Kuantum Kriptoloji Altyapı Projesi
Koç Üniversitesi Sonuç Raporu

Proje Dönemi: 1 Ocak 2009 - 31 Aralık 2011

Koç Üniversitesi Proje Ekibi:

Prof. Dr. Tekin Dereli

Doç. Dr. Özgür E. Müstecaplıoğlu

Doç. Dr. Alper Kiraz

Dr. Yusuf Gül (Fizik Bölümü Doktora Sonrası Araş. Gör.)

Dr. M. Emre Taşgın (Fizik Bölümü Doktora Sonrası Araş. Gör.)

Dr. Michael Mestre (Fizik Bölümü Doktora Sonrası Araş. Gör.)

Yasin Karadağ (Fizik Bölümü Doktora Öğrencisi)

M. Yavuz Yüce (Fizik Bölümü Doktora Öğrencisi)

Ramazan Uzel (Fizik Bölümü Yüksek Lisans Öğrencisi)

Utkan Güngördü (Fizik Bölümü Yüksek Lisans Öğrencisi)

Necati Vardar (Laboratuvar Teknisyeni)

OCAK 2012
İSTANBUL

İçindekiler

1 Proje Çıktıları **5**

1.1 Projede yürütülen çalışmalar veya kurulan altyapının kullanılması sayesinde yapılan SCI kapsamındaki yayınlar . . . 5

1.2 Projede yürütülen çalışmalar veya kurulan altyapının kullanılması sayesinde kaspamında sürdürülmekte/tamamlanmış olan Yüksek Lisans Tezleri, Doktora Tezleri ve Doktora Sonrası Araştırmalar . . . 7

1.2.1 Tamamlanmış Yüksek Lisans tezleri . . . 7

1.2.2 Sürdürülmekte Olan Doktora Tezleri . . . 7

1.2.3 Tamamlanmış Doktora Sonrası Araştırma . . . 7

1.2.4 Sürdürülmekte Olan Doktora Sonrası Araştırma . . . 7

2 Kuantum Kriptografi Protokolleri **8**

2.1 Kuantum Anahtar Dağıtım Protokolleri . . . 8

2.1.1 BB84 . . . 8

2.1.2 Olası Bir Saldırı . . . 9

2.1.3 Eve'in Şansı Nedir? . . . 10

2.1.4 Fiziksel Gerçekleme . . . 11

2.1.5 Güvenlik . . . 11

2.1.6 Diğer Protokoller . . . 12

2.2 BB84 Protokolüne PNS Saldırısı ve Saldırıya Karşı Çeşitli Önlemler . . . 13

2.2.1 PNS Saldırısı . . . 13

2.2.2 Saldırıya Karşı Ne Yapabiliriz? . . . 13

Kaynakça . . . 18

3 Tek Foton Kaynaklarının Kuramsal İncelenmesi **20**

3.1 Tek Fotonların Genel Özellikleri . . . 20

3.1.1 İki seviye Sistemler Kullanılarak Tek Foton Üretimi . . . 20

3.1.2 Tek Foton Kaynaklarının KUramsal Modellenmesi . . . 21

3.1.3 Kuantum Regresyon (Regression) Teoremi . . . 24

3.1.4 Tek Foton Kaynakları Uygulamaları . . . 24

3.1.5 Kuantum Bilgi İşleme . . . 25

3.2 Tek Foton Kaynaklarının Modellenmesi . . . 26

3.2.1 Kuantum optik Ana (master) Denklem . . . 26

3.2.2 Kuantum Stokastik Diferansiyel Denklemler . . . 28

3.2.3 Atom-Alan Etkileşimi . . . 30

3.2.4 Tek Molekül spektroskopisi . . . 35

3.3 Üç Seviye Sistemler İçin Ana Denklemin Yazilmasi ve Dolaniklik Analizi . . . 37

3.3.1 Model ve Ana Denklem . . . 37

3.3.2 Sistem için Dolaniklik Analizi . . . 41
3.4 Kuantum Trajectory Metot ile İki-zamanlı Korelasyon Fonksiyonlarının Hesaplanması 42
3.4.1 İki-zamanlı Korelasyon Fonksiyonu . . . 42
3.4.2 Heisenberg Formalizminde indirgenmiş Operatörler . . . 43
3.4.3 İkinci Derece Korelasyon Fonksiyonları . . . 43
3.5 Tek Foton Kaynakları ve Tek Moleküller . . . 45
Kaynakça . . . 46

4 Mevcut Tek Foton Kaynaklarının Özeti 49
4.1 Tek Foton Kaynaklarının Karakterizasyonu ve Mevcut Tek Foton Kaynakları . . . 49
4.1.1 Young Çift-Yarık Deneyi . . . 49
4.1.2 Eşevre Fonksiyonları . . . 51
4.1.3 Klasik EMT göre İkinci Derece Eşevre Fonksiyonu . . . 51
4.1.4 Kuantize EMT göre İkinci Derece Eşevre Fonksiyonu . . . 51
4.1.5 Hanbury-Brown ve Twist Deneyi . . . 53
4.1.6 Tek Foton Detektörleri . . . 53
4.1.7 Mevcut Tek Foton Kaynakları . . . 55
Kaynakça . . . 57

5 Deneysel Tek Foton Kaynağı Gösterimi Çalışmaları 60

6 Temel Kuantum Optik Çalışmaları 67
6.1 Bağlaşık Kovuklarda Dalga Paketi Metodları (Wave Packet Methods in Coupled Cavities) . . . 67
6.2 Hibrid Kuantum İşlemcilerin Topolojik Mimarileri . . . 67
6.3 Sentetik-Moleküler Yapıların Tek Foton Kuantum Bilgi Sistemlerinde İncelenmesi . . 70
6.4 Devre Kuantum Elektrodinamiğinde genel lokal olmayan John-Teller Sistemleri . . . 71
6.5 Devre Kuantum Elektrodinamiğinde Genel Lokal Olmayan John-Teller Sistemleri . . 74
6.5.1 Anahtarlanabilir (Switchable) Ultra-Güçlü Bağlanma . . . 74
6.5.2 Süperiletken Rezonatör Dizgelerinde Dolanık Fotonların Elde Edilmesi . . . 75
6.6 Tek mod ve çok modlu Jahn Teller modellerin simülasyonu için Devre Elektrodinamiği Mimarileri . . . 77
6.6.1 Değişik süperiletken kubitler için eşlenme şiddeti limitleri . . . 77
6.6.2 Çok modlu Devre Elektrodinamiği mimarileri . . . 77

7 Gerçekleştirilen Alımlar 79

A Proforma Faturalar 83
A.1 Optik Masanın Proforma Faturası . . . 84
A.2 Monokromatör ve CCD Kameranın Proforma Faturası . . . 89
A.3 Sıvı Helyum Soğutucunun Proforma Faturası . . . 92
A.4 Darbeli Laser Sisteminin Proforma Faturası . . . 95
A.5 Mikroskop Objektiflerinin Proforma Faturaları . . . 97
A.6 Üç Boyutlu Hareket Sehpası Proforma Faturası . . . 99
A.7 Silikon Temelli APD (avalanche photodiode) Tek Foton Sayma Modülleri Proforma Faturası . . . 101
A.8 Darbeli Laser Sistemi ve Harmonik Dönüştürücü Ünite Proforma Faturası . . . 102
A.9 Çok Amaçlı Veri Toplama Kartı Proforma Faturası . . . 104

B Torna Atölyesine Siparişi Verilen Parçaların Teknik Çizimleri **105**

C QIPC (Quantum Conferance on Quantum Information Processing and Communication) 2009 Konferansına Katılan Öğrencilerimizin Raporları **113**

C.1 QIPC (Quantum Conferance on Quantum Information Processing and Communication) 2009'da Yapilan Kuramsal Sunumlar 113

C.2 QIPC '09 Sanayi Oturumu Notları 114

C.3 QIPC (Quantum Conferance on Quantum Information Processing and Communication) 2009'da Katı Hal Kuantum Bilgi İşleme Sistemleri 115

C.3.1 Süperiletken devrelerde fotonları, kübitleri ve birbirleri ile etkileşmelerinin kontrolü (*Controlling photons, qubits and their interactions in superconducting circuits*), Andreas Wallraff, ETH Zürich 116

C.3.2 Merkezi bir elektron spini etrafındaki nükleer spin ortamının kontrolü (*Controlling the nuclear spin environment of a central electron spin*), Lieven M.K. Vandersypen, Delft University of Technology 117

Kaynakça 117

D Kip Kilitleme (Mode Locking) **119**

D.1 Aktif ve Pasif Kip Kilitleme 119

D.2 Kipi Kilitlenmiş Laser Tipleri 120

D.3 Kipi Kilitlenmiş Laserlerin Bazı Uygulamaları 120

Kaynakça 121

E 2010 TÜBİTAK-BİLGEM Staj Raporu **123**

Bölüm 1

Proje Çıktıları

1.1 Projede yürütülen çalışmalar veya kurulan altyapının kullanılması sayesinde yapılan SCI kapsamındaki yayınlar

- T. Dereli, Y. Gül, and Ö. E. Müstecaplığlu, "Two-Frequency Jahn-Teller Systems in Circuit QED", Physical Review A, (submitted 2011)
- Ö. E. Müstecaplıoğlu, "Quantum State Transfer among Crystallographic Groups of N-V Centers in Diamond", Proc. of SPIE, Volume: 8069, 8069E-18069E-12 (2011)
- M. E. Taşgın, Ö. E. Müstecaplıoğlu, and L. You, "Creation of a vortex in a Bose-Einstein condensate by superradiant scattering", Physical Review A, Volume: 84, 063629 (2011)
- Ö. E. Müstecaplioglu, "Quantum coherence and correlations of optical radiation by atomic ensembles interacting with a two-level atom in a microwave cavity", Physical Review A, Volume: 83, 023805 (2011)
- D. Tarhan, A. Sennaroglu, and Ö. E. Müstecaplioglu, "Lensing and waveguiding of ultraslow pulses in an atomic Bose-Einstein condensate", Optics Communications, Volume: 284, 1197-1201 (2011)
- B. Öztop, Ö. E. Müstecaplıoğlu, and H. E. Türeci, "Collective excitations of an laser driven atomic condensate in an optical cavity", Laser Physics (submitted 2011)
- M. Gönülol, E. Aydıner, Y. Shikano, and Ö. E. Müstecaplıoğlu, "Survival probability in a one-dimensional quantum walk on a trapped lattice", New Journal of Physics, Volume: 13, 033037 (2011)
- M. E. Taşgın, M. Ö. Oktel, L. You, and Ö. E. Müstecaplıoğlu, "Quantum Entanglement via Superradiance of a Bose-instein Condensate", Laser Physics, Volume: 20 Issue: 3, 1-9 (2010)
- M. Gonulol, E. Aydiner, O. E. Mustecaplioglu, "Decoherence in two-dimensional quantum random walks with traps", Physical Review A, Volume: 80 Issue: 2, 022336 (2009)
- M. E. Tasgin, M. O. Oktel, L. You, O. E. Mustecaplioglu, "Quantum correlated light pulses from sequential superradiance of a condensate", Physical Review A, Volume: 79 Issue: 5, 053603 (2009)
- B. Oztop, M. O. Oktel, O. E. Mustecaplioglu, "Quantum correlations of spin-1 atoms in an optical lattice", Laser Physics, Volume: 19 Issue: 4, 625-631 (2009)

- M. E. Tasgin, O. E. Mustecaplioglu, M. O. Oktel, "Vortex lattice of a Bose-Einstein condensate as a photonic band gap material", Laser Physics, Volume: 19 Issue: 4, 647-654 (2009)
- R. Dermez, O. E. Mustecaplioglu, "Long-lived entangled qudits in a trapped three-level ion beyond the Lamb-Dicke limit", Physica Scripta, Volume: 79 Issue: 1, 015304 (2009)
- T. Dereli, A. Tegmen, T. Hakioglu, "Canonical Transformations in Three-Dimensional Phase-Space", Int. Journal of Modern Physics A, Volume: 24 Issue: 25-26, 4769-4788 (2009)
- T. Dereli, T. Hakioglu, A. Tegmen, "Quantum Canonical Transformations in Weyl-Wigner-Groenewold-Moyal Formalism", Int. Journal of Modern Physics A, Volume: 24 Issue: 24, 4573-4587 (2009)
- M. Y. Yüce, A. Jonas, A. Kiraz, and A. T. Erdogan, "Video-Based Tracking of Single Molecules Exhibiting Directed In-frame Motion", Microscopy and Microanalysis, (submitted 2011)
- Y. Karadag, A. Jonas, N. Tasaltin, and A. Kiraz, "Determination of Microdroplet Contact Angles Using Electrically Driven Droplet Oscillations", Applied Physics Letters, Volume: 98, 194101 (2011)
- A. Jonas, Y. Karadag, N. Tasaltin, I. Kucukkara, and A. Kiraz, "Probing Microscopic Wetting Properties of Superhydrophobic Surfaces by Vibrated Micrometer-Sized Droplets", Langmuir, Volume: 27 (6), 2150-2154 (2011)
- Y. Karadag, M. Gundogan, M. Y. Yuce, H. Cankaya, A. Sennaroglu, and A. Kiraz, "Prolonged Raman lasing in size-stabilized salt-water microdroplets on a superhydrophobic surface", Optics Letters, Volume: 35 (12), 1995-1997 (2010)
- A. Kiraz, S. C. Yorulmaz, M. Yorulmaz, A. Sennaroglu, "Raman lasing near 650 nm from pure water microdroplets on a superhydrophobic surface", Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications, Volume: 7 Issue: 4, 186-189 (2009)
- M. Mestre, Y. Karadag, S. C. Yorulmaz, M. Gundogan, "Photothermal Tuning and Size Locking of Salt-Water Microdroplets on a Superhydrophobic Surface", Int. Journal of Optomechatronics, Volume: 3 Issue: 4 Special Issue: Sp. Iss. SI, 303-318 (2009)
- Y. Karadag, M. Mestre, A. Kiraz, "Photothermal self-stability and optical bistability of single NaCl-water microdroplets on a superhydrophobic surface", Phys. Chem. Chem. Phys., Volume: 11 Issue: 33, 7145-7151 (2009)
- M. Yorulmaz, A. Kiraz, A. L. Demirel, "Motion of Single Terrylene Molecules in Confined Channels of Poly(butadiene)-Poly(ethylene oxide) Diblock Copolymer", J. Phys. Chem. B, Volume: 113 Issue: 29, 9640-9643 (2009)
- S. C. Yorulmaz, M. Mestre, M. Muradoglu M, B. E. Alaca, A. Kiraz, "Controlled observation of nondegenerate cavity modes in a microdroplet on a superhydrophobic surface", Optics Communications, Volume: 282 Issue: 14, 3024-3027 (2009)
- A. Kiraz, Y. Karadag, S. C. Yorulmaz, and M. Muradoglu, "Reversible photothermal tuning of a salty water microdroplet", Phys. Chem. Chem. Phys., Volume: 11 Issue: 15, 2597-2600 (2009)

1.2 Projede yürütülen çalışmalar veya kurulan altyapının kullanılması sayesinde kaspamında sürdürülmekte/tamamlanmış olan Yüksek Lisans Tezleri, Doktora Tezleri ve Doktora Sonrası Araştırmalar

1.2.1 Tamamlanmış Yüksek Lisans tezleri

- Utkan Güngördü, "Quantum key distribution protocols", Koç Üniversitesi, Fizik Bölümü, 2010
- Ramazan Uzel, "Modelling Single Molecule Single Photon Sources Using Master Equation", Koç Üniversitesi, Fizik Bölümü, 2011

1.2.2 Sürdürülmekte Olan Doktora Tezleri

- Yasin Karadağ, Koç Üniversitesi, Fizik Bölümü
- M. Yavuz Yüce, Koç Üniversitesi, Fizik Bölümü

1.2.3 Tamamlanmış Doktora Sonrası Araştırma

- M. Emre Taşgın, Koç Üniversitesi, Fizik Bölümü
- Michael Mestre, Koç Üniversitesi, Fizik Bölümü

1.2.4 Sürdürülmekte Olan Doktora Sonrası Araştırma

- Yusuf Gül, Koç Üniversitesi, Fizik Bölümü

Bölüm 2

Kuantum Kriptografi Protokolleri

2.1 Kuantum Anahtar Dağıtım Protokolleri

Kuantum anahtar dağıtımı, iki parti arasındaki iletişimin gizliliğini sağlayan özel anahtarı veren bitlerin genel kanallar üzerinden güvenli olarak yaratılmasına olanak veren bir protokolün belirlenmesi ve kullanılmasıdır.

2.1.1 BB84

1984'te Bennett ve Brassard tarafından duyrulan BB84 [1] protokolü, ilk kuantum anahtar dağıtımı protokolüdür. Protokolü en sade haliyle [1] şöyle anlatabiliriz.

- Alice, birbirine dik durum çiftlerinden n tanesini *rastgele* olarak (bir Kuantum Rastgele Sayı Üreteci kullanarak) seçer: $\{|00\rangle, |10\rangle\}$, $\{|01\rangle, |11\rangle\}$.
  - $|00\rangle \equiv |0\rangle$
  - $|10\rangle \equiv |1\rangle$
  - $|01\rangle \equiv |+\rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}|0\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|1\rangle$
  - $|11\rangle \equiv |-\rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}|0\rangle - \frac{1}{\sqrt{2}}|1\rangle$

Bu gösterimde ikinci rakam seçilen durum çiftini, ilk rakam ise gönderilecek sayının değerini gösteriyor. Seçilen durum çiftine *taban* diyeceğiz.

- Oluşturduğu kubitler olan $|a_i b_i\rangle$'leri kuantum hattı [2] üzerinden yollar.
- Bob, kubitlerin durumunu ölçmek için her seferinde rastgele bir taban seçer ve yaptığı seçici ölçümlerin sonuçlarını not eder.
- Alice, ölçümler tamamlandıktan sonra kubiti oluştururken seçtiği tabanları klasik güvensiz hat üzerinden Bob'a yollar.
- Bob ve Alice, "uyumlu" olmayan durum çiflerinin ölçüm sonuçlarını atar. Uyumlu olanların ölçüm sonuçları anahtar olarak kabul edilir.

[1] Burda verilen tarifte klasik hata düzeltme ve güvenlik yükseltimini içermeyeceğiz.
[2] Kubitin aktarıldığı fiziksel hat.

Alice'in tabanı	1	0	1
Bob'un tabanı	1	1	0
Alice'in değeri	0	0	1
Bob'un ölçümü	0	1	1

Şekil 2.1: Alice ve Bob'un taban ve kubit değerleri

"Uyumlu" olmayan çiftler derken, Alice'in seçtiği tabanın Bob'un seçtiği tabandan farklı olduğu durumları kastediyoruz. Bunların atılması gereklidir çünkü tabanların aynı olmaması durumunda Bob'un yapmış olduğu ölçümün sonucu tamamen rastgele olur! Alice $|+\rangle$ durumunda bir kubit yollamışsa örneğin ($b_i = 1$), ve Bob'da bunu $|0\rangle, |1\rangle$ tabanında ölçmüşse, $|\langle +|0\rangle|^2 = 1/2$ ihtimalle 0 ve benzer şekilde $|\langle +|1\rangle|^2 = 1/2$ ihtimalle 1 bulur. Bu rastgelelik, hiçbir şekilde öngöremiyeceğimiz, kuantum mekaniğinin yapısından gelen bir rastgelelik olduğundan çare bulması mümkün olan birşey değildir. Sonucu güvenilir olmayan ölçümleri bu yüzden atarız.

Olası bir senaryo şöyle olabilir:

- Alice, rastgele a_i, b_i sayıları üretir ve sonuçta $|01\rangle, |00\rangle, |11\rangle$ kubitlerini oluşturur.
- Bob, rastgele $\bar{b}_i$ sayıları üretir ve $1, 1, 0$ tabanlarında ölçüm yapar. Not ettiği ölçüm sonuçları sırasıyla $0, 1, 1$dir.
- Bob, seçmiş oldukları tabanları yayınlar.
- Bob'un $\bar{b}_i$'leri $1, 1, 0$ ile uyumlu olan, sadece ilk kubit olduğu için Bob sadece ilk ölçümün sonucunu anahtara dahil eder (bu işleme eleme denir).
- Sonuç: elenmiş anahtar 0'dır.

2.1.2 Olası Bir Saldırı

Bu protokole yapılacak en aşikar saldırı, Eve'in Alice'ten gelen kubite "bakıp" aynısından Bob'a yollamasıdır. Bunu başarıyla yapabilirse, kimsede farkedilmeden Alice'in yollamış olduğu sayılar üzerinde tam bilgi sahibi olacaktır. Ancak bir ölçüm yaparak bir kubitin *durumunu* elde etmesi mümkün değildir. Ölçüm sonucu kubitin vektörünün "içinde" bulunan terimlerden yalnızca bir tanesi kalır. Bu süreç sonunda kubitin içinde saklanan bilgi yok edilir.

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|0\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|1\rangle$$

gibi bir durumda, örneğin, $\{|0\rangle, |1\rangle\}$ tabanında yapılan bir ölçümün sonucu %50 ihtimalle 0'dır, ve ölçümden sonra kubitin durumu $|\psi\rangle = |0\rangle$ haline gelir (bu sürece durum vektörünün çökmesi denir). Tabii eğer yeterince şanslı olsaydık $\{|-\rangle, |+\rangle\}$ tabanında ölçüm yapmış olabilirdik ve gelen kubitin durumunu tam doğru olarak tayin edebilirdik.

Eve açısından, ölçülen şeyin gerçekten de gönderilen kubitin durumu olduğundan emin olmak için gönderilen tabanın ne olduğunu bilmek gerekir —ne de olsa sonucu $|+\rangle$ ölçüm aslında $|0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|0\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|1\rangle$ kubiti üzerinde yapılan bir ölçüm olabilir!

Kısaca, öncesinde hakkında herhangi bir bilgimiz olmayan bir kubit üzerinde yapacağımız hiçbir ölçüm, genel anlamda bize kubit hakkında tam bilgiyi vermez. Dolayısıyla Eve'in Alice'ten gelen kubitin durumunu ölçüm yaparak öğrenmesi ve aynısından bir tane üretip Bob'a yollaması mümkün değildir. Bunun genel anlamda mümkün olamayacağını şöyle gösterebiliriz.

Varsayalım ki kubit klonlayan bir "klonlama makine"miz var. Gelen kubitin durumunun ne olduğunu önceden bilmediğimize göre bu makine gelen kubitin durumundan bağımsız, düzgün çalışan bir makine olmalı elbette. Bu makine, "boş" bir kubitin durumunu, gelen kubitin durumu ile aynı duruma getiren bir makine olsun. Yani girdi olarak gönderilen kubit $|\psi\rangle$ ve "boş" kubit $|\phi\rangle$ alan makine, bir tür işlem sonucu çıktı olarak gelen kubit $|\psi\rangle$ ile klonlanmış kubit $|\psi\rangle$ versin.

