlü laser alanı enerjisi 0 ile 2×10^{-3} J değerleri arasında alındığında sonuçlar gözlenirken enerji değişimi 0 ile 2×10^{-4} J değerleri arasında değiştirildiğinde şekillerde bozulmalar gözlenmiştir.

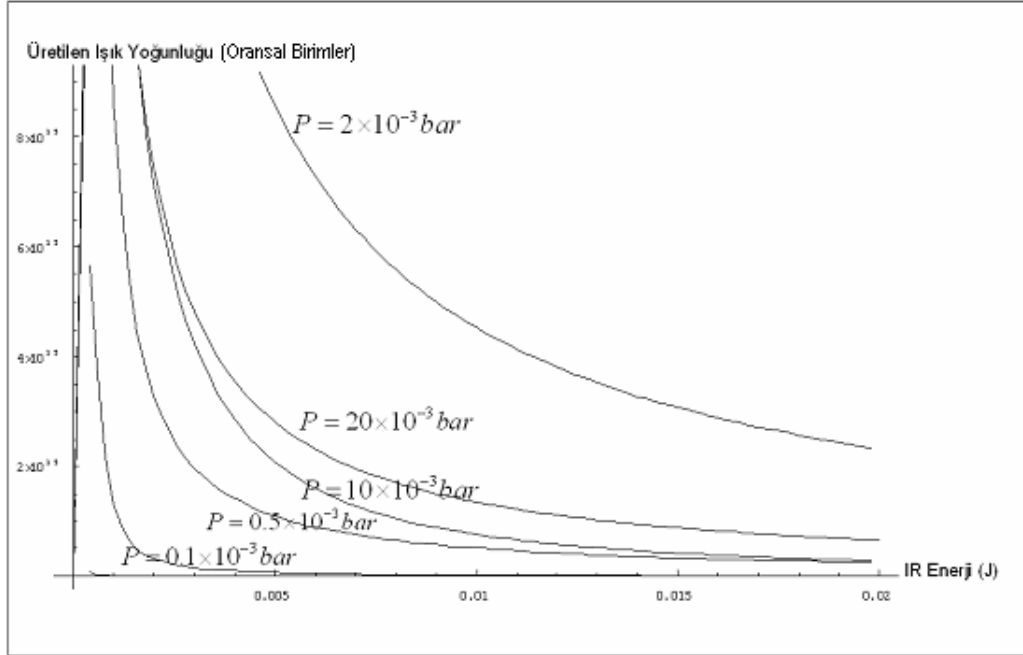


Şekil 4.29. Enerji değişimi 0 ile 2×10^{-4} J arasında iken Doppler ortalamaları hesaplanarak üretilen ışık yoğunlukları.



Şekil 4.30. Enerji değişimi 0 ile 2×10^{-4} J arasında iken Doppler ortalamaları hesaplanmadan üretilen ışık yoğunlukları.

Güçlü laser alanı şiddeti azaltıldığında, şekillerde tepe noktası gözlenmez. Bu durum EIT olayının gerçekleşebilmesi için gerekli enerjinin sağlanamadığı ve Doppler kaymaları etkisinin yenilemediği biçiminde yorumlanabilir. Güçlü laser enerjisi 0 ile 2×10^{-2} J arasında değiştirildiğinde elde edilen sonuç, Şekil 4.31.' de verilmiştir. Şekilde, üretilen enerji yoğunluğunun kesintiye uğradığı görülmektedir.



Şekil 4.31. Enerji 0 ile 2×10^{-2} J aralığında değiştiği zaman Doppler ortalamaları hesaplanarak üretilen ışık yoğunlukları.

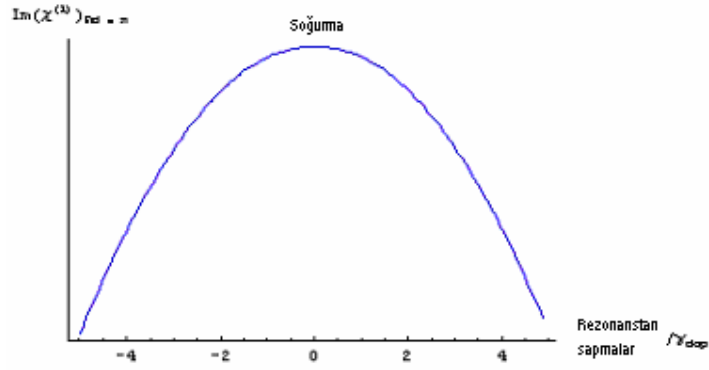
Güçlü laser enerjisi 0 ile 2×10^{-2} J aralığında değiştirildiği zaman yani artırıldığında tepe noktasının yine oluşmadığı Şekil 4.31.' de görülmektedir. Güçlü laser enerjinin artırılması verimin artacağı anlamına gelmeyebilir.

Güçlü laser alanı enerjisi geçirgenlik olayının oluşabilmesi için önemli bir parametredir. Gereken değerden küçük alındığı zaman Doppler etkisinin aşılamadığı ve geçirgenlik sağlanamadığı, gereken değerden büyük olduğu zaman ise yine EIT olayının gerçekleşmediği görülür.

