

T.C.
DİCLE ÜNİVERSİTESİ

Fen Bilimleri Enstitüsü
(FİZİK ANABİLİM DALI)

ELEKTROMANYETİK OLARAK
İNDÜKLENMİŞ SAYDAMLIK

123528

Veysel BİNBAY

YÜKSEK LİSANS TEZİ

T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU
DOKÜMANTASYON MERKEZİ

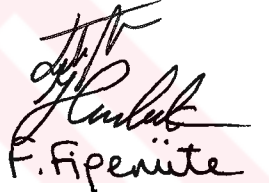
DİYARBAKIR
AĞUSTOS - 2002

123528


T. C.
DİCLE ÜNİVERSİTESİ

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürlüğü'ne
DİYARBAKIR

Bu çalışma, Jürimiz tarafından Fizik Anabilim Dalında YÜKSEK LİSANS tezi olarak kabul edilmiştir.

Jüri Üyesinin Ünvanı	Adı Soyadı	İmza
Başkan: Prof. Dr.	Tahsin KILIÇOĞLU	
Üye : Yrd. Doç. Dr.	Hatice BUDAK	
Üye : Yrd. Doç. Dr.	Figen BİNBAY	

Yukarıdaki bilgilerin doğruluğunu onaylarım.


19.08.2002
Doç. Dr. Necmettin PİRİNÇÇİOĞLU



TEŐEKKÜR

Çalıőmam boyunca desteğini benden esirgemeyen değerli hocam sayın Yrd. Doç. Dr. Figen BİNBAŸ' a teőekkürlerimi sunarım.

AMAÇ

Bu çalışmanın amacı, son yıllarda geliştirilen farklı uygulamalar ile sansasyon yaratan ve halen baş döndürücü bir hızla ardı arkasına çalışmalar yürütülüp sonuçlar yayınlanan kuantum-optik alanındaki farklı araştırma ve uygulama konularını değerlendirmek; bu yeni ve ilginç uygulamalara ilişkin teorik altyapıyı incelemek yolu ile fizik gündemini ve günceli yakalamaktır.

Bunu yapmak için, bu alandaki en yaygın, en temel ve ayrıca sonuçları açısından da en çok ilgi çeken konu olan elektromanyetik olarak indüklenmiş saydamlık konusu özellikle incelenmiştir.

Elektromanyetik olarak indüklenmiş saydamlık olayı özel ve genel anlamda her boyutu ile ele alınmaya çalışılmıştır. Tezde, elektromanyetik olarak indüklenmiş saydamlıkla beraber, benzer prensiplere dayanan paralel konuları da derli toplu bir biçimde incelenmeye çalışılarak, belki de bu çalışma üzerine temellenecek üst düzey özgün araştırma ve çalışmalara sağlam bir alt yapı sağlanılmıştır.

ÖZET

Bu çalışmada, son yılların en çok ilgi çeken konularından biri olan elektromanyetik olarak indüklenmiş saydamlık konusu, hem teorik alt yapısı, hem de deney koşullarının detayları ele alınarak her yönü ile incelenmiş; ayrıca konunun geleceğe yönelik uygulama olasılıkları da irdelenmiştir.

Konuya ilişkin hesaplamalar klasik ya da yarı-klasik değil; tamamıyla kuantum mekaniksel olarak gerçekleştirilmiştir. Bu şekilde maddenin oldukça ilginç bir özel durumu olan elektromanyetik olarak indüklenmiş saydamlık durumuna ilişkin teorik yapı tamamı ile kuantum mekanik hesaplamalar yolu ile irdelenmiştir.

Bunun ardından konuya ilişkin deneyin pratik koşullarına oldukça detaylı bir şekilde değinilerek, konuya ilgi duyabilecek herhangi bir araştırmacının bu çerçevedeki tüm sorularına yanıt bulabileceği geniş çaplı bir irdeleme yapılmıştır.

Kuantum mekanik girişim ve uyum etkilerini kullanarak gerçekleştirilen bu uygulama ile beraber benzer etkileri kullanan ve yine son yıllarda oldukça popüler birer araştırma konusu olan farklı uygulamalar da derli toplu bir biçimde ele alınmıştır. Bu yolla ışık-madde etkileşiminde yeni yeni incelenebilmeye başlayan ve oldukça radikal, heyecan verici sonuçlar elde edilen geniş bir uygulama ve araştırma alanına bir çeşit pencere açılmıştır.

SUMMARY

In this study, "Electromagnetically Induced Transparency", which has been one of the most interested search subjects for last few years, has examined in every details. The subject's theoretical fundamentals have been examined firstly, and than experimental details have been given. Lastly, possible future applications of subject have been discussed.

All calculations have been done by using just quantum mechanics instead of classical and semi classical approximations. It had been possible to understand "Electromagnetically Induced Transparency" situation totally by this way.

Than, experimental details of the subject have been discussed.

Different applications of new developed quantum mechanical techniques that uses quantum interference and quantum coherence effects, have considered and discussed also. Every one of these applications are very popular search areas today.

By this study, a new window has opened to a new, large and amazing search area that uses new invented quantum-optical techniques and "Electromagnetically Induced Transparency" has examined as an example.

İÇİNDEKİLER

1. GİRİŞ	1
1.1. Faz Hızı ve Grup Hızı	1
2. ATOM - ALAN ETKİLEŞİMİ	6
2.1. Atom – Alan Etkileşimi Hamiltonyeni	6
2.2. İki Seviyeli Bir Atom İle Tek Modlu Bir Alanın Etkileşimi.....	11
3. UYUMLU ATOMİK DURUMLAR VE KUANTUM MEKANİKSEL GİRİŞİM ETKİLERİNİN ATOM-ALAN ETKİLEŞİMİ ÜZERİNE ETKİLERİ	19
3.1. Uyumlu Tuzaklama (Karanlık Durumlar).....	19
3.2. Elektromanyetik Olarak İndüklenmiş Saydamlık.....	23
3.3. Genel Bakış.....	27
4. YAVAŞLATMA DENEYLERİ DETAYLARI.....	30
5. İLGİNÇ SONUÇ (Işığın Tamamen Durdurulması)	37
6. KUANTUM-OPTİK ALANINDAKİ FARKLI UYGULAMA VE ARAŞTIRMALAR... 39	
6.1. Sıcak Atomik Gaz Ortamında Işığın Yavaşlatılması.....	39
6.2. Uyarılmış Raman Adyabatik Geçişi	39
6.3. Elektromanyetik Olarak İndüklenmiş Saydamlık Kullanarak, Taban Durumunda Lazerle Soğutma	40
6.4. Atomik Parite Korunmamasının Ölçümü.....	40
6.5. Karanlık Durum Polaritonları	41
6.6. Aşırı Hızlı Işık ve Negatif Grup Hızı.....	42
7. SONUÇLAR VE TARTIŞMA.....	52
KAYNAKÇA	54
ŞEKİL LİSTESİ	56
ÖZGEÇMİŞ	57

1. GİRİŞ

Sokağa çıkıp şöyle bir yürüyüş yaparak gezindiğinizi hayal edin; sonra da gezindiğiniz bu süre boyunca gerçek anlamıyla " ışıktan hızlı " yürüdüğünüzü...

Rowland Institute for Science ' den Lene Vestergaard Hau ve arkadaşlarının 2000 yılının Şubat ayında gerçekleştirdikleri deneyde ulaştıkları nokta yukarıdaki cümlede vurgulanan noktadır. Bu deneyde Hau ve arkadaşları başka bir lazer ışığı demetine maruz bıraktıkları oldukça soğuk sodyum atomlarından oluşmuş bir bulutçuğa gönderdikleri lazer pulsunun bu ortam içersindeki grup hızını 0,45 m/sn değerine kadar düşürmeyi başardılar.⁽¹⁾ Bu olaydan bir sene öncesinde de aynı ekip grup hızını 17 m/sn değerine kadar düşürmeyi başarmıştır.⁽²⁾

Işığın bir madde ortamında ilerleyişi oldukça ilgi çekmiş ve aynı oranda üzerinde çalışılmış ve çalışılmakta olan bir konudur. 7 yıl önce ilk defa adına " elektromanyetik olarak indüklenmiş saydamlık " denilen durum içerisinde bulunan soğutulmuş atom bulutu ortamında ışık hızının oldukça dramatik değerlere kadar düşürülebildiği gösterildi. Bu deneylerde, böylesine radikal hız değerlerine kırılma indisinin frekansa göre aşırı hızlı bir değişim gösterebilmesi ve rezonans frekansında soğurmanın ortadan kaldırılması sağlanarak ulaşılmıştır.

1.1. Faz Hızı ve Grup Hızı

İletken olmayan bir ortamda ilerleyen bir elektromanyetik dalga için κ kompleks dalga sayısı, w açısal frekans ve μ ve ϵ da sırası ile ortama ait manyetik geçirgenlik ve dielektrik sabiti olmak üzere

$$\kappa^2 = \mu \epsilon w^2 \quad (1.1.1)$$

yazılabilir.

Eğer w 'nın gerçekt olduğunu varsayarsak ve ayrıca k gerçekt dalga sayısı ve α da soğurma katsayısı olmak üzere κ 'yı

$$\kappa = k + i \frac{\alpha}{2} \quad (1.1.2)$$

şeklinde ifade edersek, kırılma indisi n ve soğurma katsayısı α için

$$n = \frac{ck}{w} = \text{Re} \left\{ \sqrt{\frac{\mu \epsilon}{\mu_0 \epsilon_0}} \right\} \quad (1.1.3)$$

$$\alpha = 2w \text{Im} \left\{ \sqrt{\mu \epsilon} \right\} \quad (1.1.4)$$

ifadelerini yazabiliriz. Burada

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \quad (1.1.5)$$

olup; μ_0 ve ϵ_0 da sırasıyla boşluğun manyetik geçirgenliği ve dielektrik sabitidir. Burada çoğu durumda $\mu \approx \mu_0$ olduğu unutulmamalıdır. Şimdi denklem (1.1.3) yardımı ile ilerlemekte olan bir dalğanın fazının değişim hızını ifade eden "faz hızı"nı

$$v_f = \frac{w}{k} = \frac{c}{n} \quad (1.1.6)$$

şeklinde ifade edebiliriz⁽²⁰⁾. Bu durumda z eksenini doğrultusunda yayılmakta olan bir dalga, ψ_0 dalğanın genliğini göstermek üzere

$$\Psi(z, t) = \psi_0 e^{ikz - \alpha z/2 - iwt} \quad (1.1.7)$$

şeklinde ifade edilebilir.

Şimdi sönümü sıfır olan ($\alpha = 0$) bir dalga paketinin elektrik alanını göz önüne alalım ($w = w(k)$ olsun). Bu durumda $A(k)$; $k = k_0$ da pik yapan dar bir fonksiyon olmak üzere elektrik alanı için

$$E(z, t) = \int A(k) e^{ikz - iwt} dk \quad (1.1.8)$$

ifadesini yazabiliriz. Öte yandan $w(k)$ 'yı seriye açarsak,

$$w(k) = w(k_0) + (k - k_0) \frac{dw}{dk} + \dots \quad (1.1.9)$$

elde ederiz.

Bu açılımda sadece ilk ve ikinci terimi dikkate alırsak elektrik alanı için

$$\begin{aligned} E(z, t) &\cong e^{i[k_0 v_g - w(k_0)]t} \int A(k) e^{ikz - ikv_g t} dk \\ &= e^{i[k_0 v_g - w(k_0)]t} E(z - v_g t, 0) \end{aligned} \quad (1.1.10)$$

ifadesini yazabiliriz.

Burada,

$$v_g = \frac{dw}{dk} \quad (1.1.11)$$

olup, bilindiği üzere $k = k_0$ için grup hızını ifade etmektedir. Denklem (1.1.3) 'ü kullanarak grup hızı için

$$v_g = \frac{v_f}{1 + \left(\frac{w}{n}\right) \left(\frac{dn}{dw}\right)} \quad (1.1.12)$$

ifadesini elde ederiz.

Grup hızı, dalga paketinin hızı olarak göz önüne alınabilir. Dolayısıyla bir dalga paketinin taşıdığı enerji ve ya bilginin de herhangi bir ortamdaki iletim hızı grup hızına karşılık gelmektedir gibi düşünülebilir. Ancak yine de rezonansa yakın frekanslarda ya da $\frac{dn}{dw} < 0$ olduğu durumlarda dikkatli davranmak ve grup hızının anlamı üzerinde dikkatle durmak gerekmektedir. Bu konuda son yıllarda gerçekleştirilen tartışmalar (özellikle ışığın boşluktaki hızının üzerinde grup hızlarının elde edildiği bir takım deneylerin ardından gelişen tartışmalar) enerji ya da enformasyon transferi için farklı yaklaşımlar önermektedirler. İleri bölümlerde, henüz tam olarak sonuca ulaşmamış olan bu tartışmalara daha geniş olarak değinilecektir.

Bilindiği üzere rezonans durumu, herhangi bir sisteme giren ışığın frekansının, sistemin içinde bulunduğu kuantum durumunun enerji seviyesi ile geçiş yapabileceği (bulunabileceği) başka bir kuantum durumunun enerji seviyesini birbirine bağlayabilecek değere karşılık geldiği durumdur. Başka bir deyişle, eğer sistemin içinde bulunduğu ve bulunabileceği iki duruma ait enerji seviyeleri sırası ile E_1 ve E_2 ise, $\Delta E = E_2 - E_1$ olmak üzere $w = \frac{\Delta E}{\hbar}$ frekansı, bu seviyeler için rezonans frekansı olur.

Normal şartlar altında herhangi bir atomik sistemin, frekansı rezonans frekansına yaklaşmakta olan ışığa tepkisi güçlü bir soğurma şeklinde olduğu için, bir çok ilginç özelliklerle beraber, ışığın aşırı yavaşlatılması durumu da geçtiğimiz yıllara kadar gözlenebilen bir durum olamamıştır.

Ancak son yıllarda geliştirilen ve kuantum girişim etkilerini kullanan teknikler sayesinde, rezonans frekansında soğurmanın ortadan kaldırılması da dahil olmak üzere ışık-madde etkileşmesinde rol oynayan bir çok ilginç özelliğin gözlenebilmesi mümkün olmuştur.⁽²⁾ Bu özelliklerden bir kaç kuantum vurular, foton yankısı, kendiliğinden indüklenmiş saydamlık, elektromanyetik olarak indüklenmiş soğurma, terslenmesiz lazer, lazer kullanan soğutma teknikleri ve tabii bir de elektromanyetik olarak indüklenmiş saydamlıktır.⁽³⁾ Terslenmesiz lazer ve elektromanyetik olarak indüklenmiş saydamlık olayları, kuantum girişim etkileri kullanılarak rezonans frekansında soğurmanın elimine edilebilmesi yolu ile gözlenebilmiş durumlardır.⁽³⁾ Özellikle üzerinde duracağımız durum olan elektromanyetik olarak indüklenmiş saydamlık durumunda bulunan ortamda ilerlemekte olan

ışığın aşırı yavaşlatılması (0.45 m/s) ve hatta bunun ardından gelen deneylerle tamamen durdurulup daha sonra tekrar harekete geçirilmesi gibi oldukça radikal sonuçlar içeren deneyler başarı ile gerçekleştirilmiştir.

şimdi bu olayın temellerini daha iyi irdeleyebilmek için ışık-madde etkileşimine ilişkin teorik altyapıya biraz değinelim.



2. ATOM - ALAN ETKİLEŞİMİ

2.1. Atom – Alan Etkileşimi Hamiltonyeni

Yayılmakta olan bir \vec{E} alanı ile tek elektronlu bir atomun etkileşimi durumu için Hamiltonyeni dipol yaklaşımı altında

$$H = H_A + H_F - e\vec{r} \cdot \vec{E} \quad (2.1.1)$$

şeklinde ifade edebiliriz. Burada H_A etkileşim olmadığı durum için atomun enerjisini; H_F de yine etkileşimin olmadığı durum için alanın enerjisini ve \vec{r} de elektrona ilişkin pozisyon (yer) vektörünü ifade etmektedir. Dipol yaklaşımı altında, alanın atomun her yerinde aynı olduğu varsayılmaktadır.

Serbest alanın enerjisi H_F oluşma ve yok olma operatörleri a^+ ve a yardımı ile

$$H_F = \sum_k \hbar \nu_k (a_k^+ a_k + \frac{1}{2}) \quad (2.1.2)$$

şeklinde ifade edilir (burada a^+ , a 'nın hermitik eşleniğini göstermektedir).