Boş kubit üzerinde yapılan kuantum mekaniksel bir işlem, her kuantum durumuna yapılan işlemler gibi birimsel bir dönüşüm olmak zorundadır. Bu koşul, olasılıkların toplamlarının her zaman 1 olması gerektiğinden gelir. Eğer $\mathcal{U}$, bir kubit üzerinde değişiklik yapan bir işlece denk geliyorsa, bu değişim sonucu üretilen yeni durum vektöründe de ($|\psi'\rangle = \mathcal{U}|\psi\rangle$) olasılıkların toplamı 1 olmalıdır:

$$\langle\psi'|\psi'\rangle = \langle\psi|\mathcal{U}^\dagger\mathcal{U}|\psi\rangle = 1.$$

Eğer $\mathcal{U}$ birimsel bir işleç ise $\mathcal{U}^\dagger\mathcal{U}$ ifadesini tanım gereği birim işlece denk geldiğinden yukarıdaki eşitlik otomatik olarak sağlanır.

Dolayısıyla klonlama makinemizin etkisini de $\mathcal{U}$ gibi birimsel bir işleçle göstermeliyiz. Makinenin yaptığı klonlama işlemini şöyle gösterebiliriz

$$\mathcal{U}(|\psi\rangle \otimes |\phi\rangle) = |\psi\rangle \otimes |\psi\rangle$$

Eğer varsaydığımız gibi genel bir klonlama makinemiz varsa, yukarıdaki eşitlik, başka bir kaynak kubit $|\Psi\rangle$ için de geçerli olmalıdır. Ama...

$$(\langle\psi| \otimes \langle\psi|)(|\Psi\rangle \otimes |\Psi\rangle) = (\langle\phi| \otimes \langle\psi|)\mathcal{U}^\dagger\mathcal{U}(|\Psi\rangle \otimes |\phi\rangle)$$

$$|\langle\psi|\Psi\rangle|^2 = \langle\psi|\Psi\rangle$$

Yani $\langle\psi|\Psi\rangle = 0$ veya $\psi = \Psi$ olmak zorunda. Bu açık bir şekilde en başta yaptığımız genellik iddiasıyla çelişen bir sonuç. Buradan varabileceğimiz sonuç, genel bir klonlama makinesi yapmanın fiziksel olarak mümkün olmadığıdır. Bu önemli sonuç, Eve'in kimseye fark edilmeden ölç-kopyala-gönder yapamamasının ve dolayısıyla BB84'ün güvenliğinin temel nedenidir.

2.1.3 Eve'in Şansı Nedir?

Pratik bir uygulamada elenmiş anahtar "yeterince" uzundur. Eleme işlemi tamamlandıktan sonra araya birinin girip girmediğini anlamak için Alice ve Bob şöyle bir yol izler. Alice, elenmiş anahtarın bir kısmını —rastgele olarak— seçer, hangi kısmını seçtiğini ve anahtarın o kısmını klasik hat üzerinden Bob ile paylaşır. Eğer Eve araya girmişse, Alice ve Bob'un anahtar değerlerinin bazıları uyuşmayabilir. Hatalı bitlerin tüm bitlere oranını (QBER [3]) hesaplayıp QBER için eşik değeriyle kıyasladıktan sonra anahtarı iptal edip işleme baştan başlamaya ihtiyaçları olup olmadıklarına karar verebilirler.

Az önce tarif ettiğimiz türden bir saldırı için, örneğin, bu eşik değerini şöyle hesaplayabiliriz.

Eve'in seçtiği taban —ortalamada— Alice'in gönderdiği kubitlerin yarısı için uyumlu olacağı için %50 ihtimalle Bob'a Alice'in yolladığı kubitin aynısını yollayacaktır. Bu kubitler için hiçbir kubit hatalı ulaşmayacağı için QBER'ye herhangi bir katkı olmayacaktır. Öte yandan gönderilen kubitlerin diğer yarısında Eve yanlış tabanı seçeceğinden Bob'a %50 ihtimalle 0, %50 ihtimalle 1 ölçeceği bir durum gidecektir (burada Bob'un tabanının, Alice tabanı ile aynı olduğu varsayıyoruz —tabanların farklı olduğu ölçümler eleme aşamasında atıldığı için bunu gerçekten varsayabiliriz).

[3] Quantum Bit Error Rate (Kuantum Bit Hata Oranı). Bob'un ölçüm sonucu elde etmiş olduğu bitin yanlış olma (Alice'in gönderdiğinden farklı olma) olasılığı.

Diğer bir deyişle Bob'un, Alice'in ona yollamak istediği kubiti yanlış bir şekilde alma ihtimali %50'dir. Sonuçta Bob'un Alice'ten gelen biti yanlış alma ihtimali %25'tir.

Dolayısıyla eğer Bob, denediği bitlerin %25'inin (ya da daha fazlasının) hatalı olduğunu görürse, arada birinin tüm iletişim boyunca kubitlere ölç-kopyala-gönder yaptığını kestirip anahtarın güvensiz olduğu sonucuna varabilir.

Ancak bu eşik değeri, yukarıda tarif edilen basit saldırı içindir. Soruya genel olarak yaklaşmak da mümkündür. Araya *herhangi* bir şekilde girildiği gösteren eşik hata oranının %11 olduğu gösterilebilir [3].

2.1.4 Fiziksel Gerçekleme

İki durumlu sistemler pratikte fotonun kutuplanma durumu ile gerçeklenirler. Fotonun birbirine dik kutuplanma durumları $|0\rangle$ ve $|1\rangle$ olarak tanımlanabilir. Alice, x ve y eksenleriyle çakışan bir kutuplayıcı kullanır. $|x\rangle \equiv |0\rangle$ ve $|y\rangle \equiv |1\rangle$ olarak tanımlanabilir. Kutuplayıcıyı $\pi/4$ döndürerek, yeni kutuplama durumları $|x'\rangle \equiv |+\rangle$ ve $|y'\rangle \equiv |-\rangle$ elde eder. Bob, kendi çözümleyicilerini xy veya $x'y'$ ile çakışacak şekilde seçer.

2.1.5 Güvenlik

Genel olarak kuantum anahtar dağıtımı protokollerinde şunların olmasını beklenir

- Alice ve Bob'un oluşturduğu anahtarın aynı olmama şansının çok küçük olması gerek.
- Anahtar olabildiğince rastgele olmalı.
- Eve'in anahtar hakkındaki bilgisi çok küçük olmalı.

BB84'ün koşulsuz güvenli olduğu gösterilebilir [2]. Ancak bu sadece kağıt üzerinde olan, ideal bir durumdur. Pratik uygulamalarda kullanılan fiziksel düzenekler, kusurları ya da yapıları yüzünden güvenlik açıklarına neden olabilirler.

Kuantum anahtar dağıtımı protokollerindeki güvenlik açıklarının temel nedeni, fiziksel düzenekteki kusurun, Eve'in hata oranını düşürmesine neden olmasıdır. Hata oranı eşik değerinin altına düşürülse, Alice ve Bob, ellerindeki anahtarın güvensiz olduğu sonucuna varamaz ve güvensiz olan anahtarı kabul ederler. (Dolayısıyla düzeneği tekrar gözden geçirerek ya da eşik hata oranını, kusurları da hesaba katarak düşürerek güvenlik açıklarını gidermek mümkündür).

Burada bu güvenlik açıklarının en "popüler" olanlarından nitel olarak söz edeceğiz. Güvenlik açıklarının, hata oranını kaça çektiklerinin çözümlemeleri için kaynakça yönlerdirmesi yaptık.

Tek-foton üreteçlerinde olan bir kusur, örneğin, bazen aynı durumda olan birden fazla foton yollamalarıdır. Böyle bir durumda Eve, ölçümünü fazladan gönderilmiş foton üzerinde yapıp diğer fotunun dokunulmadan geçmesini sağlayarak bazı bitler hakkında hiçbir hataya neden olmadan bilgi sahip olabilir. Böyle bir durumda hata oranı çıkması gerekenden daha düşük çıkar, ki bu da Alice ve Bob'un safça anahtarın güvenli olduğuna inanmalarına yol açabilir (foton sayısı bölme saldırısı). [5]

Bir başka saldırı, Eve'in, Alice'in kutuplayıcısına ışık gönderip kendisine geri yansıyan ışığa bakarak kutuplayıcının durumunu tayin etmesidir (truva atı saldırısı). [6]

Bob'un gelen fotonları ölçmek için kullandığı algılayıcıların yapısı da çeşitli güvenlik açıklarına neden olabilir. Bazı algılayıcılar, kara-sayımı azaltmak için foton gelmeden az önce açılıp kısa süre sonra da kapanarak çalışır. Aletler kapalı olduğu durumdan açık olduğu duruma geçerken ölçüm verimi aniden %0'dan %100'e fırlamak yerine zaman içerisinde düzgün bir yükseliş yapar (kapalı duruma geçerken de durum aynıdır). Bob, BB84 gibi çift durumlu bir protol için 2 tane algılayıcı

kullanır. Ancak bu algılayıcıların açılıp kapanma dönemleri pratikte tamamen aynı olmaz, bir algılayıcı genelde diğerinden biraz önce açılır, beraber bir süre tam verimde çalıştıktan sonra ise biraz erken kapanır. Eve, gönderdiği kubitin varış süresini, algılayıcıların verimlerinin farklı olduğu evreye denk gelecek şekilde ayarlarsa, bir bit değerinin ölçülebilme şansını diğerinden daha fazla yapar. Bob, gelen kubiti ölçemezse anahtara hiç katkısı olmayacaktır. Öte yandan Bob başarıyla ölçüm yapabilirse, bu muhtemelen ölçülebilme şansı yüksek olan durum olacaktır. Böylece Eve, Bob'un ölçmüş olduğu bit hakkında bilgi edip hata oranını beklenenin altına çekmiş olur (zaman kaydırma saldırısı). Eve, fotonunun varışını, bir algılayıcının veriminin diğerine kıyasla en fazla olduğu (yani verimlerin oranlarının en büyük olduğu) zamana denk getirerek açığı en etkin bir biçimde kullanmış olur. [4]

Bunlara ek olan başka bir "güvenlik açığı" ise birinin kuantum hattını tıkayıp iletişimi engelleyebilmesidir (DoS).

Bilinen güvenlik açıklarının bunlarla sınırlı olmadığını, sadece en "popüler" saldırılardan söz ettiğimizi vurgulamak isteriz. Bunların dışında daha farklı güvenlik açıkları ve bunların çözümlemeleri literatürde mevcuttur.

2.1.6 Diğer Protokoller

1992'de Bennett, BB84'te kullanılan 4 taban durumu yerine 2 taban durumu ile çalışan B92 protokolünü yayınladı. Protokol temelde BB84 ile aynıdır. BB84'ten farklı olarak Alice $|0\rangle$ veya $|+\rangle$ durumda kubitler yollar. Buna ek olarak iki yerine altı durum kullanan bir türevi de vardır.

Artur Ekert'in E91 (veya EPR) protokolü, farklı bir fiziksel ilke üzerine kurulmuş olsa da pratik sonuçları açısından BB84 ile neredeyse aynıdır.

Burada yalnızca ayrık durumlu anahtar protokol türünden söz ettik. Bu sınıfın dışında sürekli durum ve dağıtılmış evre referansı kodlama sınıflarının varlığını not etmek isteriz.

2.2 BB84 Protokolüne PNS Saldırısı ve Saldırıya Karşı Çeşitli Önlemler

BB84 [1], ideal anlamda koşulsuz güvenliliği gösterilebilen [2] bir protokol olsa da fizilsel gerçekleme söz konusu olduğunda aletlerin kusurları, çeiştli güvenlik açıklarına neden olabilir. Bu açıklardan biri, BB84'te kullanılan tek-foton üreteçlerinin pratikte, düşük olasılıkla da olsa birden fazla aynı durumda olan foton yollamasından kaynaklanır.

2.2.1 PNS Saldırısı

PNS [4] saldırısı, tek-foton üretçleri aynı durumda olan fotondan birden fazla gönderdiğinde ortaya çıkan bir güvenlik açığıdır. Bu, rastgele-evreli tek-foton uyumlu-durum foton üreteçlerinde tipik bir olgudur. Üreteç tarafından ortalamada

$$\rho = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\theta |\mu e^{i\theta}\rangle\langle\mu e^{i\theta}|$$

şeklinde üretilen karışık durumlar, $P_n(\mu)$, Poissonsal olasılık dağılımı $e^{-\mu}\mu^n/n!$'i ve $|n\rangle$, n fotonlu durumu temsil etmek üzere

$$\rho = \sum_n P_n(\mu)|n\rangle\langle n|$$

olan Fock durumuna denktir. Yani rastgele-evreli uyumlu durumlar, $P_n(\mu)$ ihtimalle $|n\rangle$ çoklu-foton durumunda fotonlar üreten kaynağa denktir. Bunun sonucu olarak birden fazla fotonun olduğu çoklu durumlar, μ'ye bağlı olarak önem kazanır.

Saldırı şöyle gerçekleşir. Eve, Alice'in üreteci aynı durumda birden fazla foton ürettiğinde fazladan fotonu kuantum belleğinde [5] saklayıp, Alice ve Bob tabanları yayınlaması bekler. (Bu, kuramsal olarak yapılabilir, çünkü fotonlar aynı anda hem toplam foton sayısının, hem de kutuplama durumunun özdurumundadırlar. Diğerinin durumunu bozmadan durumlardan biri ölçülebilir.) Alice ve Bob taban seçimlerini yayınladıktan sonra Eve, saklamış olduğu kubitler üzerinden Bob'un yapmış olduğu ölçümleri tekrarlar ve anahtarın bir kısmı üzerinde QBER'yi arttırmadan tam bilgi sahibi olur. Bu ise toplam QBER'yi aşağı çeker, ki bu da Alice ve Bob'un araya birinin girmiş olduğunu anlama şansını azaltır.

2.2.2 Saldırıya Karşı Ne Yapabiliriz?

Karşı önlemlerden belki de en aşikar olanı, Alice'in her seferinden göndermiş olduğu fotonların sayısınına bakıp fazlalıkları "çöpe atması"dır. Bunu yaparsa güvenlik açığından tamamen kurtulmuş olur. Ancak bu, fotonların kutuplama durumunu bozmaksızın sayılarına bakabilen ve fazlasını ayırabilen bir alete ihtiyaç duyar. Eve'in sahip olduğunu varsaydığımız bu aracın Alice için çok pahalı olduğunu —veya Eve'in tek kısıtının Doğa yasaları olduğunu— varsayıp bu ihtimali atlayacağız ve kıyasla daha "ucuz" çözümler arayacağız.

4+2 Protokolü

Saldırıya karşılık olarak alınabilecek önlemlerden biri, Eve'in Bob ile aynı ölçümleri yapmasına rağmen aktarılan durumlar hakkında tam bilgi sahibi olmamasını sağlamak için BB84'teki birbirine dik

[4] Photon Number Splitting
[5] Kuantum sisteminin durumunu değiştirmeden saklayabileceği ortam

durumlar yerine dik olmayan durumlar kullanmaktır. BB84 ile B92'nin bir tür karışımı olan 4+2 protokolü, bunu sağlar.

Örnek olarak taban çift olarak birbirine dik olmayan spin durum çiftleri seçilebilir.

$$\begin{aligned}
|0_a\rangle &= |+a\rangle = \cos\beta/2|0\rangle + \sin\beta/2|1\rangle, \\
|1_a\rangle &= |-a\rangle = \cos\beta/2|0\rangle - \sin\beta/2|1\rangle, \\
|0_b\rangle &= |+b\rangle = \cos\beta/2|0\rangle + i\sin\beta/2|1\rangle, \\
|1_b\rangle &= |-b\rangle = \cos\beta/2|0\rangle - i\sin\beta/2|1\rangle.
\end{aligned}$$

$|\pm a\rangle$ ve $|\pm b\rangle$ çiftlerinin birbirine dik olmadığı kolayca doğrulayabiliriz

$$\langle +a|-a\rangle = \langle +b|-b\rangle = \cos^2\beta/2 - \sin^2\beta/2 = \cos\beta$$

İlk bakışta sorunu çözmüş gibi dursa da, Eve çoğunlukla uygun bir seçici ölçüm yaparak gelen fotonları birbirlerine dik durum çiftlerine indirgeyip bizi başladığımız yere döndürebilir [8].

$$A = \frac{1}{\sqrt{1+\cos\beta}}\Big(|+x\rangle\langle -a^{\perp}| + |-x\rangle\langle +a^{\perp}|\Big)$$

[6]

Böyle bir filtreleme, açıkça $|\pm a\rangle$ elemanlarını $(1-\cos\beta)^{-1/2}|\mp x\rangle = A|\pm a\rangle$ şeklinde birbirine dik bir durum çiftine dönüştürür. Esas sorun, aynı dünşümün y tabınında da birbirine dik çift oluşturmasındadır. A filtrelemesinden sonra yoğunluk matrisinin b elemanları

$$\begin{aligned}
A|+b\rangle\langle +b|A^{\dagger} &= (1-\cos\beta)|+y\rangle\langle +y| \\
A|-b\rangle\langle -b|A^{\dagger} &= (1-\cos\beta)|-y\rangle\langle -y|
\end{aligned}$$

olacağından 4+2 protokolü, BB84'e indirgenmiş olur.

Bu noktada soru, filtreleme kullanarak taban durumlarını birbirine dik olan durum çiftlerine çevirmenin mümkün olmadığı bir taban seçiminin mümkün olup olmadığıdır.

Filtrelemenin Engellenmesi

Taban durum vektörleri arasındaki doğrusal ilişkiyi tanımlayan denklemleri

$$\begin{aligned}
|0_b\rangle &= u_{11}|0_a\rangle + u_{12}|1_a\rangle \\
|1_b\rangle &= u_{21}|0_a\rangle + u_{22}|1_a\rangle
\end{aligned}$$

şeklinde yazabiliriz. Eve'in bir filtreleme sonucu birbirine dik $\{|0'_a\rangle, 1'_a\rangle\}$ ve $\{|0'_b\rangle, 1'_b\rangle\}$ durum çiftleri oluşturup oluşturamayacağını şöyle inceleyebiliriz. Varsayalayım ki Eve, yaptığı filtreleme ile a durumlarını birbirine dik hale getirebildi (yani $\langle 0'_a|1'_a\rangle = 0$). Böyle bir filtreleme sonrası $\langle 0'_b|1'_b\rangle$ iç çarpımının sonucunun da 0 olup olmayacaığını incelemek için filtreleme sonrası durumları yazalım. Eve'in işlemi birimsel olacağından

$$\begin{aligned}
|0'_b\rangle &= u_{11}|0'_a\rangle + u_{12}|1'_a\rangle \\
|1'_b\rangle &= u_{21}|0'_a\rangle + u_{22}|1'_a\rangle
\end{aligned}$$

[6] Burada $|+a^{\perp}\rangle$, $|+a\rangle$'ya dik olan bir durumu göstermektedir.

olacaktır. a durumları birbirine dik olduğundan

$$\langle 1'_b|0'_b\rangle = u_{11}u^*_{21} + u_{12}u^*_{22}$$

olur. Dolayısıyla u matrisinin elemanları $|u_{11}u^*_{21} + u_{12}u^*_{22}| > 0 = \langle 1'_a|0'_a\rangle$ koşulunu sağlandığında [7] Eve, aynı anda her iki taban durumunu da birbirine dik hale getiren bir filtreleme yapamaz.

Buna uygun genel bir protokolün taban durumları şöyle yazılabilir [8]:

$$\begin{aligned}
|0_a\rangle &= \cos\beta/2|0\rangle + \sin\beta/2|1\rangle,\\
|1_a\rangle &= \cos\beta/2|0\rangle - \sin\beta/2|1\rangle,\\
|0_b\rangle &= \sin\beta/2|0\rangle - \cos\beta/2|1\rangle,\\
|1_b\rangle &= \sin\beta/2|0\rangle + \cos\beta/2|1\rangle.
\end{aligned}$$

Taban durumu çiftlerinin, yukarıda söz ettiğimiz eşitsizliğe uyup uymadığını kontrol edebiliriz. Durumlar arasındaki doğrusal ilişkiyi yazarsak

$$\begin{aligned}
|0_b\rangle &= -\frac{\cos\beta}{\sin\beta}|0_a\rangle + \frac{1}{\sin\beta}|1_a\rangle\\
|1_b\rangle &= \frac{1}{\sin\beta}|0_a\rangle - \frac{\cos\beta}{\sin\beta}|1_a\rangle
\end{aligned}$$

buradan $u_{11} = u_{22} = -\cos\beta/\sin\beta$ ve $u_{12} = u_{21} = 1/\sin\beta$ elde ederiz. Dolayısıyla gerekli koşul $|2\cos\beta/\sin^2\beta| > 0$'dır, ki bu da $\cos\beta = 0$ dışındaki tüm seçimlerin bu çerçevede güvenilir olduğu anlamına gelir.

Dahası, artık a durumlarını dik yapan ölçüm, b durumları arasındaki açının büyüklüğünü azaltarak birbirlerinden ayırt edilmerini güçleştirir, diğer bir deyişle $|\langle 1'_b|0'_b\rangle| > |\langle 1_b|0_b\rangle|$ olur: $\cos\beta = |\langle 1_b|0_b\rangle|$ ve $2\cos\beta/\sin^2\beta = |\langle 1'_b|0'_b\rangle|$ olduğuna ve $\cos\beta = 0$ durumlarını dışladığımıza göre $2\cos\beta/\sin^2\beta > \cos\beta$ yazabiliriz.