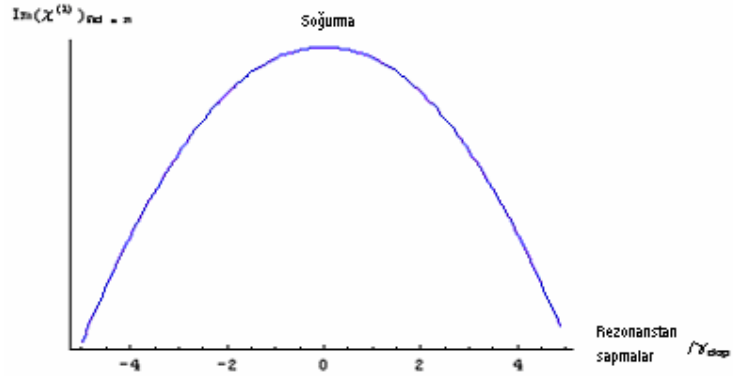
4.7. EIT ŞEKİLLERİ:

Elektromanyetik etkili geçirgenlik olayının gerçekleşebilmesi için uygulanan güçlü laser alanının Rabi frekansının Doppler katsayısını geçmesi gerektiği önceki

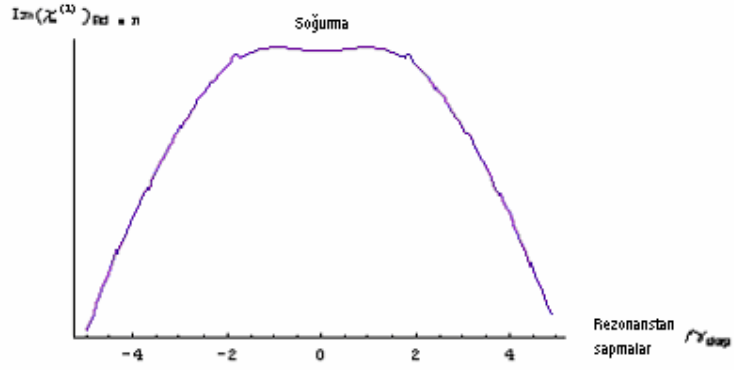
bölümlerde belirtilmiştir (4.1.1.). $\Omega_c \geq n\gamma_{Doppler}$ şartının gerçekleşmesi gerektiği söylenebilir. Bu orantının belirlenmesi için yani Rabi frekansının Doppler katsayısının kaç katı olması gerektiğini hesaplayan başka bir Mathematica programı bulunur.



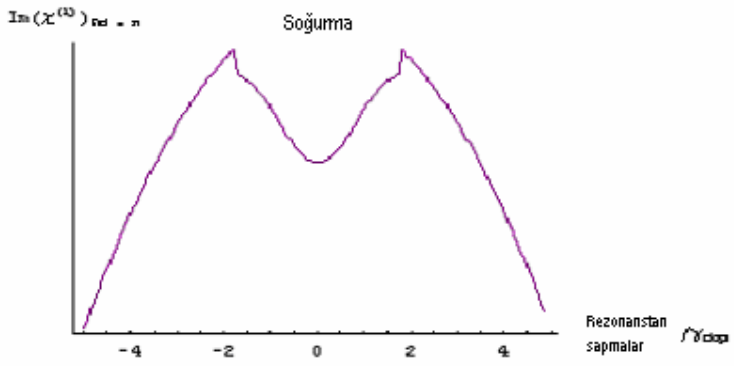
Şekil 4.32. $n=0.1$ için soğurma.



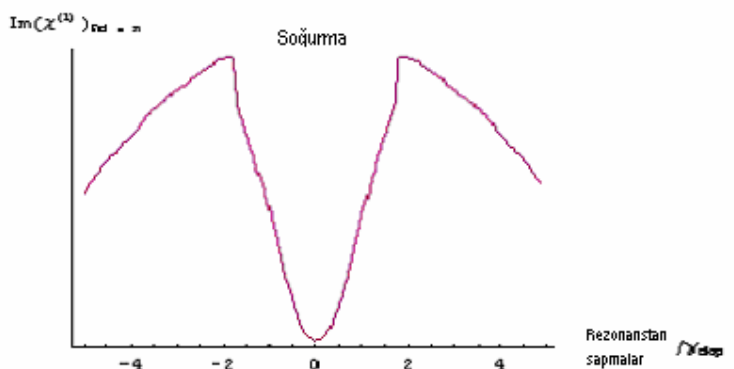
Şekil 4.33. $n=0.2$ için soğurma.



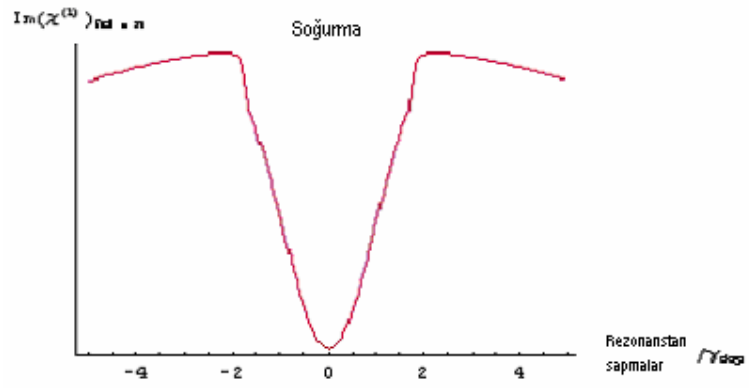
Şekil 4.34. $n=0.4$ için soğurma.