Serbest atomun (yani etkileşmesiz durum için) enerjisi H_A 'yı ve (2.1.1) denkleminin üçüncü terimindeki $e\vec{r}$ vektörünü ise, atomik geçiş operatörleri

$$\sigma_{ij} = |i\rangle\langle j| \quad (2.1.3)$$

yardımı ile ifade edebiliriz. Bilindiği gibi buradaki “ $|i\rangle$ ” ifadesi, atomik enerji seviyelerine ait tam bir set oluşturan öz durumlar kümesini ifade etmektedir. Ayrıca

$$\sum_i |i\rangle\langle i| = I \quad (2.1.4)$$

dir. Dolayısıyla öz değer denklemi olan

$$H_A|i\rangle = E_i|i\rangle \quad (2.1.5)$$

ifadesinden yola çıkarak H_A ve $e\vec{r}$ için

$$H_A = \sum_i E_i|i\rangle\langle i| = \sum_i E_i\sigma_{ii} \quad (2.1.6)$$

ve

$$e\vec{r} = \sum_{i,j} e|i\rangle\langle i|\vec{r}|j\rangle\langle j| = \sum_{i,j} \varphi_{ij}\sigma_{ij} \quad (2.1.7)$$

ifadelerini yazabiliriz. Burada

$$\varphi_{ij} = e\langle i|\vec{r}|j\rangle \quad (2.1.8)$$

elektrik dipol geçişine ilişkin matris elemanıdır.

Son olarak \vec{E} için ise

$$\varepsilon_k = \left(\frac{\hbar v_k}{2 \epsilon_0 V} \right)^{1/2} \quad (2.1.9)$$

ayrıca $\hat{\epsilon}_k$ birim polarizasyon vektörü ve a ile a^+ da oluşma ve yok olma operatörleri olmak üzere

$$\vec{E} = \sum_k \hat{\epsilon}_k \varepsilon_k (a_k + a_k^+) \quad (2.1.10)$$

ifadesini yazabiliriz.

Burada incelememizin kolaylığı açısından polarizasyon birim vektörlerinin gerçek olduğunu varsayıp, (2.1.2),(2.1.6),(2.1.7) ve (2.1.10) ifadelerini (2.1.1) denkleminde yerine koyarsak, etkileşim hamiltonyeni için;

$$H = \sum_k \hbar \nu_k a_k^\dagger a_k + \sum_i E_i \sigma_{ii} + \hbar \sum_{i,j} \sum_k g_k^{ij} \sigma_{ij} (a_k + a_k^\dagger) \quad (2.1.11)$$

ifadesini elde ederiz. Bu ifadede

$$g_k^{ij} = -\frac{\wp_{ij} \hat{e}_k \cdot \epsilon_k}{\hbar} \quad (2.1.12)$$

olup, denklem (2.1.11) 'deki ilk terimde sıfır noktası enerjisi ihmal edilmiştir.

Şimdi, asıl ilgilenmeye çalıştığımız durum olan iki seviyeli (a ve b seviyelerine sahip) atom problemini göz önüne alalım.

$$\wp_{ab} = \wp_{ba} \quad (2.1.13)$$

olduğunu düşünürsek

$$g_k = g_k^{ab} = g_k^{ba} \quad (2.1.14)$$

yazabiliriz.⁽³⁾ Bu durumda hamiltonyen için

$$H = \sum_k \hbar \nu_k a_k^\dagger a_k + (E_a \sigma_{aa} + E_b \sigma_{bb}) + \hbar \sum_k g_k (\sigma_{ab} + \sigma_{ba}) (a_k + a_k^\dagger) \quad (2.1.15)$$

ifadesini yazabiliriz. Bu denklemdaki ikinci terimi

$$E_a - E_b = \hbar \omega \quad (2.1.16)$$

$$\sigma_{aa} + \sigma_{bb} = 1 \quad (2.1.17)$$

eşitliklerini kullanarak

$$E_a \sigma_{aa} + E_b \sigma_{bb} = \frac{1}{2} \hbar \omega (\sigma_{aa} - \sigma_{bb}) + \frac{1}{2} (E_a + E_b) \quad (2.1.18)$$

şeklinde ifade edebiliriz. Bu ifadedeki sabit enerji terimi olan $\frac{1}{2} (E_a + E_b)$ ihmal edilebilir.

Ayrıca eğer

$$\sigma_z = \sigma_{aa} - \sigma_{bb} = |a\rangle\langle a| - |b\rangle\langle b| \quad (2.1.19)$$

$$\sigma_+ = \sigma_{ab} = |a\rangle\langle b| \quad (2.1.20)$$

$$\sigma_- = \sigma_{ba} = |b\rangle\langle a| \quad (2.1.21)$$

gösterimini kullanırsak denklem (2.1.15) deki hamiltonyen için

$$H = \sum_k \hbar \nu_k a_k^+ a_k + \frac{1}{2} \hbar \omega \sigma_z + \hbar \sum_k g_k (\sigma_+ + \sigma_-) (a_k + a_k^+) \quad (2.1.22)$$

ifadesini yazabiliriz.

Burada kullanılan σ_z , σ_+ ve σ_- nin, Pauli matrislerinin spin 1/2 gösterimi ile çakıştıkları

$$[\sigma_{ij}, \sigma_{kl}] = \sigma_{il} \delta_{jk} - \sigma_{kj} \delta_{il} \quad (2.1.23)$$

özdeşliği yardımı ile anlaşılabilir. Görülebilir ki

$$[\sigma_-, \sigma_+] = -\sigma_z \quad (2.1.24)$$

$$[\sigma_-, \sigma_z] = 2\sigma_- \quad (2.1.25)$$

dir.

Matris gösteriminde ise σ_z , σ_+ ve σ_-

$$\sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (2.1.26)$$

$$\sigma_+ = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.1.27)$$

$$\sigma_- = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.1.28)$$

şeklinde verilir. Burada σ_- operatörü, üst enerji seviyesindeki bir atomu alt enerji seviyesine götürür; σ_+ operatörü ise tersi biçimde alt enerji seviyesindeki atomu üst enerji seviyesine çıkartır.

Etkileşim enerjisini gösteren (2.1.22) denklemindeki hamiltonyen ifadesindeki son dört terimden " $a_k^+ \sigma_-$ " terimi, atomun üst enerji seviyesinden alt enerji seviyesine geçmesi ve k modlu bir fotonun oluşturulması işleminden sorumludur. " $a_k \sigma_+$ " terimi ise k modlu bir fotonun soğurulup, atomun alt enerji seviyesinden üst enerji seviyesine geçmesi işleminden sorumludur. Bahsedilen her iki durumda da enerjinin korunduğu açıktır.

Ancak geriye kalan iki terim " $a_k \sigma_-$ " ve " $a_k^+ \sigma_+$ " terimleri için durum farklıdır. " $a_k \sigma_-$ " terimi, atomun üst enerji seviyesinden alt enerji seviyesine geçmesi ve eş zamanlı olarak k modlu bir fotonun yok olması işlemi temsil eder. Açıktır ki bu durumda $2\hbar\omega$ kadar bir enerji kaybı söz konusudur ve dolayısıyla enerji korunmaz.

Benzer şekilde " $a_k^+ \sigma_+$ " terimi ise atomun alt enerji seviyesinden üst enerji seviyesine çıkması ve aynı zamanda k modlu bir fotonun yaratılması durumunu ifade eder ki bu da yine $2\hbar\omega$ kadar bir enerji fazlalığına karşılık gelir ve enerji yine korunmaz.

Enerjinin korunmadığı terimler atılırsa etkileşim hamiltonyeni için

$$H = \sum_k \hbar \nu_k a_k^\dagger a_k + \frac{1}{2} \hbar \omega \sigma_z + \hbar \sum_k g_k (\sigma_+ a_k + a_k^\dagger \sigma_-) \quad (2.1.29)$$

ifadesini yazabiliriz. İki seviyeli bir atom ile çok modlu bir alanın etkileşimini tanımlayan bu hamiltonyen, kuantum-optik alanındaki bir çok hesaplama için başlangıç noktası olarak alınmaktadır.⁽³⁾

2.2. İki Seviyeli Bir Atom İle Tek Modlu Bir Alanın Etkileşimi

En son iki seviyeli bir atom ile çok modlu bir alanın etkileşimine ilişkin elde edilen (2.1.29) denklemini tek modlu bir alanı göz önüne alarak yeniden düzenlersek, tek modlu bir alan ile iki seviyeli bir atomun etkileşim hamiltonyeni için

$$H = \hbar \nu a^\dagger a + \frac{1}{2} \hbar \omega \sigma_z + \hbar g (\sigma_+ a + a^\dagger \sigma_-) \quad (2.2.1)$$

ifadesini elde ederiz. Bu ifadeyi

$$H_0 = \hbar \nu a^\dagger a + \frac{1}{2} \hbar \omega \sigma_z \quad (2.2.2)$$

$$H_1 = \hbar g (\sigma_+ a + a^\dagger \sigma_-) \quad (2.2.3)$$

olmak üzere

$$H = H_0 + H_1 \quad (2.2.4)$$

şeklinde ifade edebiliriz. Burada etkileşim üzerinde odaklandığımıza göre "etkileşim çerçevesi"nde çalışmak daha uygun olacaktır. Etkileşim çerçevesinde hamiltonyen

$$V = e^{iH_0 t/\hbar} H_1 e^{-iH_0 t/\hbar} \quad (2.2.5)$$

şeklinde verilir. Burada H_0 etkileşim olmadığı durumdaki enerjileri (alan ve atom için) temsil eder; öte yandan H_1 ise sadece etkileşim enerjisini kontrol eder.

Bu noktada

$$e^{\alpha A} B e^{-\alpha A} = B + \alpha [A, B] + \frac{\alpha^2}{2!} [A, [A, B]] + \dots \quad (2.2.6)$$

açılımı kullanılırsa

$$e^{i v a^\dagger a t} a e^{-i v a^\dagger a t} = a e^{-i v t} \quad (2.2.7)$$

ve

$$e^{i w \sigma_+ / 2} \sigma_+ e^{-i w \sigma_+ / 2} = \sigma_+ e^{i w t} \quad (2.2.8)$$

olduğu görülebilir. Şimdi (2.2.2), (2.2.3), (2.2.5), (2.2.7) ve (2.2.8) denklemleri birlikte kullanılarak etkileşim hamiltonyeni için

$$V = \hbar g (\sigma_+ a e^{i \Delta t} + a^\dagger \sigma_- e^{-i \Delta t}) \quad (2.2.9)$$

ifadesi elde edilebilir. Burada

$$\Delta = w - v \quad (2.2.10)$$

dir.

Şimdi artık bu hamiltonyen için çözüm arayabiliriz. Öncelikle, bu hamiltonyen altında $|\Psi\rangle$ için

$$i \hbar \frac{\partial |\Psi\rangle}{\partial t} = V |\Psi\rangle \quad (2.2.11)$$

hareket denklemini çözmeye çalışalım.

Herhangi bir t anında durum vektörü $|\Psi(t)\rangle$, $|a,n\rangle$ ve $|b,n\rangle$ durumlarının bir çizgisel kombinasyonu olarak göz önüne alınabilir. Burada $|a,n\rangle$, atomun, uyarılmış seviye olan $|a\rangle$ durumunda olduğunu ve alanın da n tane fotona sahip olduğu durumu anlatır. Benzer şekilde $|b,n\rangle$ de atomun uyarılmamış seviye olan $|b\rangle$ durumunda olduğu ve alanın da n fotona sahip olduğu durumu anlatır.

Bu noktada bu iki duruma ilişkin olasılık genliklerini sırası ile $c_{a,n}$ ve $c_{b,n}$ ile gösterirsek, durum vektörü $|\Psi(t)\rangle$ için

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_n [c_{a,n}(t)|a,n\rangle + c_{b,n}(t)|b,n\rangle] \quad (2.2.12)$$

ifadesini yazabiliriz.

Denklem (2.2.9) ile ifade edilen etkileşim enerjisi yalnızca $|a,n\rangle$ durumu ile $|b,n+1\rangle$ durumu arasındaki geçişle ilgili olduğundan, biz de $c_{a,n}$ ve $c_{b,n+1}$ 'in değişimi ile ilgileneceğiz.

Bunun için denklem (2.2.9) ve denklem (2.2.12) deki ifadeleri getirip denklem (2.2.11) 'de yerine koyarsak sonuçta $c_{a,n}$ ve $c_{b,n+1}$ için

$$\dot{c}_{a,n} = ig\sqrt{n+1}e^{i\Delta t}c_{b,n+1} \quad (2.2.13)$$

$$\dot{c}_{b,n+1} = ig\sqrt{n+1}e^{i\Delta t}c_{a,n} \quad (2.2.14)$$

ifadelerini elde ederiz. Bilindiği üzere burada katsayıların üzerindeki nokta gösterimi zamana göre kısmi türevi anlatmaktadır.

Elde ettiğimiz denklem takımı belirli başlangıç koşulları altında tam olarak çözülebilir. Bu denklem takımına ilişkin genel çözüm

$$c_{a,n}(t) = \left\{ c_{a,n}(0) \left[\cos\left(\frac{\Omega_n t}{2}\right) - \frac{i\Delta}{\Omega_n} \sin\left(\frac{\Omega_n t}{2}\right) \right] - \frac{2ig\sqrt{n+1}}{\Omega_n} c_{b,n+1}(0) \sin\left(\frac{\Omega_n t}{2}\right) \right\} e^{i\Delta t/2} \quad (2.2.15)$$

$$c_{b,n+1}(t) = \left\{ c_{b,n+1}(0) \left[\cos\left(\frac{\Omega_n t}{2}\right) + \frac{i\Delta}{\Omega_n} \sin\left(\frac{\Omega_n t}{2}\right) \right] - \frac{2ig\sqrt{n+1}}{\Omega_n} c_{a,n}(0) \sin\left(\frac{\Omega_n t}{2}\right) \right\} e^{i\Delta t/2} \quad (2.2.16)$$

şeklindedir. Burada

$$\Omega_n^2 = \Delta^2 + 4g^2(n+1) \quad (2.2.17)$$

şeklindedir.

Eğer atom başlangıçta uyarılmış seviye olan $|a\rangle$ durumunda ise ;

$$c_{a,n}(0) = c_n(0) \quad (2.2.18)$$

$$c_{b,n+1}(0) = 0 \quad (2.2.19)$$

olur ve denklem (2.2.15) ile denklem (2.2.16) için

$$c_{a,n}(t) = c_n(0) \left[\cos\left(\frac{\Omega_n t}{2}\right) - \frac{i\Delta}{\Omega_n} \sin\left(\frac{\Omega_n t}{2}\right) \right] e^{i\Delta t/2} \quad (2.2.20)$$

$$c_{b,n+1}(t) = -c_n(0) \frac{2ig\sqrt{n+1}}{\Omega_n} \sin\left(\frac{\Omega_n t}{2}\right) e^{i\Delta t/2} \quad (2.2.21)$$

ifadeleri elde edilir. Bu denklemler bize tam bir çözüm verir. Ayrıca $|c_{a,n}(t)|^2$ ve $|c_{b,n}(t)|^2$ ifadeleri, ilgili t anında ve alana ait n foton varken atomun sırası ile $|a\rangle$ ve $|b\rangle$ durumlarında bulunma olasılıklarını verir.

Eğer herhangi bir t anında alana ait n atom bulunma olasılığını $P(n)$ ile gösterirsek

$$P(n) = |c_{a,n}(t)|^2 + |c_{b,n}(t)|^2 \quad (2.2.22)$$

olur. Bu durumda $t = 0$ anında alana ait “ n ” foton bulunması olasılığını $\rho_{nn}(0) = |c_n(0)|^2$ ile gösterirsek $P(n)$ için

$$\begin{aligned} P(n) &= |c_{a,n}(t)|^2 + |c_{b,n}(t)|^2 \\ &= \rho_{nn}(0) \left[\cos^2\left(\frac{\Omega_n t}{2}\right) + \left(\frac{\Delta}{\Omega_n}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\Omega_n t}{2}\right) \right] \\ &\quad + \rho_{n-1,n-1}(0) \left(\frac{4g^2 n}{\Omega_{n-1}^2}\right) \sin^2\left(\frac{\Omega_{n-1} t}{2}\right) \end{aligned} \quad (2.2.23)$$

ifadesini yazabiliriz.

Olasılık genlikleri $c_{a,n}(t)$ ve $c_{b,n}(t)$ ye bağlı bir diğer önemli nicelik ise “terslenme” dir. Terslenmenin olasılık genliklerine bağlı ifadesi

$$W(t) = \sum_n |c_{a,n}(t)|^2 - |c_{b,n}(t)|^2 \quad (2.2.24)$$

şeklindedir. (2.2.20) ve (2.2.21) ifadeleri bu denklemde yerine konulursa sonuçta terslenme için

$$W(t) = \sum_{n=0}^{\infty} \rho_{nn}(0) \left[\frac{\Delta^2}{\Omega_n^2} + \frac{4g^2(n+1)}{\Omega_n^2} \cos(\Omega_n t) \right] \quad (2.2.25)$$

ifadesi elde edilir.