Olası Bir Saldırının Çözümlemesi

Eve'in saldırısı için kullanabileceği parametreler genel olarak şöyle incelenebilir [9]. Eve'in sistemle etkileşmesi sonucunu bileşke Hilbert uzayında yeni taban durumlarını

$$\begin{aligned}
|\widetilde{0_a}\rangle &= \sqrt{1-p}|0_a\rangle|\Psi_{0_a}\rangle + p|0_b\rangle|\Theta_{0_b}\rangle\\
|\widetilde{1_a}\rangle &= \sqrt{1-p}|1_a\rangle|\Psi_{1_a}\rangle + p|1_b\rangle|\Theta_{1_b}\rangle\\
|\widetilde{0_b}\rangle &= \sqrt{1-p}|0_b\rangle|\Psi_{0_b}\rangle + p|0_a\rangle|\Theta_{0_b}\rangle\\
|\widetilde{1_b}\rangle &= \sqrt{1-p}|1_b\rangle|\Psi_{1_b}\rangle + p|1_a\rangle|\Theta_{1_b}\rangle
\end{aligned}$$

şeklinde yazabiliriz. Burada $|\Psi_{q_l}\rangle$ ve $|\Theta_{q_l}\rangle$'lar Eve'in, Alice ve Bob'un durumlarına karşılık gelen taban durumlardır ve

$$\begin{aligned}
\langle\Psi_{0_a}|\Theta_{0_a}\rangle &= \langle\Psi_{0_a}|\Theta_{0_b}\rangle = 0\\
\langle\Psi_{1_a}|\Theta_{1_a}\rangle &= \langle\Psi_{1_a}|\Theta_{1_b}\rangle = 0\\
\langle\Psi_{0_a}|\Psi_{0_a}\rangle &= \langle\Psi_{1_a}|\Psi_{1_a}\rangle = 1\\
\langle\Theta_{0_a}|\Theta_{0_a}\rangle &= \langle\Theta 1_a|\Theta_{1_a}\rangle = 1
\end{aligned}$$

[7] Bu koşul, u'nun birimsel bir matris *olmadığı* durum için mümkündür.

koşullarını sağlarlar. Diğer taraftan Eve'in yapacağı birimsel etkileşim sonrasında

$$|1_a\rangle = \cos\theta|0_a\rangle + \sin\theta|0_b\rangle$$
$$|1_b\rangle = \sin\theta|0_a\rangle - \cos\theta|0_b\rangle$$

durumları

$$|\widetilde{1_a}\rangle = \cos\theta|\widetilde{0_a}\rangle + \sin\theta|\widetilde{0_b}\rangle$$
$$|\widetilde{1_b}\rangle = \sin\theta|\widetilde{0_a}\rangle - \cos\theta|\widetilde{0_b}\rangle$$

haline dönüşerek az önce yazdığımız bileşke taban durumları için ikinci bir ifade sunar. Denklemleri Eve'in taban vektörleri için çözersek

$$|\Psi_{1_a}\rangle = \cos^2\beta|\Psi_{0_a}\rangle + \sin^2\beta|\Psi_{0_b}\rangle + \sqrt{\frac{p}{1-p}}\sin\beta\cos\beta(|\Theta_{0_a}\rangle + |\Theta_{0_b}\rangle)$$
$$|\Theta_{1_a}\rangle = \cos^2\beta|\Theta_{0_a}\rangle + \sin^2\beta|\Theta_{0_b}\rangle + \sqrt{\frac{p}{1-p}}\sin\beta\cos\beta(|\Psi_{0_a}\rangle + |\Psi_{0_b}\rangle)$$
$$|\Psi_{1_b}\rangle = \sin^2\beta|\Psi_{0_a}\rangle + \cos^2\beta|\Psi_{0_b}\rangle - \sqrt{\frac{p}{1-p}}\sin\beta\cos\beta(|\Theta_{0_a}\rangle + |\Theta_{0_b}\rangle)$$
$$|\Theta_{1_b}\rangle = \sin^2\beta|\Theta_{0_a}\rangle - \cos^2\beta|\Theta_{0_b}\rangle + \sqrt{\frac{p}{1-p}}\sin\beta\cos\beta(|\Psi_{0_a}\rangle - |\Psi_{0_b}\rangle)$$

buluruz. Birimselleştirme koşulu olan $\langle\Psi_{1_a}|\Psi_{1_a}\rangle = \langle\Theta_{1_a}|\Theta_{1_a}\rangle = 1$'i,

$$\cos\alpha \equiv \langle\Psi_{0_a}|\Psi_{0_b}\rangle = \langle\Psi_{1_a}|\Psi_{1_b}\rangle$$
$$\cos\beta \equiv \langle\Theta_{0_a}|\Theta_{0_b}\rangle = \langle\Theta_{1_a}|\Theta_{1_b}\rangle$$

tanımları ile kullanırsak

$$1 - 2p = (1-p)\cos\alpha + p\cos\beta$$

sonucuna varırız. Bu eşitlik, Eve'in bağımsız parametrelerinin sayısının iki olduğu anlamına gelir.

Eve'in araya girmesi sonucu oluşan QBER'yi şöyle hesaplayabiliriz. Alice $|0_a\rangle$ durumunda bir foton yolladığı durumunu göz önüne alırsak [8], Eve'in araya girmesinden sonra bu durum $|\widetilde{0_a}\rangle$ halini alır. QBER'yi hesaplamak için ihtiyacımız olan a olasılıklarını 0_a ve 1_a ölçüm işleçleri

$$M_{0_a} = \frac{1}{\sqrt{1+\cos\beta}}|1_a^\perp\rangle\langle 1_a^\perp| = \frac{1}{\sqrt{1+\cos\beta}}|1_b\rangle\langle 1_b|$$
$$M_{1_a} = \frac{1}{\sqrt{1+\cos\beta}}|0_a^\perp\rangle\langle 0_a^\perp| = \frac{1}{\sqrt{1+\cos\beta}}|0_b\rangle\langle 0_b|$$

aracılığıyla hesaplarsak

$$\begin{aligned} P(0_a|0_a) &= \langle\widetilde{0_a}|M_{0_a}^\dagger M_{0_a}|\widetilde{0_a}\rangle \\ &= \frac{1}{1+\cos\beta}\left((1-p)\langle\Psi_{0_a}|\Psi_{0_a}\rangle|\langle 0_a|1_b\rangle|^2 + p\langle\Theta_{0_a}|\Theta_{0_a}\rangle|\langle 0_b|1_b\rangle|^2\right) \\ &= \frac{(1-p)\sin^2\beta + p\cos^2\beta}{1+\cos\beta} \end{aligned}$$

[8] Sonucun diğer durumlarda da aynı olduğunu, tek düze olan işlemleri tekrar ederek gösterebiliriz.

ve

$$\begin{aligned} P(1_a|0_a) &= \langle \widetilde{0_a}|M_{1_a}^{\dagger} M_{1_a}|\widetilde{0_a}\rangle \\ &= \frac{1}{1+\cos\beta} p\langle \Theta_{0_a}|\Theta_{0_a}\rangle \\ &= p \end{aligned}$$

elde ederiz. Alice'in göndermiş olduğu durumun $|0_a\rangle$ olduğunu hatırlarsak QBER'yi

$$Q = \frac{P(1_a|0_a)}{P(0_a|0_a) + P(1_a|0_a)} = \frac{p}{(1-p)\sin^2\theta + p\cos^2\theta + p}$$

olarak hesaplamış oluruz.

Bu noktada not etmeye değer bir nokta, p'yi doğrudan Q cinsiden ifade ederek, gözlemleyen taraf açısında gözlenen bir Q için

$$p = \frac{Q\sin^2\beta}{1 - 2Q\cos^2\beta}$$

ve

$$1 - 2p = (1-p)\cos\beta + p\cos\beta$$

denklemlerinin sonucu olarak Eve'in elinde tek bir serbest parametre olduğudur. Buradan hareketle verilen bir Q için Eve'in bilgisinin en büyük değerini, örneğin α'ya göre, hesaplayarak güvenlilik koşulu olan $I_{AB}(Q) > \max I_{AE}(Q,\alpha)$ sınamak mümkündür. [9]

SARG04 Protokolü

PNS saldırısına karşı geliştirilmiş bir başka protokol SARG04'tür [7]. Bu protokolde birbirine dik olan taban durum çiftleri kullanılabilir (örneğin $\{|\pm x\rangle, |\pm z\rangle\}$, veya daha önce söz ettiğimiz yöntemden yaralanılabilir. Protokolün karakteristik özelliği taban seçiminden söz ettiğimiz anlamda bağımızsız olduğu için tartışmayı basit tutup $\{|\pm x\rangle, |\pm z\rangle\}$ tabanını kullanacağız. SARG04, temel olarak BB84'ün klasik eleme sürecinde bir değişikliktir. Alice, artık seçmiş olduğu tabanları açıklamak yerine uygun 4 olası durum çiftinden birini, yani $s_{x,z}$ işaretler olmak üzere $\mathcal{A}_{s_x s_z} = \{|s_x x\rangle, |s_z z\rangle\}$ ifadelerinden birini gönderir. Bu 4 durumdan sadece birinde Alice ve Bob, belirgin bir sonuca ulaşabilir. Bu durumu açıklığa kavuşturmak için örnek bir durumu göz önüne alalım.

Alice'in $|+x\rangle$ durumunda bir kubit gönderdiğini ve eleme aşamasında ise $\mathcal{A}_{++} = \{|+x\rangle, |+z\rangle\}$ göndermiş olduğunu varsayalım. Eğer Bob, x tabanında ölçüm yapmayı seçtiyse, ölçüm sonucu elde etmiş olduğunu sonuç kesinlikle 1'dir, ancak bu sonuç, Alice hem $|+x\rangle$, hem de $|+z\rangle$ durumunda kubit yolladığında elde edebileceği bir sonuç olduğundan belirleyici değildir ve atılır. Eğer Bob z tabanında ölçüm yapmışsa, 1 veya -1 ölçebilir. 1 bulduğu durumda yine Alice'in göndermiş olduğu kubitin $|+x\rangle$ veya $|+z\rangle$ durumlarından hangisini yollamış olduğundan emin olamaz. Ancak z ölçümünün -1 olduğu durumda, Alice'in göndermiş olduğu durumun $|+x\rangle$ olduğundan emin olur, çünkü yapmış olduğu ölçüm $|+z\rangle$ kubitinin gönrilmediği anlamına gelir —tabii bu senaryo 1/4 ihtimale mümkün olduğu için BB84'ün anahtar üretme verimliliği olan 1/2'ye kıyasla yarıya düşmüştür.

İlk bakışta tek yapılan Alice ve Bob'un anahtar üretim süresini uzatmış olma gibi gözükse de aslında durum Eve için daha kötü hale gelmiştir. Alice'in tabanlarını açıklamasından sonra olası 4 durum arasından doğru olanı hatasız seçebilmesi için hem x hem de z ölçümü yapması gerekir, dolayısıyla tek-foton üretecisinin en az 3 foton yollamasını beklemek zorundadır.

Yem-Durum Yöntemi

Yüksek kayıplı bir hat için saldırıya karşı bilinen en etkin yöntem yem-durum [9] yöntemi olarak bilinen yöntemdir [10]. Protokolün söz ettiğimiz diğer yöntemlere üstünlüğü, hattın kayıp oranından bağımsız olması, ve ikiden fazla sayıda çoklu foton durum sayısın güvenliği bozmamasıdır [10].

Yöntem şöyle çalışır. Alice, çoklu-foton yollama ihtimali birbirinden farkı iki tane tek-foton üretecini rastgele sırayla kullanır. Foton üreteçlerinden biri yem-durumları (çoklu-foton durumları üretme ihtimali daha yüksek, veya μ'sü daha büyük olan olan üreteç —adı birazdan açıklığa kavuşacak) üretirken, diğeri ise anahtar üretiminde kullanılacak "gerçek" durumları üretecektir. Foton iletişimi tamamlandıktan sonra ise Alice, hangi turda hangi üretecini kullandığını açıklayacaktır. PNS saldırısını kullanacak Eve açısından izlenecek en iyi yol gibi gözükün "tek-foton durumlarını [11] engelleyip, çok foton durumlarında iletişimi sağlama", burada şöyle bir sorun yaratır. Eve, gelen fotonların hangi kaynaktan geldiğini anlayamayacağı için tüm fotonlara aynı davranacaktır, ancak yem-durumları üreten kaynağın fotonlarının Eve tarafından engellenme şansının daha yüksek olması, dağıtım sonrası Alice ve Bob tarafından yapılacak foton-sayısı istatistiği ile PNS saldırısının keşfedilmesini sağlar. Güvenlik koşulu, Alice'ten Bob'a iletilen "gerçek" fotonların sayısının, iletilen "gerçek" çoklu-foton durumlarının sayısından daha fazla olması, veya Alice'ten Bob'a sıfırdan fazla tekli foton aktarılmış olmasıyla ifade edileblir.

[9] Decoy state

[10] Ancak çoklu-durumların sayısı arttıkça güvenlik sınırına yaklaşıldığından [10] tercih edilen birşey değildir.

[11] BB84 için; SARG04 için tek ve çift foton durumlarını

Kaynakça

[1] C. H. Bennet and G. Brassard, "Quantum Cryptography: Public key distribution and coin tossing", in Proceedings of the IEEE International Conference on Computers, Systems, and Signal Processing, Bangalore, p. 175 (1984)

[2] Peter W. Shor and John Preskill, "Simple Proof of Security of the BB84 Quantum Key Distribution Protocol", Phys. Rev. Lett. 85, 441 (2000)

[3] Lars Vincent van De Wiel Lydersen, "Security of QKD-systems with detector efficiency mismatch", Ms. Thesis, NTNU (2008)

[4] Bing Qi, Chi-Hang Fred Fung, Hoi-Kwong Lo, Xiongfeng Ma, "Time-shift attack in practical quantum cryptosystems", Quantum Information and Computation, vol. 7, pp. 073-082 (2007)

[5] D. Gottesman, H.-K. Lo, N. Lütkenhaus and J. Preskill, "Security of Quantum Key Distribution With Imperfect Devices", Quantum Information & Computation, 4(5):325-360 (2004)

[6] Gisin, N, Fasel, S, Kraus, B, Zbinden, H, Ribordy, G., "Trojan Horse attacks on Quantum Key Distribution systems", quant-ph/0507063 (2005) [Preprint]

[7] V. Scarani, A. Acin, G. Ribordy and N. Gisin, "Quantum Cryptography Protocols Robust against Photon Number Splitting Attacks for Weak Laser Pulse Implementations", Phys. Rev. A. 92, 057901-1 (2004)

[8] A. ACin, N. Gisin and V. Scarani, "Coherent-pulse Implementations of Quantum Cryptography Protocols Resistant to Photon-number-splitting Attacks", Phys. Rev. A 69, 012309 (2004)

[9] D. A. Kronberg and S. N. Molotkov, "Robustness of Quantum Cryptography: SARG04 Key Distribution Protocol", Laser Physics 19, No. 4, pp. 884-893 (2009)

[10] W.-Y. Hawng, Phys. Rev. Lett. 91, 057901 (2003)

Bölüm 3

Tek Foton Kaynaklarının Kuramsal İncelenmesi

3.1 Tek Fotonların Genel Özellikleri

Son yıllardaki kuantum optik, kuantum bilgisayarlar, kuantum kriptoloji gibi teknolojik birçok gelişmenin temelinde tek foton kaynakları vardır. Tek fotonlar kullanılarak modellenen sistemler, kuantum anahtar dağılımı ve kuantum bilgi işlemi gibi değişik alanlarda klasik yollardan elde edilemeyecek yenilikler getirmişlerdir.

Tek foton kaynaklarıyla bir ve yalnız bir foton elde etmek, oluşturulan sistemler için oldukça faydalı olmasına rağmen fiziksel olarak klasik olmayan bazı özelliklere sahiptir ve bu yüzden tek foton kaynakları kuantum mekaniği kullanılarak açıklanırlar. Dolayısıyla tek foton kaynakları doğal olarak bulunmayan bir ışık kaynağıdırlar ve klasik elektromanyetizma yasaları ile açıklanamazlar.

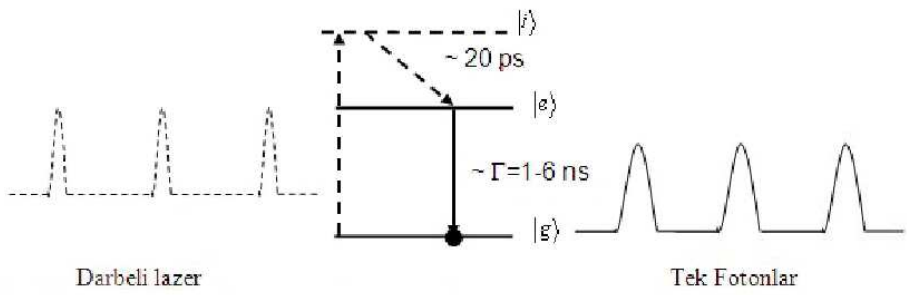
Tek fotonlarının doğasını anlamak için kuantum mekaniksel bir bakış açısı ve dolayısıyla kuantum elektromanyetizmaya ihtiyaç vardır. Örneğin, klasik bir ışık kaynağı olarak elektronların yapısını incelenirse, Fermi-Dirac istatistiğine uydukları görülür ve bu nedenle ?fermiyon? olarak adlandırılırlar. Fermiyonlar özellikleri gereği Pauli dışarlama ilkesine uyarlar ve bu da bir atom içinde aynı kuantum sayılarına sahip iki elektronun bulunamayacağı anlamına gelir. Dolayısıyla elektronlar doğası gereği tek olarak davranırlar. Fotonlar ise Bose-Einstein istatistiğine uyduklarından ?bozon? olarak adlandırılırlar ve elektronların aksine Pauli ilkesine uymaları gerekmez ve bozonik yapıları gereği bir arada durma eğilimindedirler. Tek foton kaynakları ise fotonların doğasına aykırı olarak onların tek olarak davranmalarını sağlayarak bir ve yalnız bir tane elde edilmelerini sağlar ve bu durum da tek fotonların klasik olmayan bir yapıda olmasına neden olur. Dolayısıyla tek fotonlar klasik olmayan bir ışık kaynağıdırlar.

Tek fotonların kuantum yapısı özellikle kuantum optiği ve kuantum kriptoloji gibi alanlarda birçok uygulaması olmasını sağlamaktadır. Tek fotonların bir ve yalnız bir tane üretilmesi ile kriptoloji sistemlerinde ideal güvenlilikte anahtar dağıtımı gerçekleştirilebilir ve bu sayede ideal güvenlikte bilgi alışverişi sağlanılabilir.

3.1.1 İki seviye Sistemler Kullanılarak Tek Foton Üretimi

İki seviye bir sistemden tek foton üretimi genel olarak tetiklemeli tek foton kaynağı olarak adlandırılır. Tetikleme ise iki seviye sistemin darbeli bir lazerle ile uyarılması anlamına gelmektedir. Tetikleme sonucu darbeli lazerle uyarılan sistemin uyarılması ve sonrasında ışıma yapması ile her defasında tek foton yayımı sağlanabilmektedir.

Şekil 3.1 de görüldüğü üzere iki seviye sistemlerin darbeli lazerle uyarılması sonucu tek fotonlar



Şekil 3.1: Tetiklemeli tek foton kaynağının çalışma prensibi

elde edilir. Deneysel olarak böyle sistemler için lazerden gönderilen fotonların ayrılması zorluğu olduğundan iki seviye sistem için ($\|i\rangle$) gibi üçüncü bir enerji seviyesi kullanılır. Darbeli lazerin her bir darbesi iki seviyeli sistemin bir defa uyarılmış ($\|i\rangle$) seviyeye geçişine neden olur. Bu sistem daha sonra $\|e\rangle$ seviyesine hızlı bir şekilde geçer ve $\|e\rangle$ ile $\|g\rangle$ seviyeleri arasındaki geçişte kendiliğinden ışıma ile tek bir foton yayar. Bu şekilde her bir darbenin tek bir foton ışımasını tetiklemesi sağlanabilir. Her bir darbenin tek bir foton ışımasını tetiklemesi için darbe zaman aralığının kendiliğinden ışıma zamanından yeterince küçük olması ve darbe enerjisinin iki seviyeli sistemi uyarılmış enerji seviyesi olan $\|i\rangle$'ye çıkaracak kadar da yüksek olması gerekir. Bu tür deneysel gösterimlerde şu ana kadar iki seviyeli sistem olarak tek boya molekülleri, tek InAs kuantum noktaları, tek CdSe kuantum noktaları, tek atomlar, elmas içindeki N (azot) - boşluk merkezleri veya tek karbon nanotüpleri kullanılarak oda sıcaklığında veya sıvı Helyum sıcaklıklarında gösterimler gerçekleştirilmiştir.

3.1.2 Tek Foton Kaynaklarının KUramsal Modellenmesi

Jaynes-Cummings Modeli

Jaynes-Cummings modeli tek foton üretimi için kullanılan iki seviye sistemleri ve bu sistemlerin darbeli lazer gibi bir ışık kaynağıyla etkileşimi incelemek için uygun bir modeldir. Atom ve ışık kaynağı arasındaki etkileşme klasik teoriler ile incelenirken, atomun kuantum mekaniksel davranışı göz önünde bulundurulmasına rağmen, etkileştiği alan zaman içinde değişmeyen bir fonksiyon olarak alınırdı. Bu sayede modern optikteki pek çok durum Rabi modelinde olduğundu gibi açıklanabilir. Jaynes-Cummnigs modeli ise ışık kaynağının kuantum mekaniksel yapısının, etkileştiği atomun enerji durumlarının zaman içindeki gelişimi üzerindeki etkisini de açıklar. Bu durum is diğer klasik modellerle açıklanamaz.

Bir sistem için enerji öz durumları, H, Hamilton işlemcisi ile verildiğinden, bir atomun ışık kaynağıyla etkileşimini incelemek için atom ve etkileştiği alanın toplam Hamilton işlemcisi aşağıdaki gibidir.

$$\hat{H}_{toplam} = \hat{H}_{alan} + \hat{H}_{atom} + \hat{H}_{JC}$$

Işık kaynağı için Hamilton işlemcisi kuantum mekaniksel alçaltıcı , ve yükseltici, , operatörleri cinsinden

$$\hat{H}_{alan} = \hbar\omega\hat{a}^{+}\hat{a}$$

Işık kaynağı ile etkileşen atom için Hamilton işlemcisi ise, $\hat{\sigma}_z$, Pauli işlemcisinin z bileşeni ile

$$\hat{H}_{atom} = \frac{1}{2}\hbar\omega\hat{\sigma}_z$$

gibidir.

Işık kaynağı ve atom arasındaki etkileşme için ise, örneğin iki seviye bir sistem için $\vec{d}$ kutuplanma vektörü düşünülerek etkileşme için Hamilton işlemcisi ile yazılır.

$$\vec{d} = \hat{\sigma}_- e^{-i\omega t} + \hat{\sigma}_+ e^{i\omega t}$$

olmak üzere

$$\hat{H}_{etki} = -\hat{d} \cdot \hat{E}$$

$\hat{E}$ lan operatörü de göz önünde alınarak Jaynes?Cumming Hamilton işlemcisi

$$\hat{H}_{etk} = \hat{a}\hat{\sigma}_- e^{-i(\omega+v)t} + \hat{a}^+\hat{\sigma}_+ e^{i(\omega+v)t} + \hat{a}\hat{\sigma}_+ e^{i(\omega-v)t} + \hat{a}^+\hat{\sigma}_- e^{-i(\omega-v)t}$$

ve sonuç olarak toplam Hamilton işlemcisi

$$\hat{H}_{toplam} = \frac{\hbar\omega_{ab}}{2}\hat{\sigma}_z + \hbar\omega\hat{a}^+\hat{a} + \hbar g(\hat{\sigma}_+ + \hat{\sigma}_-)(\hat{a} + \hat{a}^+)$$

ile verilir.

Ana (master) Denklem

Hamilton işlemcisi verilen bir sistemin durum işlemcilerinin zaman içindeki davranışı Liouville denklemi ile incelenir.