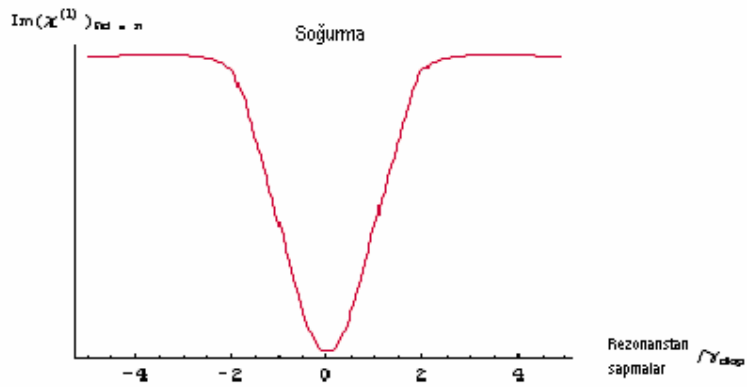
Şekil 4.35. $n=0.8$ için soğurma.



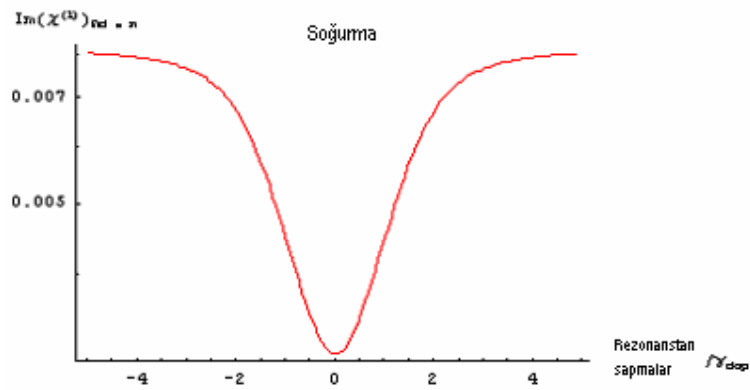
Şekil 4.36. $n=1.6$ için soğurma.



Şekil 4.37. $n=3.2$ için soğurma.

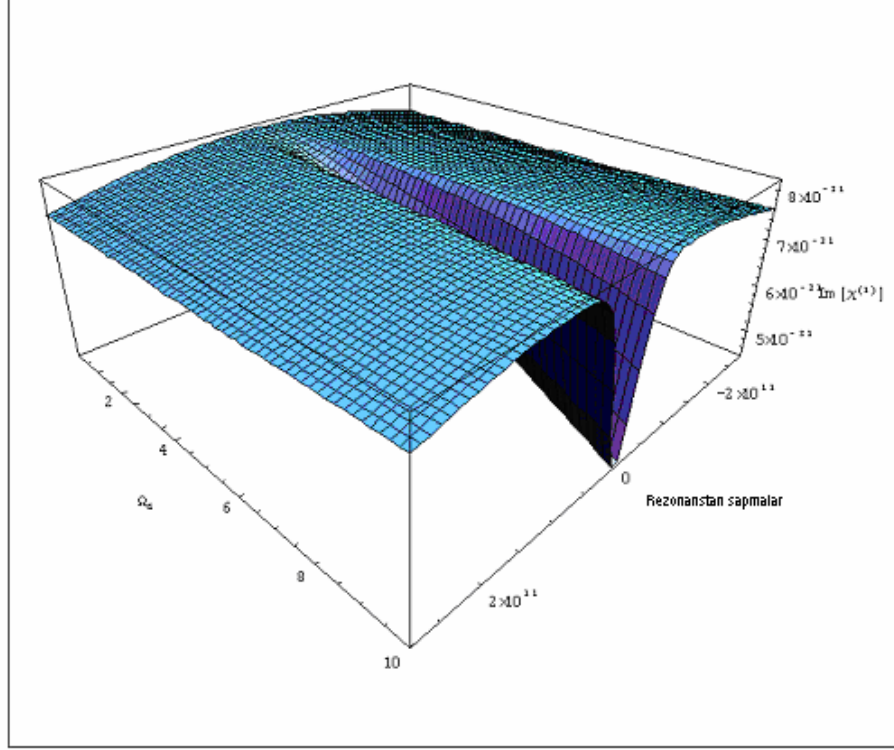


Şekil 4.38. $n=6.4$ için soğurma.

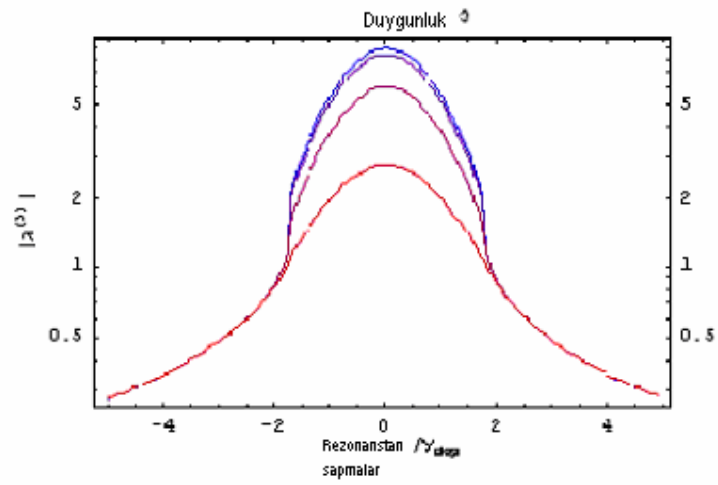


Şekil 4.39. $n=12.8$ için soğurma.