Bu ifade, tamamen kuantum mekanik bir etki olan boşluk dalgalanmalarını ifade etmesi açısından ilginçtir. Şöyle ki; başlangıçta elimizde sadece boşluğun bulunması durumunda bile (yani $\rho_{nm}(0) = \delta_{n0}$ olması durumunda bile) $W(t)$ için

$$W(t) = \frac{1}{\Delta^2 + 4g^2} \left\{ \Delta^2 + 4g^2 \cos \left[(\Delta^2 + 4g^2)^{1/2} t \right] \right\} \quad (2.2.26)$$

ifadesi elde edilir ki, bu ifade de hala Rabi salınımlarının mevcut olduğuna işaret eder. Ya da başka bir deyişle ortamda bir sürücü alanın olmaması durumunda bile kuantum durumlar arasındaki nüfus terslenmesi (geçişler) mümkündür. Bu sonuç klasik ya da yarı klasik yaklaşımlarla yapılan hesaplarla ulaşılan sonuçlardan oldukça farklıdır ve sadece kuantum mekaniği kullanılarak ulaşılabilen ve açıklanabilen bir sonuçtur. Yarı klasik yaklaşımda bile uyarılmış seviyede bulunan bir atom dışarıdan uygulanan uyarıcı bir alanın olmaması durumunda kendiliğinden yayma yaparak alt enerji seviyesine geçemez. Ancak burada vardığımız sonuç, dış alanın olmadığı durumda bile boşluk salınımlarının olduğunu bize anlatır ve bu yolla “kendiliğinden yayma” olayı basit bir şekilde kuantum mekaniğince açıklanmış olur.

Öte yandan nüfus terslenmesi için elde ettiğimiz denklem (2.2.25)'in de, klasik ve yarı klasik incelemelerle ulaşılabilen sonuçlardan oldukça farklı olduğunu söyleyebiliriz. Şöyle ki; elde ettiğimiz denkleme göre, sinüzoidal Rabi salınımlarının zarfı bir süreliğine sıfır genlik değerine kilitlenebiliyor. Bir süre geçtikten sonra da yeniden canlanmaya başlıyor. Ayrıca terslenmenin bu sifra kilitlenme ve yeniden canlanma durumları, zaman arttıkça, Rabi salınımlarının genliği azalmak ve canlanmalar arasında geçen süreler artmak kaydıyla, kendilerini tekrarlayabiliyorlar. Bu durumu (2.2.25) denkleminde gözlemek mümkündür. (2.2.25) denklemindeki toplama katılan her terim tanımlanan her “n” değerine ilişkin Rabi salınımlarına karşılık gelmektedir. Foton dağılım fonksiyonu $\rho_{nm}(0)$ da her “n” değerine ilişkin bağıl ağırlığı tanımlamaktadır. Başlangıçta, $t = 0$ iken, atom, tanımlı bir enerji seviyesinde hazır durumda olup; böylece toplama katılan bütün terimler ilişkilendirilmiştir (bağlanmıştır). Zaman arttıkça Rabi salınımları farklı frekanslarda olan farklı uyarımlara maruz kalırlar. Böylece aralarında başlangıçta var olan ilişkilendirme (uyum) ortadan kalkar ve bu da

terslenme genliğinin sıfıra kilitlenmesi (ya da çökmesi) durumuna yol açar. Ancak zaman daha da ilerledikçe uyum yeniden sağlanır ve terslenme genliğinde yeniden canlanma durumu yaşanır. Bu ardışık çökme ve canlanma durumları kendilerini tekrar eder dururlar ve sonsuza uzanan bir sıra oluştururlar. Burada dikkate değer nokta canlanmaların fotonun tanecikli yapısından kaynaklandığıdır. Bu da tamamen kuantum mekaniksel yaklaşımla açıklanabilen bir durumdur. Eğer elektromanyetik salınımı fotonlardan ibaret değil de klasik yaklaşımda olduğu gibi sürekli dalga olarak göz önüne alınırsa sıfıra kilitlenme (ya da sönümlenme, çökme) durumunu gözlenebilir ancak yeniden canlanma durumu asla beklenmez.

Rabi salınımlarının periyodu t_R , $n = \langle n \rangle$ için Rabi frekansının (Ω_n) tersidir. Yani,

$$t_R \approx \frac{1}{\Omega_{\langle n \rangle}} = \frac{1}{(\Delta^2 + 4g^2 \langle n \rangle)^{1/2}} \quad (2.2.27)$$

dir.

Önceki ifadelerden de anlaşılabilceği gibi Rabi salınımları bir sıfıra kilitlenme (çökme) zamanı " t_c " ye kadar devam eder, ya da başka bir deyişle "n" in farklı değerlerine karşılık gelen salınımlar ilişkili (uyumlu) durumlarını kaybedene kadar devam eder. Şimdi, başlangıçta uyumlu alan durumu için Poisson dağılımını

$$\rho_{nn}(0) = \frac{\langle n \rangle^n e^{-\langle n \rangle}}{n!} \quad (2.2.28)$$

şeklinde ifade edersek, bu dağılım için foton sayısındaki sapmanın rms (karesinin ortalamasının karekökü) değeri Δn , $\sqrt{\langle n \rangle}$ 'e eşit olur. Bu durumda çökme zamanı " t_c "

$$(\Omega_{\langle n \rangle + \sqrt{\langle n \rangle}} - \Omega_{\langle n \rangle - \sqrt{\langle n \rangle}}) t_c \approx 1 \quad (2.2.29)$$

koşulu yardımı ile tahmin edilebilir. $\langle n \rangle \gg 1$ ve $\langle n \rangle \gg \sqrt{\langle n \rangle}$ olduğu sürece " t_c " için

$$t_c \approx \frac{1}{\Omega_{\langle n \rangle + \sqrt{\langle n \rangle}} - \Omega_{\langle n \rangle - \sqrt{\langle n \rangle}}}$$

$$\approx \frac{1}{\left[\Delta^2 - 4g^2 \left(\langle n \rangle + \sqrt{\langle n \rangle} \right) \right]^{1/2} - \left[\Delta^2 + 4g^2 \left(\langle n \rangle - \sqrt{\langle n \rangle} \right) \right]^{1/2}}$$

$$\approx \frac{1}{2g} \left(1 + \frac{\Delta^2}{4g^2 \langle n \rangle} \right)^{1/2} \quad (2.2.30)$$

yaklaşık ifadesini türetebiliriz.

Görülmektedir ki tam rezonans durumunda, $\Delta = 0$ ve $t_c = \frac{1}{2g}$ olmaktadır. Bu durumda t_c ortalama foton sayısı $\langle n \rangle$ den bağımsız olmaktadır. Tam bir rezonansın olmaması durumunda ise, ($\Delta \neq 0$), " t_c " nin " $\langle n \rangle$ " in artışı ile azaldığı görülmektedir. Yeniden canlanmalar arasında geçen süre " t_r " ise

$$\left(\Omega_{\langle n \rangle} - \Omega_{\langle n \rangle - 1} \right) t_r = 2\pi m, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (2.2.31)$$

koşulu yardımı ile türetilir. $\langle n \rangle \gg 1$ limit durumunda ise " t_r " için

$$t_r = \frac{2\pi m}{\Omega_{\langle n \rangle} - \Omega_{\langle n \rangle - 1}}$$

$$= \frac{2\pi m \sqrt{\langle n \rangle}}{g} \left(1 + \frac{\Delta^2}{4g^2 \langle n \rangle} \right)^{1/2} \quad (2.2.32)$$

ifadesini türetebiliriz. Burada m bir tamsayıdır. Bu ifade bize canlanmaların düzenli aralıklarla sıralandığını göstermektedir.

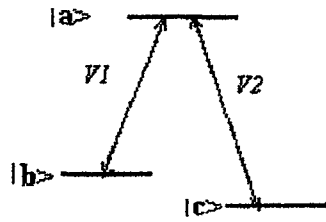
3. UYUMLU ATOMİK DURUMLAR VE KUANTUM MEKANİKSEL GİRİŞİM ETKİLERİNİN ATOM-ALAN ETKİLEŞİMİ ÜZERİNE ETKİLERİ

Kuantum mekanik etkiler olan uyumlu atomik durumlar ve girişim etkilerinin atomun bir alanla etkileşmesi durumundaki davranışlarını, oldukça ilginç sonuçlar verebilecek şekilde değiştirebildiğinden bahsedilmiş idi. Bir atomik sistemi, kuantum durumların uyumlu bir üst üste gelmesi halinde hazırlamak da böyle bir etkidir. Böyle bir sistemde uygun koşullar altında rezonans soğurmasını ortadan kaldırmak mümkündür.⁽³⁾ Böylesi atomik durumlar "tuzaklanmış durumlar" olarak adlandırılır.⁽³⁾

3.1. Uyumlu Tuzaklama (Karanlık Durumlar)

Eğer bir atom, bulunabileceği kuantum durumların uyumlu bir süper pozisyonu halinde hazırlırsa, belirli şartlar altında soğurma ve yayınım durumları ortadan kaldırılabilir. Bu durumdaki bir atom, rezonans frekansında bile olsa, gelen ışığa karşı etkin bir geçirgenlik gösterebilir; başka bir deyişle rezonans frekansında gelen fotonları soğurmaz.

Şimdi atomun içinde bulunabileceği bu değişik durumu daha iyi irdelemek için şekil(3.1) deki gibi üç seviyeli bir atomu göz önüne alalım.



Şekil 3.1

İki taban seviye (b ve c) ve bir uyarılmış seviyeden (a) oluşan Λ tipi üç seviyeli bir atoma ait enerji seviyeleri konfigürasyonu. Burada $V1$ ve $V2$, seviyeleri birbirine bağlayan lazer ışınlarına ait frekansları ifade etmektedir.

Bu atom, şekilden de kolaylıkla anlaşılacağı gibi " Λ " tipi bir atomdur. Çünkü iki taban seviye ve bunların ikisiyle de ilişkili bir uyarılmış seviyeden oluşmuştur. Yeri

gelmişken bir de "V" tipi atomik konfigürasyondan bahsedilebilir. Bu tipte ise bir tek taban seviye birbirine yakın iki uyarılmış seviye ile ilişki halindedir. İki tip atomda da durumlar arasındaki ilişki, ilgili durumların arasındaki enerji farkını karşılayacak frekanstaki (yani rezonans frekansındaki) lazerler aracılığı ile sağlanır. Örneğin şekil (3.1) deki durum için, $|a\rangle$ ve $|b\rangle$ durumlarının enerjilerini sırası ile E_a ve E_b ile gösterirsek, bu iki durumu birbirine bağlayan lazerin frekansı ν_1 için

$$E_a - E_b = \Delta E = \hbar\nu_1 \quad (3.1.1)$$

ifadesini yazabiliriz.

Şimdi şekil (3.1) deki Λ tipi üç seviyeli atomun, frekansları ν_1 ve ν_2 olan iki alanla (iki lazer ışını ile) etkileşmekte olduğu durumu düşünelim. Bu sistem için hamiltonyen

$$H_0 = \hbar\omega_a |a\rangle\langle a| + \hbar\omega_b |b\rangle\langle b| + \hbar\omega_c |c\rangle\langle c| \quad (3.1.2)$$

ve

$$H_1 = -\frac{\hbar}{2} \left(\Omega_{R1} e^{-i\phi_1} e^{-i\nu_1 t} |a\rangle\langle b| + \Omega_{R2} e^{-i\phi_2} e^{-i\nu_2 t} |a\rangle\langle c| \right) + (H.E.) \quad (3.1.3)$$

olmak üzere

$$H = H_0 + H_1 \quad (3.1.4)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada (3.1.2) denklemindeki $\Omega_{R1} e^{-i\phi_1}$ ve $\Omega_{R2} e^{-i\phi_2}$ terimleri sırası ile $|a\rangle \rightarrow |b\rangle$ ve $|a\rangle \rightarrow |c\rangle$ geçişlerine eşlik eden karmaşık Rabi frekansları olup; denklem (3.1.3) deki (H.E.) terimi de hermitik eşlenik anlamına gelmektedir. Bu durum için durum fonksiyonu " $\Psi(t)$ " yi de

$$\Psi(t) = c_a(t) e^{-i\omega_a t} |a\rangle + c_b(t) e^{-i\omega_b t} |b\rangle + c_c(t) e^{-i\omega_c t} |c\rangle \quad (3.1.5)$$

şeklinde ifade edebiliriz. Burada olasılık genlikleri $c_a(t)$, $c_b(t)$ ve $c_c(t)$ için hareket denklemlerini

$$i\hbar|\dot{\Psi}\rangle = H|\Psi\rangle \quad (3.1.6)$$

Schrödinger denklemini yardımı ile

$$\dot{c}_a = \frac{i}{2}(\Omega_{R1}e^{-i\phi_1}c_b + \Omega_{R2}e^{-i\phi_2}c_c) \quad (3.1.7)$$

$$\dot{c}_b = \frac{i}{2}\Omega_{R1}e^{-i\phi_1}c_a \quad (3.1.8)$$

$$\dot{c}_c = \frac{i}{2}\Omega_{R2}e^{-i\phi_2}c_a \quad (3.1.9)$$

şeklinde elde edilirler.

Atomun başlangıç durumunda iki taban durumunun süperpozisyonu halinde bulunduğunu varsayarsak;

$$|\Psi(0)\rangle = \cos\left(\frac{\Theta}{2}\right)|b\rangle + \sin\left(\frac{\Theta}{2}\right)e^{-i\psi}|c\rangle \quad (3.1.10)$$

olur. (3.1.7), (3.1.8) ve (3.1.9) denklemlerini (3.1.10) başlangıç şartı altında çözersek

$$c_a(t) = \frac{i \sin(\omega t/2)}{\Omega} \left[\Omega_{R1}e^{-i\phi_1} \cos\left(\frac{\Theta}{2}\right) + \Omega_{R2}e^{-i(\phi_2+\psi)} \sin\left(\frac{\Theta}{2}\right) \right] \quad (3.1.11)$$

$$c_b(t) = \frac{1}{\Omega^2} \left\{ \Omega_{R2}^2 + \Omega_{R1}^2 \cos\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \right\} \cos\left(\frac{\Theta}{2}\right) \\ - 2\Omega_{R1}\Omega_{R2}e^{i(\phi_1-\phi_2-\psi)} \sin^2\left(\frac{\Omega t}{4}\right) \sin\left(\frac{\Theta}{2}\right) \quad (3.1.12)$$

$$c_c(t) = \frac{1}{\Omega^2} \left\{ -2\Omega_{R1}\Omega_{R2}e^{-i(\phi_1-\phi_2)} \sin^2\left(\frac{\Omega t}{4}\right) \cos\left(\frac{\Theta}{2}\right) \right. \\ \left. + \left[\Omega_{R1}^2 + \Omega_{R2}^2 \cos\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \right] e^{-i\psi} \sin\left(\frac{\Theta}{2}\right) \right\} \quad (3.1.13)$$

elde ederiz.

Burada

$$\Omega = \left(\Omega_{R1}^2 + \Omega_{R2}^2 \right)^{1/2} \quad (3.1.13)$$

şeklindedir. Şimdi artık "uyumlu tuzaklanmış durumu" bu denklemler yardımı ile tanımlayıp irdeleyebilecek noktadayız.

Uyumlu tuzaklanmış durumun, denklem (3.1.10), (3.1.11) ve (3.1.12) üzerinden düşünülürse aşağıdaki koşullarda gerçekleştiği söylenebilir.⁽³⁾

$$\Omega_{R1} = \Omega_{R2} \quad (3.1.14)$$

$$\Theta = \frac{\pi}{2} \quad (3.1.15)$$

$$\phi_1 - \phi_2 - \psi = \pm\pi \quad (3.1.16)$$

Bu şartlar altında

$$c_a(t) = 0 \quad (3.1.17)$$

$$c_b(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (3.1.18)$$

$$c_c(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-i\psi} \quad (3.1.19)$$

olur.

Açıkça görülmektedir ki burada rezonans frekansında uygulanmakta olan bir alanın varlığı durumunda bile $c_a(t) = 0$ dır ve soğurma gerçekleşmez, ya da başka bir deyişle atom (ya da elektronlar) alt enerji seviyelerinde "tuzaklanmıştır". Bu durumun gerçekleşmesine yol açan iki olası geçiş arasındaki kuantum girişim etkileridir.

3.2. Elektromanyetik Olarak İndüklenmiş Saydamlık

Şekil 3.1 deki gibi " Λ " tipi üç seviyeli bir atomu göz önüne alalım. $|a\rangle$ ve $|b\rangle$ seviyeleri, genliği ε ve frekansı ν olan bir alan ile (ki biz buna prob alanı diyeceğiz) birbirlerine bağlanmış olsunlar. Bu alana " prob alanı " dedik çünkü bu iki seviye ($|a\rangle$ ve $|b\rangle$) arasında gerçekleşecek soğurma ya da geçirgenlikle ilgileniyoruz. En üst seviye " $|a\rangle$ " ise, $|c\rangle$ seviyesine proba göre daha güçlü ve frekansı ν_μ olan sürücü alan ile bağlanmıştır. Bu alana ilişkin kompleks Rabi frekansı $\Omega_\mu e^{-i\phi_\mu}$ şeklindedir. Köşegen üzerinde yer almayan ρ_{ab} , ρ_{ac} ve ρ_{bc} için sönüm oranlarını sırası ile γ_1 , γ_2 ve γ_3 ile gösterelim.