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}\left[H, \rho\right]$$

Tek foton kaynağı olarak davranan iki seviye bir sistem için etkileştiği ışık kaynağı da göz önüne alınırsa toplam Hamilton işlemcisi

$$H = H_{sistem} + H_{evre} + H_{etkileme}$$

şeklinde yazılır ve karşılık gelen Liouville denklemi ise

$$\dot{\rho}_{toplam}(t) = -\frac{i}{\hbar}\left[H_{sistem} + H_{evre} + H_{etkilesme}, \rho_{toplam}\right]$$

gibidir. Etkileşme terimleri de göz önüne alındığında bazı yaklaşıklıklar yapılarak Liouville denklemi sistem için Ana denklem şeklinde yazılabilir. Öncelikle etkileşme çerçevesinde (interaction picture) işlem yapılırsa durum işlemcisi için daha basit bir form elde edilebilir. $\hat{\rho}$ indirgenmiş durum işlemcisi,

$$\hat{\rho}\left(t\right) = Tr_{evre}\left\{\rho_{toplam}\left(t\right)\right\}$$

şeklinde yazılır. Burada Tr işlemcisi çevre (bath) değişkenleri üzerinden İz (Trace) operatörü uygulayarak toplam durum işlemcisinin değişkenlerinin indirgenmesini sağlamaktadır. Eğer başlangıç koşulu olarak sistem, etkileştiği çevreden bağımsızsa,

$$\rho\left(0\right) = \hat{\rho}(0) \otimes \rho_{evre}$$

yazılır ve böylece toplam durum işlemcisi, indirgenmiş durum işlemcisinin çevre için yazılan durum işlemcisiyle direk çarpımı şeklinde ilişkilendirilir. Ayrıca başlangıç olarak çevrenin etkileştiği sisteme göre çok büyük olduğu düşünülürse istatistiksel özellikleri gereği küçük etkileşmelerden etkilenmeyecektir.

Dolayısıyla birkaç iterasyon işleminden sonra toplam sistemin durum işlemcileri için Ana denklem

$$\dot{\rho}(t) = -\frac{1}{\hbar^2}\int_0^\infty dt Tr_{ev}\left\{\left[H_{etk}(t), \left[H_{etk}(t'), \rho(t') \otimes \rho_{ev}\right]\right]\right\}$$

şeklinde yazılır.

Ana denklem kullanılarak, bir sistemin verilen Hamilton işlemcileri cinsinden kendine göre çok büyük başka bir sistemle etkileşmesi incelenebilir.

Optik Bloch Denklemleri

Ana denklemin bir uygulaması olarak etkileşme terimini $V = AR$ şeklinde olduğunu düşünelim.

$$V = -\Gamma(b^+ \left|g\right\rangle \left\langle e\right| + b \left|e\right\rangle \left\langle g\right|)$$

Burada ($\|g\rangle$) sistem için en alt enerji seviyesi ve ($\|e\rangle$) de uyarılma durumdaki enerji seviyesidir.

$$\sigma_+ = \left|e\right\rangle \left\langle g\right|, \sigma_- = \left|g\right\rangle \left\langle e\right|$$

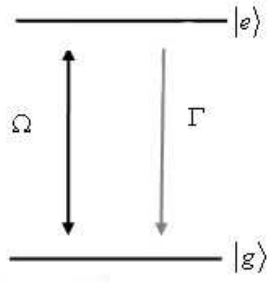
olmak üzere Ana denklem,

$$\dot{\rho}_A = -\Gamma\left[\sigma_+\sigma_-\rho_A - 2\sigma_-\rho_A\sigma_- + \rho_A\sigma_+\sigma_-\right]$$

gibi yazılır. Ana denklemin uygun durum işlemcileri cinsinden çözümü ise

$$\dot{\rho}_{ee} = i\Omega(\rho_{ee} - \rho_{ge}) - \Gamma\rho_{ee}\dot{\rho}_{ge} = i\omega_0\rho_{ge} - i\Omega(\rho_{ee} - \rho_{ge}) - \frac{\Gamma}{2}\rho_{ge}$$

ile verilir ve Optik Bloch Denklemleri olarak adlandırılırlar.



Şekil 3.2: İki seviye sistem için enerji seviyeleri

Optik Bloch denklemleri ile iki seviye sistemin uyarılması durumunda taban durumuna dönme süresi ve uyarılma süresiyle ilgili bilgi edinilebilir.

3.1.3 Kuantum Regresyon (Regression) Teoremi

Ana denklemin çözümü ile durum işlemcilerinin zaman içindeki davranışı ve sistemin tüm gözlenebilirlerinin (observables) beklenen değerleri bulunur. Ancak İstatistik Fiziğe göre sistemin farklı zamanlardaki durum işlemcilerinin ortalama değerlerinin (mean values) de bilinmesine ihtiyaç vardır.

Örneğin,

$$\langle Y_i(t)\rangle$$

Ana denklemin çözümü ile elde edilen birinci derece bir diferansiyel bir denklem olmak üzere Kuantum Regresyon Teoremi uygulanırsa $G_{ij}()$, katsayılar matrisi olmak üzere

$$\partial_t \langle Y_i(t)\rangle = \sum_j G_{ij}(t) \langle Y_j(t)\rangle \partial_t \langle Y_i(t+\tau) Y_l(t)\rangle = \sum_j G_{ij}(\tau) \langle Y_j(t+\tau) Y_l(t)\rangle$$

elde edilir.

3.1.4 Tek Foton Kaynakları Uygulamaları

İki Foton Girişimi

Tek fotonların Kuantum Optik, Kuantum Kriptoloji gibi alanlarda birçok uygulamasın olmasını sağlayan en önemli nedenlerden biri bir ve yalnız bir tane üretiliyor olmalarıdır. Aynı anda birden fazla fotonun veya birbiriyle ilişkili foton çiftlerinin üretilmesi özellikle güvenlik sistemlerinde istenmeyen durumlar oluşturur.

Bu durumun test edilmesi ise iki foton girişimin incelenmesiyle yapılabilir. 50/50 olasılıklı bir ışın ayırıcıya farklı yollardan (1 ve 2 ile numaralandırılmış) iki foton gönderildiğini ve ışın ayırıcıdan 3 ve 4 numaralı fotonların ayrıldığını düşünürsek

$$\begin{bmatrix} \hat{a_1}^\dagger(t) \\ \hat{a_2}^\dagger(t) \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & -e^{-i\phi} \\ e^{i\phi} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \hat{a_3}^\dagger(t) \\ \hat{a_4}^\dagger(t) \end{bmatrix}$$

denklemi yazılır ve

$$|1_1 1_2\rangle = \hat{a}_1^+ \hat{a}_2^+ |0\rangle = \frac{1}{2}\left(e^{i\phi}\hat{a}_3^+\hat{a}_3^+ - e^{-i\phi}\hat{a}_4^+\hat{a}_4^+ + \hat{a}_3^+\hat{a}_4^+ - \hat{a}_4^+\hat{a}_3^+\right)|0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(e^{i\phi}|2_3 0_4\rangle - e^{-i\phi}|0_3 2_4\rangle\right)$$

bulunur. Sonuç incelendiğinde ise elektron gibi fermiyonik parçacıklar için

$$\hat{a}_i^+ \hat{a}_j^+ = -\hat{a}_j^+ \hat{a}_i^+$$

koşulunun sağlanması gerektiğinden denklem sonucunda $|2_3 0_4\rangle$ ve $|0_3 2_4\rangle$ gibi dolanık (entangled) durumlar elde edilir ve bu girişim olayının bir sonucudur. Ancak foton gibi bozonik parçacıklar için

$$\hat{a}_i^+ \hat{a}_j^+ = \hat{a}_j^+ \hat{a}_i^+$$

koşulu sağlanacağından

$$\hat{a}_3^+ \hat{a}_4^+ - \hat{a}_4^+ \hat{a}_3^+$$

terimi sıfır olacaktır ve dolanık durumlar elde edilmeyecektir.

Sonuç olarak, 50/50 olasılıklı bir ışın ayırıcıya farklı yollardan iki foton gönderildiğinde benzer fotonların üretilmesi olasılığı sıfırdır.

3.1.5 Kuantum Bilgi İşleme

Kuantum bilgi teknolojilerinde tek fotonların kullanılması pek çok yeniliğe yol açmıştır. Klasik düzeneklerle gerçekleştirilemeyecek sistemler tek fotonlar kullanılarak yapılabilmiş ve modern bilgi çağının en önemli yeniliklerinden biri olan kuantum bilgisayarların yapılması hızlanmıştır.

Tek fotonların bilgi iletimi konusunda kullanılmasına örnek olarak

$$\alpha\left|0\right\rangle + \beta\left|1\right\rangle + \gamma\left|2\right\rangle \rightarrow \alpha\left|0\right\rangle + \beta\left|1\right\rangle - \gamma\left|2\right\rangle$$

durumunu düşünelim. Bu örnek için çıktıların elde edilebilmesi girdilerin dolanık durumlar olmadan kesin olarak $\|0\rangle$, $\|1\rangle$ ve $\|2\rangle$ olarak gönderilmesi gerekmektedir ve durum da tek fotonlar kullanılarak gerçekleştirilebilir.

Kuantum Bit

$\left|0\right\rangle$ ve $\left|1\right\rangle$ öz durumlarında hazırlanılabilen iki seviye sistemlere kuantum bit (kubit) denir ve

$$\left|\Psi\right\rangle = \alpha\left|0\right\rangle + \beta\left|1\right\rangle$$

Kubitler kuantum bilgisayarların en temel öğesidir ve modern iletişim teknolojisinde birçok kullanım alanı vardır. Kubitlerin gerçeklenmesi için pek çok olası aday olmasına karşın en ilginç olanlarında biri tek fotonlardır.

Kubitlerin yatay $\left|Y\right\rangle$ ve düşey $\left|D\right\rangle$ kutuplanma öz durumlarından oluştuğunu düşünürsek bu öz durumların kesin bir şekilde elde edilmesi için tek fotonların kullanılması gerekmektedir. Benzer şekilde mantıksal durumların elde edilmesi için de tek fotonların kullanılmasıyla aşağıdaki gibi kodlar yazılabilir.

$$\left|0\right\rangle_L \equiv \left|1\right\rangle_1 \left|0\right\rangle_2, \left|1\right\rangle_L \equiv \left|0\right\rangle_1 \left|1\right\rangle_2$$

3.2 Tek Foton Kaynaklarının Modellenmesi

3.2.1 Kuantum optik Ana (master) Denklem

Çevresi ile etkileşmekte olan bir sistem için Hamilton işlemcisi sistem ve etkileştiği çevre ile etkileşme terimi için yazılan Hamilton işlemcilerinin toplamı gibidir.

$$H = H_{sis} + H_{cev} + H_{etk} \tag{3.1}$$

Sistem ve etkileştiği çevresinden oluşan toplam sistem için ρ yoğunluk matrisi işlemcisi Schrödinger formalizminde

$$\dot{\rho}_{top} = -\frac{i}{\hbar}[H_{sis} + H_{cev} + H_{etk}, \rho_{top}] \tag{3.2}$$

sistem operatörleri cinsinden bir ifade elde etmek için ise indirgenmiş yoğunluk işlemcisi operatörüne ihtiyaç vardır. Bunun için toplam yoğunluk işlemcisinin çevre terimleri üzerinden İzi (Trace) alınmalıı.

$$\hat{\rho}(t) = Tr_{cev}\left\{\rho_{top}\right\} \tag{3.3}$$

Etkileşme penceresine *(interaction picture)* geçilirse ρ yoğunluk işlemcisi

$$\rho_{etk}(t) = exp[\frac{i}{\hbar}(H_{sis} + H_{cev})t]\rho_{top}(t)exp[-\frac{i}{\hbar}(H_{sis} + H_{cev})t] \tag{3.4}$$

gibi değişir ve

$$\dot{\rho}_{etk}(t) = -\frac{i}{\hbar}[H_{etk}, \rho_{etk}(t)] \tag{3.5}$$

hareket denklemini sağlamalıdır. Ayrıca H_{etk} Hamilton işlemcisi de etkileşme penceresinde

$$H_{etk}(t) = exp[\frac{i}{\hbar}(H_{sis} + H_{cev})t]H_{etk}exp[-\frac{i}{\hbar}(H_{sis} + H_{cev})t] \tag{3.6}$$

ile verilir. Çevre terimleri üzerinden İz işlemcisi uygulandığında İz işlemcisinin özelliği gereği H_{cev} terimleri sadeleşeceğinden $\hat{\rho}(t)$ indirgenmiş yoğunluk işlemcisi

$$\hat{\rho}_{etk}(t) = exp[-\frac{i}{\hbar}H_{cev}t]\rho(t)exp[\frac{i}{\hbar}H_{cev}t] \tag{3.7}$$

elde edilir.

Başlangıç koşulu olarak sistemin ektileştiği çevreden bağımsız olduğunu kabul edelim. Bu durumda toplam yoğunluk işlemcisi

$$\rho_{top}(0) = \hat{\rho}(0) \otimes \rho_{cev} \tag{3.8}$$

şeklinde direk çarpım olarak yazılabilir. Ek olarak çevre oldukça büyük kabul edilebileceğinden toplam sistemin İstatistiksel özellikleri de zayıf çiftlenimlerden etkilenmeyecektir.

(5) denklemini 0'dan t'ye kadar integre edip (7) denklemindeki başlangıç koşulu da kullanılıp itere edilirse

$$\rho_{etk}(t) = \rho_{etk}(0) - \frac{i}{\hbar}\int_0^t dt'[H_{etk}(t'), \rho_{etk}(0)] - \frac{1}{\hbar^2}\int_0^t dt' \int_0^{t'} dt''[H_{etk}(t'), [H_{etk}(t''), \rho_{etk}(t'')]] \tag{3.9}$$

denklemi elde edilir. (9) denkleminin t ye göre türevi alınıp her iki tarafına çevre terimleri üzerinden z işlemici uygulanırsa

$$\dot{\rho}_{etk}(t) = -\frac{1}{\hbar^2}\int_0^t dt' Tr_{cev}\left\{[H_{etk}(t), [H_{etk}(t'), \rho_{etk}(t')]\right\} \tag{3.10}$$

bulunur.

Bazı yaklaşıklıklar yapılarak (10) denklemi genelleştirilebilir. Örneğin; H_{etk} Hamilton işlemcisinin H_{cev} ve H_{sis} işlemcilerinden oldukça küçük olduğunu varsayalım. Bu durumda çevre için yazılan yoğunluk işlemcisi etkileşimden çok değişmeyecektir. Etkileşmenin zayıf kabul edilmesiyle $\rho_{etk}(t)$'nin çevre değişkenlerine göre zaman içinde çok yavaş değişeceği sonucuna varılır ve bu sayede $\rho(t') \longrightarrow \rho(t)$ yazılabilir. Sonuç olarak

$$\rho_{etk}(t') \approx \rho(t') \otimes \rho_{cev} \tag{3.11}$$

yazılabilir ve $\rho(t)$ için elde edilen ifade

$$\dot{\rho}_{etk}(t) = -\frac{1}{\hbar^2}\int_0^t dt' Tr_{cev}\left\{[H_{etk}(t), [H_{etk}(t-\tau), \rho_{etk}(t) \otimes \rho_{cev}]\right\} \tag{3.12}$$

denklemi elde edilir ve Ana *(master)* denklem olarak adlandırılır.

Keyfi Bir Çevre için Kuantum Optik Ana Denklem

Denklem (12) sistemin etkileştiği çevre ve çevrenin durumları için herhangi bir kısıtlama getirmez. Ancak keyfi bir çevre için Hamilton işlemcisi yazarak genel bir etkileşme için Ana denklemi türetebiliriz. Öncelikle Schrödinger formalizminde

$$[H_{sis}, X_m^{\pm}] = \pm\hbar\omega_m X_m^{\pm} \tag{3.13}$$

özelliğini sağlayan $X_m^{\pm}$ özoperatörleri *(eigenoperators)* için genel bir etkileşme Hamilton işlemcisi

$$H_{etk} = \hbar\sum_m (X_m^+\Gamma_m + X_m^-\Gamma_m^\dagger) \tag{3.14}$$

şeklinde yazılır.

Her sistem işlemcisi $H_{sis}0$ özişlemcileri cinsinden yazılabileceğinden yazdığımız Hamilton işlemcisi oldukça genel bir formdur ve denklem (12)'de yerine yazdığımızda

$$-\int_0^t dt' \sum_{n,m} X_m^+ e^{i\omega_n t'}\rho(t') Tr_{cev}\left\{\Gamma_m(t)\Gamma_n^\dagger(t')\rho_{cev}\right\} \tag{3.15}$$

terimi yapılan yaklaşıklıklar ve türetimi açıklamak açısından önemlidir.

İlk olarak çevre durumlarının durağan *(stationary)* olduğunu varsayarsak $Tr_{cev}\left\{\Gamma_m(t)\Gamma_n^\dagger(t')\rho_{cev}\right\}$ teriminin sadece $t-t'$'nün fonksiyonu olduğu görülür. Bu da $\omega_m \neq \omega = n$ olan terimlerin t'nin bir fonksiyonu olarak zamanla hızla değiştiğini gösterir ve $\rho(t)$'nin zamanla değişmesi durumunda pek çok salınım yaptığı anlamına gelir. Buna dönen dalga yaklaşıklığı *(rotating wave approximation)* denir.

Ayrıca etkileşmelerin zayıf olduğunu düşünürsek sistem için yoğunluk işlemcisin etkileşme penceresinde zaman içerisindeki değişimi çevre işlemcilerine göre oldukça yavaştır. Dolayısıyla çevre işlemcileri tarafından belirlenen etkileşim *(correlation)* zamanları $\rho(t)$ için beklenen değerden daha kısadır ve bu durumda $\rho(t')$'nün zaman içindeki değişimi ihmal edilebilir. Bu duruma Markov yaklaşıklığı denir. O halde $\rho(t') \longrightarrow \rho(t)$ yapılırsa

$$-\sum_m X_m^+ X_m^- \rho(t)\int_0^t d\tau e^{i\omega_m\tau} Tr_{cev}\left\{\Gamma_m(\tau)\Gamma_m^\dagger(0)\rho_{cev}\right\} \tag{3.16}$$

elde edilir. t zamanı sonsuz olarak düşünülürse

$$\int_0^\infty e^{i\omega_m\tau} Tr_{cev}\left\{\Gamma_m(\tau)\Gamma_m^\dagger(0)\rho_{cev}\right\} \equiv \frac{1}{2}K_m + i\delta_m$$
$$\int_0^\infty e^{-i\omega_m\tau} Tr_{cev}\left\{\Gamma_m(0)\Gamma_m^\dagger(\tau)\rho_{cev}\right\} \equiv \frac{1}{2}K_m - i\delta_m$$
$$\int_0^\infty e^{i\omega_m\tau} Tr_{cev}\left\{\Gamma_m^\dagger(\tau)\Gamma_m(0)\rho_{cev}\right\} \equiv \frac{1}{2}G_m + i\epsilon_m$$
$$\int_0^\infty e^{-i\omega_m\tau} Tr_{cev}\left\{\Gamma_m^\dagger(0)\Gamma_m(0)\rho_{cev}\right\} \equiv \frac{1}{2}G_m - i\epsilon_m$$

elde edilir.

Son olarak Ana denklem etkileşme penceresinde

$$\begin{aligned}\dot{\rho}(t) &= -i\sum_m(\delta_m X_m^+ X_m^- + \epsilon_m X_m^- X_m^+, \rho) + \\ &\quad \frac{1}{2}\sum_m K_m(2X_m^-\rho X_m^+ - X_m^+X_m^-\rho - \rho X_m^+X_m^-) + \\ &\quad \frac{1}{2}\sum_m G_m(2X_m^+\rho X_m^- - X_m^-X_m^+\rho - \rho X_m^-X_m^+) \end{aligned} \tag{3.17}$$

halini alır. Buradaki $\epsilon_m$ve δ_m terimleri Hamilton işlemcisine küçük tedirgenmeler *(perturbation)* kazandırır. Lamb ve Stark kayma terimleri olarak adlandırılırlar ve genelde ihmal edilirler.

Denklem (16) düşünüldüğünde $T = 0$'da G_m sıfır olurken K_m'ler sıfır olmak zorunda değildir. Hatta K_m terimleri mutlak sıfır sıcaklıkta bile varlığını sürdüreceğinden yüksek enerji durumlarından düşük enerji durumlarına geçişi temsil eder. Benzer şekilde G_m terimleri de yüksek enerji seviyelerine geçişleri temsil eder.

Ana Denklemin Lindblad Formu

Yoğunluk işlemcisinin, ρ, zaman içindeki davranışı ve zamana bağlı etkileşme fonksiyonlarının tanımı Kuantum Markov süreci ile yapılır. Klasik Markov kuramına göre olalık, Chapman-Kolmogorov denklemi ile verilir.

$$\int dyp(x_1, t_1|y, t)p(y, t|x_0, t_0) = p(x_1, t_1|x_0, t_0) \tag{3.18}$$

Markov özelliğinin fiziksel önemi ise olasılığın veya yoğunluk işlemcisinin zamana göre birinci derece bir diferansiyel bir denklem ile veriliyor olmasıdır. Ancak, her denklem pozitif olasılık vermek zorunda değildir ve her yoğunluk işlemcisi pozitif tanımlı değildir. Kuantum Markov süreci için kuantum optik ana denklem

$$L_\rho = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] + \sum_J [2A_J\rho A_J^\dagger - \rho A_J^\dagger A_J\rho] \tag{3.19}$$

Lindblad formunda yazılır. Burada H Hermite işlemcisi ve A_J keyfi işlemcilerdir ve Lindblad denklemi ve bu form kullanılarak bulunan yoğunluk işlemcisi pozitiftir.

3.2.2 Kuantum Stokastik Diferansiyel Denklemler

Hamilton İşlemcisi

İdealleştirilmiş bir Hamilton işlemcisi için

$$[b(\omega), b^\dagger(\omega')] = \delta(\omega - \omega') \tag{3.20}$$

özelliğini sağlayan $b(\omega), b(\omega)$ bozon yaratıcı ve yokedici operatörleri için

$$H = H_{sis} + H_{cev} + H_{etk} \tag{3.21}$$

$$H_{cev} = \hbar \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \omega b^{\dagger}(\omega) b(\omega) \tag{3.22}$$

$$H_{etk} = i\hbar \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \kappa(\omega) [b^{\dagger}(\omega) c - c^{\dagger} b(\omega)] \tag{3.23}$$

ile yazılır. Buradaki c pekçok olası sistem durumundan birisini temsil eder. Sistem işlemcileri veya H_{sis} ile komütasyon bağıntıları hakkında herhangi bir bilgi vermeye gerek yoktur. Dönen dalga yaklaşıklığı ve ω'nın sınırlarının $(-\infty, \infty)$ olması pekçok bilgi verir.

Örneğin dönen dalga yaklaşıklığı olmadan H_{etk}

$$i\hbar \int_{0}^{\infty} d\omega \kappa(\omega) [b^{\dagger}(\omega) - b(\omega)][c - c^{\dagger}] \tag{3.24}$$

şeklinde $b^{\dagger}(\omega) c^{\dagger}$ gibi ter yönde dönen terimler olacaktı. Dolayısıyla c ve $c^{\dagger}$ işlemcileri H_{sis} Hamilton işlemcisi ile verilir. Kuantum optik sistemler için yüksek frekanslar düşünüleceğinden $c^{\dagger}$'ın zaman bağımlılığı $e^{i\Omega t}$ ve $b^{\dagger}(\omega) c^{\dagger}$ için ise benzer şekilde zaman bağımlılığı, hızlı salınımlar yapacağı için, $e^{i(\omega - \Omega)t}$ile verilir. $b^{\dagger}(\omega) c$ için de zaman bağımlılığı $\omega \approx \Omega$ durumunda neredeyse rezonans olacak şekilde $e^{i\Omega t}$ ile verilir.