Soğurma sonuçları incelendiğinde $n=0.4$ değeri için şekilde bir geçirgenlik başladığı görülmektedir. n artırıldığında geçirgenliğin de arttığı ve $n=12.8$ için tam geçirgenlik oluştuğu söylenebilir.



Şekil 4.40. Geçirgenliğin üç boyutlu gösterimi.

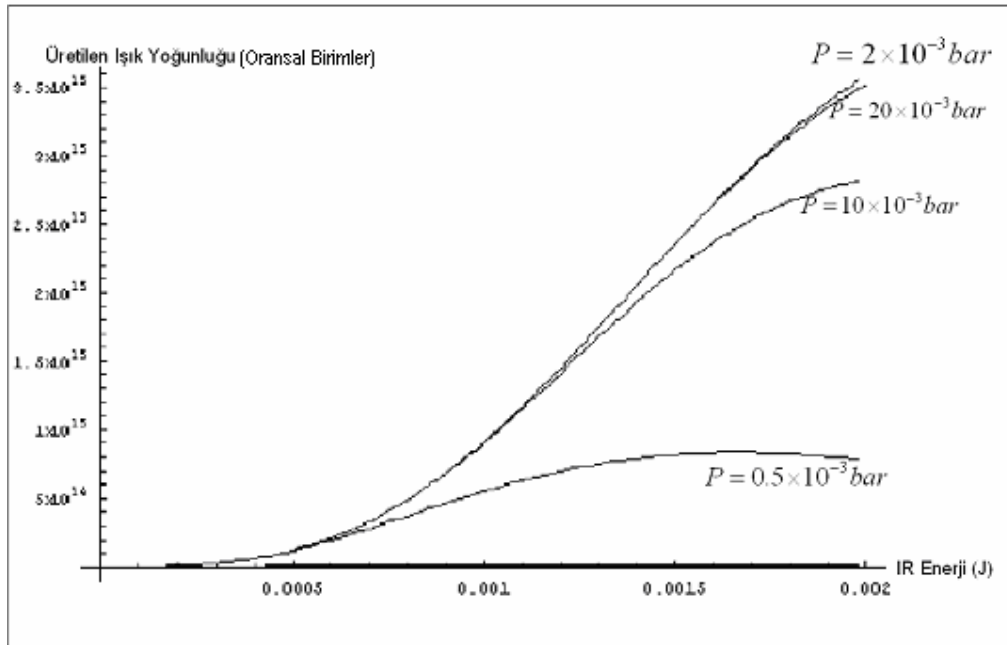


Şekil 4.41. Üçüncü dereceden duygunluk grafiği.

Şekil 4.41.' de üçüncü dereceden duygunluğun $n=0.1$ için en büyük olduğu görülebilir. n değeri artırıldıkça duygunluk şeklindeki tepe noktalarında azalma görülür.

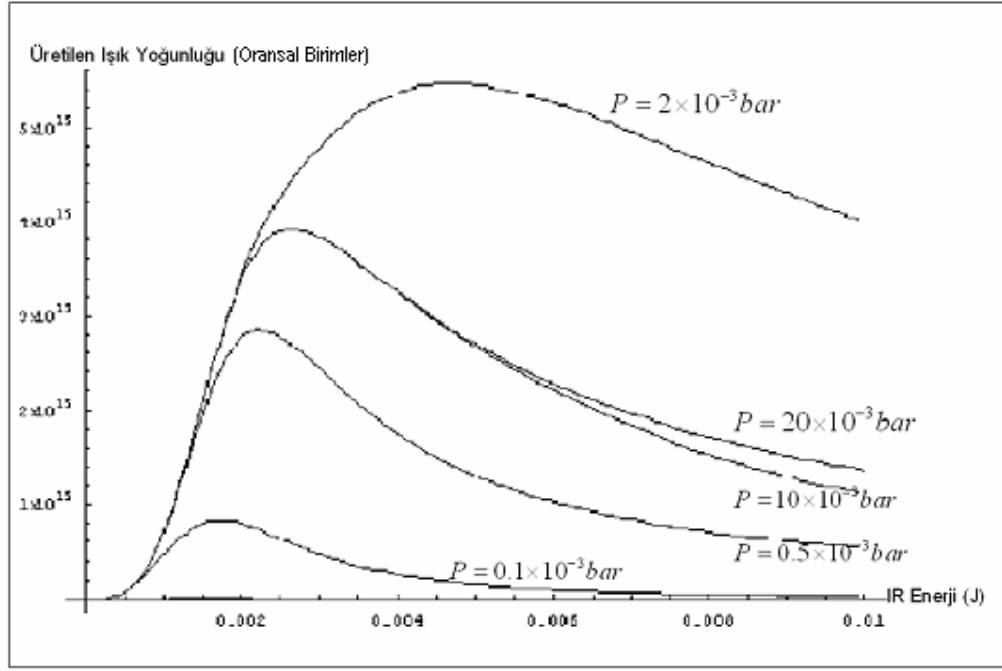
4.8. REZONANSTAN SAPMALAR (DETUNINGS):

Elektromanyetik etkili geçirgenlik işleminde ikinci ve üçüncü enerji seviyeleri arasına uygulanan güçlü laser enerjisi tam rezonans alanı olarak uygulanmaz. Tam rezonans koşulunda üretilen uyumcul ışık yine ortam tarafından soğurulabilir. Bu durum çevrim veriminin azalmasına neden olur. Programda rezonanstan sapma miktarı azaltıldığında oluşan sonuç, Şekil 4.42.' de görülebilir.