Bu etkileşim için hamiltonyen ifadesi yine denklem (3.1.4)' e benzeyecektir. Ancak bu denklemde yer alan terimlerden ikisi

$$\Omega_{R1} e^{-i\phi_1} e^{-i\nu t} = \frac{\mathcal{P}_{ab} \varepsilon}{\hbar} e^{i\nu t} \quad (3.2.1)$$

$$\Omega_{R2} e^{-i\phi_2} e^{-i\nu t} = \Omega_\mu e^{-i\phi_\mu} e^{i\nu_\mu t} \quad (3.2.2)$$

şeklinde değişmek kaydıyla. Bu durumda yoğunluk matrisi elemanları ρ_{ab} , ρ_{ac} ve ρ_{bc} için hareket denklemleri

$$\dot{\rho}_{ab} = -(iW_{ab} + \gamma_1)\rho - \frac{i}{2} \frac{\mathcal{P}_{ab} \varepsilon}{\hbar} e^{i\nu t} (\rho_{aa} - \rho_{bb})$$

$$+\frac{i}{2}\Omega_{\mu}e^{-i\phi_{\mu}}e^{-iv_{\mu}t}\rho_{cb} \quad (3.2.3)$$

$$\dot{\rho}_{cb} = -(iw_{cb} + \gamma_3)\rho_{cb} - \frac{i}{2}\frac{\mathcal{P}_{ab}\mathcal{E}}{\hbar}e^{-ivt}\rho_{ca} + \frac{i}{2}\Omega_{\mu}e^{i\phi_{\mu}}e^{ivt}\rho_{ab} \quad (3.2.4)$$

$$\dot{\rho}_{ac} = -(iw_{ac} + \gamma_2)\rho_{ac} - i\Omega_{\mu}e^{-i\phi_{\mu}}e^{-iv_{\mu}t}(\rho_{aa} - \rho_{cc})$$

$$+\frac{i}{2}\frac{\mathcal{P}_{ab}\mathcal{E}}{\hbar}e^{-ivt}\rho_{bc} \quad (3.2.5)$$

şeklinde olur. Atomun başlangıçta $|b\rangle$ durumunda olduğunu varsayarsak

$$\rho_{bb}^{(0)} = 1 \text{ ve ayrıca } \rho_{aa}^{(0)} = \rho_{cc}^{(0)} = \rho_{ca}^{(0)} = 0 \quad (3.2.6)$$

yazabiliriz. Bu değerleri (3.2.3) ve (3.2.4) denklemlerinde yerlerine koyarsak ve ayrıca

$$\rho_{ab} = \tilde{\rho}_{ab}e^{-ivt} \quad (3.2.7)$$

$$\rho_{cb} = \tilde{\rho}_{cb}e^{-i(v+v_{\mu})t} \quad (3.2.8)$$

değişken dönüşümünü gerçekleştirirsek

$$\dot{\tilde{\rho}}_{ab} = -(\gamma_1 + i\Delta)\tilde{\rho}_{ab} + \frac{i}{2}\frac{\mathcal{P}_{ab}\mathcal{E}}{\hbar} + \frac{i}{2}\Omega_{\mu}e^{-i\phi_{\mu}}\tilde{\rho}_{cb} \quad (3.2.9)$$

$$\dot{\tilde{\rho}}_{cb} = -(\gamma_3 + i\Delta)\tilde{\rho}_{cb} + \frac{i}{2}\Omega_{\mu}e^{-i\phi_{\mu}}\tilde{\rho}_{ab} \quad (3.2.10)$$

denklemlerini elde ederiz. Burada $v_{\mu} = w_{ac}$ varsayılmıştır ve

$$\Delta = w_{ab} - v \quad (3.2.11)$$

prob alanının ayarıdır.

Bu denklem takımını matrisler yardımı ile çözebiliriz. Bunun için

$$R = \begin{bmatrix} \tilde{\rho}_{ab} \\ \tilde{\rho}_{cb} \end{bmatrix} \quad (3.2.12)$$

$$M = \begin{bmatrix} \gamma_1 + i\Delta & -\frac{i}{2} \Omega_\mu e^{-i\phi_\mu} \\ -\frac{i}{2} \Omega_\mu e^{i\phi_\mu} & \gamma_3 + i\Delta \end{bmatrix} \quad (3.2.13)$$

$$A = \begin{bmatrix} i \phi_{ab} \varepsilon / 2\hbar \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.2.14)$$

olmak üzere, (3.2.9) ve (3.2.10) denklemlerinden oluşan denklem takımını matris formunda

$$\dot{R} = -MR + A \quad (3.2.15)$$

şeklinde yazalım. Bu durumda çözüm için

$$R(t) = \int_{-\infty}^t e^{-M(t-t')} A dt' = M^{-1} A \quad (3.2.16)$$

entegralini hesaplayabiliriz. Bu durumda ρ_{ab} için

$$\rho_{ab}(t) = \frac{i \phi_{ab} \varepsilon e^{-i\omega t} (\gamma_3 + i\Delta)}{2\hbar \left[(\gamma_1 + i\Delta)(\gamma_3 + i\Delta) + \frac{\Omega_\mu^2}{4} \right]} \quad (3.2.17)$$

ifadesini elde ederiz. Bu noktada

$$\phi = \varepsilon_0 N \varepsilon \quad (3.2.18)$$

eşitliği yardımı ile kompleks suseptibilite

$$\aleph = \aleph' + i\aleph'' \quad (3.2.19)$$

nin gerçek ve sanal kısımları için, N_0 atomik yoğunluk ve

$$Z = \left(\Delta^2 - \gamma_1 \gamma_3 - \frac{\Omega_\mu^2}{4} \right)^2 + \Delta^2 (\gamma_1 + \gamma_3)^2 \quad (3.2.20)$$

olmak üzere

$$\aleph' = \frac{N_a |\mathcal{D}_{ab}|^2 \Delta}{\epsilon_0 \hbar Z} \left[\gamma_3 (\gamma_1 + \gamma_3) + \left(\Delta^2 - \gamma_1 \gamma_3 - \frac{\Omega_\mu^2}{4} \right) \right] \quad (3.2.21)$$

$$\aleph'' = \frac{N_a |\mathcal{D}_{ab}|^2}{\epsilon_0 \hbar Z} \left[\Delta^2 (\gamma_1 + \gamma_3) - \gamma_3 \left(\Delta^2 - \gamma_1 \gamma_3 - \frac{\Omega_\mu^2}{4} \right) \right] \quad (3.2.22)$$

ifadelerini elde ederiz.

Bilindiği üzere \aleph' ve \aleph'' sırasıyla dağınım ve soğurma ile ilgili niceliklerdir. Görülmektedir ki tam rezonans durumunda ($\Delta=0$), \aleph' ve \aleph'' nün ikisi birden sıfır olmaktadır. Bunun anlamı kırılma indisinin 1 olması ve soğurmanın neredeyse sıfır olmasıdır. Ya da başka bir deyişle, güçlü bir sürücü alanın etkisi altında atom, rezonans frekansındaki prob alanına (normal şartlarda soğurması gereken alana) karşı geçirgen hale gelmiştir, kısaca sürücü alan tarafından "elektromanyetik olarak indüklenen " atom prob alanına karşı " geçirgen " hale gelmiştir. Elektromanyetik olarak indüklenmiş saydamlık durumu budur.

Rezonans durumunda $\aleph' = 0$ dir ve \aleph'' ise γ_3 ile doğru orantılıdır.

Elektromanyetik olarak indüklenmiş saydamlık durumu için, atomu karanlık duruma (uyumlu tuzaklanmış duruma) güçlü sürücü alan ve zayıf prob alanı yardımı ile pompaladık. Bu pompalama işlemini gerçekleştirmek için iki olası mekanizma vardır.

Birincisi tuzaklanmış duruma sıradan optik pompalamaya eşdeğerdir. Bu durumda elektromanyetik olarak indüklenmiş saydamlık durumu bir atom içerisinde ancak atomun üst

enerji seviyesinden, alt enerji seviyesine geçişine kadar geçen süre mertebesinde, yani atomun yayılım ömrü mertebesinde oluşturulabilir. Bu durum sürücü alanı bir basamak fonksiyonu gibi düşünebileceğimiz duruma karşılık gelir.

İkinci mekanizma ise sürücü alanı daha yavaş aktif hale getirmek durumudur. Bu durumda atom zamana bağlı bir tuzaklanmış duruma indüklenir bu zaman Ω_{R2}^{-1} mertebesindedir.

3. 3. Genel Bakış

Şimdi 3 enerji seviyesine sahip A tipi atomu yeniden göz önüne alalım ve derli toplu bir halde daha genel çerçeveden bakmaya çalışalım. Atomumuzu başlangıçta

$$|\Psi(0)\rangle = c_a(0)|a\rangle + c_b(0)|b\rangle + c_c(0)|c\rangle \quad (3.3.1)$$

durumunda hazırladığımızı düşünelim.

Daha sonraki bir t anında ise atomun durumunu

$$|\Psi(t)\rangle = A(t)|a\rangle + B(t)|b\rangle + C(t)|c\rangle \quad (3.3.2)$$

ile verdiğimiz düşünelim . Burada, Ω_{R1} ve Ω_{R2} sırası ile $|a\rangle \rightarrow |b\rangle$ ve $|a\rangle \rightarrow |c\rangle$ geçişlerine ilişkin Rabi frekansları ve

$$\Omega = \sqrt{\Omega_{R1}^2 + \Omega_{R2}^2} \quad (3.3.3)$$

olmak üzere, $A(t)$, $B(t)$ ve $C(t)$ katsayılarına ilişkin genel çözüm,

$$A(t) = \left[c_a(0) \cos\left(\frac{\Omega t}{2}\right) - ic_b(0) \frac{\Omega_{R1}}{\Omega} \sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right) - ic_c(0) \frac{\Omega_{R2}}{\Omega} \sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \right] e^{-\gamma t/2} \quad (3.3.4)$$

$$\begin{aligned}
B(t) = & \left\{ -ic_a(0) \frac{\Omega_{R1}}{\Omega} \sin(\Omega t/2) + c_b(0) \left[\frac{\Omega_{R2}^2}{\Omega^2} + \frac{\Omega_{R1}^2}{\Omega^2} \cos(\Omega t/2) \right] \right. \\
& \left. + c_c(0) \left[\frac{-\Omega_{R1}\Omega_{R2}}{\Omega^2} + \frac{\Omega_{R1}\Omega_{R2}}{\Omega^2} \cos(\Omega t/2) \right] \right\} e^{-\gamma/2}
\end{aligned} \tag{3.3.5}$$

$$\begin{aligned}
C(t) = & \left\{ -ic_a(0) \frac{\Omega_{R2}}{\Omega^2} \sin(\Omega t/2) + c_b(0) \left[-\frac{\Omega_{R1}\Omega_{R2}}{\Omega^2} + \frac{\Omega_{R1}\Omega_{R2}}{\Omega^2} \cos(\Omega t/2) \right] \right. \\
& \left. + c_c(0) \left[\frac{\Omega_{R1}^2}{\Omega^2} + \frac{\Omega_{R2}^2}{\Omega^2} \cos(\Omega t/2) \right] \right\} e^{-\gamma/2}
\end{aligned} \tag{3.3.6}$$

şeklindedir.

Bu genel çözüm, değişik başlangıç şartları altında, kuantum mekaniksel girişim etkilerinin sonucu olan " uyumlu tuzaklanma ", " elektromanyetik olarak indüklenmiş saydamlık " ve üzerinde pek durmadığımız " terslenmesiz lazer " sonuç durumlarını verir.

Mesela atom (ya da atomları), düşük iki enerji seviyesinin uyumlu süper pozisyonu halinde

$$|\Psi_0\rangle = \frac{\Omega_{R2}}{\Omega} |b\rangle - \frac{\Omega_{R1}}{\Omega} |c\rangle \tag{3.3.7}$$

olacak şekilde hazırlarsak, $\gamma = 0$ için elde edeceğimiz ifadeler " tuzaklanmış durum " u ifade eder.

Öte yandan yine $\gamma = 0$ alır ve atomları $|b\rangle$ durumunda alırsak, durum fonksiyonu $|\Psi(t)\rangle$ nin zamanla gelişimi için

$$\begin{aligned}
|\Psi(t)\rangle = & -i \frac{\Omega_{R1}}{\Omega} \sin\left(\frac{\Omega t}{2}\right) |a\rangle \\
& + \left[\frac{\Omega_{R2}^2}{\Omega^2} + \frac{\Omega_{R1}}{\Omega^2} \cos\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \right] |b\rangle \\
& - \left[\frac{\Omega_{R1}\Omega_{R2}}{\Omega^2} - \frac{\Omega_{R1}\Omega_{R2}}{\Omega^2} \cos\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \right] |c\rangle
\end{aligned} \tag{3.3.8}$$

ifadesini elde ederiz. Bu durumda prob alanının (gelen lazere ait herhangi bir fotonun) soğurularak atomun üst seviyeye yani $|a\rangle$ durumuna gelme olasılığı

$$P_a = \frac{\Omega_{R1}^2}{\Omega^2} \sin^2\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \tag{3.3.9}$$

şeklinde olur. Burada da açıkça görülmektedir ki; $\Omega_{R2} \gg \Omega_{R1}$ limit durumu için bu olasılık değeri sıfıra gider ve böylece elektromanyetik olarak indüklenmiş saydamlık durumuna ulaşılır.

4. YAVAŞLATMA DENEYLERİ DETAYLARI

Burada, biraz da, elektromanyetik olarak indüklenmiş saydamlık ve sonuçlarından biri olan ışığı yavaşlatma deneylerinin pratik yanlarına değinmekte deneyin gerektirdiği teknoloji ve olayın gözlenebilmesi için gerekli pratik koşulların incelenebilmesi açısından fayda vardır.

Burada L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton ve C. H. Behroozi' nin 1999' da gerçekleştirdikleri ve ışık hızını 17 m/s değerine kadar düşürmeyi başardıkları ve sonuçlarının yayınlanması ile oldukça sansasyon yaratmış deneyin detayları üzerinde biraz duracağız.

Deney sodyum atomlarından oluşmuş bir gaz bulutu kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Deneyde kullanılan sodyum atomları nano kelvin mertebelerine kadar soğutulmuştur.⁽²⁾⁽⁵⁾

Bu soğutma işlemi ardışık bir takım işlemlerden oluşmuştur. Öncelikle atomik kaynaktan salınan $4 \cdot 10^{16}$ sodyum atomundan oluşan bir atomik demet 1 metre uzunluğundaki Zeeman yavaşlatıcısına yönlendirilmiştir. Bu yavaşlatıcı girişinden çıkışına kadar içindeki manyetik alan 350 G' dan -350 G değerine kadar değişen bir yavaşlatıcıdır.⁽⁵⁾ Deneyde kullanılan tam lazerler tek bir " dye " lazerden elde edilmiş ve akusto - optik ve elektro - optik modülatörler aracılığıyla ayarlanmıştır.

Zeeman yavaşlatıcıdan çıkan atom demeti 50 m/s lik bir hıza sahiptir. Bu demet daha sonra bir manyeto - optik tuzaka yönlendirilmiştir. Manyeto - optik tuzak 3 adet 1 inç çapında 10 mW/cm^2 gücünde, dairesel polarize olmuş ve $F = 2 \rightarrow 3$ rezonans geçişinden 20 MHz daha aşağı frekansa ayarlanmış lazerden oluşturulmuştur.⁽⁵⁾

Anti - Helmholtz bobinleri 10 G/cm lik bir alan gradyenti sağlamaktadır.⁽⁵⁾ 2 s' lik bir birikimden sonra manyeto - optik tuzakta $6 \cdot 10^9$ adet (yaklaşık) Doppler etkisi ile soğutulmuş, $6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ yoğunlukta ve 250 μ K sıcaklığında sodyum atomu bulunur.

Manyeto - optik tuzak dolduktan sonra mekanik bir şamandıra atom demeti kaynağını yoğun atom bulutundan ayırır ve ardından bulut polarizasyon gradiyenti tekniği ile 50 μ K' e kadar soğutulur. Bu işlem bir kaç milisaniye sürer. Sonunda atomlar $F = 1$ taban durumuna pompalanırlar ve lazerler kapatılır.⁽⁵⁾

Bütün manyetik alanlar vakum odasının dışındaki elektromıknatıslar aracılığıyla oluşturulur. Böylece manyetik alan üzerinde güçlü bir denetim sağlanır. Öyle ki bir milisaniye içinde açılıp - kapatılabilir.

Daha sonraki soğutma aşaması buharlaştırma yolu ile şekil 4.1.b de görülen 4 - Dee manyetik şişede yapılır. Şekildeki 4 adet su soğutmalı " Dee " mıknatısın her birinden 895 a gibi yüksek bir değerde akım geçer.

Dee mıknatıslara ek olarak ayarlanabilir bir besleme alanı oluşturmak üzere Helmholtz bobinleri kullanılmıştır.