Diğer taraftan sadece rezonans terimleri ile ilgileneceğimizden ω'nın tanımlı olduğu aralığın $-\infty$ olmasını gerektirir. İntegral alt sınırının $-\infty$'a genişletilmesi ise dönen dalga yaklaşıklığı ile mümkündür. Aksi halde $\omega = -\Omega$'da $e^{i(\omega + \Omega)t}$ için rezonans mümkün olcaktı ve gerçekte olamayacak durumlar ortaya çıkacaktı.

Bu basitleştirmeler kuantum beyaz gürültü *(white noise)* formülasyonuna göre istenilen delta fonksiyonu ilişkileri ancak pozitif ve negatif tüm frekanslar olduğunda gerçekleşebilir ve bu da integral sınırlarının $(-\infty, \infty)$ olarak genişletilmesinin temel sebebidir.

Kuantum Langevin Denklemleri

Heisenberg hareket denklemi

$$\dot{b}(\omega) = \frac{i}{\hbar} [H, b(\omega)] \tag{3.25}$$

$b(\omega)$ için çözülürse

$$\dot{b}(\omega) = -i\omega b(\omega) + \kappa(\omega) c \tag{3.26}$$

elde edilir ve çözümü

$$b(\omega) = e^{i\omega(t - t_0)} b_0(\omega) + \kappa(\omega) \int_{t_0}^{t} e^{i\omega(t - t')} c(t') dt' \tag{3.27}$$

bulunur. Herhangi keyfi bir a sistem işlemcisi için yazılan

$$\dot{a} = -\frac{i}{\hbar} [a, H_{sis}] + \int d\omega \kappa(\omega) \left\{ b^{\dagger}(\omega) [a, c] - [a, c^{\dagger}] b(\omega) \right\} \tag{3.28}$$

denkleminde yazılırsa

$$\begin{aligned} \dot{a} = & -\frac{i}{\hbar} [a, H_{sis}] + \int d\omega \kappa(\omega) \left\{ e^{i\omega(t - t_0)} b_0^{\dagger}(\omega) [a, c] - [a, c^{\dagger}] e^{i\omega(t - t_0)} b_0 \omega \right\} \\ & + \int d\omega [\kappa(\omega)]^2 \int_{t_0}^{t} dt' \left\{ e^{i\omega(t - t')} c^{\dagger}(t') [a, c] - [a, c^{\dagger}] e^{-i\omega(t - t')} c(t') \right\} \end{aligned}$$

elde edilir. Markov yaklaşılığı gereği

$$\kappa(\omega) = \sqrt{\gamma/2\pi} \tag{3.29}$$

alınıp

$$\int_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{-i\omega(t-t')} = 2\pi\delta(t-t') \tag{3.30}$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} c(t')\delta(t-t')dt' = \frac{1}{2}c(t) \tag{3.31}$$

özellikleri ile $[b_i(t), b_i^\dagger(t')] = \delta(t-t')$ özelliklerini sağlayan

$$b_i(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int d\omega e^{-i\omega(t-t_0)} b_0(\omega) \tag{3.32}$$

ifadesi denklem (30)'da kullanılırsa

$$\dot{a} = -\frac{i}{\hbar}[a, H_{sis}] - [a, c^\dagger][\frac{\gamma}{2}c + \sqrt{\gamma}b_i(t)] + [\frac{\gamma}{2}c^\dagger + \sqrt{\gamma}b_i^\dagger(t)][a, c] \tag{3.33}$$

kuantum Langevin denklemi elde edilir.

Langevin denkleminde $b(\omega)$ ve $b^\dagger(\omega)$ terimleri gürültü terimleri olarak adlandırılır. $b_0(\omega)$ ve $b(\omega)$ cinsinden $b_i(t)$'nin tanımı düşününülürse $t = t_0$ için bu işlemcilerin tanımları aynı bazda başlangıç koşulları ile yapılabilir. Sistemin başlangıç durumu Langevin denkleminin her formunu sağlayacağından herhangi bir yaklaşıklık yapılmasına gerek yoktur. Fakat $b(\omega)$ ve $b^\dagger(\omega)$ terimleri sadece sistem başlangıç durumunda çarpanlarına ayrılabiliyorsa ve $b_i(t)$ durumları eşevresizse *(incoherent)* gürültü terimleri olarak alınabilir.

$t > t'$ durumu için (28) denklemine benzer olarak

$$b(\omega) = e^{i\omega(t-t_1)} b_1(\omega) + \kappa(\omega) \int_t^{t_1} e^{i\omega(t-t')} c(t')dt' \tag{3.34}$$

yazılabilir ve benzer olarak

$$b_d(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int d\omega e^{-i\omega(t-t_1)} b_1(\omega) \tag{3.35}$$

tanımlanabilir. Aynı şekilde Langevin denklemi 'dış' işlemciler cinsinden

$$\dot{a} = -\frac{i}{\hbar}[a, H_{sis}] + [a, c^\dagger][\frac{\gamma}{2}c - \sqrt{\gamma}b_d(t)] - [\frac{\gamma}{2}c^\dagger - \sqrt{\gamma}b_d^\dagger(t)][a, c] \tag{3.36}$$

yazılabilir ve 'iç' ve 'dış' işlemciler arasındaki

$$b_d(t) - b_i(t) = \sqrt{\gamma}c(t) \tag{3.37}$$

bağıntısı kullanılarak ileri Langevin denklemi (34) ile ters zamanlı Langevin denklemi arasında (37) bağlantı kurulabilir. $b_d(t)$ ve $b_i(t)$ nicelikleri sistem için girdi ve çıktılar olarak düşünülürse (38) bağıntısı da girdi, çıktı ve sistemin iç modları arasında bir sınır koşulu olarak görülebilir.

3.2.3 Atom-Alan Etkileşimi

İki seviye atomun bir elektromagnetik alanın tek bir moduyla etkileşmesi atom ve alan etkileşmelerine örnek olarak incelenebilir. Atomun seviyeleri etkileştiği sürücü elektromagnetik alanla rezonans halinde iken diğer seviyeleri etkilenmemektedir. İki seviye atom $spin-\frac{1}{2}$ sistemin olası iki durumuna benzetilebilir ve dipol yaklaşıklılığı ile incelenebilir.

Atom-alan Etkileşme Hamilton İşlemcisi

Yükü e ve kütlesi m olan bir elektronun dış elektromagnetik alanla etkileşimi

$$H = \frac{1}{2m}[\vec{p} - e\vec{A}(\vec{r},t)]^2 + eU(r,t) + V(r) \tag{3.38}$$

ile verilir. Burada $\vec{p}$ kanonik momentum, $\vec{A}(\vec{r},t)$ ve $U(\vec{r},t)$ dış alanın vektör ve skaler potensiyelleridir. Serbest bir elektronun hareketi Schrödinger denklemi ile inceleneceğinden

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi = i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} \tag{3.39}$$

için çözüm olarak

$$\psi(\vec{r},t) \longrightarrow \psi(\vec{r},t)e^{i\chi(\vec{r},t)} \tag{3.40}$$

önerilirse Schöredinger denklemi eklenen yeni terimlerle

$$\left\{-\frac{\hbar^2}{2m}[\nabla - i\frac{e}{\hbar}\vec{A}(\vec{r},t)]^2 + eU(\vec{r},t)\right\}\psi = i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} \tag{3.41}$$

halini alır.

Dipol yaklaşıklılığı yapılarak r_0 uzaklıkta $v(r)$ potensiyeline bağlı bir elektronun hareketi incelenebilir ve bu sayede atom ve alan etkileşimi için yazılan Hamilton işlemcisi daha basit bir forma getirileblir. Örneğin, $\vec{k}\cdot\vec{r} \ll 1$ dipol yaklaşıklılığı için $\vec{A}(\vec{r_0}+\vec{r},t)$ vektör potansiyeli

$$\begin{aligned}
\vec{A}(\vec{r_0}+\vec{r},t) &= \vec{A}(t)exp[i\vec{k}\cdot(\vec{r_0}+\vec{r})] && (3.42)\\
&= \vec{A}(t)exp(i\vec{k}\cdot\vec{r_0})(1+i\vec{k}\cdot\vec{r}+\ldots) && (3.43)\\
&\approx \vec{A}(t)exp(i\vec{k}\cdot\vec{r_0}) && (3.44)
\end{aligned}$$

gibi yazılır ve bu durumda Schrödinger denklemi

$$\left\{-\frac{\hbar^2}{2m}[\nabla - \frac{ie}{\hbar}\vec{A}(\vec{r_0},t)]^2 + V(r)\right\}\psi(\vec{r},t) = i\hbar\frac{\partial\psi(\vec{r},t)}{\partial t} \tag{3.45}$$

haline gelir ve denklemin çözümü yeni tanımlanan $\phi(\vec{r},t)$ dalga fonksiyonu cinsinden

$$\psi(\vec{r},t) = e^{[\frac{ie}{\hbar}\vec{A}(\vec{r_0},t)]}\phi(\vec{r},t) \tag{3.46}$$

olarak bulunur ve bu çözüm için Schrödinger denklemi basitçe

$$i\hbar\dot{\psi}(\rightarrow r,t) = [H_0 - e\vec{r}\cdot\vec{E}(\vec{r_0},t)]\phi(\vec{r},t) \tag{3.47}$$

haline alır. Burada

$$H_0 = \frac{p^2}{2m} + V(r) \tag{3.48}$$

ve

$$H_1 = -e\vec{r}\vec{E}(\vec{r_0},t) \tag{3.49}$$

olmak üzere toplam Hamilton işlemcisinin

$$H = H_0 + H_1 \tag{3.50}$$

olarak yazılabileceği görülmektedir.

İki Seviye Atomun Tek Modlu Bir Alanla Etkileşimi

ν frekansına sahip tek modlu bir ışıma alanı ile iki seviye atomun etkileşimini göz önüne alalım. Atom için alt ve üst enerji seviyelerini temsil eden $|a\rangle$ ve $|b\rangle$ durumları, H_0 için sırasıyla $\hbar\omega_a$ ve $\hbar\omega_b$ özdeğerlerine karşı gelen özvektörlerdir. Dolayısıyla iki seviye atom için dalga fonksiyonu C_a ve C_b atomu $|a\rangle$ ve $|b\rangle$ durumlarında bulma olasılığını veren büyüklükler ise

$$|\psi(t)\rangle = C_a(t)|a\rangle + C_b(t)|b\rangle \tag{3.51}$$

ile yazılır ve bu dalga fonksiyonuna karşı gelen Schrödinger denklemi de

$$H = H_0 + H_1 \tag{3.52}$$

olmak üzere

$$|\dot{\psi}(t)\rangle_= -\frac{i}{\hbar}H|\psi(t)\rangle \tag{3.53}$$

ile verilir. $|a\rangle\langle a| + |b\rangle\langle b| = 1$ özelliği ve $H_0|a\rangle = \hbar\omega_a|a\rangle$, $H_0|b\rangle = \hbar\omega_b|b\rangle$ kullanılarak H_0 Hamilton işlemcisi

$$\begin{aligned} H_0 &= (|a\rangle\langle a| + |b\rangle\langle b|)H_0(|a\rangle\langle a| + |b\rangle\langle b|) && (3.54)\\ &= \hbar\omega_a|a\rangle\langle a| + \hbar\omega_b|b\rangle\langle b| && (3.55)\end{aligned}$$

olarak bulunur ve atom ile ışıma alanı arasındaki etkileşmeyi temsil eden H_1 Hamilton işlemcisi ise

$$\begin{aligned} H_1 &= -exE(t) && (3.56)\\ &= ie(|a\rangle\langle a| + |b\rangle\langle b|)x(|a\rangle\langle a| + |b\rangle\langle b|)E(z,t) && (3.57)\\ &= -(\gamma_{ab}|a\rangle\langle b| + \gamma_{ba}|b\rangle\langle a|)E(t) && (3.58)\end{aligned}$$

olur. Burada $\gamma_{ab} = \gamma^*{}_{ba} = e\langle a|x|b\rangle$ elektrik dipol momentinin matris elemanlarıdır. Elektrik ala nın x-doğrultusunda düzgün kutuplanmış olduğunu varsayarsak , dipol yaklaşıklılığı ile ϵ elektrik alan büyüklüğü ve $\nu = ck$ frekansı cinsinden, alan

$$E(t) = \epsilon\cos\nu t \tag{3.59}$$

şeklinde yazılır. C_a ve C_b büyüklükleri için hareket denklemi

$$\begin{aligned} \dot{C}_a &= -i\omega_a C_a + i\Omega_R e^{-i\phi}\cos(\nu t)C_b && (3.60)\\ \dot{C}_b &= -i\omega_b C_b + i\Omega_R e^{i\phi}\cos(\nu t)C_a && (3.61)\end{aligned}$$

olur ve Ω_R Rabi frekansı

$$\Omega_R = \frac{|\gamma_{ba}|\epsilon}{\hbar} \tag{3.62}$$

olarak tanımlanır. Ayrıca ϕ, $\gamma_{ba} = |\gamma_{ba}|e^{i\phi}$ dipol matrisi için faz açısıdır.

Hareket denklemini C_a ve C_b için çözmeden önce

$$\begin{aligned} c_a &= C_a e^{i\omega_a t} && (3.63)\\ c_b &= C_b e^{i\omega_b t} && (3.64)\end{aligned}$$

büyüklüklerini tanımlayarak (61) ve (62) denklemleri kullanılırsa

$$\begin{aligned} \dot{c}_a &= i\frac{\Omega_R}{2}e^{-i\phi}c_b e^{i(\omega-\nu)t} && (3.65)\\ \dot{c}_b &= i\frac{\Omega_R}{2}e^{i\phi}c_b e^{-i(\omega-\nu)t} && (3.66)\end{aligned}$$

olarak bulunur. Burada $\omega = \omega_a - \omega_b$ atomik geçiş frekansıdır. (66) ve (67) bulunurken dönen dalga yaklaşıklılığı yapıldığından ters yöndeki $e^{[\pm i(\omega+\nu)t]}$ terimleri ihmal edildi. Bu oldukça iyi bir yaklaşıklıktır çünkü bazı durumlarda bu terimler hiç ortaya çıkmaz.

$\Delta = \omega - \nu$ olmak üzere

$$\Omega = \sqrt{\Omega_R^2 + (\omega - \nu)^2} \tag{3.67}$$

tanımlanırsa c_a ve c_b için çözümler

$$c_a(t) = (a_1 e^{\frac{i\Omega t}{2}} + a_2 e^{\frac{-i\Omega t}{2}} e^{\frac{i\Delta t}{2}}) \tag{3.68}$$

$$c_b(t) = (b_1 e^{\frac{i\Omega t}{2}} + b_2 e^{\frac{-i\Omega t}{2}} e^{\frac{-i\Delta t}{2}}) \tag{3.69}$$

olarak yazılır. a_1, a_2, b_1 ve b_2 integral sabitleridirler ve başlangıç koşulları kullanılarak belirlenirler.

$$a_1 = \frac{1}{2\Omega}[(\Omega - \Delta)c_a(0) + \Omega_R e^{-i\phi} c_b(0)] \tag{3.70}$$

$$a_2 = \frac{1}{2\Omega}[(\Omega + \Delta)c_a(0) - \Omega_R e^{-i\phi} c_b(0)] \tag{3.71}$$

$$b_1 = \frac{1}{2\Omega}[(\Omega + \Delta)c_b(0) + \Omega_R e^{i\phi} c_a(0)] \tag{3.72}$$

$$b_2 = \frac{1}{2\Omega}[(\Omega - \Delta)c_a(0) - \Omega_R e^{i\phi} c_a(0)] \tag{3.73}$$

İntegral sabitlerinin de kullanılmasıyla çözüm,

$$c_a(t) = \left\{ c_a(0)[\cos(\frac{\Omega t}{2}) - \frac{i\Delta}{\Omega}\sin(\frac{\Omega t}{2})] + i\frac{\Omega_R}{\Omega} e^{-i\phi} c_b(0)\sin(\frac{\Omega t}{e}) \right\} e^{\frac{i\Delta t}{2}} \tag{3.74}$$

$$c_b(t) = \left\{ c_b(0)[\cos(\frac{\Omega t}{2}) + \frac{i\Delta}{\Omega}\sin(\frac{\Omega t}{2})] + i\frac{\Omega_R}{\Omega} e^{i\phi} c_a(0)\sin(\frac{\Omega t}{e}) \right\} e^{\frac{-i\Delta t}{2}} \tag{3.75}$$

olarak elde edilir. Eğer atom başlangıçta $|a\rangle$ yada $|b\langle$ durumlarından birindeyse olasılık korunumu kuramı gereği

$$|c_a(t)|^2 + |c_b(t)|^2 = 1 \tag{3.76}$$

yazılabilir.

Atomun başlangıçta $|a\rangle$ durumunda olduğunu varsayarsak $c_a(o) = 1$ ve $c_b(0) = 0$ olacaktır. $|c_a(t)|^2$ ve $|c_b(t)|^2$ atomun herhangi bir t anında $|a\rangle$ yada $|b\langle$ durumlarından birinde bulunma olasılığını verir. Etkileştiği alanın etkisinde dipol momenti iki seviye arasında bulunacağından beklenen değeri

$$P(t) = e\langle\psi(t)|r|\psi(t)\rangle = C_a^* C_b \gamma_{ab} + c.c. = c_a^* c_b \gamma_{ab} e^{i\omega t} + c.c. \tag{3.77}$$

ile verilir. c_a ve c_b için bulunan ifadelerin de yerine yazılmasıyla, üst enerji durumunda bulunan bir atom için

$$P(t) = 2Re\left\{ \frac{i\Omega_R}{\Omega}\gamma_{ab}[\cos(\frac{\Omega t}{2}) + \frac{i\Delta}{\Omega}\sin(\frac{\Omega t}{2})]\sin(\frac{\Omega t}{2}) e^{i\phi} e^{i\nu t} \right\} \tag{3.78}$$

olur ve buradan dipol momentinin uygulanan alanın frekansıyla salınım yap ığı görülür.

Özel olarak atomun başlangıçta uygulanan atom ile rezonans durumunda olduğunu düşünülürse ($\Delta = 0$), $\Omega = \Omega_R$ bulunur ve

$$W(t) = \cos(\Omega_R) \tag{3.79}$$

olur ve Ω_R frekansıyla -1 ile $+1$ arasında salınım yaptığı görülür.

İki Seviye Atom İçin Yoğunluk İşlemcisi

Her fiziksel sistem için, sistem için olası bütün bilgiyi barındıran bir $|\psi\rangle$ durum vektörü vardır. Sistem ile ilgili gerekli bilgi O işlemcisinin beklenen değeri hesaplanarak bulunabilir ve kuantum mekaniğinde bir işlemcinin beklenen değeri

$$\langle O\rangle = \langle\psi|O|\psi\rangle \tag{3.80}$$

ile hesaplanır. Fakat her sistem için $|\psi\rangle$ bilinemeyebilir, sadece sistemin $|\psi\rangle$ durumunda bulunma olasılığı olan P_ψ verilir. Bu durumda, sadece kuantum mekaniksel ortalama yerine, benzer şekilde hazırlanmış özdeş pek çok sistemler topluluğunun ortalamasının alınması gerekir.

$$\langle\langle O\rangle_{KM}\rangle = Tr(O\rho) \tag{3.81}$$

Burada ρ yoğunluk işlemcisi

$$\rho = \sum_\psi P_\psi|\psi\rangle\langle\psi| \tag{3.82}$$

ile verilir ve yoğunluk matrisi ρ için hareket denklemi Schrödinger denkleminden elde edilir.

$$|\dot{\psi}\rangle = -\frac{i}{\hbar}H|\psi\rangle \tag{3.83}$$

ve (82) denkleminin zamana göre türevi

$$\dot{\rho} = \sum_\psi P_\psi(|\dot{\psi}\rangle\langle\psi| + |\psi\rangle\langle\dot{\psi}|) \tag{3.84}$$

Schrödinger denkleminde yerine yazılırsa

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[H,\rho] \tag{3.85}$$

bulunur ve yoğunluk işlemcisi matrisi için Liouville denklemi olarak adlandırılır. Schrödinger denkleminde olduğu gibi durum işlemcilerini kullanmak yerine yoğunluk işlemcisini kullandığı için daha genel bir denklemdir ve sistem hakkında kuantum mekaniksel bilgi vermekle beraber sistemin istatistik mekaniksel özelliklerinin de bulunmasını sağlar.

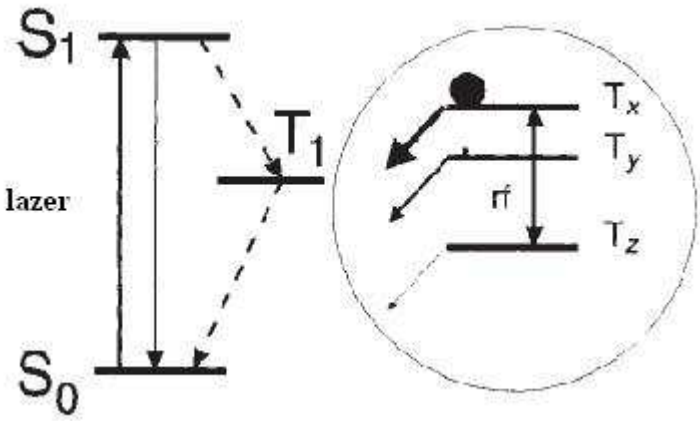
Atomik seviyeler için bozunma veya bir üst seviyeye uyarılma durumları da düşünüldüğünde (85) denklemi daha genelleştirilebilir. Atomik bozunmayı $\langle n|\Gamma|m\rangle = \gamma_n\delta_{nm}$ ile tanımlanan bir Γ matrisi ile gösterirsek, yoğunluk matrisi için hareket denklemi

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[H,\rho] - \frac{1}{2}\{\Gamma,\rho\} \tag{3.86}$$

halini alır ve $\{\Gamma,\rho\} = \Gamma\rho + \rho\Gamma$ olduğu da düşünülürse yoğunluk matrisi

$$\dot{\rho}_{ij} = -\frac{i}{\hbar}\sum_k (H_{ik}\rho_{kj} - \rho_{ik}H_{kj}) - \frac{1}{2}\sum_k (\Gamma_{ik}\rho_{kj} + \rho_{ik}\Gamma_{kj}) \tag{3.87}$$

halini alır ve özellikle çok seviyeli atomlar için oldukça kullanışlıdır.