Şekil 4.42. Rezonanstan sapma miktarı azaltılınca üretilen ışık yoğunluğu.

Şekil 4.42. incelenirse, tepe noktasının gözlenemediği söylenebilir. Bu durumun sebebi, üretilen uyumcul ışığın ortam tarafından soğurulması nedeni ile verimin düşmesi olarak açıklanabilir. Verimi artırabilmek amacı ile uygulanan güçlü laser enerjisi artırılırsa Şekil 4.43.' deki gibi bir sonuç elde edilir.



Şekil 4.43. Rezonanstan sapma miktarı azaltılıp güçlü laser alanı enerjisinin artırıldığı zaman üretilen ışık yoğunlukları.

Şekil 4.43.' de tepe noktasının $2 \times 10^{-3} \text{ bar}$ basınçta 10^5 mertebesinde olduğu görülür. Bu değer, daha önce elde edilenden daha küçüktür. Şekillerde tepe noktası gözlense de istenilen verim elde edilememiştir. Çevrim verimini artırabilmek için daha güçlü laser alanı uygulamak gerektiği söylenebilir. EIT deneylerinde rezonanstan sapma miktarlarının ayarlanması kullanılacak laser alanlarının enerjilerini de etkileyeceği için önemlidir. Artan basınç değerleri için tepe noktalarında sağa doğru bir kayma görülür. Bu durum ise basınç değerinin artırılması sonucu istenilen çevrim veriminin elde edilebilmesi için daha yoğun IR enerji uygulanması gerektiği şeklinde açıklanabilir.

5. SONUÇLAR ve ÖNERİLER

Bu tez çalışmasında, uyumcul uyarılmalar yolu ile dört dalga karışımı işleminde çevrim veriminin artırılması konusu incelenmiştir. Deney düzeneğinin kurulmasından çok daha kolay ve ucuz olan deney simülasyonu üzerinde çalışılmıştır. Simülasyon Mathematica isimli, verilen komutlara bağlı olarak en karışık matematiksel işlemleri hesaplayabilen ticari bir program ile oluşturulmuştur. Yine programın özelliklerinden faydalanılarak sonuç şekilleri alınabilmektedir.

Elektromanyetik etkili geçirgenlik olayının gerçekleşebilmesi ve uyumcul VUV ışık elde etmek için sağlanması gereken bazı koşullar vardır. Bu koşullar 4. bölümde açıklanmıştır. Rabi frekansı, etkileşim bölgesinin uzunluğu, minimum pompalama ve IR enerji, NL çarpımı, sıcaklık, rezonanstan sapmalar gibi değişkenler, EIT yöntemi ile ilgili parametrelerdir. Bu çalışmada, EIT olayının gerçekleşebilmesi için önemli olan bazı kavramlar açıklandı ve matematiksel hesaplarla minimum değerler bulundu.

Değişkenlerin incelenmesine “basınç”tan başlandı. Basınç, ortamdaki atom sayısı ile ilişkili bir değişkendir. Programda IR enerji 0’ dan $2 \times 10^{-3} J$ değerine kadar 0.0005 aralıklarla artırılıp çeşitli basınç değerleri için şekiller çizdirildi.

Basıncın değiştirilmesinde $20 \times 10^{-3} bar$ referans olarak alınıp bu değerden daha küçük ve daha büyük değerler için araştırmalar yapıldı. $20 \times 10^{-3} bar, 18 \times 10^{-3} bar, 16 \times 10^{-3} bar, 14 \times 10^{-3} bar, 12 \times 10^{-3} bar, 8 \times 10^{-3} bar$ değerlerinde elde edilen sonuçların tepe noktalarının çakıştıkları tespit edildi. Basıncın 20×10^{-3} ile $8 \times 10^{-3} bar$ değerleri arasındaki değişiminin üretilen VUV ışık yoğunluğunu değiştirmeyeceği görüldü. Bu değerler için Doppler ortalamaları hesaplanmadan yaklaşık olarak 3.4×10^{16} (Oransal Birimler) yoğunluktaki ışık üretilebileceği saptandı. Doppler ortalamaları da hesaplanarak bulunan yoğunluk ise 2.3×10^{16} (Oransal Birimler)’ dir. Doppler ortalamaları verimde azalmaya sebep olur. $6 \times 10^{-3} bar - 0.01 \times 10^{-3} bar$ değerleri arasında yapılan değişimde maksimum VUV enerji yoğunluğunun $2 \times 10^{-3} bar$ basınçtayken 4.1×10^{16} (Oransal Birimler) değerinde elde edildi. $0.01 \times 10^{-3} bar$ için ise en az olduğu görüldü.