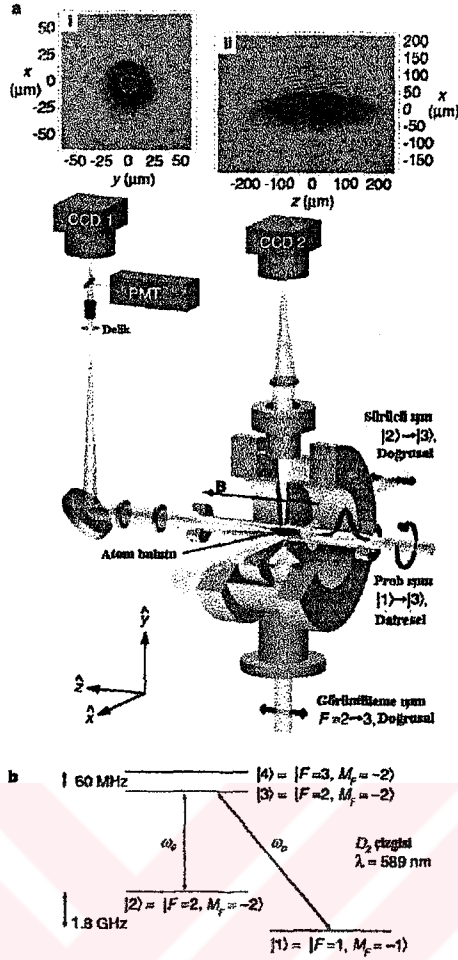
Polarizasyon gradiyent soğutmasından sonra atom bulutu 4 - Dee tuzağının enerjilendirilmesi ile hızla yakalanır. Daha sonra atom bulutu zıt yönlerden yavaş yavaş sıkıştırılır. Böylece bulutun yoğunluğu ve atomlar arası çarpışma yoğunluğu artar bulut rf buharlaştırması ile soğutma aşamasına hazırlanır.

Daha sonra 32 MHz den başlayıp yaklaşık 38 sn de 1 MHz düzeyine kadar düşen bir rf manyetik alan taraması gerçekleştirilir. son rf frekansı son sıcaklığı atom sayısını belirler. Tuzağın kaybını azaltmak için vakum odasının basıncı 1.10^{-11} Torr un altında tutulur.

Böylece atom bulutu 435 nano kelvin değerine kadar (yani Bose - Einstein yoğunlaşma ısısının da altında bir sıcaklık değerine kadar) soğutulmuş olur.⁽²⁾

Deneyin soğutma dışındaki aşamalarına ilişkin düzenek şeması şekil (4.1) de görülmektedir.

Soğutma işleminden sonra önce lineer polarize olmuş sürücü alan uygulanmıştır. Bu alan sıfır polarizasyona sahip olan $|2\rangle$ ve $|3\rangle$ durumlarını birbirine bağlayacak frekanstadır. Bu ışın teorik incelememizde de anlaşıldığı gibi $|2\rangle$ ve $|3\rangle$ durumlarını birbirine bağlayıp, $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ geçişine uygun ayarlanmış ve daha zayıf olan ve sol dairesel polarize olmuş prob alanı için girişim oluşturur. İki lazer ışınının beraber aktif olması $|1\rangle$ ve $|2\rangle$ durumlarının kararlı bir "uyumlu süper pozisyon öz durumunu" (ya da "karanlık durumu") oluşturur.



Şekil 4.1

Deneye düzeniğinin şematik gösterimi

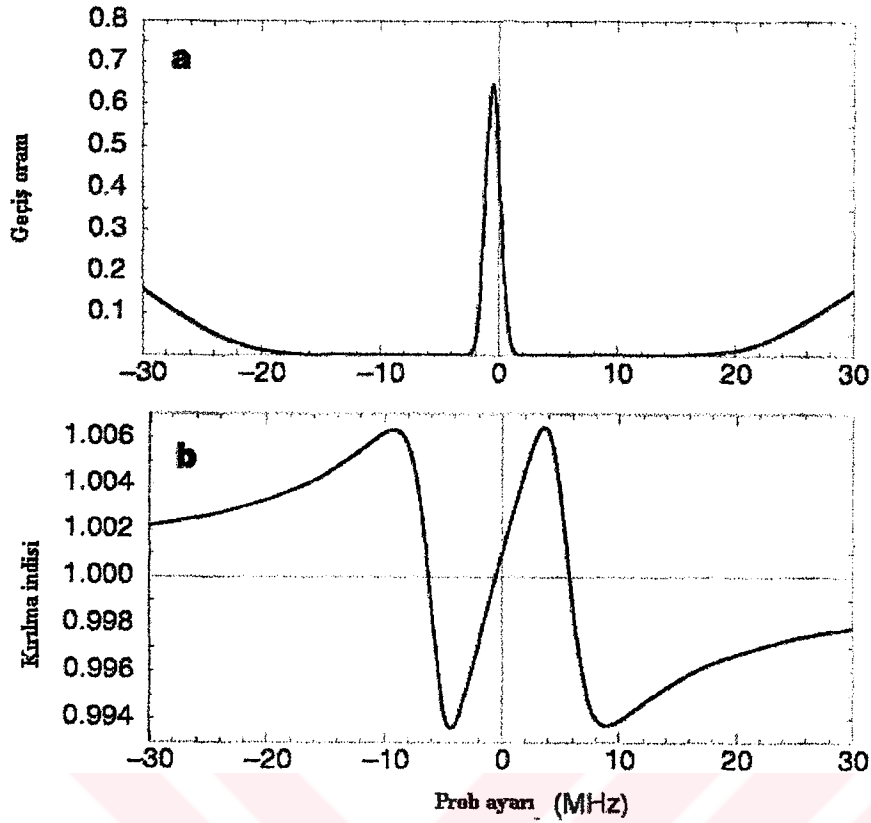
İki lazerin atomik dipol momente katkıda bulunan olasılık genlikleri birbirlerini tamamen götürür ve genişliği sürücü alanın şiddeti ile belirlenen dar bir frekans aralığında kuantum girişim etkisi oluşur.⁽²⁾

Şekil (4.2) de prob ışınının rezonans frekansından uzaklaşma miktarının bir fonksiyonu olarak elde edilmiş geçiş oranı görülmektedir.

Bu ortamda ilerlemekte olan elektromanyetik puls için grup hızı

$$v_g = \frac{c}{n(\omega_p) + \omega_p \frac{dn}{d\omega_p}} \approx \frac{\hbar c \epsilon_0}{2\omega_p} \frac{|\Omega_c|^2}{|\vec{\mu}_{13}|^2 N} \quad (4.1)$$

şeklindedir.⁽³⁾



Şekil 4.2

Prob ışını frekansının rezonans frekansından sapmasının (prob ayarı) fonksiyonu olarak çizilmiş kırılma indisi ve geçiş oranı değerleri. Rezonans frekansında geçirgenliğin bir pik yaptığı dolayısıyla soğurmanın ortadan kaldırıldığı net olarak görülmektedir.

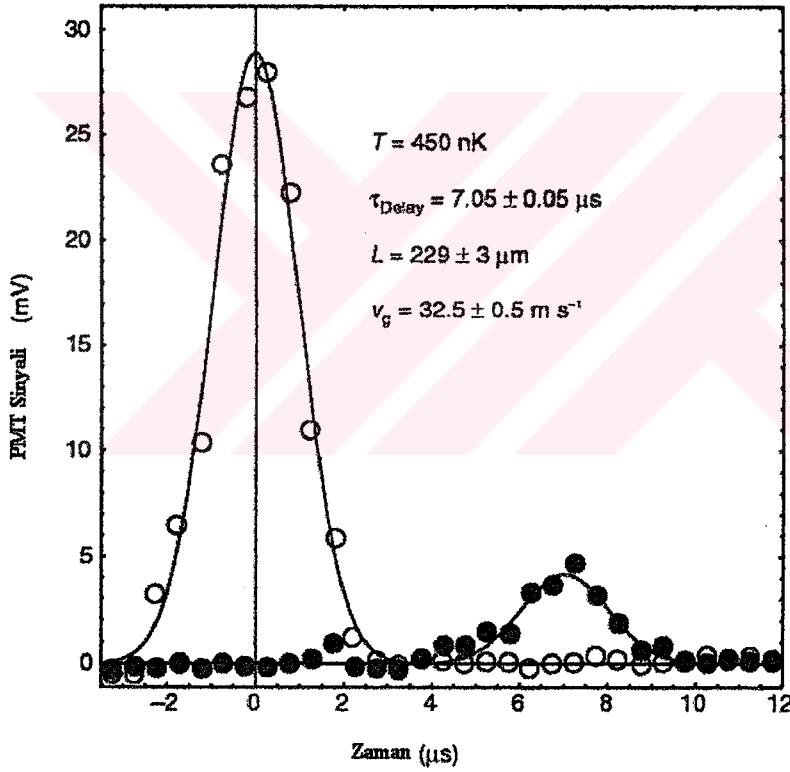
Burada $n(\omega_p)$ prob frekansı " ω_p " ye bağlı kırılma indisi, $|\Omega_c|^2$ sürücü alan için Rabi frekansının karesi, $\bar{\mu}_{13}$ ise $|1\rangle$ ve $|3\rangle$ durumları arasındaki elektrik dipol matris elemanı, N atomik yoğunluk ve t_0 boşluğun dielektrik sabitidir.

Şekil 4.2 de görülmektedir ki, ortada kırılma indisi 1 olup (4.1) denklemindeki payda ifadesinde yer alan ikinci terim birinci terim'e göre daha baskındır. Burada oluşturulan kuantum girişim etkisi ile atomun geçirgenliği sağlanmakla kalınmamış, ortamda ilerlemekte olan dalgalar için çok keskin bir kırınım profili ve oldukça düşük grup hızları da elde edilmiştir.

Şekil 4.2 de görülen eğrilerin yaklaşık olarak 0,6 MHz kadar rezonans frekansından kaymış olduğu görülmektedir. Bunun nedeni sürücü alanın etkisi ile $|2\rangle$ ile $|4\rangle$ durumunun bağlanması ve $|2\rangle$ seviyesinin "a. c. Stark kayması" etkisi göstermesi dolayısı ile $2 \rightarrow 3$ geçişine ilişkin çizginin de kaymasıdır.⁽²⁾

Daha önce de bahsedildiği gibi bu deneyde sürücü alan ve prob alanı aynı dye lazerden elde edilmiştir. Sürücü alanın frekansı bir akusto-optik modülatör ile $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ geçişine ilişkin rezonans değerine ayarlanmıştır. Deney ekibi bu noktada Zeeman kayması ve a.c. Stark kayması etkilerini hesaba katmıştır.

Prob lazerinin gecikmesine ilişkin elde edilen sonuç ise şekil (4.3) de görülmektedir.



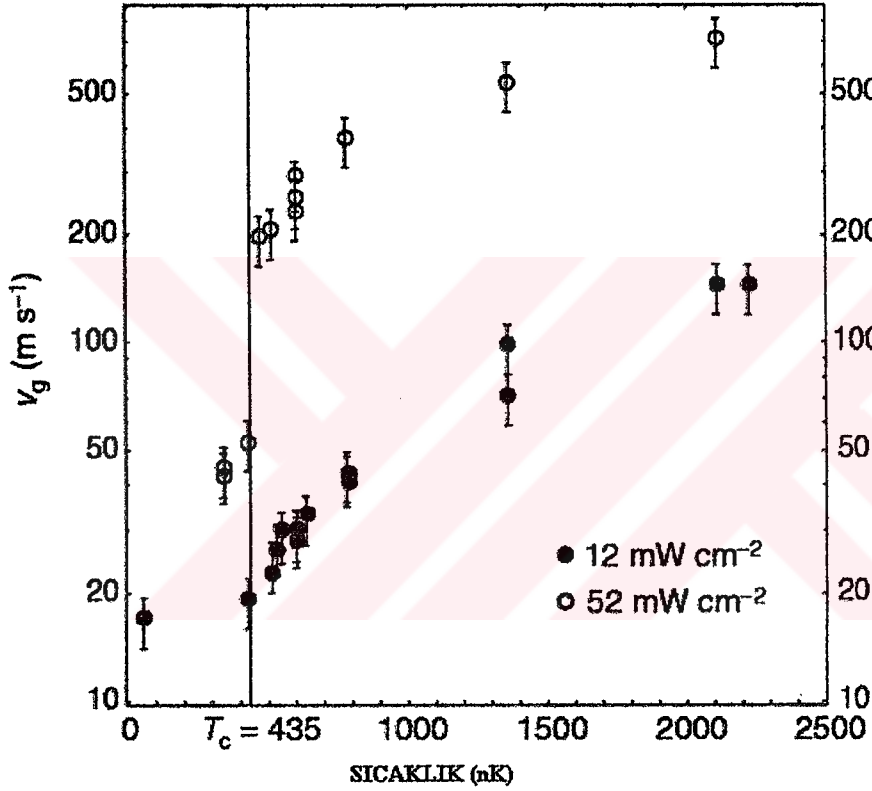
Şekil 4.3

Prob pulsunun boşluktan ilerlemekte olan pulsa göre gecikmesine ilişkin ölçüm değerlerini içeren grafik. Grafikte 0 noktasına yerleşmiş olan puls boşluktan ilerleyen puls olup; genliği azalmış ve gecikmiş olan ikinci puls ise prob pulsidir.

Şekilde görülen ilk puls, referans pulstur ve ilerleme ortamında hiç bir atomun olmadığı duruma (yani boşlukta ilerleme durumuna) karşılık gelir. $7,05 \text{ } \mu\text{s}$ kadar gecikmiş olan ikinci puls ise $229 \text{ } \mu\text{m}$ 'lik atom bulutu içerisinde yavaşlatılmış olan prob pulsidir. Bu noktada ışığın atom bulutu içerisindeki ilerleme hızı 32.5 ms^{-1} olarak ölçülmüştür. Deneyin bu

aşamasında kullanılan sürücü lazerin gücü 12 mWcm^{-2} olmuştur. İlgili Rabi frekansı da $\Omega_c = 0.56 A$ (burada A Einstein katsayısı olup değeri $6.3 \times 10^7 \text{ rads}^{-1}$ dir) değerindedir. Deneyle kullanılan atom bulutu da 450 nK ' e kadar soğutulmuştur. Yoğunluk için ölçülen en üst değer $3.3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ gibi muazzam bir değer olup; bu yoğunluk içerisinde bulunan toplam atom sayısı da 3.8×10^6 olmuştur.

Deney $2 \mu \text{K}$ ' den 50 nK ' e kadar değişen sıcaklık değerleri için tekrarlanmış ve şekil(4.4) de görülen değişik hız değerleri elde edilmiştir.



Şekil 4.4

Yavaşlatma deneyinde elde edilebilen düşük hız değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi. Açıkça görülmektedir ki daha düşük sıcaklıklarda daha düşük hız değerlerine ulaşabilmektedir.

Şekilde görülen açık halkalar sürücü alan şiddetinin 52 mWcm^{-2} (ilgili Rabi frekansının $\Omega_c = 1.2 A$) olduğu duruma karşılık gelmektedir. İlerlemekte olan ışığın hızı bulutun içerisindeki atom yoğunluğu ile ters orantılıdır ve atom yoğunluğu da sıcaklığın düşmesi ile artmaktadır.

Sıcaklık Bose-Einstein yoğunlaşmasının gerçekleştiği kritik sıcaklık değerinin de altına düşürülmüştür. Bose-Einstein yoğunlaşması gerçekleşirken, sıcaklığın düşürülmesinden kaynaklanan yoğunluk artışına ek bir yoğunluk artışı daha meydana gelmiştir.⁽²⁾

Şekil (4.4) deki içi dolu halkacıklar da sürücü alan şiddetinin 12 mWcm^{-2} olduğu duruma karşılık gelmektedir.⁽²⁾

Şekilden de açıkça görülmektedir ki sürücü alanın şiddeti azaldıkça daha düşük hız değerlerine ulaşılabilir, ancak öte yandan geçirgenlik durumu da yavaş yavaş ortadan kalkıp soğurulma durumuna da bir o kadar yaklaşmaktadır. Sürücü alanın şiddeti bu şekilde yavaş yavaş düşürülüp nihayet sonunda sıfır yapılırsa; prob alanının ortamdaki ilerleme hızı da yavaş yavaş düşerek en aza ulaşır, ancak beraberinde geçirgenlik de azalır ve son noktada elde sadece güçlü bir soğurma kalır.

Deney ekibi bu deneyde, atom bulutunu neredeyse tamamen Bose-Einstein yoğunlaşması halinde hazırladıkları zaman (yoğunlaşma oranı $\geq \%90$) ortamda ilerleyen prob alanı için 17 m/s lik oldukça düşük bir hız değeri elde etmiştir.

5. İLGİNÇ SONUÇ (Işığın Tamamen Durdurulması)

Her ne kadar kuantum mekaniksel etkilerin ışık - madde etkileşiminde üzerinde durulabilecek birtakım yeni uygulamalar getireceği beklense de; elektromanyetik olarak indüklenmiş saydamlık yolu ile ışık hızının 0,45 m/s değerine kadar düşürülebilmesi, geçtiğimiz birkaç yıl içerisinde bu konuyla yakından ilgili olup dolayısıyla en az şaşırması beklenen fizikçilerin bile tepkilerine bakarak söylenebilir ki, insanlık için oldukça şaşırtıcı, sansasyonel ve heyecan verici olmuştur. Ancak yine de hız ne kadar düşürülürse düşürülsün, bu çerçevede yapılmış hiç bir deney herhalde " Rowland Institute for Science " den profesör Lene Vestgaard Hau ve çalışma arkadaşlarının 2001 yılında gerçekleştirdikleri deney kadar, ulaşılan sonuç açısından radikal ve heyecan verici olmamıştır.