Şekil 3.3: Enerji Seviyeleri Diagramı

3.2.4 Tek Molekül spektroskopisi

Tek foton kaynağı olarak da kullanılabilen iki seviye atomların incelenmesi için tek molekül spektroskopisi bir model olarak kullanılabilir. Şekil 3.1'de tek molekül spektroskopisinin iki seviye atomun enerji seviyeleriyle ilgisi görülmektedir. Burada sürekli uyarılan bir molekülün taban durumu $^1S_0$ ve ilk uyarılmış durumu $^1S_1$ arasındaki uyarılma ve salım döngüsü görülmektedir. Burada atom taban durumunda laserle uyarılıp ilk uyarılmış durumuna geçerken üçlü durum *(triplet state)* $^3T_1$ oluşmaktadır ve modeli anlamak için bu üçlü durumun en düşük seviyesi incelenmelidir. Uyarılma ve geri salınım döngüsü sırasında molekül birdenbire diyamagnetic $^1S_1$ seviyesinden daha uzun süre kaldığı, toplam spini $S = 1$ olan üçlü duruma, $^3T_1$, geçer ve burada ışıma olmadığından karanlık periyot olarak adlandırılır. Bu periyotta geçen zaman ise $2S + 1 = 3$ spin alt durumunun spin geçiş kurallarına göre farklı ömürlerde yaratılmaına bağlıdır. Işıma büyüklüğü bu durumdayken moleküle uygulanan rezonans durumundaki Mikrodalga alanı ile kontrol edilebilir.

Modeldeki her seviye için denklemlerini *(rate equation)* yazarsak, toplam N molekül için

$$N = [^1S_0] + [^1S_1] + [^3T_1] \tag{3.88}$$

Her bir seviye için

$$\frac{d[^1S_0]}{dt} = -k_0[^1S_0] + k_1[^1S_1] + \sum_{u=1}^{3} k_u[^3T_u] \tag{3.89}$$

$$\frac{d[^1S_1]}{dt} = -k_0[^1S_0] - k_1[^1S_1] - \sum_{u=1}^{3} k_{isc}P_u[^1S_1] = k_0[^1S_0] - k_1[^1S_1] - k_{isc}[^1S_1] \tag{3.90}$$

$$\frac{d[^3T_u]}{dt} = k_{isc}P_u[^1S_1] - k_u[^3T_u] \tag{3.91}$$

elde edilir ve durağan durumlar için toplam üçlü durum

$$[^3T_1] = [^3T_x] + [^3T_y] + [^3T_z] \approx (\frac{p_x}{k_x} + \frac{p_y}{k_y} + \frac{p_z}{k_z}) \approx (n_x + n_y + n_z) \tag{3.92}$$

olur. Mikrodalga uygulamak iki seviye arasındaki geçişi tamamlayacağından, örneğin $T_x = T_z$, iki

seviyenin oluşum oranları eşit alınırsa, üslü nicelikler mikrodalganın varlığında olmak üzere

$$p'_x = \frac{1}{2}(p_x + p_z), \quad p'_y = p_z, \quad p'_z = \frac{1}{2}(p_x + p_z) \tag{3.93}$$

$$k'_x = \frac{1}{2}(k_x + k_z), \quad k'_y = k_z, \quad k'_z = \frac{1}{2}(k_x + k_z) \tag{3.94}$$

olur ve toplam üçlü durum ise

$$[^3T_1]' \approx (\frac{p_x + p_z}{k_x + k_z} + \frac{p_y}{k_y} + \frac{p_x + p_z}{k_x + k_z}) \tag{3.95}$$

elde edilir. (88) denkleminde $^1S_1$ durumu oldukça kısa ömre sahip olduğu için ihmal edileceğinden üçlü durum $^1S_0$ ile ilişkilendirilerek

$$[^1S_0]' \approx N - [^3T_1]' \tag{3.96}$$

yazılır ve (92)-(95) denklemlerinden ışıma şiddeti $T_x = T_z$ geçişi için

$$\Delta[^3T_1] \approx \frac{1}{k_x + k_z}(n_x - n_z) \cdot (k_x - k_z) \tag{3.97}$$

bulunur.

3.3 Üç Seviye Sistemler İçin Ana Denklemin Yazilmasi ve Dolaniklik Analizi

3.3.1 Model ve Ana Denklem

Basamak şeklindeki üç seviyeli bir atomik sistemin kovuk içindeki etkileşimini düşünelim [1]. Üst seviye, a, ve orta seviye, b ve alt seviye, c, olmak üzere $a \leftrightarrow b$ ve $b \leftrightarrow c$ arasinda dipol izinli geçişler ν_1 ve ν_2 frekanslarçnda gerçekleşmektedir. Bu etkileşmeler zayiftir ve kuantum mekaniksel olarak ikinci derece etkileşme sabiti ile belirtilir. Dönen dalga yaklaşikliği uygulandiktan sonra etkileşme için Hamilton işlemcisi

$$H_I = (\hbar g_1 a_1 \mid a\rangle\langle b \mid + \hbar g_2 a_2 \mid b\rangle\langle c \mid - \frac{1}{2}\hbar\Omega e^{-i\Phi} \mid a\rangle\langle c \mid) + h.c. \tag{3.98}$$

ile verilir. Burada a_1 ve a_2 kovuk içindeki alanin 1 ve 2 modlari için kuantum mekaniksel yokedici işlemcilerdir ve g_1 ile g_2 bunlara karşilik gelen etkileşme sabitleridir. Ω ise Rabi frekansi olarak adlandirilmaktadir.

Bu tür sistemler için standart yoğunluk işlemcisi çözümleri

$$Tr_{atom}(\frac{d}{dt}\rho_{AF}) = -\frac{i}{\hbar}Tr_{atom}[H_I, \rho_{AF}]$$

denklemi ile verilir. Burada ρ_{AF} atom-alan için tanimlanmis yoğunluk işlemcisi olmak üzere sadece alan için yoğunluk işlemcisi ρ_F,

$$\rho_F = Tr_{atom}(\rho_{AF})$$

ile atom-alan işlemcileri üzerinden İz (*Trace*) alinarak bulunur. Yoğunluk işlemcileri için hareket denklemi ise

$$\frac{d}{dt}\rho_F = i\frac{i}{\hbar}Tr_{atom}[H_I, \rho_{AF}] \tag{3.99}$$

olmaktadir. Etkileşme Hamilton işlemcisi matris formunda,

$$H_{int} = \begin{pmatrix} 0 & \hbar g_1 a_1 & -\frac{1}{2}\hbar\Omega e^{-i\Phi} \\ \hbar g_1 a_1^\dagger & 0 & \hbar g_2 a_2 \\ -\frac{1}{2}\hbar\Omega e^{i\Phi} & \hbar g_2 a_2^\dagger & 0 \end{pmatrix} \tag{3.100}$$

ile verilir ve benzer şekilde yoğunluk işlemcisi ise

$$\rho_{a-f} = \begin{pmatrix} \rho_{aa} & \rho_{ab} & \rho_{ac} \\ \rho_{ba} & \rho_{bb} & \rho_{bc} \\ \rho_{ca} & \rho_{cb} & \rho_{cc} \end{pmatrix} \tag{3.101}$$

şeklindedir. İz işleminin uygulanmasindan sonra

$$\begin{aligned} Tr_{atom}[H_I, \rho_{AF}] &= \hbar g_1 a_1 - \frac{1}{2}\hbar\Omega e^{-i\Phi}\rho_{ca} - \rho_{ab}\hbar g_1 a_1^\dagger + \frac{1}{2}\rho_{ac}\hbar\Omega e^{i\Phi} + \hbar g_1 a_1^\dagger \rho_{ab} + \hbar g_2 a_2 \rho_{cb} \\ &- \rho_{ba}\hbar g_1 a_1 - \rho_{bc}\hbar g_2 a_2^\dagger - \frac{1}{2}\hbar\Omega e^{i\Phi}\rho_{ac} + \hbar g_2 a_2^\dagger \rho_{bc} + \frac{1}{2}\rho_{ca}\hbar\Omega e^{-i\Phi} - \rho_{cb}\hbar g_2 a_2 \\ &= \hbar g_1(a_1\rho_{ba} - \rho_{ab}a_1^\dagger + a_1^\dagger\rho_{ab} - \rho_{ba}a_1) + \hbar g_2(a_2\rho_{cb} - \rho_{bc}a_2^\dagger + a_2^\dagger\rho_{bc} - \rho_{bc}a_2) \\ &+ \frac{1}{2}\hbar(\rho_{ac}\Omega e^{i\Phi} - \Omega e^{i\Phi}\rho_{ac} - \Omega e^{-i\Phi}\rho_{ca} + \rho_{ca}\Omega e^{-i\Phi}) \\ &= \hbar g_1[a_1, \rho_{ab}] + \hbar g_2[a_2, \rho_{cb}] + h.c. \end{aligned}$$

alan için yoğunluk işlemcisi

$$\dot{\rho}_F = -ig_1[a_1, \rho_{ab}] - ig_2[a_2, \rho_{cb}] + h.c. \tag{3.102}$$

formundadir. Yoğunluk işlemcilerinin zaman içindeki davranişi ise Liouville denklemi ile bulunabilir. O halde sistemin yoğunluk işlemcileri

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[H_{int}, \rho] - \frac{1}{2}\{\Gamma, \rho\} \tag{3.103}$$

denklemi ile bulunabilir. Burada Γ bozunma matrisi $\langle n \mid \Gamma \mid m\rangle = \gamma_n \delta_{nm}$ olmak üzere

$$\Gamma = \begin{pmatrix} \gamma_1 & 0 & 0 \\ 0 & \gamma_2 & 0 \\ 0 & 0 & \gamma_3 \end{pmatrix} \tag{3.104}$$

şeklindedir. Liouville denkleminin çözümü için ilk önce $[H_{int}, \rho]$ komutasyon terimi hesaplanirsa,

$$\begin{aligned}
b_{11} &= g_1 a_1 \rho_{ba} - \frac{1}{2}\Omega e^{-i\Phi}\rho_{ca} - \rho_{ab} g_1 a_1^\dagger + \rho_{ac}\frac{1}{2}\Omega e^{i\Phi} \\
b_{12} &= g_1 a_1 \rho_{bb} - \frac{1}{2}\Omega e^{-i\Phi}\rho_{cb} - \rho_{aa} g_1 a_1 - \rho_{ac} g_2 a_2^\dagger \\
b_{13} &= g_1 a_1 \rho_{bc} - \frac{1}{2}\Omega e^{-i\Phi}\rho_{cc} + \rho_{aa}\frac{1}{2}\Omega e^{-i\Phi} - \rho_{ab} g_2 a_2 \\
b_{21} &= g_1 a_1^\dagger \rho_{aa} + g_2 a_2 \rho_{ca} - \rho_{bb} g_1 a_1^\dagger + \rho_{bc}\frac{1}{2}\Omega e^{i\Phi} \\
b_{22} &= g_1 a_1^\dagger \rho_{ab} + g_2 a_2 \rho_{cb} - \rho_{ba} g_1 a_1 - \rho_{bc} g_2 a_2^\dagger \\
b_{23} &= g_1 a_1^\dagger \rho_{ac} + g_2 a_2 \rho_{cc} + \rho_{ba}\frac{1}{2}\Omega e^{-i\Phi} - \rho_{bb} g_2 a_2 \\
b_{31} &= -\frac{1}{2}\Omega e^{i\Phi}\rho_{aa} + g_2 a_2^\dagger \rho_{ba} - \rho_{cb} g_1 a_1^\dagger + \rho_{cc}\frac{1}{2}\Omega e^{i\Phi} \\
b_{32} &= -\frac{1}{2}\Omega e^{i\Phi}\rho_{ab} + g_2 a_2^\dagger \rho_{bb} - \rho_{ca} g_1 a_1^\dagger - \rho_{cc} g_2 a_2^\dagger \\
b_{33} &= -\frac{1}{2}\Omega e^{i\Phi}\rho_{ac} + g_2 a_2^\dagger \rho_{bc} + \rho_{ca}\frac{1}{2}\Omega e^{i\Phi} - \rho_{cb} g_2 a_2
\end{aligned}$$

bulunur ve bozunmanin tanimlandiği ikinci terim ise

$$\{\Gamma, \rho\} = \begin{pmatrix} 2\gamma_a \rho_{aa} & (\gamma_a + \gamma_b)\rho_{ab} & \gamma_a \rho_{ac} \\ (\gamma_a + \gamma_b)\rho_{ba} & \gamma_b \rho_{bb} & (\gamma_b + \gamma_c)\rho_{bc} \\ (\gamma_a + \gamma_c)\rho_{ca} & (\gamma_b + \gamma_c)\rho_{cb} & 2\gamma_c \rho_{cc} \end{pmatrix}$$

olarak verilir. Nihayet Liouville denkleminden yoğunluk işlemcileri

$$\begin{aligned}
\dot{\rho}_{aa} &= -\gamma\rho_{aa} - ig_1 a_1 \rho_{ba} + \frac{i}{2}\Omega e^{-i\Phi}\rho_{ca} + i\rho_{ab} g_1 a_1^\dagger - i\rho_{ac}\frac{1}{2}\Omega e^{i\Phi} \\
\dot{\rho}_{ab} &= -\gamma\rho_{ab} - ig_1 a_1 \rho_{bb} + i\frac{1}{2}\Omega e^{-i\Phi}\rho_{cb} + i\rho_{aa} g_1 a_1 + i\rho_{ac} g_2 a_2^\dagger \\
\dot{\rho}_{ac} &= -\gamma\rho_{ac} - ig_1 a_1 \rho_{bc} + i\frac{1}{2}\Omega e^{-i\Phi}\rho_{cc} - i\rho_{aa}\frac{1}{2}\Omega e^{-i\Phi} + i\rho_{ab} g_2 a_2 \\
\dot{\rho}_{bb} &= -\gamma\rho_{bb} - ig_1 a_1^\dagger \rho_{ab} - ig_2 a_2 \rho_{cb} + i\rho_{ba} g_1 a_1 + i\rho_{bc} g_2 a_2^\dagger \\
\dot{\rho}_{bc} &= -\gamma\rho_{bc} - ig_1 a_1^\dagger \rho_{ac} - ig_2 a_2 \rho_{cc} - i\rho_{ba}\frac{1}{2}\Omega e^{-i\Phi} + i\rho_{bb} g_2 a_2 \\
\dot{\rho}_{cc} &= -\gamma\rho_{cc} + i\frac{1}{2}\Omega e^{i\Phi}\rho_{ac} - ig_2 a_2^\dagger \rho_{bc} - i\rho_{ca}\frac{1}{2}\Omega e^{i\Phi} + i\rho_{cb} g_2 a_2
\end{aligned}$$

zamanin birinci türevi cinsinden bulunur. denklem (5)'in türetilmesi için ise $\dot{\rho}_{ab}$ ve $\dot{\rho}_{bc}$ hesaplanmalidir. O halde

$$\begin{aligned}\dot{\rho}_{ab} &= -\gamma\rho_{ab} - ig_1a_1\rho_{bb}^{(0)} + i\frac{1}{2}\Omega e^{-i\Phi}\rho_{cb} + i\rho_{aa}^{(0)}g_1a_1 + i\rho_{ac}^{(0)}g_2a_2^\dagger \\ \dot{\rho}_{bc} &= -\gamma\rho_{bc} - ig_1a_1^\dagger\rho_{ac}^{(0)} - ig_2a_2\rho_{cc}^{(0)} - i\rho_{ba}\frac{1}{2}\Omega e^{-i\Phi} + i\rho_{bb}^{(0)}g_2a_2\end{aligned} \tag{3.105}$$

olarak yazilir. Burada ρ_{ij} denklemleri sifirinci derece yoğunluk işlemcileridir ve karşilik gelen denklemler

$$\begin{aligned}\dot{\rho}_{aa}^0 &= -\gamma\rho_{aa}^0 + \frac{i}{2}\Omega e^{-i\Phi}\rho_{ca}^0 - i\rho_{ac}^0\frac{1}{2}\Omega e^{i\Phi} \\ \dot{\rho}_{cc}^0 &= -\gamma\rho_{cc}^0 + i\frac{1}{2}\Omega e^{i\Phi}\rho_{ac}^0 - i\rho_{ca}^0\frac{1}{2}\Omega e^{i\Phi} \\ \dot{\rho}_{ac}^0 &= -\gamma\rho_{ac}^0 + i\frac{1}{2}\Omega e^{-i\Phi}\rho_{cc}^0 - i\rho_{aa}^0\frac{1}{2}\Omega e^{-i\Phi}\end{aligned} \tag{3.106}$$

ve $\rho_{bb}^0 = 0$ ile verilir. Bu denklem sistemi aşağida verilen çözüm yöntemi ile çözülebilir.

$$\dot{R} = -MR + A \tag{3.107}$$

Öncelikle matris formunda yazarak başlarsak

$$\begin{aligned}R &= \begin{pmatrix}\rho_{aa}^0 \\ \rho_{ac}^0 \\ \rho_{ca}^0 \\ \rho_{cc}^0\end{pmatrix} \\ M &= \begin{pmatrix}-\gamma & -\frac{i}{2}\Omega e^{i\Phi} & \frac{i}{2}\Omega e^{-i\Phi} & 0 \\ 0 & \frac{i}{2}\Omega e^{i\Phi} & -\frac{i}{2}\Omega e^{-i\Phi} & -\gamma \\ -\frac{i}{2}\Omega e^{i\Phi} & -\gamma & 0 & \frac{i}{2}\Omega e^{i\Phi} \\ \frac{i}{2}\Omega e^{-i\Phi} & 0 & -\gamma & -\frac{i}{2}\Omega e^{-i\Phi}\end{pmatrix} \\ A &= \begin{pmatrix}0 \\ r_a\rho_f \\ 0 \\ 0\end{pmatrix}\end{aligned}$$

elde edilir. İntegral işlemi ise

$$\begin{aligned}R(t) &= \int_{-\infty}^{t} e^{-M(t-t')}A dt' \\ &= M^{-1}A\end{aligned} \tag{3.108}$$

olacaktir. Burada M matrisinin tersinin alinmasi için öncelikle M için determinant hesaplanmalidir.

$$det|M| = \gamma^4 + \frac{\gamma^2\Omega^2}{2}e^{2i\Phi} + \frac{\gamma^2\Omega^2}{2}e^{-2i\Phi} \tag{3.109}$$

ve nihayet M matrisinin tersi

$$M^{-1} = \frac{1}{det|M|}\begin{pmatrix}-\gamma^3 + \frac{\gamma\Omega^2}{4}e^{2i\Phi} - \frac{\gamma\Omega^2}{4}e^{-2i\Phi} & -\frac{\gamma\Omega^2}{4}e^{2i\Phi} - \frac{\gamma\Omega^2}{4}e^{-2i\Phi} & \frac{i\gamma^2\Omega}{2}e^{i\Phi} & \frac{i\gamma\Omega^2}{2}e^{-i\Phi} \\ \frac{i\gamma^2\Omega}{2} & \frac{i\gamma^2\Omega}{2} & -\gamma^3 - \frac{\gamma\Omega^2}{2}e^{-2i\Phi} & \frac{i\gamma\Omega^2}{2} \\ \frac{i\gamma\Omega^2}{2}e^{-i\Phi} & \frac{i\gamma\Omega^2}{2}e^{-i\Phi} & \frac{i\gamma\Omega^2}{2} & -\gamma^3 \\ -\frac{\gamma\Omega^2}{4}e^{2i\Phi} - \frac{\gamma\Omega^2}{4}e^{-2i\Phi} & -\gamma^3 - \frac{\gamma\Omega^2}{4}e^{i\Phi} - \frac{i\gamma\Omega^2}{4}e^{-i\Phi} & \frac{i\gamma\Omega^2}{2}e^{i\Phi} & \frac{i\gamma\Omega^2}{2}e^{-i\Phi}\end{pmatrix} \tag{3.110}$$

olarak bulunur ve denklem 11 de yerine yazilirsa

$$
\begin{aligned}
R(t) &= \frac{1}{det|M|}\begin{pmatrix} -\gamma^3+\frac{\gamma\Omega^2}{4}e^{2i\Phi}-\frac{\gamma\Omega^2}{4}e^{-2i\Phi} & -\frac{\gamma\Omega^2}{4}e^{2i\Phi}-\frac{\gamma\Omega^2}{4}e^{-2i\Phi} & \frac{i\gamma^2\Omega}{2}e^{i\Phi} & \frac{i\gamma\Omega^2}{2}e^{-i\Phi} \\ \frac{i\gamma^2\Omega}{2} & \frac{i\gamma^2\Omega}{2} & -\gamma^3-\frac{\gamma\Omega^2}{2}e^{-2i\Phi} & \frac{i\gamma\Omega^2}{2} \\ \frac{i\gamma\Omega^2}{2}e^{-i\Phi} & \frac{i\gamma\Omega^2}{2}e^{-i\Phi} & \frac{i\gamma\Omega^2}{2} & -\gamma^3 \\ -\frac{\gamma\Omega^2}{4}e^{2i\Phi}-\frac{\gamma\Omega^2}{4}e^{-2i\Phi} & -\gamma^3-\frac{\gamma\Omega^2}{4}e^{i\Phi}-\frac{i\gamma\Omega^2}{4}e^{-i\Phi} & \frac{i\gamma\Omega^2}{2}e^{i\Phi} & \frac{i\gamma\Omega^2}{2}e^{-i\Phi} \end{pmatrix} \\
&\times\begin{pmatrix} 0 \\ r_a\rho_f \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \\
&= \frac{1}{\gamma^4+\frac{\gamma^2\Omega^2}{2}e^{2i\Phi}+\frac{\gamma^2\Omega^2}{2}e^{-2i\Phi}}\begin{pmatrix} \frac{i\gamma\Omega^2}{2}e^{i\Phi}r_a\rho_f \\ -(\gamma^3+\frac{\gamma\Omega^2}{2}e^{-2i\Phi})r_a\rho_f \\ \frac{i\gamma\Omega^2}{2}r_a\rho_f \\ \frac{i\gamma\Omega^2}{2}e^{i\Phi}r_a\rho_f \end{pmatrix}
\end{aligned}
$$

bulunur ve sonuç olarak yoğunluk işlemcisi için sifirinci derece çözümler

$$
\begin{aligned}
\rho^0_{aa} &= \frac{\frac{i\gamma^2\Omega}{2}e^{i\Phi}r_a\rho_f}{\gamma^4+\frac{\gamma^2\Omega^2}{2}e^{2i\Phi}+\frac{\gamma^2\Omega^2}{2}e^{-2i\Phi}} \\
\rho^0_{ac} &= -\frac{(\gamma^3+\frac{\gamma\Omega^2}{2}e^{-2i\Phi})r_a\rho_f}{\gamma^4+\frac{\gamma^2\Omega^2}{2}e^{2i\Phi}+\frac{\gamma^2\Omega^2}{2}e^{-2i\Phi}} \\
\rho^0_{ca} &= \frac{\frac{i\gamma\Omega^2}{2}r_a\rho_f}{\gamma^4+\frac{\gamma^2\Omega^2}{2}e^{2i\Phi}+\frac{\gamma^2\Omega^2}{2}e^{-2i\Phi}} \\
\rho^0_{cc} &= \frac{\frac{i\gamma\Omega^2}{2}e^{i\Phi}r_a\rho_f}{\gamma^4+\frac{\gamma^2\Omega^2}{2}e^{2i\Phi}+\frac{\gamma^2\Omega^2}{2}e^{-2i\Phi}}
\end{aligned} \tag{3.111}
$$

ile verilir ve denklem (8) de verilen yoğunluk işlemcileri için de ayni çözüm yöntemi uygulanirsa denklem 5

$$
\begin{aligned}
\frac{d\rho_f}{dt} &= -A_1(\rho_f a_1 a_1^\dagger)-\kappa_1(a_1^\dagger a_1\rho_f - a_1\rho_f a_1^\dagger) \\
&- (B_1+\kappa_2)(a_2^\dagger a_2\rho_f - a_2\rho_f a_2^\dagger)+C_1(a_1^\dagger a_2^\dagger\rho_f - a_1^\dagger\rho_f a_2^\dagger) \\
&+ D_1(\rho_f a_1^\dagger a_2^\dagger - a_1^\dagger\rho_f a_2^\dagger)h.c.
\end{aligned} \tag{3.112}
$$

olarak yazilir ve ana (*master*) denklem olarak adlandirilir ve katsayilar

$$
\begin{aligned}
A_1 &= \frac{3{g_1'}^2 r_a\Omega'^2}{(1+\Omega'^2)(4+\Omega'^2)} \\
B_1 &= \frac{{g_2'}^2 r_a}{(1+\Omega'^2)} \\
C_1 &= \frac{i{g_1'}^2{g_2'}^2 r_a\Omega'(\Omega'^2-2)e^{-i\phi}}{(1+\Omega'^2)(4+\Omega'^2)} \\
D_1 &= \frac{i{g_1'}^2{g_2'}^2 r_a\Omega' e^{-i\phi}}{(1+\Omega'^2)}
\end{aligned} \tag{3.113}
$$

ile verilir. γ atomik bozunma katsayisi ve κ alan modlari için kovuk bozunma katsayisi olmak üzere, $\Omega' = \frac{\Omega}{\gamma}$ ve $g' = \frac{g}{\gamma}$ olarak verilmiştir.