Basıncın azalması, tanecik sayısının azalması demektir. Fotonlarla etkileşen atom sayısının az olması nedeni ile üretilen uyumcul ışık yoğunluğu da azalır.

$20 \times 10^{-3} \text{ bar}$ ve $30 \times 10^{-3} \text{ bar}$ arasındaki değişimlerde ise incelenen sonuç şekillerinin çakıştıkları görüldü. $80 \times 10^{-3} \text{ bar}$ ' dan $130 \times 10^{-3} \text{ bar}$ 'a kadar onar onar değişen basınç için yine şekillerde tam bir çakışma saptandı.

Belli bir değerden sonra ($20 \times 10^{-3} \text{ bar}$) üretilen VUV ışık yoğunluğunda artış olmaması, parçacık sayısı bu değerin üzerine çıktığı zaman parçacıklar arası çarpışmaların sıklaşacağı ve bu durumun da uyumculuğu bozan bir etki oluşturacağı biçiminde yorumlanabilir. Başka bir yorum ise parçacık sayısı artırıldığında her bir parçacık ile etkileşen foton sayısının yetersiz kaldığı açıklaması ile yapılabilir. IR enerji şiddeti de yükseltilerek sonuçlardaki değişim yeniden incelenebilir.

Basınç değerinden sonra etkileşim bölgesinin uzunluğu (z) değiştirildi. Basınç $20 \times 10^{-3} \text{ bar}$ değerinde tutulup z 0.001 m yapıldığında üretilen yoğunluk yaklaşık olarak 4×10^{16} (Oransal Birimler) olarak tespit edildi. Azalan z değerlerinde yoğunluğun 10^{15} mertebesine kadar düştüğü görüldü. Etkileşim bölgesinin uzunluğunun azalması, (atom sayısının artırılması gibi) parçacıklar arası çarpışmaları artmasına sebep olacağı için çevrim veriminde düşme gözlenir.

z' nin artan değerlerinde ise şekillerde tepe noktası gözlenememiştir. Etkileşim bölgesinin uzunluğu artırılınca parçacıklar arası uzaklık da artar. Parçacıklar arası çarpışmalar azalır ancak uyumculuğun yeterli olmaması sebebi ile üretilen VUV yoğunluğunun azaldığı görülür. EIT olayının çevrim verimini artırmak amacı ile daha yüksek enerjili yani daha büyük Rabi frekanslı çiftlenim laser alanı kullanılabilir. z için en uygun değerlerin 0.01m ve 0.001m olduğu tespit edildi.

EIT yöntemi ile uyumcul VUV ışık elde etmek için Krypton gaz ortamında yapılan deneylerde pompalama alanı olarak 212 nm dalga boylu laserler kullanılır. Krypton atomları $4p^6 1s_0$ kararlı durumundan $4p^5 5p$ uyarılmış enerji durumuna çıkarılır.

UV enerji artırıldığında Ω_p Rabi frekansı da artar. Taban durumundan uyarılmış duruma geçen elektron sayısı artacağı için sonuç olarak verimde de artma olduğu söylenebilir. $200 \times 10^{-6} \text{ J}$ değerinden $900 \times 10^{-6} \text{ J}$ değerine kadar UV enerji değişiminde, üretilen yoğunlukta artış saptandı. Ancak $900 \times 10^{-6} \text{ J}$ için şekillerde bozulmalar görülmeye başlandı. Bu durum kararlı durumda elektronlarla etkileşen foton sayısının yetersiz kaldığı biçiminde de yorumlanabilir. Ayrıca pompalama

alanının uygun değerden daha fazla olmasının, elektronların ilgili enerji seviyelerini aşıp daha üst enerji durumlarına geçmesine sebep olduğu, bu nedenle verimin düştüğü açıklaması yapılabilir. İyonlaşma enerjisi geçilmiş, elektronlar iyonlaşmış olabilirler.

UV enerji artırıldıkça artan basınç değerleri için çizilen şekillerin tepe noktalarında sağa doğru kaymalar görülür. Bunun sebebi daha fazla IR enerjiye ihtiyaç duyulması olarak açıklanabilir.

UV enerji azaltıldığında ise 10^{-6} dan daha küçük mertebelerde şekillerde üretilen ışık yoğunluğunda azalmalar saptandı. UV enerjinin azalması, pompalama alanının Rabi frekansının (Ω_p) küçük olması demektir. EIT için gerekli Rabi frekansı oluşturulamamış bu nedenle verim düşmüş olabilir. Elektronlar üçüncü enerji durumuna çıkamadıkları için sonuçlardaki maksimum noktalarda hızlı bir düşme olduğu söylenebilir.

IR enerji değeri artırıldığında, sonuç şekillerinde bozulmalar görüldü. Çiftlenim laser alanı enerjisinin artırılması Rabi frekansının (Ω_c) artmasına neden olur. Rabi frekansının büyük olması her zaman verimin artacağı anlamına gelmez. Uyumculuğu bozan bir etki oluşturabilir.