Bu deneyde Hau ve arkadaşları elektromanyetik olarak indüklenmiş saydamlık durumunu kullanarak oldukça soğutulmuş sodyum atomlarından oluşmuş bir bulutun içinde prob ışığını tamamen durdurmayı başardılar.⁽⁴⁾ Lazer pulsunu yaklaşık 1 milisaniye durdurduktan sonra da tekrar harekete geçirip, ışığın sahip olduğu enformasyonu kaybetmeden ortamın çıkışından sonra tekrar dedekte edebildiler.⁽⁴⁾

Kuantum optik alanındaki bu yeni deneylerin, sonuçları üzerinde, tezin ileriki bölümlerinde daha geniş olarak durulacaktır. Ancak şimdi daha çok deneyin nasıl gerçekleştirildiğine ilişkin detaylar üzerinde durmak daha uygun olacaktır.

Hau ve grubu, ışığı durdurabilmek için aslında oldukça basit ve akla yatkın gibi görünen bir durumu denediler. Daha önce aynı ekip, yine elektromanyetik olarak indüklenmiş saydamlık durumunu kullanarak bu ortamda ilerlemekte olan ışığın hızını oldukça radikal değerlere kadar düşürmeyi başarmıştı.

Durdurma işlemi içinde ekip yine aynı deney düzeneğini kullandı. Deneyde 0,2 mm uzunluğunda ve 0,5 mm çapında sigaraya benzetilebilecek bir sodyum atomu bulutu oluşturdu. Sodyum atomları ile çalışmayı tercih etmelerinin bir nedeni sodyumun bir alkali atom olması, dolayısıyla valans bandında tek bir elektron bulunmasıdır. Şu ana kadar incelemeye çalıştığımız " Λ " tipi atom yapısına ancak bu şekilde yaklaşmak mümkündür.

Sonuç olarak deney diğer yavaşlatma deneyleri ile aynı şekilde başlayıp gelişti. Önce geçirgenliği indükleyen ve daha güçlü olan sürücü alan uygulandı. Ardından prob pulsu gönderildi. Ortam içerisinde oldukça yavaş ilerleyen lazer pulsunun ön kısmı ortamın henüz çıkmadan, son kısmı da ortamdan içeri girdi ve böylece ışık pulsu bütünüyle ortam içerisinde yol almaya başladı.

İşte tam bu arada normalde prob frekansındaki ışığa karşı geçirgen olmayan ortamı geçirgen hale getirmek işlevini yerine getiren sürücü alan, deney ekibi tarafından kapatıldı. Bu durumda elektromanyetik olarak indüklenmiş geçirgenlik durumu ortadan kalktı ve ışık böylece yoluna devam edemeyecek sodyum bulutunun içinde hapsoldü. Daha sonra sürücü alan tekrar uygulanmaya başlayınca geçirgenlik, yeniden sağlandı ve aynı ışık yoluna devam etmeye başladı; sanki bütün bunlar hiç olmamış gibi. Bu durum şekil (5.1) de görülmektedir.



Şekil 5.1

Işık durdurulmasına ilişkin deneyde ışık durdurulması ve ardından tekrar harekete geçirilmesi sürecinin tasviri. Şekildeki resim karelerinde dikey yönelmiş ve atom bulutunu tamamen içine almış olan ışık geçirgenliği sağlayan sürücü alanı ifade etmektedir.

Bu arada çeşitli deney atraksiyonları da denendi. Mesela kapatılan sürücü alan eğer daha şiddetli olarak açılırsa bu kez sonuçta daha parlak ama daha kısa bir ışık elde edildi ya da sürücü alan hızla ve üst üste açılıp kapatılınca prob pulsu da parçalı olarak üretilebildi. Haa ve arkadaşları bu deneyi 27 saatlik kesintisiz bir çalışmanın ardından gerçekleştirebilmişlerdir.

6. KUANTUM-OPTİK ALANINDAKİ FARKLI UYGULAMA VE ARAŞTIRMALAR

6.1. Sıcak Atomik Gaz Ortamında Işığın Yavaşlatılması

Texas A&M Üniversitesi'nden bir grup bilim adamı Haziran 1999' da yayınladıkları bir makale ile yaklaşık 360 K sıcaklığındaki Rubidyum gazını kullanarak, elektromanyetik indüklenmiş saydamlık yolu ile bu ortamda ilerlemekte olan prob alanının grup hızını 90 m/s gibi bir değere düşürmeyi başardıklarını açıkladılar.⁽⁶⁾

Her ne kadar böylesine yüksek sıcaklıkta bu hız değerine ulaşmış olmak bir çok pratik uygulama için oldukça uygun bir alt yapıya giden bir pencere açmışsa da, bilim adamları Bose- Einstein yoğunlaşması durumunda ışık hızının çok daha aşağı seviyelere çekilebileceği ve gelecekte tasarlanabilecek deneyler için gerekli geometrik düzenlemelere imkan vermesi bakımından oldukça esnek olduğu konusunda hemfikirdirler.

6.2. Uyarılmış Raman Adyabatik Geçişi

Bu yöntem, üç seviyeli (" Λ " tip) atomlarda uyumlu süper pozisyon durumları (karanlık durumlar) oluşturmak için geliştirilmiş bir alternatif yöntemdir.

Bilindiği üzere elektromanyetik olarak indüklenmiş saydamlık durumu için karanlık durumlar, şu ana kadar incelediğimiz biçimde optik pompalama ile gerçekleştirilmektedir ki, bu pompalanan " Raman pompalaması " olarak da bilinir.

Bu yöntemde, yani optik pompalama yönteminde, karanlık durum hazırlanmaya çalışılırken, kendiliğinden yayma yolu ile yayılan fotonların yeniden yutulmaları ve çoklu saçılmaları, bütün olarak soğurmada temel bir artış meydana getirmektedir.⁽⁷⁾ Bu da kalıcı halde karanlık durum hazırlanması ya da elektromanyetik olarak indüklenmiş saydamlık durumuna ulaşma yolunda güçlü engeller oluşturmaktadır. Pompalama yönteminin temel dezavantajı budur.

Öte yandan uyarılmış Raman adyabatik geçişi yöntemi bu dezavantajdan sıyrılır ve geçirgenlikte ciddi bir artışa yol açar. Bu metot bir atom ya da moleküldeki iki kuantum durumu arasında tam bir popülasyon transferini; kısmi olarak üst üste gelmiş lazer pulslarını (sürücü ve prob) kullanarak gerçekleştiren bir yöntemdir.⁽⁸⁾

Yöntemin temeli, başlangıçta tek bir alan uygulayarak uyumluluk durumunu hazırlayıp, sonrasında öteki alan yardımıyla adyabatik bir şekilde gelişen uyumluluk durumunun tamamlanması işlemine dayanır.⁽⁸⁾

6.3. Elektromanyetik Olarak İndüklenmiş Saydamlık Kullanarak, Taban Durumunda Lazerle Soğutma

Bu soğutma tekniği tuzaklanmış atomlar için geliştirilmiş bir tekniktir. Bu teknik atomik seviyeler arasındaki kuantum girişim etkilerini kullanır.

Bu teknik, daha önceden var olan yan bant soğutma tekniklerinden daha basit ve daha etkilidir.⁽⁹⁾ Bu teknik ile titreşim frekanslarının geniş bir bandı eş zamanlı olarak soğutulabildiği için, teknik büyük iyon zincirlerini soğutmak için özellikle uygundur.

Bu teknikte soğurma profili soğutmanın gerçekleşmesi için uygun biçimde güçlü sürücü alan yardımı ile düzenlenir. Bu düzenleme ile soğutucu lazer ile indüklenen ve soğutucu etkisi olan geçiş güçlendirilirken; ısıtıcı etkisi olan rezonans soğurması bastırılır.

Teknik, çok hassas ayarlar üzerine yapılanmamıştır ve sadece iki tane sürekli lazer gerektirir.⁽⁹⁾ Ayrıca teknik lazer frekansındaki dalgalanmalardan, dalgalanma aralığı tuzaklama frekansına göre küçük kalabildiği sürece etkilenmez.

Ayrıca bu teknik, farklı eksenlerde eş zamanlı soğutma yapmaya uygun bir tekniktir. Mesela N iyonlu bir kristal ya da anharmonik tuzaklardaki atomlar bu şekilde soğutulabilir.

6.4. Atomik Parite Korunmamasının Ölçümü

Yaklaşık 20 yıllık bir gelişim sürecinin ardından, ağır atomlarda parite korunmaması etkilerine ilişkin çalışmalar doğruluk derecelerini % 1' lik bir hassasiyet derecesine kadar arttırmışlardır.⁽¹⁰⁾ Bu seviyede ölçümler, yüksek enerjilerde elde edilen sonuçlarla birleşince

temel elektrozayıf etkileşme teorilerini oldukça sıkıntıya sokup zorlamaktadır. Atomik thallium gazına ilişkin parite korunmamasının optik rotasyonunun % 1 hassasiyetle, $6P_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ manyetik dipol ve elektrik kuadropol (M1, E2) karışımı soğurma çizgisinde (1,28 μ m) ölçümü de bu çeşit bir ölçümdür.⁽¹⁰⁾

Bu ölçüm için elektromanyetik olarak indüklenmiş saydamlık durumunu kullanmanın üç avantajı vardır; birincisi sub-Doppler çözünürlüğünün, arka plandaki eğilimleri daha az dikkate değer hale getirmesi; ikincisi sürücü kapatarak arka plan spektrumunun kolaylıkla elde edilebilmesi; üçüncüsü de izotropik ve birbirine çok yakın parçaların, sürücü alanın frekansını değiştirerek girişimden kaynaklanan belirsizliklerin araya girmesine engel olunarak çalışılmasına imkan vermesidir.⁽¹⁰⁾ Ayrıca elektromanyetik olarak indüklenmiş saydamlık yoluyla ölçüm yapmak, ayrı ayrı parçalar için yapılan ölçümlerin de kıyaslanabilmesine olanak verir.

6.5. Karanlık Durum Polaritonları

Elektromanyetik olarak indüklenmiş saydamlık ortamında kuantum alanların ilerleyişi incelenirse, bu ilerleyişe eşlik eden karalı bir şekle sahip kuantum uyarımlarının varlığı gösterilebilir.⁽¹¹⁾ Bu uyarımlar " karanlık durum polaritonları" olarak adlandırılır. Polaritonlar fotonik ve Raman benzeri madde uzantılarının bir karışımıdır. Polaritonların grup hızı bu ikili karışımın oranına doğrudan bağlıdır ve dışardan adyabatik olarak değişebilen, uyumlu bir kontrol alanı ile kontrol edilebilirler.⁽¹¹⁾ Özel durumda, karanlık durum polaritonları durdurulup, tekrar harekete geçirilebilirler; öyle ki bu işlem sırasında şekilleri ve kuantum durumları korunur. bu işlem esnasında ışığa ilişkin kuantum durumu, ideal bir biçimde atomik uyarımlar bütününe dönüşür ve tersi durumda da tersi gerçekleşir.

Karanlık durum polaritonları yolu ile kuantum ışık pulslarının uyumlu kontrolü olasılığı bir çok ilginç uygulama alanını gündeme getirmiştir. Bunlardan bazıları klasik karşılığı bulunmayan durumlar oluşturmak, geri dönüşümlü (okunabilir) kuantum hafızalar ve yüksek çözünürlüklü yeni spektroskopik teknikler olarak sıralanabilir. Ayrıca bu tekniğin, bir kaç fotonlu doğrusal olmayan optik uygulamaları ile birleştirilmesi ile, prensip olarak kuantum bilgi işleme teknikleri geliştirmek mümkündür.

6. 6. Aşırı Hızlı Işık ve Negatif Grup Hızı

1960 larda Sommerfeld ve Brillouin, dağıtıcı bir ortamda ışığın ilerlemesi problemini üzerinde durmuşlar ve soğurma çizgilerinin yanında bulunan anormal dağıtıcı bölgelerde, ortamda ilerlemekte olan ışığa ait grup hızının ışığın boşluktaki hızı olan " c " yi geçebileceğini, hatta bazı frekanslar için sonsuz ya da negatif olabileceğini belirtmişlerdir.⁽¹²⁾ Bu durum son yıllarda yoğunluğu artan çok sayıda farklı deneyde gözlenmiştir.^{(12) (13) (14) (15)} Öte yandan Einstein' in özel görelilik teorisi ve bu teoriye bağlı nedensellik ilkesi evrende hiç bir şeyin, ışığın boşluktaki hızından daha hızlı ilerleyemeyeceğini söylemektedir.

Fizikçiler, son zamanlarda birçokları gerçekleşen ve nedenselliği bozuyormuş gibi görünen bu deneylere rağmen hâlâ, hiç bir bilginin ya da nesnenin ışıktan hızlı ilerlememiş olduğu ve nedenselliğin korunduğu konusunda anlaşmaktadırlar. Ancak yine de bu konudaki araştırma ve tartışmalar sona ermiş değildir.

Gelelim ışığın " c " den büyük ya da negatif grup hızıyla ilerlediği durumların detaylarına.

Kırılma indisi $n(\omega)$ olan bir ortam düşünelim. Bu ortam için dağıtım denklemini k dalga sayısını göstermek üzere

$$k = \frac{\omega n}{c} \quad (6.6.1)$$

şeklindedir. Grup hızı ise,

$$\begin{aligned} v_g &= \operatorname{Re} \left\{ \frac{d\omega}{dk} \right\} \\ &= \frac{1}{\operatorname{Re} \left\{ \frac{dk}{d\omega} \right\}} \\ &= \frac{c}{\operatorname{Re} \left\{ \frac{d(\omega n)}{d\omega} \right\}} \end{aligned}$$

$$v_g = \frac{c}{n + \omega \operatorname{Re} \left\{ \frac{dn}{d\omega} \right\}} \quad (6.6.2)$$

şeklinde olur. Bu denklemde açıkça görülmektedir ki; eğer kırılma indisi frekansa bağlı olarak yeterince hızlı azalıyorsa, başka bir deyişle denklemin paydasında yer alan ikinci terimin değeri negatif ve yeterince büyük olabiliyorsa, grup hızı ışık hızını aşabilir ve hatta negatif olabilir.⁽¹⁶⁾

Daha önce de değinildiği gibi öteden beridir, bir soğurma bandının civarında kırılma indisinin oldukça hızlı azaldığı, bilinmektedir. Ancak bu bilinmesine rağmen bu azalmaya eşlik eden şiddetli soğurma yüzünden daha öncelerde bu olayı gözleme imkanı bulunamamıştır. Günümüzde gözlenebiliyor olmasının nedeni ise kuantum optik alanında gerçekleşen, çığır açıcı nitelikte diyebileceğimiz ve tezin önceki bölümleri boyunca değinmeye çalıştığımız gelişmelerdir. Bu gelişmeler sayesinde ışık - madde etkileşiminin detaylarına daha önce hiç inemediğimiz düzeylere kadar inip bakmak ve daha da önemlisi, daha iyi anlamaya başladığımız bu davranışları dışarıdan kontrol etmenin yollarını bulmak mümkün olmuştur. Bu teknikler kullanılarak soğurmanın gerçekleşmediği ancak kırılma indisinin davranışının gerçek rezonans bandındaki gibi olduğu hayali rezonans frekansları yaratmak mümkündür. Böylece rezonans esnasındaki soğurma olayından sıyrılarak bu oldukça değişik grup hızlarını gözlemek mümkün olmuştur.

Kırılma indisinin değişimi için hesap yapmaya devam edersek, kırılma indisi için ϵ dielektrik sabiti olmak üzere

$$n = \sqrt{\epsilon} \quad (6.6.3)$$

yazılabileceğini bilmekteyiz.⁽¹⁶⁾

Öte yandan E elektrik alan şiddetini, P polarizasyon yoğunluğunu ve N de atom yoğunluğunu göstermek üzere

$$D = \epsilon E = E + 4\pi P = E(1 + 4\pi N\alpha) \quad (6.6.4)$$

$$\Rightarrow \epsilon = 1 + 4\pi N\alpha \quad (6.6.5)$$

yazılabilir.

Denklem (6.6.3) ve denklem (6.6.5) 'i birlikte kullanırsak kırılma indisi için

$$n = \sqrt{1 + 4\pi N\alpha} \approx 1 + 2\pi N\alpha \quad (6.6.6)$$

ifadesini elde ederiz. Burada polarizebilite " α "

$$p = ex = \alpha E \quad (6.6.7)$$

şeklindeki elektrik dipol ifadesinden türetilir.

Şimdi w_j gibi tek bir rezonans frekansımız olduğunu göz önüne alırsak, bu durumda elektronu

$$K = mw_j \quad (6.6.8)$$

gibi bir yay sabiti ile çekirdeğe bağlanmış gibi düşünebiliriz. Bu durumda da kırılma indisi için klasik osilatör modelini kullanmış oluruz ve sönümlendirici kuvveti de $-m\gamma_j \dot{x}$ şeklinde ifade edebiliriz. Şu halde w frekansındaki bir elektromanyetik alanın varlığı durumunda hareket denklemi

$$\ddot{x} + \gamma_j \dot{x} + w_j x = \frac{eE}{m} = \frac{eE_0}{m} e^{i\omega t} \quad (6.6.9)$$

şeklinde olur. Buradan da

$$x = \frac{eE}{m} \frac{1}{w_j^2 - w^2 - i\gamma_j w} = \frac{eE}{m} \frac{w_j^2 - w^2 + i\gamma_j w}{(w_j^2 - w^2)^2 + \gamma_j^2 w^2} \quad (6.6.10)$$

ve

$$\alpha = \frac{e^2}{m} \frac{w_j^2 - w^2 + i\gamma_j w}{(w_j^2 - w^2)^2 + \gamma_j^2 w^2} \quad (6.6.11)$$

elde edilir.