3.3.2 Sistem için Dolaniklik Analizi

Sistemin dolaniklik (*entanglement*) durumunun incelenmesi için Duan ve ark.'in[2] ayrilamazlik kriterleri incelenebilir. Buna göre, eğer sistem dolanik durumda ise sistem için iki modun Einstein-Podolsky-Rosen (EPR) türü $\hat{u}$ ve $\hat{v}$ gibi iki operatörü aşağidaki eşitsizliği sağlamalidir.

$$(\Delta\hat{u})^2 + (\Delta\hat{v})^2 < c^2 + \frac{1}{c^2} \tag{3.114}$$

Burada c, keyfi ve sifir olmayan bir reel sayidir. Ayrica $[\hat{x}, \hat{p}] = i\delta_{jj'}$ özelliğini sağlayan $x_j = \frac{(a_j + a_j^\dagger)}{\sqrt{2}}$ ve $p_j = \frac{(a_j - a_j^\dagger)}{i\sqrt{2}}$ $(j = 1, 2)$ için

$$\begin{aligned} \hat{u} &= \mid c \mid \hat{x_1} + \frac{1}{c}\hat{x_2} \\ \hat{v} &= \mid c \mid \hat{p_1} - \frac{1}{c}\hat{p_2} \end{aligned} \tag{3.115}$$

Bu şekilde alan için birinci ve ikinci momentlerin hareket denklemi ise $\frac{d\langle a(t)\rangle}{dt} = Tr(\dot{\rho_f} a)$ ifadesi kullanilarak

$$\begin{aligned} \frac{d\langle a_1\rangle}{dt} &= (A_1 - \kappa)\langle a_1\rangle - D_1\langle a_2^\dagger\rangle \\ \frac{d\langle a_2\rangle}{dt} &= -(B_1 + \kappa)\langle a_2\rangle + C_1\langle a_1^\dagger\rangle \\ \frac{d\langle a_1^\dagger a_1\rangle}{dt} &= 2(A_1 - \kappa)\langle a_1^\dagger a_1\rangle - D_1\langle a_1^\dagger a_2^\dagger\rangle - D_{\langle}^* a_1 a_2\rangle + 2A_1 \\ \frac{d\langle a_2^\dagger a_2\rangle}{dt} &= -2(B_1 + \kappa)\langle a_2^\dagger a_2\rangle + C_1\langle a_1^\dagger a_2^\dagger\rangle + C_{\langle}^* a_1 a_2\rangle \\ \frac{d\langle a_1 a_2\rangle}{dt} &= C_1\langle a_1^\dagger a_1\rangle - D_1\langle a_2^\dagger a_2\rangle + (A_1 - B_1 - 2\kappa)\langle a_1 a_2\rangle + C_1 \end{aligned} \tag{3.116}$$

olarak bulunur ve yoğunluk işlemcileri için yapilan hesaba benzer olarak sifirinci derece çözümler için $\frac{d}{dt} = 0$ olarak alinirsa, $\langle a_1\rangle = \langle a_1\rangle\langle a_2\rangle = 0$ olarak bulunur ve ikinci derece çözümler

$$\begin{aligned} \langle a_1^\dagger a_1\rangle &= \frac{\kappa C_1 D_1}{(-A_1 + B_1 + 2\kappa)(-A_1 B_1 + C_1 D_1 - \kappa A_1 + \kappa B_1 + \kappa^2)} + \frac{\kappa(B_1 + \kappa)}{-A_1 + C_1 D_1 \kappa A_1 + \kappa B_1 + \kappa^2} \\ \langle a_2^\dagger a_2\rangle &= \frac{\kappa C_1 C_1}{(A_1 + B_1 + 2\kappa)(-A_1 B_1 + C_1 D_1 - \kappa A_1 + \kappa B_1 + \kappa^2)} \\ \langle a_1 a_2\rangle &= \frac{\kappa C_1 (B_1 + \kappa)}{(-A_1 + B_1 + 2\kappa)(-A_1 B_1 + C_1 D_1 - \kappa A_1 + \kappa B_1 + \kappa^2)} \end{aligned} \tag{3.117}$$

Bu şekilde EPR operatörleri için

$$(\Delta\hat{u})^2 + (\Delta\hat{v})^2 = c^2 + \frac{1}{c^2} + 2\lambda \tag{3.118}$$

bulunur. Burada

$$\lambda = c^2\langle a_1^\dagger a_1\rangle + \frac{1}{c^2}\langle a_2^\dagger a_2\rangle + \frac{c}{\mid c \mid}\langle a_1 a_2 + a_1^\dagger a_2^\dagger\rangle \tag{3.119}$$

olarak bulunur ve sistemin dolanikliği için bir parametre olarak kullanilir. λ kontrol edilerek sistemdeki dolaniklik artirilabilir veya azaltilabilir. Gelecek çalişmalarda dolaniklik azaltilarak sistemde tek foton üretilerek, modellenen tek foton kaynağinin kalitesi için de bir tartişma yapilabilecektir.

3.4 Kuantum Trajectory Metot ile İki-zamanlı Korelasyon Fonksiyonlarının Hesaplanması

Açık kuantum sistemlerinin tanımlanması fizikte pek çok alanda çalışma konusudur. Tek bir açık sistemde foton salınımının zamana bağlılığının stokastik dinamiğinin incelenmesi kuantum stokastik metotlar ile mümkün olabilmektedir. Kuantum trajectory metotu açık sistemin bir durum vektörünün geçmiş zamandaki davranışını, çevre etkileri göze alınarak yapılan ölçümlere bağlı olarak vermektedir. Einstein, A ve B katsayılarını önerdiği ünlü makalesinde, spontaneous ve stimulated foton salınımını kuantum teorisi ile açılamıştır. Ancak ışıma ve madde etkileşimi üzerine yapılan şalışmalarda kuantum sıçramalar (jumps) pek fazla göze alınmamıştır. Schrödinger dalga fonksiyonu metodu ise bu tür etkileşimleri bireysel davranışlarını incelemek yerine toplu (ensemble) halde ele alarak açıklamıştır. Şimdi ise çevresi (reservoir) ile etkileşmekte olan bir sistemin incelemesini Liouville denklemini yazıp, ardından çevre terimleri üzerinden iz (trace) alarak Born, Markov ve Dönen Dalga yaklaşıklıkları yapılarak Lindblad formu ana denklem yazıp incelenmektedir [9].

Tek foton kaynaklarının geri-dönüşsüz (irreversable) davranışlarını topluluğun davranışına göre genelleyen Optik Bloch denklemleri ve diğer nümerik hesaplama yöntemlerinin [10] aksine kuantum trajectory metodu anlık olarak salınan her bir fotonun davranışını inceleyecek şekilde çalışmaktadır [11, 12]. Bu tür trajectorilerin genel bir topluluk üzerinden ortalması tek foton kaynağı için ana denklem kullanılarak bulunan indirgenmiş yoğunluk matrisi ile aynı formdadır.

3.4.1 İki-zamanlı Korelasyon Fonksiyonu

Bu bölümde Lindblad tipi ana denklem kullanılarak iki-zamanlı korelasyon fonksiyonunun kuantum trajectory metot ile hesaplanması tartışılacaktır. Ayrıca iki-zamanlı korelasyon fonksiyonu t ve t' gibi zaman değerleri iÃ§in tartışılacaktır.

Bir açık sistem iÃ§in standart Lindblad tipi ana denklem kullanılarak yazılan yoğunluk matrisi

$$\frac{d}{dt}\rho_S = \frac{1}{i\hbar}[H(t), \rho_S] + \sum_j (-\frac{1}{2}L_j^\dagger L_j \rho_S - \frac{1}{2}\rho_S L_j^\dagger L_j + L_j \rho_S L_j^\dagger) \tag{3.120}$$

ile hesaplanabilir. Burada H sistem için Hamilton işlemcisi ve L_j Lindblad operatörleri Markov yaklaşıklığı altında çevrenin sistem üzerine etklisini betimlemektedir. Genel olarak açık sistem S ile ve etkileştiği çevre de R ile tanımlanmaktadır. O halde birinci derece korelasyon fonksiyonu A ve B sistem operatörleri için aşağıdaki gibi yazılmaktadır.

$$C(t,t') = \langle A(t)B(t')\rangle = Tr_{SR}[A(t)B(t')\rho(0)] \tag{3.121}$$

Burada A(t) and B(t) operatörleri zamana bağlı olarak Heisenberg formalizminde yazılmıştır ve $\rho(0) = \rho_S(0) \otimes \rho_R(0)$ ise başlangıçtaki yoğunluk işlemcisidir. $t = 0$ anında sistem ve çevresi etkileşmemiş durumda olsun; $A(0) = A_0 \otimes 1_R$ ve $B(0) = B_0 \otimes 1_R$ sadece sistem üzerine etkisi olsun. Bileşik sistem $S + R$ için $U(0,t)$ zamana bağlı birim işlemcisi dolanıklık yaratabildiginden, t>0 zamanı için A(t) ve B(t) operatörlerinin hem çevre hem de sistem üzerine etkisi incelenmelidir. Schrödinger formalizminde sistem ıicin indirgenmiş yoğunluk işlemcisi

$$\rho_S(t) = T(t,0)\rho_S(0) = Tr_R[U(t,0)\rho(0)U^\dagger(t,0)] \tag{3.122}$$

ile verilmektedir. O halde korelasyon fonksiyonu

$$\begin{aligned} C(t,t') &= Tr_{SR}[U^\dagger(t,0)A(0)U(t,0)U^\dagger(t',0)B(0)U(t',0)\rho(0)] \\ &= Tr_{SR}[[U(t',t)(U(t,0)\rho(0)U^\dagger(t,0))A_0U^\dagger(t',t)]B(0)] \\ &= Tr_S[\{T(t',t)[(T(t,0)\rho_0)A_0]\}B_0] \qquad (t \le t') \end{aligned} \tag{3.123}$$

gibidir. Burada $t = 0$ anında $\rho_0 = \rho_S(0)$ sistem için yoğunluk işlemcisidir. Ayrıca operatörleri $t \leq t'$ için normal sırada yazabiliriz. Benzer şekilde operatörlerin ters sırada yazılmasıylada aynı denklem

$$\langle A(t)B(t')\rangle = Tr_S[[T(t,t')(B_0T(t',0)\rho_0)]A_0] \qquad (t \geq t') \tag{3.124}$$

olarak yazılabilir.

3.4.2 Heisenberg Formalizminde indirgenmiş Operatörler

Sistem üzerine etkiyen herhangi bir X operatörü için $X(t',t)$ operatörünün tanımlanması için

$$Tr[X(t',t)Y] = Tr[XT(t',t)Y] \tag{3.125}$$

herhangi bir Y sistem operatörü için ifadesi sağlanmalıdır. Burada iz işlemi için sistem değişkenlerini içeren S indisi atılabilir. $X(t',t)$ operatörü X için lineer olduğundan zaman için adjoint olan $T^a(t',t)$ süperoperatörü tanımlanabilir ve

$$T^a(t',t)X = X(t',t) \tag{3.126}$$

ile ifade edilir. Buradan ise

$$Tr[(T^a(t',t)X)Y] = Tr[XT(t',t)Y] \tag{3.127}$$

yazılabilir. $T(t',t)$ operatörünün zaman içinde t''ye göre gelişimi ana denklem ile ifade edilebilir.

$$\frac{d}{dt'}T(t',t)X = \frac{1}{i\hbar}[H(t'),T(t',t)X] + \sum_j(-\frac{1}{2}L_j^\dagger L_jT(t',t)X - \frac{1}{2}T(t',t)XL_j^\dagger L_j + L_jT(t',t)XL_j^\dagger). \tag{3.128}$$

3.4.3 İkinci Derece Korelasyon Fonksiyonları

ıki-zamanlı korelasyon fonksiyonlarının kuantum trajektori metot ile hesaplanmasına örnek olarak, ikinci dereceden korelasyon fonksiyonlarının nümerik olarak hesaplanmasını tartışalım.

$$\begin{aligned} C(t,t') &= Tr_{SE}[A(t)B(t')C(t')D(t)\rho_0] \qquad t \leq t' \qquad (3.129)\\ &= Tr_{SE}[U^\dagger(t,0)A(0)U(t,0)U^\dagger(t',0)B(0)U(t',0)U^\dagger(t',0)C(0)U(t',0)U^\dagger(t,0)D(0)U(t,0)\rho(0)]\\ &= Tr_{SE}[U^\dagger(t,0)A(0)U(t,t')B(0)C(0)U(t,t')D(0)U(t,0)\rho(0)]\\ &= Tr_{SE}[U(t,0)\rho(0)U^\dagger(t,0)A(0)U(t,t')B(0)C(0)U(t',t)D(0)] \end{aligned}$$

$U(t,0)$'den sonra birim işlemci kullanılırsa

$$\begin{aligned} C(t,t') &= Tr_{SE}[U(t,0)U^\dagger(t,0)U(t,0)\rho(0)U^\dagger(t,0)A(0)U(t,t')B(0)C(0)U(t',t)D(0)]\\ &= Tr_{SE}[U(t,t)U(t,0)\rho(0)U^\dagger(t,0)A(0)U(t,t')B(0)C(0)U(t',t)D(0)] \end{aligned}$$

elde edilir ve $U^\dagger(t,0) = U(0,t)$, $U(t,0)U(0,t) = 1$ özelliklerinin de kullanılmasıyla

$$\begin{aligned} C(t,t') &= Tr_{SE}[T(t,0)\rho_s(0)A(0)U(t,t')B(0)C(0)U(t',t)D(0)]\\ &= Tr_{SE}[T(t,0)\rho_s(0)A_0\{T(t,t')B_0C_0\}D_0] \end{aligned}$$

bulunur. Burada $U(t,0)\rho(0)U^\dagger(t,0) = T(t,0)\rho(0)$ özelliği kullanılarak sonuç olarak ikinci dereceden korelasyon fonksiyonu için aşağıdaki ifade eldilir.

$$C(t,t') = Tr_S[(T(t,0)\rho_0)A_0(T(t,t')B_0C_0)D_0] \qquad t \leq t' \tag{3.130}$$

Özel olarak $T(t', t)$ operatörünün t''ne göre zaman içindeki değişimi ana denklem yardımıyla bulunur ve nümerik olarak iterasyon metotları kullanılarak herhangi bir foton modu için

$$g^{(2)}(\tau) = Tr(a_2^\dagger(t)a_2^\dagger(t')a_2(t')a_2(t)) \tag{3.131}$$

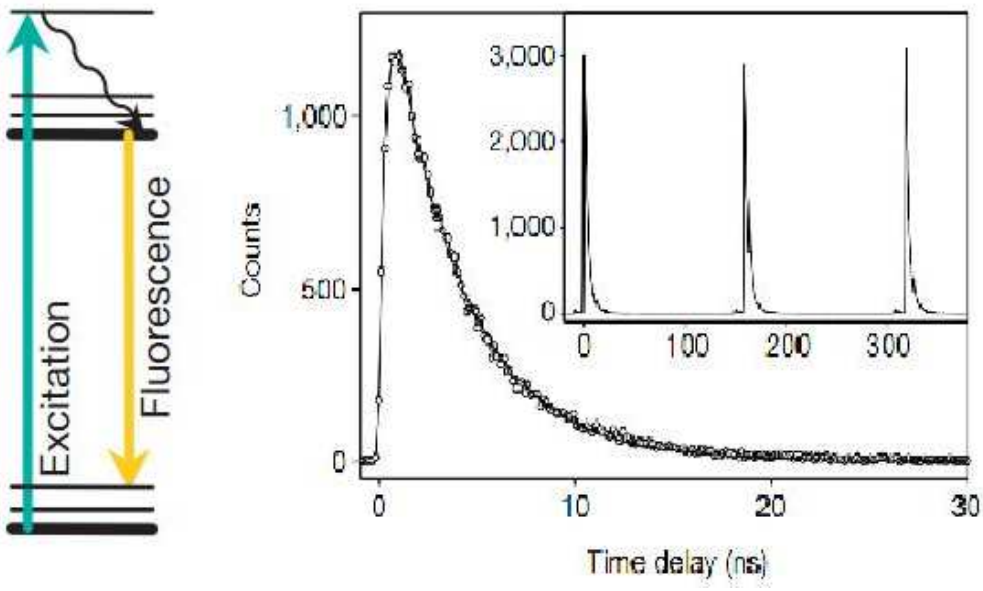
ifadesi elde edilir. Burada $g^{(2)}(\tau)$'nun hesaplanması tek foton kaynaklarınca üretilen tek fotonların önemli bir özelliği olan foton "anti-bunching"'in test edilmesi için kullanılır. $g^{(2)}(\tau = 0)$ olması tek foton kaynakları'nın tek ve yanlızca tek foton üretebilmesi için sağlanması gereken bir koşuldur.

3.5 Tek Foton Kaynakları ve Tek Moleküller

Tek foton kaynakları her defasında sadece bir, birbirinden ayırt edilemez, foton salınımı yapan sistemlerdir. Bu tür kaynaklar ile üretilen tek fotonlar yüksek güvenlikte bilgi aktarımı, kuantum bilgisayarlar ve benzeri pek çok alanda kullanılmakta ve bu tür kaynakların geliştirilmesi konusunda çalışmalar yapılmaktadır. Günümüzde, iki seviyeli Rubidium atomu[13], kuantum noktalar (quantum dot)[14][15], kristal boşlukları[16] gibi fakrlı sistemlerin tek foton kaynağı olarak kullanılabileceği gösterilmiştir.

Tek foton kaynağı temel olarak tek bir atomik sistemin atımlı bir lazeri le uyarılmasını temel alır. Atomun temel enerji seviyesinden uyarılmıs enerji seviyesine geçisi saglanırr ve Kuantum kriptoloji uygulamaları için tek foton kaynakları kullanılarak, olası bilgi sızması kopyalanamazlık teoremine göre önlenebilmektedir. Ayrıca tek foton kaynaklarının kuantum bilgisayarlar kiçin de önemli bir bileşen olacağı öngörülmektedir. Kuantum kriptoloji için, kullanılan diğer foton kaynakları birden fazla fotonun bir arada olabileceğinden ötürü güvenlik açğı yaratmaktadır. Güvenilir ve yüksek verimlilikle çalışan tek foton kaynaklarının elde edilmesi de çok kolay olmadığından bu kounda pek çok çalışma yapılmıştır ve yeni modeller denenmektedir. İdeal bir tek foton kaynağı ileÂ her bir lazer atımı için tek foton üretilebilmelidir ve üretilen tek fotonların polarizasyonlarının belli olması gerekir.

Genel olarak bir kovuk içerisine yerleştirilmiş atomik sistemlerin tek foton üreteci olarak modellenebileceği söylenebilir. Işıgı çok küçük rezonanslarda kovuklara hapsederek atom-foton etkileşmesinin incelenmesi için ideal bir çalısma ortamı saglanmaktadır. Bir kovuğun içerisindeki atomik siste kullanılarak tek foton üretimi sağlanabilmektedir.



Şekil 3.4: Tek Molekül için enerji seviyeleri diyagramı

Üretilen fotonların tek foton özelliklerinin geliştirilmesi, deneysel olarak tek foton kaynağının daha kolay gösterilebilmesi ve tek foton kaynağının verimliliğinin kontrol edilebileceği yeni parametrelerinin elde edilebilmesi için yeni modeller oluşturulmaya çalışılmaktadır. Tek moleküller kullanılarak yapılan tek foton kaynakları ise daha verimli ve sürekli tek foton üretilebilmesi gibi açılardan önde gelen çalışmalardan biridir [17][18]. Tek moleküller enerji seviyeleri ve sistem parametreleri cinsinden karşılık gelen atomik sistemlere göre farklılık göstermelerine rağmen benzer atom-kovuk

etkileşmelerine sahiptirler. Tıpkı diğer atom-kovuk sistemleri gibi enerji atımlı lazer ile sağlanmaktadır ve salınım döngüsü sonucunda her defasında yalnızca tek foton salınmaktadır. Atomlardan farklı olarak moleküller için foton salınım döngüsü içerisinde karanlık periyod olarak adlandırılan, enerji seviyeleri arasındaki geçisin dışarıdan uygulanan mikrodalga ile sağlandığı bir üçlü enerji seviyesi (triplet state) vardır. Molekül ilk olarak uyarıldıktan sonra taban durumu olan tekli enerji seviyesinden ilk uyarılmış tekli enerji seviyesine çıkar ve ardından karanlık periyot olarak adlandırılan üçlü enerji seviyeli duruma geçer. Uygulanan mikrodalga ile de molekülün uyarılma ve foton salma döngüsünün tamamlanması sağlanır.