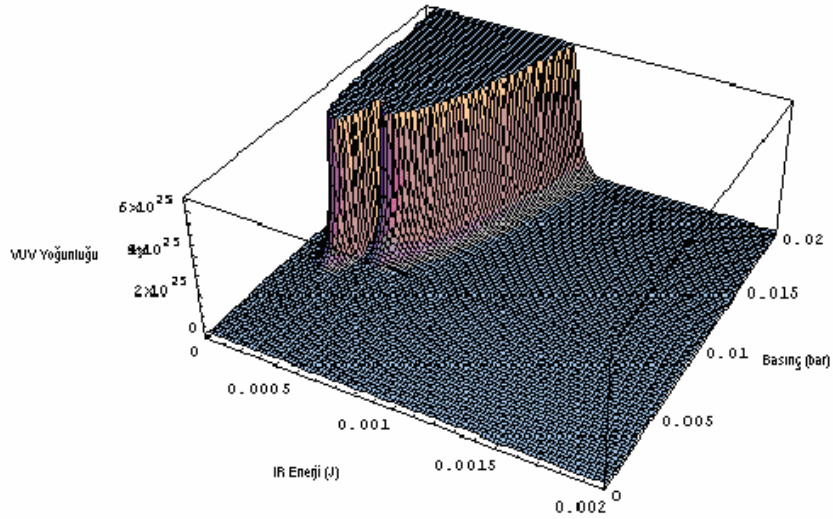
IR enerji azaltıldığında ise şekillerde tepe noktasının oluşmadığı tespit edildi. Bu nedenle çiftlenim alanının Rabi frekansı Doppler etkisini yenemediği için geçirgenliğin elde edilemediği yorumu yapılabilir.

Programda başka bir değişken olan rezonanstan sapma miktarı azaltıldığı zaman sonuç şekillerinde tepe noktasının oluşmadığı saptandı. Rezonanstan sapma miktarı azaltılıp tam rezonans koşuluna yaklaşıldığında üretilen VUV ışığın ortam tarafından soğurulması, çevrim veriminin düşmesine neden olur. Verimi artırabilmek için IR enerji artırıldı. Grafiklerde tepe noktalarının oluştuğu, ancak üretilen ışık yoğunluğunun 10^{15} mertebesinde olduğu gözlemlendi.

Geçirgenlik sonuçlarının incelendiği başka bir programda, EIT olayının gerçekleşebilmesi için çiftlenim alanının Rabi frekansı ile Doppler katsayısı arasındaki bağıntının ne olması gerektiği incelendi. $\Omega_c = n\gamma_{Doppler}$ bağıntısına göre n' nin 0.4 değerinde geçirgenliğin oluşmaya başladığı, n = 12.8 için ise mükemmel bir geçirgenlik elde edildiği belirlendi. Bu sonuca göre Çiftlenim alanının Rabi

frekansı, Doppler katsayısının 12.8 katı olduğu zaman EIT olayının maksimum verimde olduğu söylenebilir.

Elde edilen sonuçlarda, UV enerjisinin $10^{-2} J$ olarak alındığı zaman üç boyutlu grafiğin Şekil (5.1)' deki gibi oluştuğu görülür.



Şekil 5.1. UV enerji değeri $10^{-2} J$ olarak alındığında üretilen ışık yoğunluğunun üç boyutlu gösterimi.

Şekil (5.1)' de görüldüğü gibi üretilen yoğunluk artmakta iken kesilmiş gibi bir görüntü oluşmuştur. IR enerji değeri veya basınç değerleri değiştirilerek bu olayın sonuçları araştırılabilir.

Yapılan çalışmalar dışında başka bir çalışmada sıcaklık değişiminin EIT olayını nasıl etkileyeceği incelenebilir. Krypton gaz ortamında oluşturulan deneyler oda sıcaklığında yapılmaktadır. Sıcaklığın artırılmasının parçacıklar arası çarpışmaları artıracığı düşünülerek verimin azalacağı söylenebilir. Ancak sıcaklığın azaltılmasının çevrim verimini artırması beklenir. Bu durum araştırılabilir.

Programda araştırılabilecek başka bir değişken de atma süreleridir. Uygulanan atmaların süreleri (pulselength) değiştirilerek oluşan sonuç şekilleri incelenebilir.

KAYNAKLAR

- [1] Wilson, J., Hawkes, J. F. B. “Laser Principles and Applications”, Prentice Hall, 308 s. 11, 15, (1988).
- [2] Millonni, P. W., “Lasers”, United States of America, 731 s. 211, (1988)
- [3] Alzetta, G., Gozzini, A., Moi L., Orriols, G., “An experimental method for the observation of R. F. transitions and laser beats resonances in orientated Na vapour”, *Nuovo Cimento B*, **36**, 5 1976.
- [4] Kocharovskaya, O. A., Khanin, Ya. I., *Sov. Phys. JETP* **63**, 945 (1986). M. B. Gornyi, B. G. Matisov, Yu. V. Rozhdestvenskii, *Sov. Phys. JETP*. **68**, 728 (1989).
- [5] Boller, K. J., Imamoğlu A., and Harris S. E., “Observation of Electromagnetically Induced Transparency”, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 20, 2593 (1991).
- [6] Harris, S. E., Field, J. E. and Imamoğlu, A., *Phys. Rev. Lett.*, **64**, 1107 (1990).
- [7] Zhang, G. Z., Hakuta, K., Stoicheff, B. P., “Nonlinear Optical Generation Using Electromagnetically Induced Transparency in Atomic Hydrogen”, *Phys. Rev. Lett.*, 71, 19, 3099 (1993).
- [8] Jain, M., Yin, G. Y., Field J. E. and Harris, S. E., Observation of “Electromagnetically Induced Transparency in Phase Matching”, *Opt. Lett.*, **18**, 12, 998 (1993)
- [9] Harris, S. E. “Electromagnetically Induced Transparency”, *American Institute of Physics*, (1997)
- [10] Dorman, C., Kucukkara, I., Marangos, J. P., “Measurement of high conversion efficiency to 123.6 nm radiation in four wave mixing scheme enhanced by electromagnetically induced transparency”, *Phys. Rev.* 013802 (2000).
- [11] Dorman, C., Kucukkara I., Marangos J. P., “Density dependent effects due to residual susceptibilities in a four wave mixing scheme with electromagnetically induced transparency”, *Optics Communications* 180, P 263 (2000).