Şimdi eğer birbirine yakın iki soğurma çizgisinin (yani rezonans frekansının) olduğunu ve bunların birbirlerine " Δ " kadar bir aralıkla ayrıldıklarını düşünürsek

$$w_{1,2} = w_0 \pm \frac{\Delta}{2} \quad (6.6.2)$$

yazabiliriz. İki osilatörün genliğinin de -1 olduğunu düşünelim (iki frekansa ait popülasyonların terslenmiş olduğunu göz önüne alıyoruz) ve sönüm katsayılarının da $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$ olduğunu varsayalım. Bu durumda polarizebilite

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{e^2 \left(w_0 - \frac{\Delta}{2} \right)^2}{m \left(\left(w_0 - \frac{\Delta}{2} \right)^2 - w^2 \right)^2 + i\gamma^2 w^2} \\ &= \frac{e^2 \left(w_0 + \frac{\Delta}{2} \right)^2 - w^2 + i\gamma w}{m \left(\left(w_0 + \frac{\Delta}{2} \right)^2 - w^2 \right)^2 + \gamma^2 w^2} \\ &\approx \frac{e^2 \left(w_0^2 - \Delta w_0 - w^2 + i\gamma w \right)}{m \left(w_0^2 - \Delta w_0 - w^2 \right)^2 + \gamma^2 w^2} \\ &= \frac{e^2 \left(w_0^2 - 2\Delta w_0 - w^2 + i\gamma w \right)}{m \left(w_0^2 - \Delta w_0 - w^2 \right)^2 + \gamma^2 w^2} \quad (6.6.13) \end{aligned}$$

Şeklinde olur. Buradaki yaklaşıklık " Δw_0 " lı terimlerin yanında Δ^2 terimlerini ihmal etmekten kaynaklanmaktadır.

Bu noktada ortama ait plazma frekansını

$$w_p = \frac{4\pi N e^2}{m} \quad (6.6.14)$$

şeklinde tanımlayalım. Bu durumda denklem (6.6.13) ve denklem (6.6.14) ifadeleri denklem (6.6.6) ile birlikte kullanılırsa kırılma indisinin plazma frekansına bağlı ifadesi için,

$$n(w) \approx 1 - \frac{w_p^2}{2} \left[\frac{w_0^2 - \Delta w_0 - w^2 + i\gamma w}{(w_0^2 - \Delta w_0 - w^2)^2 + \gamma^2 w^2} + \frac{w_0^2 + \Delta w_0 - w^2 + i\gamma w}{(w_0^2 + \Delta w_0 - w^2)^2 + \gamma^2 w^2} \right] \quad (6.6.15)$$

elde edilir.⁽¹⁶⁾

Merkez frekansı w_0 daki kırılma indisi değeri yaklaşık olarak

$$n(w_0) \approx 1 - \frac{w_p^2 \gamma}{(\Delta^2 + \gamma^2) w_0} \quad (6.6.16)$$

şeklinde olur. Burada $\gamma \ll \Delta$ olursa, paydadaki γ^2 terimi ihmal edilebilir ve kırılma indisi için bu kez

$$n(w_0) \approx 1 - i \frac{w_p^2 \gamma}{\Delta^2 w_0} \quad (6.6.17)$$

elde edilir. Bu durumda sürekli prob ışımına ait elektrik alanının ilerleyişi için

$$\begin{aligned} E(z, t) &= e^{i(kz - w_0 t)} \\ &= e^{i w_0 (n(w_0) z / c - t)} \\ &\approx e^{z / [\Delta^2 c / \gamma w_0 (2/p)]} e^{i w_0 (z / c - t)} \end{aligned} \quad (6.6.18)$$

ifadesi elde edilir. Burada görülmektedir ki w_0 frekansında faz hızı c ye eşit olmaktadır.

Şimdi (6.6.2) denklemi ile verilen grup hızını elde etmek için türev alırsak

$$\left[\frac{d(\omega n)}{d\omega} \right]_{\omega_0} \approx 1 - \frac{2\omega_p^2(\Delta^2 - \gamma^2)}{(\Delta^2 + \gamma^2)^2} \quad (6.6.19)$$

ifadesini elde ederiz. Buradaki yaklaşıklık Δ ve γ lı terimlerin ω_0 yanında ihmal edilmesinden kaynaklanmaktadır. Şimdi bu türevi denklem (6.6.2) de kullanırsak grup hızının negatif olabilmesi için

$$\frac{\Delta^2}{\omega_p^2} - \frac{\gamma^2}{\omega_p^2} \geq \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta^2}{\omega_p^2} + \frac{\gamma^2}{\omega_p^2} \right)^2 \quad (6.6.20)$$

koşulunu elde ederiz. Burada $\gamma^2 \geq 0$ için koşulu sağlayan bölgenin sınırlarının (Δ^2, γ^2) uzayında söz konusu koşulu sağlayan bölgenin sınırlarının)

$$\frac{\gamma^2}{\omega_p^2} = \sqrt{1 + 4 \frac{\Delta^2}{\omega_p^2}} - 1 - \frac{\Delta^2}{\omega_p^2} \quad (6.6.21)$$

koşulu ile verildiği görülebilir. Bu durumda negatif grup hızı elde etmek için

$$\Delta \leq \sqrt{2} \omega_p \quad (6.6.22)$$

olması gerektiği sonucuna ulaşılır. $\gamma = 0$ durumunda limit durumuna ulaşılır ve γ 'nın alabileceği maksimum değer de $0,5 \omega_p$ olur. ($\Delta = 0,866 \omega_p$ olduğu durum için).

Negatif grup hızı bölgesinin sınırlarının yakınılarında grup hızının mutlak değeri $|V_g|$, " c " yi geçer. Gelgelim, negatif grup hızı durumu $|V_g|$ ' nin büyük olduğu durumdan çok küçük olduğu durumlarda daha baskındır. Son yıllarda bu konudaki deneylerin gerçekleştiği bölge $\gamma \ll \Delta \ll \omega_p$ bölgesidir.⁽¹⁶⁾

Bu deneylerle birlikte gelişen yoğun tartışmalar sonucunda şu ana kadar genelde neden - sonuç ilişkisinin korunduğu sonucuna varılmaktadır. Ancak bu tartışmalar beraberinde gerçekte bir ışık pulsunun " ne olduğu " ; grup hızının ne ifade ettiği; sinyal ya da bilginin hangi hızda taşındığı ve madde ile ışığın etkileşmesi olayının detayları gibi bir çok konu

üzerinde yeni tartışmaları getirmiş ve henüz tamamı sonuca ulaşmamış olan bu tartışmalar bu alandaki bilgimize oldukça katkıda bulunmuştur.

Tartışmaların geçmişinin Sommerfeld ve Brillouin' e kadar (1960) dayandığı söylenebilir.⁽¹⁵⁾ Negatif ve c den büyük grup hızları olasılığına ilk dikkati çeken isimler diyebileceğimiz bu iki bilim adamı, bunun hemen akabinde " c " den büyük grup hızlarının nedensellik ilkesini zedelemeyeceğini; çünkü bu hızın bir bilgi aktarım hızını ifade etmediğini belirtmiştir. Bilgi aktarım hızı için " öncül hız " diye yeni bir hız tanımlamışlardır. Bu hız sonsuz keskin bir basamak fonksiyonuna benzer yapıda düşündükleri ve ışık şiddetinin uzaydaki yayılım hızı olarak aldıkları bir hızdır.

Negatif grup hızının pratik anlamını düşünürsek, sonuçta ortama gelen ışık pulsunun, ortama henüz girmeden ortamdan çıkması gerektiği ve ortamın içersinde de yayılım doğrultusunun tersi istikamette yayılması gerektiği sonucuna varırız. Bu absürd gibi görünen durum aslında ışığın dalga karakteri ve grup hızının anlamı üzerinde durularak anlaşılabilir.

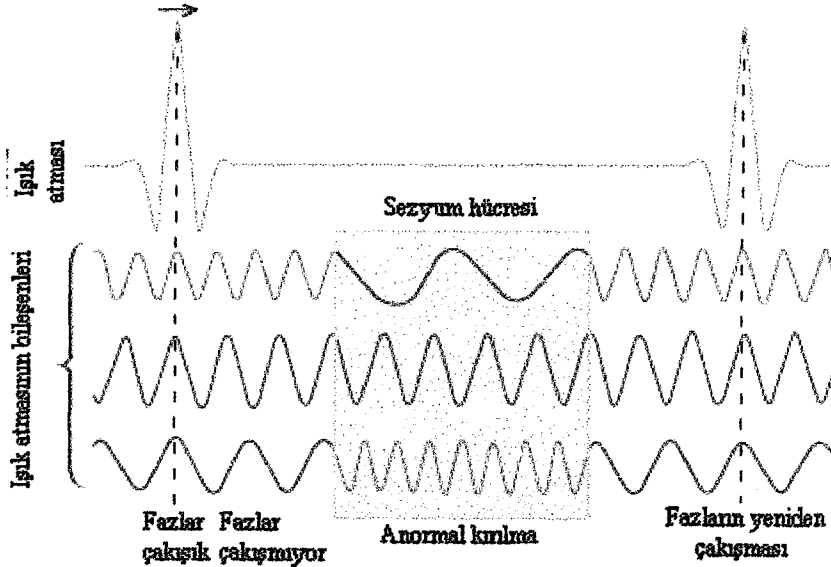
Bir grubun (ya da dalga paketinin) farklı frekanstaki birden fazla dalganın bir araya gelmesi ile oluştuğunu bilmekteyiz. Bu dalgaların her birinin kendi frekansı için geçerli olan kırılma indisi, aynı zamanda bu dalganın yayılım hızını, yani faz hızını da belirler. Eğer kırılma indisi frekansa göre değişmiyorsa bu durumda ortam dağıtık değildir denir ve tüm faz hızları birbirlerine ve dolayısıyla grup hızına da eşit olur,(mesela boşlukta olduğu gibi). Boşluk ortamında bütün frekanslardaki tek tek dalgaların ya da üst üste gelerek grup oluşturmuş paketlerin hepsinin yayılma hızı " c " dir.

Ancak grup hızı, bir paketi oluşturan tek frekanslı dalgaların bağıl hızlarına doğrudan bağlı bir hızdır. Şöyle ki, grup hızı aslında grubu meydana getiren dalgaların hepsinin eş fazlı olduğu noktaların (ki grup bu noktada konumlanmıştır) hızı olarak tanımlanır. yani paketi oluşturan dalgaların fazlarının çakıştığı yerler grubun (ya da paketin) bulunduğu yerdir ve bu çakışma noktasının hızı grup hızıdır. Bu durumda fazların çakıştığı noktaların durumu, paketi oluşturan dalgaların bağıl konumları ile doğrudan ilgilidir ki, bu da faz hızlarına karşılık gelir. Eğer bir dalga paketi kendini oluşturan dalgaların hızlarını farklı oranlarda değiştiren (dolayısıyla paketi oluşturan dalgaların bağıl hızlarını değiştiren) bir ortama; yani kırılma indisi frekansa bağımlı bir ortama girerse grup hızı bundan doğrudan etkilenir. Böyle ortamların dağıtık ortamlar olduğunu daha önce belirtmiştik.

Normalde kırılma indisi frekansın artışı ile artar. Böyle ortamlara " normal dağıtıcı ortam " denir.^{(3) (17)} Açıkça ki, böyle ortamlarda dn/dw türevi pozitifdir ve bu (6.6.2) denklemi ile beraber değerlendirilirse böyle ortamlarda grup hızının her zaman pozitif ve c den küçük olacağı rahatlıkla görülebilir. Ancak kırılma indisinin frekansın artışıyla azaldığı ortamlarda durum bunun tersidir ve böyle ortamlara " anormal dağıtıcı ortamlar " denir.^{(3) (17)} Böyle ortamlarda grup hızının c yi geçip hatta negatif olabileceği yine denklem (6.6.2) yoluyla daha önce irdelenmiş idi.

Şimdi olaya tekrar grup hızının tanımından yola çıkarak bakalım. Paketi oluşturan dalgaların fazlarının çakıştığı noktaların hızını grup hızı olarak tanımlamıştık. Anormal dağıtıcı bir ortamda daha yüksek frekanslar yavaşlatılır (bir anlamda frekansı düşürülür); daha düşük frekanslar ise hızlandırılır (değişik bir açıdan bakılırsa frekansı artırılır da denebilir). Ya da bir bütün olarak değerlendirilirse böyle bir ortam bir " terslenmiş " ortam gibi tanımlanabilir. Sanki başı ile sonu yer değiştirmiş gibi belki...

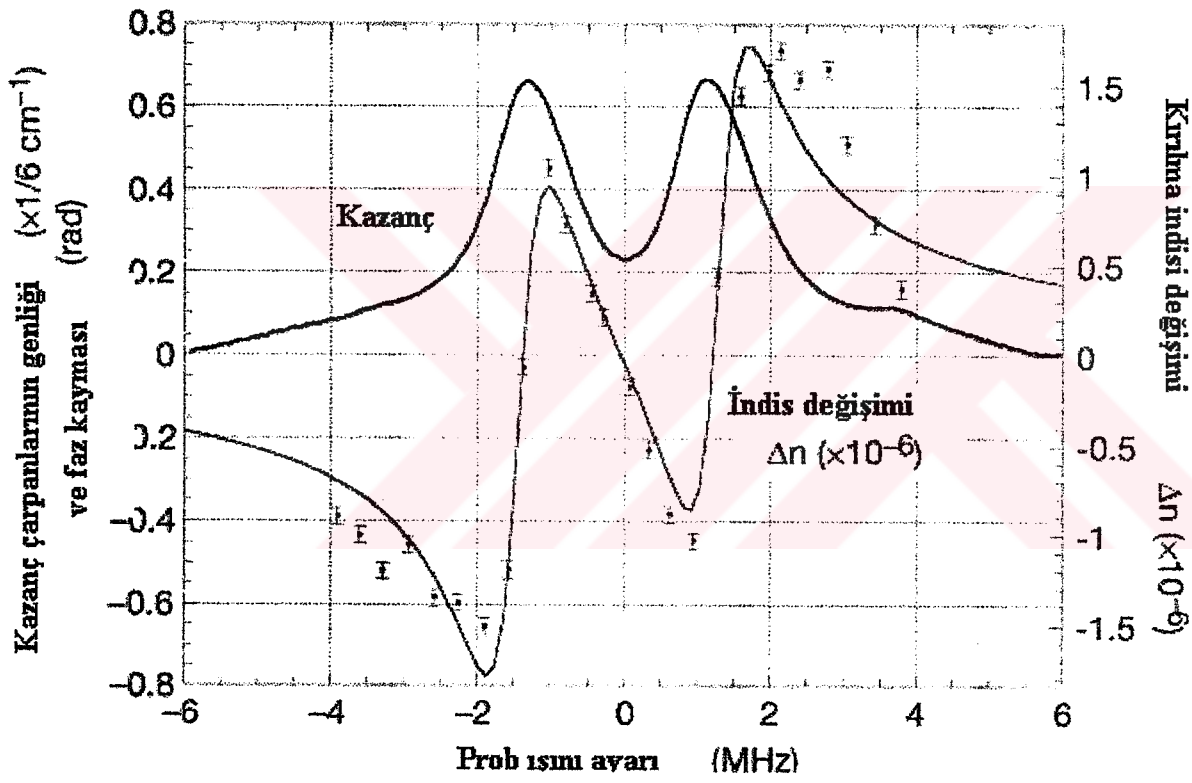
Bu ortamda bir dalga paketini oluşturan dalga dalgaların hepsinin fazları yeniden düzenlenir. Bu işleme " fazların yeniden düzenlenmesi " denir.⁽¹⁶⁾ Ve bu fenomen yolu ile negatif ya da c' den büyük grup hızlarının oluşum mekanizması anlaşılabilir. Bu durum şekil 6.1 de görülmektedir.