- [12] Wilson, J., Hawkes, J. F. B. "Laser Principles and Applications", Prentice Hall, 308 s. 90, 107, (1988).
- [13] Feynman, R. P., Leighton, R. B. and Sands, M. "The Feynman Lectures on Physics", Vol-3, Addison-Weslwy, (3 rd Ed) , (1966).
- [14] Atkins, P. W., "Quanta", Oxford University Press, Oxford (2nd Ed) , 434s. 347, 348, (1991)
- [15] Shore, B. W., "The Theory of Coherent Atomic Excitation" (Vol. 1 and 2) John and Sons, Newyork, (1990).
- [16] Knight, P. L., Miloni, P. W., "The Rabi Frequency in Optical Spektra", Phys. Ret. 66, 21, (1980).
- [17] Atkins, P. W., "Moleculer Quantum Mechanics", Oxford University Pres, Oxford, (3rd Ed.) , (1997).
- [18] Arimondo, E., "Coherent Population Trapping in Laser Spectroscopy", Progress in Optics, XXXV, ed. E. Wolf Elsevier Science B. V. , (1996).
- [19] Alzetta, G., Gozzini A., Moi L., Orriols G., "An experimental methode for the observation of R. F. Transitions and laser beats resonances in orientated Na vapour", Nuovo Cimento B, 36,5 1976.
- [20] Arimondo, E. and Orriols G., "Nonabsorbing atomic coherences by coherent two photon transitions in a three- level optical pumping", Lett. Nuovo Cimento, 17, 333, (1976).
- [21] Alzetta, G., Moi L., Orriols, G., "Nonabsorbing hyperfine resonances in a sodium vapour irradiated with a multimode dye laser", Nuovo Cimento B 52, 209, (1979).
- [22] Gray, H. R., Stroud, R. M. And C. R., "Coherent trapping of atomic populations", Optics Letters, 3, 218 (1978).
- [23] Scully, M. O. and Zubairy, M. S., "Quantum Optics", Cambridge University Pres, (1997).
- [24] Marangos, J. P., "Electromagnetically induced transparency", J. Mod. Opt. 45, 471, (1998).
- [25] Vedral, V., "Quantum Optics", Imperial College Pres, 222s. 70,73, (2005)
- [26] Reintjes, R. F., "Nonlinear Optical Parametric Process in Liquids and Gases", Academic Pres, (1984).

- [27] Harris, S. E. and Lou, Z. F., “Preparation energy for electromagnetically induced transparency”, *Phys Rev. A*, **52**, 928 (1995).
- [28] Mosely, R. R., “Ph. D. Theses”, University of St. Andrews (1994).
- [29] Hana, D. C., Yuraich, M. A. and Cotter, D., “Nonlinear Optics of Free Atoms and Molecules”, Springer Verlag, Berlin, (1979).
- [30] Miles, R. B. and Harris, S. E., “Optical third-harmonic generation in alkali metal vapours”, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-9**, 470 (1973).
- [31] Harris, S. E., Field, J. E., and Imamoglu, A., “Nonlinear optical process using electromagnetically induced transparency”, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1107
- [32] Loudon, R., “The Quantum Theory of Light”, Oxford University Press, Oxford, (3rd Ed.), (1991).
- [33] Sargent, M., Scully, M. O., Lamb, W. E., “Laser Physics”, Addison-Wesley, Massachusetts, (1974).
- [34] Suter, D., “The Physics of Laser- Atom Interactions”, Cambridge University Press, (1997).
- [35] Fano, U., “Description of states in quantum mechanics by density matrix operator technique”, *Rev. Mod. Phys.* 29, 74-93, (1957).
- [36] Rabi I., Ramsey, N. F. and Schwinger, J., *Rev. Mod. Phys.* 26, 1677 (1954).
- [37] Yariv, A., “Optical Electronics”, 3 ed. Holt-Saunders, Newyork, (1985).
- [38] Narducci, L. M., Scully, M. O., Oppo, G. L., Ru, P., Tredicce, J. R., “Spontaneous Emission and Absorbtion Properties of a Driven Three Level System”, *Phys. Rev. A* **42**:1630 (1990).

ÖZGEÇMİŞ

1979 yılında Ordu' da doğdum. İlk, Orta ve lise öğrenimimi Mersin' de tamamladım. 1997 yılında Mersin Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünü kazandım. 2001 yılında mezun oldum. 2002 yılında Mersin Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalına kayıt oldum. 2004 yılında bu alanda Yüksek Lisans eğitimime başladım.