Şekil 6.1

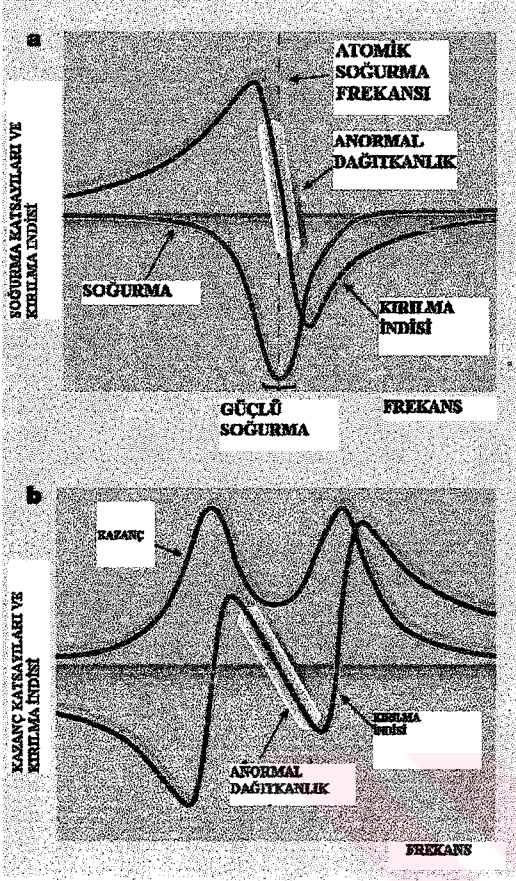
Anormal kırıcı ortamda fazların yeniden düzenlenişi.

Ayrıca Princetondan L. J. Wang ve arkadaşlarının 2000 de gerçekleştirdikleri ve grup hızına ilişkin kırılma indisi olarak $n_g = -315(\pm 5)$ değerine ulaştıkları deneye ilişkin şematik düzeneği, kırılma indisi değişimini ve materyale ilişkin enerji seviyelerini içeren bir kaç detay, şekil (6.2), (6.3), (6.4) ve (6.5) de görülmektedir.⁽¹⁴⁾



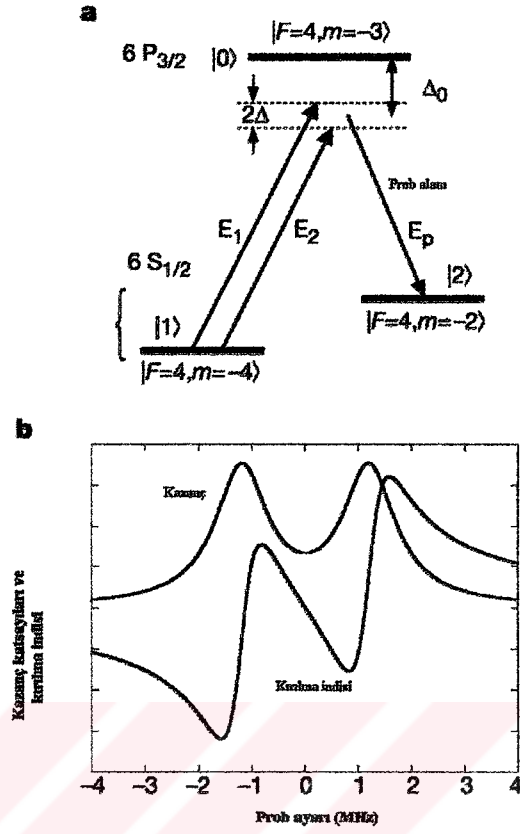
Şekil 6.2

Prob ışınının ayarına bağlı olarak ortama ilişkin kazanç ve kırılma indisinin değişimi.



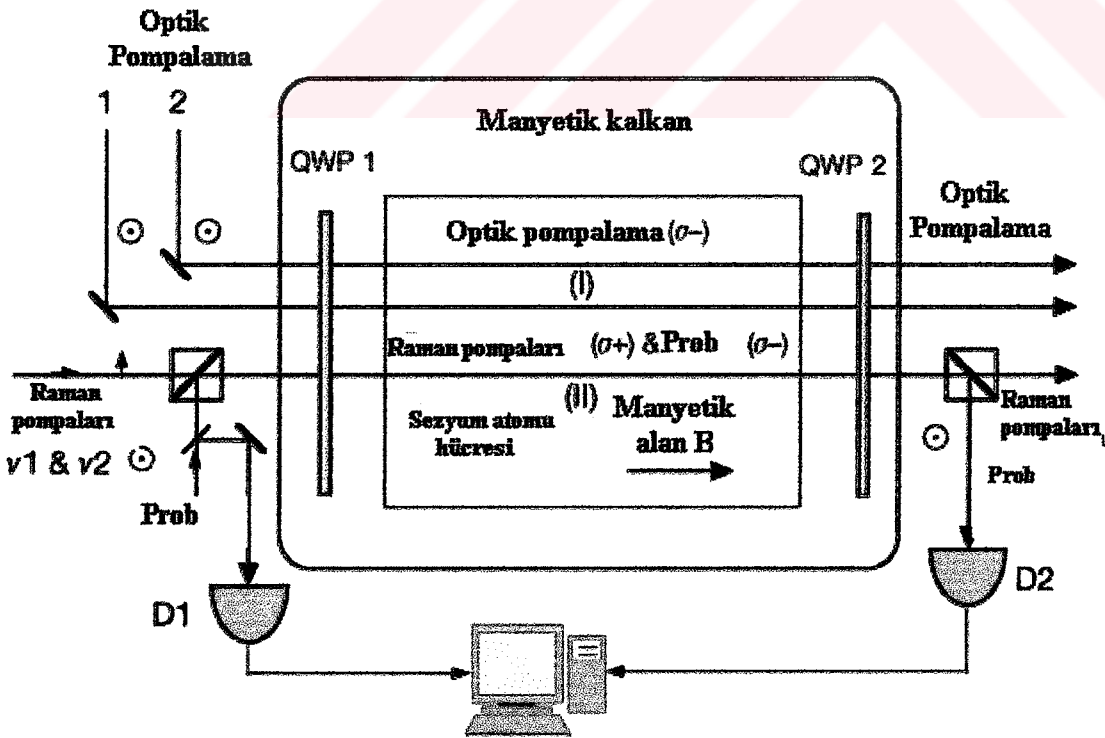
Şekil 6.3

Soğurma ve kazanç çifti durumlarında anormal dağıtkanlık.



Şekil 6.4

Deneye ilişkin enerji seviyeleri ve kırılma indisinin değişimi



Şekil 6.5

Deney için kurulan düzeneğin şematik gösterimi.

7. SONUÇLAR VE TARTIŞMA

Kuantum optik alanındaki yeni uygulamalar yakın gelecekteki teknolojik gelişmelere damgasını vuracak gibi görünmektedir. Son yıllarda gerçekleştirilen araştırmalar sonucunda, atomik kuantum seviyeleri, dışarıdan uygulanan çeşitli alanların yardımı ile farklı konfigürasyonlarla yeniden düzenlenerek başta elektromanyetik olarak indüklenmiş saydamlık olmak üzere, elektromanyetik indüklenmiş soğurma, uyumlu popülasyon tuzaklama, terslenmesiz yükseltme (terslenmesiz lazer altyapısı), komple popülasyon transferi, lazer soğutma teknikleri, kırılma indisinin ve doğrusal olmayan süseptibilitenin yükseltilmesi, çok hassas magnetometre tasarımı, Bose - Einstein yoğunlaşması ortamında ışığın aşırı yavaşlatılması, ışığın saklanması (durdurulup yeniden harekete geçirilmesi) aşırı ve negatif grup hızları elde edilmesi gibi bir çok yeni ve geniş teknolojik uygulamalar vaat eden olay gözlenmiştir.⁽¹⁸⁾ Bu sayılan gelişmelerin her biri, insanlığın başlangıcından bu yana süregelen doğayı anlama çabamız yolunda en önemli basamaklardan birini oluşturur. Işık - madde etkileşiminin detayları konusundaki bilgimizi dikkate değer biçimde arttırmakla beraber; yakın gelecekteki teknolojik devrimlerin alt yapısı olabilecek niteliktedirler.

Özellikle Bose - Einstein yoğunlaşması ortamında, elektromanyetik olarak indüklenmiş saydamlık yolu ile ışık hızının önce radikal değerlere düşürülmesi, ardından da tamamen durdurulması oldukça geniş yankı bulmuş ve sansasyon yaratmıştır.

Açıktır ki bu olayın bu denli sansasyon yaratmasının iki nedeni vardır. Birincisi hiç kuşkusuz özel görelilik kuramı ile beraber ifade ettiği anlam bakımından çok özel bir yere sahip olan ve en temel evrensel sabitlerden olan ışık hızına ilişkin radikal sonuçlar elde edilmesidir. İkincisi ise kuantum mekaniksel bilgi işleme ve depolama teknikleri ve teknolojileri açısından muazzam bir alternatif önermesinden kaynaklanan müthiş ilgidir.

Kuantum uyumluluk ve girişim etkilerini kullanmak yolu ile maddenin ışıkla etkileşirkenki davranışını radikal biçimde değiştirerek elde edilen sonuçların, ortamda ilerlemekte olan ışığın hızına ilişkin sadece yavaşlatma ve durdurma etkileri olmamış, ayrıca benzer prensipler kullanılarak simetrik etkiler de elde edilmiştir; yani " c " nin üzerinde grup hızları elde edilmiştir. Bu da ışığı durdurma deneyine benzer ölçülerde bir ilgi çekmiş ve değinildiği üzere özel görelilik, grup hızı ve nedensellik üzerine hâlâ sürmekte olan geniş

tartışmalara yol açmıştır. Bu konu özellikle teorik fizikçilerin üzerinde daha yoğunlukla durdukları bir konudur.

Öte yandan terslenmesiz lazere alt yapı oluşturabilecek terslenmesiz yükseltme işlemi (ki bu olayda da temel olarak elektromanyetik olarak indüklenmiş saydamlık durumu kullanılır) ultra kısa dalga boyu bölgelerinde çalışabilen lazerler tasarlanabilmesi için incelenmektedir. Bilindiği gibi bu dalga boylarında günümüz lazerlerinin çalışabilmesi için gereken nüfus terslenmesi, bu dalga boylarında kendiliğinden yayma oranı yüzünden neredeyse imkansızdır.

Lazerleri kullanan soğutma teknikleri ile de atomları oldukça düşük sıcaklıklara kadar (mikro ve nano kelvin mertebelerine kadar) soğutmak mümkün hale gelmiştir. Bu özellikle deneysel fizikçilerin oldukça ilgi duyabilecekleri bir konudur. Bu tekniklerin son yıllarda geliştirilebilmesinin bir nedeni de gelişen lazer teknolojisidir.⁽¹⁹⁾

Sonuç olarak anlaşılmaktadır ki; son yıllarda gelişmiş olan kuantum optik uygulamaları henüz çocukluk dönemini yaşamakta olan bir araştırma alanıdır ve yetişkinlik dönemi için, gerek teorik gerekse pratik ve teknolojik uygulamalar açısından muazzam parlak bir gelecek önermektedirler. Bilgisayarlar ve dijital teknoloji günlük yaşantımızı nasıl köklü biçimde değiştirip araştırmalarımıza ivme kattıysa; bu tezde incelenmeye çalışılan uygulamaların olgunlaşmış halleri de gerek bilimsel gerekse günlük yaşantımızda benzer radikal değişiklikler gerçekleştirmeye adaydırlar.

KAYNAKÇA

1. HAU, L. V., Presentation at the American Association for the Advancement of Science, February 2000, Washington DC.
2. HAU, L. V., HARRIS, S. E., DUTTON Z. and BEHROOZI, C. H. " Light Speed Reduction to 17 Meters Per Second in an Ultracold Atomic Gas " , Nature (London) 397, 594 - 598 (1998)
3. SCULLY, M.O., ZUBAIRY, M. S., " Quantum Optics ", Cambridge Universty Press, 1997
4. LIU, C., DUTTON, Z., BEHROOZI, C. H., HAU, L. V., " Observation of Coherent Optical Information Storage in an Atomic Medium Using Halted Light Pulses " , Nature, Vol. 409, 490 - 493, January 25, 2001, London
5. HAU, L. V., BUSCH B. D., LIU, C., DUTTON Z., BURNS M. M., GOLOUCHENKO, J. A., " Near - Resonant Spatial Images of Confined Bose -Einstein Condensates in a 4 - Dee Magnetic Bottle " , Physical Review A, Vol. 58, Number 1, R 54, 1997
6. CASH, M. M., SAUTENKOV, A. V., ZIBROU, A. S., HOLLBERG, L., WELCH, R., LUTIN, M. D., ROSTOUTSEU, Y., FRY, E. S., SCULLY, M. O., " Ultraslow Group Velocity and Enhanced Nonlinear Optical Effects in a Coherently Driven Hot Atomic Gas " , Phys. Rev. Lett. 82, 5229, 1999
7. FLEISCHHAUER, M., " Elektromagnetically Induced Transparency and Coherent - State Preparation in Optically Thick Media " , Optics Express, Vol. 4., No. 2., 1999
8. BERGMANN, K., THEUER, H., SHORE, B. W., " Coherent Population Transfer Among Quantum States of Atoms and Molecules " , Reviews of Modern Physics, Vol. 70, No. 3, 1998
9. MORIGI, G., ESCHNER, J., KEITEL, H. C., " Ground State Laser Cooling Using Elektromagnetically Induced Transparency " , Physical Review Letters, Vol. 85, No. 21, 2000
10. CRONIN, A. D., WARRINGTON, R. B., LAMOREAUX, S. K., FORTSON, E. N., " Studies of Elektromagnetically Induced Transparency in Thallium Vapor and Possible Utility

for Measuring Atomic Parity Non - Conservation ", Physical Review Letters, Vol. 80, No. 17, 1998

11. FLEISCHHAUER, M., LUKIN, M. D., " Dark State Polaritons in Elektromagnetically Induced Transparency ", Physical Review Letters, Vol. 84, No. 22, 2000

12. CHIAO, R. Y., " Superluminal (but causal) Propagation of Wave Packets in Transparent Media with Inverted Atomic Population ", Physical Review A, Vol. 48, 1993

13. WANG, L. J., KUZMICH, A., DOGARIU, A., " Gain Assisted Superluminal Light Propagation ", Letters to Nature, Vol. 406, 2000

14. DOGARIU, A., KUZMICH, A., WANG, L. J., " Transparent Anomalous Dispersion and Superluminal Light Propagation at a Negative Group Velocity ", Physical Review A, Vol. 63, No. 5, 053806, 2001

15. KUZMICH, A., DOGARIU, A., WANG, L. J., MILONNI, P. W., CHIAO, R. Y., " Signal Velocity, Causality, and Quantum Noise in Superluminal Light Propagation ", Arxiv, Physics, 010101068, Vol. 1, 2001

16. MCDONALD, K. T., " Negative Group Velocity ", American Journal of Physics, Vol. 69, No. 5, 2001

17. HECHT, E., " Optics ", Second Edition, Addison - Wesley Publishing Company, 1990

18. KIM, J. B., KIM, K., MOON, H. S., KNON, M., PARK, H. D., " Enhancement of Elektromagnetically Induced Absorption in Cs Atoms", Journal of Korean Physical Society, Vol. 39, No. 5, pp 859 - 863, 2001

19. COHEN - TANNOUDJI, C., " Manipulating Atoms with Photons ", Reviews of Modern Physics, Vol. 70, No. 3, 1998

20. PANG, T., " Elektromagnetically Induced Transparency ", American Journal of Physics, Vol. 69, No. 5, pp. 604 - 606, 2001

ŞEKİL LİSTESİ

Şekil 3.1 İki taban seviye (b ve c) ve bir uyarılmış seviyeden (a) oluşan Λ tipi üç seviyeli bir atoma ait enerji seviyeleri konfigürasyonu.

Şekil 4.1 Yavaşlatma deneyi düzeneğinin şematik gösterimi.

Şekil 4.2 Prob ışını frekansının rezonans frekansından sapmasının (prob ayarı) fonksiyonu olarak çizilmiş kırılma indisi ve geçiş oranı değerleri.

Şekil 4.3 Prob pulsunun boşluktan ilerlemekte olan pulsa göre gecikmesine ilişkin ölçüm değerlerini içeren grafik.

Şekil 4.4 Yavaşlatma deneyinde elde edilebilen düşük hız değerlerinin sıcaklığa bağlı değişimi.

Şekil 5.1 Işığın durdurulmasına ilişkin deneyde ışığın durdurulması ve ardından tekrar harekete geçirilmesi sürecinin tasviri.

Şekil 6.1 Anormal kırıcı ortamda fazların yeniden düzenlenişi.

Şekil 6.2 Prob ışınının ayarına bağlı olarak ortama ilişkin kazancın ve kırılma indisinin değişimi.

Şekil 6.3 Soğurma ve kazanç çifti durumlarında anormal dağıtkanlık.

Şekil 6.4 Deneye ilişkin enerji seviyeleri ve kırılma indisinin değişimi

Şekil 6.5 Deney için kurulan düzeneğin şematik gösterimi.

ÖZGEÇMİŞ

1972 yılında Batman'da doğdum. İlk öğrenimimi Batman ve Diyarbakır'da; orta ve lise öğrenimimi ise Mardin'de tamamladım. 1991 yılında girdiğim ÖSS ve ÖYS sınavlarının her ikisinde de Mardin il birincisi olarak Gazi Üniversitesi Mühendislik Mimarlık Fakültesi Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümü'nde okumaya hak kazandım. 1997'nin eylül ayında Dicle Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisans Yapmaya Başladım ancak bu süreç yarım kaldı. 2000 yılının şubat ayında yeniden aynı bölümde Yüksek Lisans yapmaya başladım. İyi düzeyde İngilizce bilmekteyim (KPDS C düzeyi). 1998'den beri TRT'de çalışmaktayım.