Sonuç olarak tek molekül tek foton kaynaklarından salınan fotonların kuantum bilgi iletimi benzeri konularında kullanılabilmeli için bazı kriterleri sağlamaları gerekir. Hanbury Brown-Twiss interferometresi benzeri incelemeler tek foton kaynağından her defasında yalnızca bir foton salındığını hesaplamaktadırlar. Bunun için ise ikinci dereceden korelasyon fonksiyonunun sonucu ile aynı anda birden fazla foton salınmadığını gösterilebilir. Diğer taraftan sistemden salınan fotonlar için Poisson dağılımlarına göre tek foton olup olmadıkları anlaşılabilmektedir. Mandel Q parametresinin hesaplanması ile elde edilen negatif değerler tek fotonların sub-Poisson dağılımına uyduklarını ve dolayısıyla klasik olmayan bir ışık kaynağından üretildiğini göstermektedir.

Kaynakça

[1] Y.Ping, B.Zhang, Z. Cheng, Y.Zhang, Phys. Lett. A **362**, 128-131 (2007)

[2] L.Duan, G.Giedke, J.I.Cirac, P.Zoller, Phys. Rev. Lett. **84**, 12 (2000)

[3] J.Wrachtrup, C.von Borczyskowski, J.Bernard, M.Orrit and R. Brown Phy. Rev. Lett. **71** 21 (1993)

[4] C.Santori, D.Fattal, J. Vučkovć, G.S.Solomon and Y. Yamamoto Nature **419** (2002)

[5] D.Branning, W:P:Grice, R.Erdmann and I.A.Walmsley Phy. Rev. Lett. **83**, 5 (1999)

[6] A.Kiraz, M.Ehrl, Th.Hellerer, Ö.E.Müstecaploğlu,C.Bräuchle and A.Zumbusch Phy. Rev. Lett. **94**, 223602 (2005)

[7] L.M. Duan, G. Giedke, J.I. Cirac, and P. Zoller, Phys. Rev. Lett. 84, 2722 (2000).

[8] A. Einstein *Phys. Z.* **18**, 121 (1917)

[9] M. Orszag *Quantum Optics Including Noise Reduction, trapped Ions, Quantum Trajectories and Decoherence* (Springer, 2000).

[10] K.Mølmer, Y.Castin and J.Delibard J.Opt.Soc.Am. B **10** 3 (1993)

[11] M. Karpati, P. Adam and J. Jansky *J. Opt. B:Quantum Semiclass Opt.*,**6** S79-S83 (2004)

[12] Y.Xue and William W.Kennerly J. Chem. Phy. **128** 054104 (2008)

[13] B. Darquie, M. P. A. Jones, J. Dingjan, J. Beugnon, S. Bergamini, Y. Sartais, G. Messin, A. Browaeys and P. Grangier, Science, **309** 405 (2005).

[14] C. Santori, M. Pelton, G. Solomon, Y. Dale, Y. Yamamoto, Phys. Rev. Lett. **86** 1502 (2001).

[15] P. Michler, A. Kiraz, C. Becher, W. V. Schoenfeld, P. M. Petro, Lidong Zhang, E. Hu and A. Imamoglu, Science, **209** 2282 (2000).

[16] A. Beveratos, R. Brouri, T. Gacoin, J.-P. Poizat, P. Grangier, Phys. Rev. A **64** 061802 (2001).

[17] F. De Martini, G. Di Giuseppe and M. Marrocco, Phys. Rev. Lett. **76** 900 (1996).

[18] R. Brouri, A. Beveratos, J-P. Poizat and P. Grangier, Phys. Rev. A **62** 063814 (2000).

[19] C.W. Gardiner, P. Zoller; *Quantum Noise; A Handbook of Markovian and Non-Markovian Quantum Stochastic Methods* (Springer, 2004)

[20] M.O. Scully, M.S. Zubairy; *Quantum Optics* (Cambridge University Press, 1997)

[21] L. Mandel, E. Wolf; *Optical Coherence and Quantum Optics* (Cambridge University Press, 1995)

[22] N.G. van Kampen; J. Stat. Phys **24**, 185, (1981)

[23] I.R. Senetzky; Phys. Rev. **119**, 670, (1960)

[24] M.Ikram, G.X. Li and M.S. Zubairy; Phys Rev A **76** (2007)

[25] J. Wrachtrup, C. von Borczyskowski, J. Bernard, M. Orrit and R. Brown; Phys Rev Letters **21**, 71, (1993)

[26] J. Kohler, J.A.J. Disselhorst, M.C.J.M. Donckers, E.J.J. Groenen, j. Schmidth and W.E. Moerner; Nature vol 363 (1993)

[27] J. Kohler; Physics Reports 310 (1999) 261-339

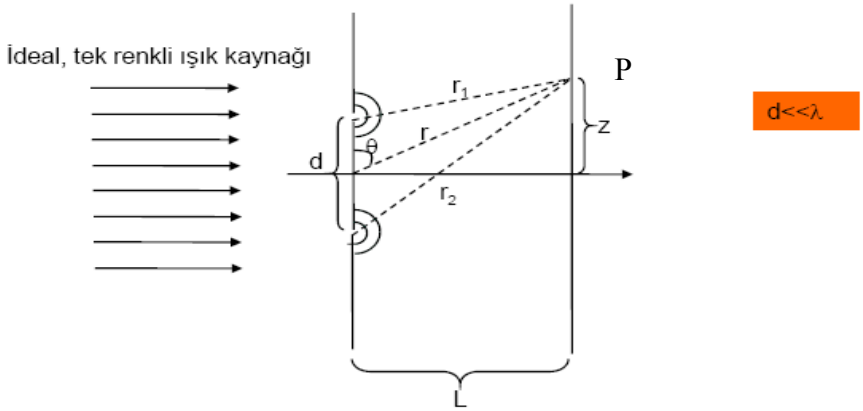
Bölüm 4

Mevcut Tek Foton Kaynaklarının Özeti

4.1 Tek Foton Kaynaklarının Karakterizasyonu ve Mevcut Tek Foton Kaynakları

Tek foton kaynaklarını karakterize etmek için öncelikle ışığın eşevre özelliklerini incelememiz gerekir. Işığın eşevre özelliklerini incelemek için değişik deneysel ve teorik çalışmalar yapılmıştır. İlk olarak Young çift-yarık deneyi ışığın birinci derece eşevre fonksiyonunu anlamamızı sağlar.

4.1.1 Young Çift-Yarık Deneyi



Şekil 4.1: Young çift-yarık deneyi. L: perdeler arasında uzaklık, d: yarıkların arasındaki uzaklık, r_1: birinci yarığın P noktasına uzaklığı, r_2 : ikinci yarığın P noktasına uzaklığı, λ: ışığın dalga boyu.

Burada yarıkların arasında mesafe çok küçük olduğu için yarıklar iki farklı ışık kaynağı gibi davranırlar. İki yarıktan çıkan ışık küresel bir şekilde yayılır. Yarıklardan çıkan ışığın zamana bağlı elektrik alan fonksiyonları şu şekilde verilir.

$$E_1(r_1, t) = \frac{E}{r_1} exp\left(i\left(kr_1 - wt\right)\right) \tag{4.1}$$

$$E_2(r_2, t) = \frac{E}{r_2} exp\left(i\left(kr_2 - wt\right)\right) \tag{4.2}$$

Burada k ışığın dalga numarası, w ise ışığın frekansı, E ise elektrik alanın genliğidir. Yarıklardan geçen ışığın P noktasında oluşturduğu toplan ışık şiddeti ise

$$< I >= \frac{1}{2}\varepsilon_0 c \left\{ < |E\left(r_1, t\right)|^2 > + < |E\left(r_2, t\right)|^2 > + 2Re\left\{ < |E\left(r_1, t\right) E\left(r_2, t\right) > \right\} \right\} \tag{4.3}$$

Bu eşitlikte ε_0:materyal sığalığı, c: ışık hızını belirtir. Eşitliğin sağ tarafındaki birinci ve ikinci terimler birbirinden bağımsızdır ve her bir ışık kaynağının yani yarığın ışık P noktasında oluşturdukları ışık şiddetlerini belirtir. Üçüncü terim ise iki ışık kaynağının ortak olarak oluşturdukları ışık şiddetidir. Buna girişim terimi denir.

Bazı yaklaşımlar yaparak ışığın P noktasında oluşturduğu ışık şiddeti birinci derece eşevre fonksiyonu cinsinden şu şekilde yazılabilir:

$$< I >\approx \frac{1}{2}\varepsilon_0 c \left(\frac{E}{r}\right)^2 \left(1 + Re\{(g^{(1)}\left(\frac{k\Delta r}{\omega}\right)\}\right). \tag{4.4}$$

Burada $g^{(1)}$ normalize edilmiş birinci derece eşevre fonksiyonunu, kΔr ise ışığın faz farkını belirtir. Birinci derece eşevre fonksiyonu fiziksel olarak şu şekilde açıklanabilir. Birinci derece eşevre fonksiyonunun yüksek olduğu kısımlar perdede ışık şiddetinin yüksek olduğu kısımlara denk gelir. Işık şiddetinin maksimum olduğu yerler ekrandaki parlak noktaları belirtir. Minimum olduğu yerler ise ekrandaki karanlık noktaları belirtir. İki karanlık bölge arasındaki mesafe ışığın dalga boyu ve perdeler arasındaki mesafe ile doğru orantılı, yarıklar arasındaki mesafe ile ters orantılıdır. İdeal, tek renkli bir ışık kaynağı için birinci derece eşevre fonksiyonu:

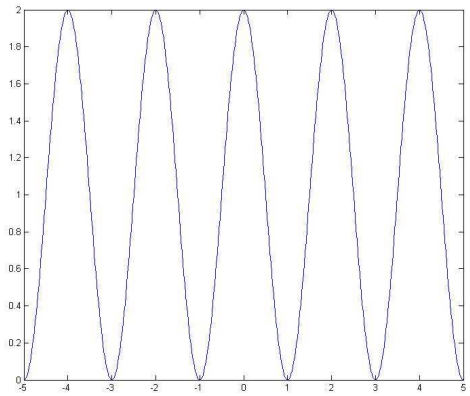
$$g^{(1)}(\tau) = e^{i\omega\Delta\tau} \tag{4.5}$$

Burada ω, ışığın frekansı, τ ise erteleme zamanıdır.

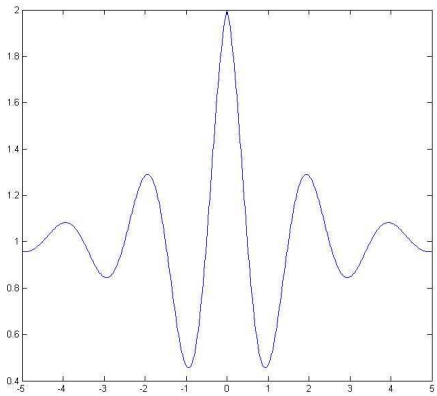
İdeal olmayan, kaotik bir ışık kaynağı için birinci devre eşevre fonksiyonu:

$$g^{(1)}(\tau) = e^{i\omega\tau} - e^{\gamma\tau} \tag{4.6}$$

Burada γ ışığın spektrum genişliğidir. Şekil 4.2'de görüldüğü gibi ideal ışık kaynağı için ışık şiddetinin ekrandaki her yerde parlaklığı aynıdır. Kaotik ışık kaynağı için sadece ekranın merkezinde maksimumdur.



Şekil 4.2: İdeal ışık kaynağı için ışık şiddeti



Şekil 4.3: İdeal olmayan ışık kaynağı için ışık şiddeti

4.1.2 Eşevre Fonksiyonları

Klasik ve klasik olmayan ışık kaynaklarını birbirinden ayırt etmek için birinci derece eşevre fonksiyonu yeterli olmaz. Daha yüksek dereceli eşevre fonksiyonlarına ihtiyacımız vardır. Klasik olarak normalize edilmiş n dereceli eşevre fonksiyonu şekilde bulunur:

$$g^{(n)}(\tau) = \frac{< E(r_1t_1)..E(r_nt_n)E(r_{n+1}t_{n+1})..E(r_{2n}t_{2n}) >}{(< |E(r_1t_1)|^2 > .. < |E(r_{2n}t_{2n})|^2 >)^{1/2}}. \tag{4.7}$$

İkinci derece eşevre fonksiyonu bizim için yeterlidir.

4.1.3 Klasik EMT göre İkinci Derece Eşevre Fonksiyonu

Burada elektrik alanlar klasik olarak düşünülür.

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{< E(t)E(t+\tau)E(t+\tau)E(t) >}{< |E(t)|^2 >^2} = \frac{< I(t)I(t+\tau) >}{< |I(t)| >^2} \tag{4.8}$$

Burda E elektrik alanın eşleniğini belirtir. I ise t anında yapılan ışık şiddeti ölçümüdür. Üçgen eşitsizliği kullanılarak klasik ışığın ikinci derece eşevre fonksiyonu ile ilgili iki önemli sonuç elde edilir.

1. İkinci derece eşevre fonksiyonu $\tau = 0$ anında 1 veya 1 den büyüktür.

$$1 \leq g^{(2)}(0) \tag{4.9}$$

2. İkinci derece eşevre fonksiyonu τ artıkça sabit veya monoton bir şekilde azalır.

$$g^{(2)}(0) \geq g^{(2)}(\tau) \tag{4.10}$$

4.1.4 Kuantize EMT göre İkinci Derece Eşevre Fonksiyonu

Heisenberg elektik alan operatörü kullanılarak toplam elektrik alan şu şekilde ifade edilir.

$$\vec{\hat{E}}_T(\vec{R}t) = \vec{\hat{E}}^+(\vec{R}t) + \vec{\hat{E}}^-(\vec{R}t) \tag{4.11}$$

$$\vec{\hat{E}}_T(\vec{R}t) = i\sum_{\vec{k}} \sqrt{\frac{\hbar\omega_{\vec{k}}}{2\varepsilon_0 V}}\vec{n}\hat{a}_{\vec{k}} exp(-i\omega_{\vec{k}}t + i\vec{k}.\vec{R}) \tag{4.12}$$

$$\vec{\hat{E}}_T(\vec{R}t) = i\sum_{\vec{k}} \sqrt{\frac{\hbar\omega_{\vec{k}}}{2\varepsilon_0 V}}\vec{n}\hat{a}^-_{\vec{k}} exp(i\omega_{\vec{k}}t - i\vec{k}.\vec{R}) \tag{4.13}$$

Burada $\hbar$ Planck sabiti, ε_0 ise sığallığı belirtir. $\hat{a}$ ve $\hat{a}^-$ ise kuantum mekaniğinde kullanılan oluşturma ve yok etme operatörüdür. Yukarıda belirtilen denklemlere göre birinci ve ikinci derece eşevre fonksiyonu şu şekilde hesaplanır.

$$g^{(n)}(\tau) = \frac{< \hat{E}^-(t)\hat{E}^+(t+\tau) >}{(< \hat{E}^-(t)\hat{E}^+(t) >< \hat{E}^-(t+\tau)\hat{E}^+(t+\tau) >)^{1/2}}, \tag{4.14}$$

$$g^{(n)}(\tau) = \frac{< \hat{E}^-(t)\hat{E}^-(t+\tau)\hat{E}^+(t)\hat{E}^+(t+\tau) >}{< \hat{E}^-(t)\hat{E}^+(t) >< \hat{E}^-(t+\tau)\hat{E}^+(t+\tau) >^{1/2}}. \tag{4.15}$$

Kuantize edilmiş elektromanyetik teoriye göre birinci derece eşevre fonksiyonu klasik elektromanyetikteki birinci derece eşevre fonksiyonuna eşittir. Klasik ve klasik olmayan ışık için ikinci derece eşevre fonksiyonu farklıdır. Kuantize edilmiş elektrik alana göre ikinci derece eşevre fonksiyonu:

$$g^{(n)}(\tau) = \frac{<: \hat{I}(t+\tau)\hat{I}(t) :>}{(< \hat{I}(t) >)^2}, \tag{4.16}$$

Burada ?:? operatörlerin sırasına uygun yazılması gerektiğini bildirir. Bir başka deyişle her zaman yok etme operatörleri oluşturma operatörlerinin solunda yer almalıdır. İkinci derece eşevre fonksiyonu coherent state ve n-foton Fock state fonksiyonu şeklinde yazılabilir.

<u>Coherent state:</u>coherent state foton yok etme operatörünün öz fonksiyonu şeklinde tanımlanabilir.

$$\hat{a}_k|\alpha_k\rangle = \alpha|\alpha_k\rangle \tag{4.17}$$

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle\alpha_k|\hat{a}^+_k(t)\hat{a}^+_k(t+\tau)\hat{a}_k(t+\tau)\hat{a}_k(t)|\alpha_k\rangle}{\langle\alpha_k|\hat{a}^+_k(t)\hat{a}_k(t)|\alpha_k\rangle^2} = \frac{|\alpha|^4}{|\alpha|^4} = 1 \tag{4.18}$$

<u>n-foton Fock state:</u>

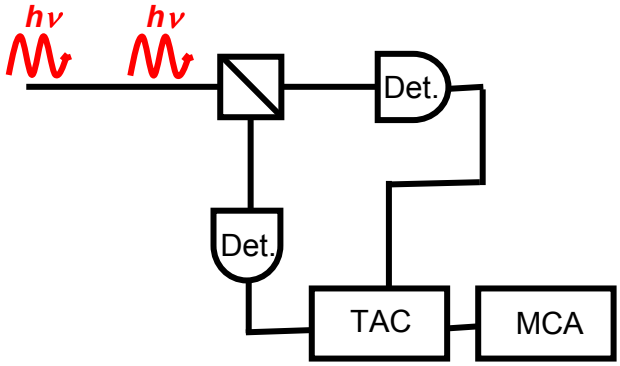
$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle n_k|\hat{a}^+_k(t)\hat{a}^+_k(t+\tau)\hat{a}_k(t+\tau)\hat{a}_k(t)|n_k\rangle}{\langle n_k|\hat{a}^+_k(t)\hat{a}_k(t)|n_k\rangle^2} = \frac{n(n-1)}{n^2} = 1 - \frac{1}{n} < 1. \tag{4.19}$$

Eşitlik 4.19 bütün Fock stateleri için $g^{(2)}(\tau) < 1$ olduğunu gösterir. Buda klasik olmayan ışığın özelliğidir. Bütün bunları kullanarak foton ayrışması (photon antibunching) için bir eşitsizlik yazabiliriz:

$$0 \leq g^{(2)}(\tau) < 1. \tag{4.20}$$

4.1.5 Hanbury-Brown ve Twist Deneyi

İkinci derece eşevre fonksiyonunu ölçmek için aralarında belli bir zaman farkı bulunan foton çiftlerini aynı anda saptamak gerekir. Mevcut tek foton detektörleri aynı anda iki fotonu algılayamaz. Tek detektör kullanmak yerine iki detektör ve bir adet demet ayırıcı (beam-splitter) kullanılarak aynı anda algılama (coincidence detection) yapılmaya çalışılır. Bu şekilde ölçüm yapma yöntemi ilk olarak Hanbury Brown ve Richard Twist tarafından kullanılmıştır. Tek foton kaynaklarını analiz etmek için ikinci derece eşevre fonksiyonlarını ölçmek gerekir. Hanbury-Brown ve Twist deney düzeneği ikinci derece eşevre fonksiyonu ölçmek için kullanılan genel deney düzeneğidir.



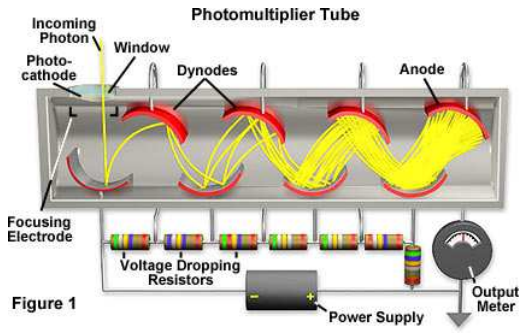
Şekil 4.4: Hanbury-Brown ve Twist deney düzeneği

Gelen tek renkli ışık demet ayırıcı ile eşit olarak ikiye ayrılır. İkiye ayrılan ışık start ve stop detektörlerine gelir. Daha sonra start ve stop detektörlerinden gelen veriler zaman-genlik dönüştürücüde birleştirilir. Genel olarak burada ölçülen birinci detektöre foton geldiği zaman ikinci detektör tarafından foton algılanma olasılığıdır. İki foton algılama arasındaki zaman farkı voltaja dönüştürülür.

4.1.6 Tek Foton Detektörleri

Foton Çoğaltıcı Tüp (Photomultiplier Tube)

Bu detektörler ışık şiddeti çok düşük olduğu zaman bile kullanılabilir. 200 nm ile 800 nm dalga boyuna sahip ışığı algılayabilir. Bu aralıkta ultraviyole, görünür ve yakın kızılötesi ışık bulunur. Gelen ışık diyot ve anot arasında yol alırken ışık şiddeti 100 milyon kez artırılır. Kuantum verimliliği



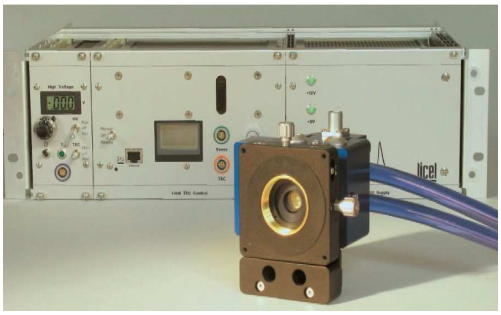
Şekil 4.5: Foton çoğaltıcı tüp

(quantum efficiency)

Çığ Fotodiyotları (Avalanche photodiodes (APDs))

Bu detektörler foton çoğaltıcı tüplerin yarı iletken benzerleri olarak kabul edilebilir. Genellikle yüksek ters voltaj uygulanarak (tipik olarak silikon için 100?200 V arası), iyonization etkisi (çığ etkisi) ile çığ fotodiodlarının içinde bir iç akım elde edilir. Çığ fotodiyotlarının kullanılabilirliği ve uygulanabilirliği çok sayıda parametreye bağlıdır. Bazı büyük faktörler: kuantum verimliliği, toplam kaçak akım, fotoakımı ve gürültüdür.

Şekil 4.6: Silikon çığ foto diyodu

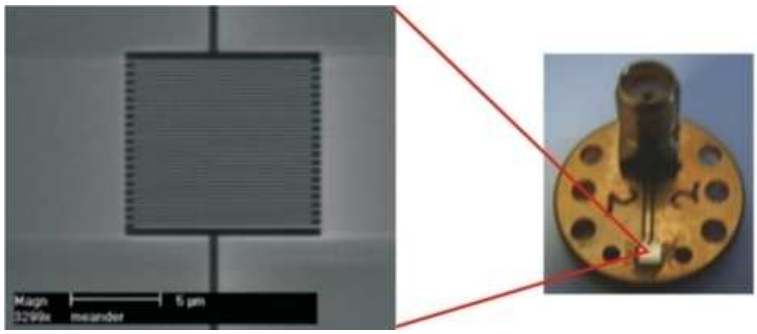


Şekil 4.7: InGaAs (sağ) çığ foto diyodu

Silikon çığ fotodiyotları görünür ve yakın kızıl ötesi (200?800 nm) ışıkta algılama yapabilir. Çoğalma gürültüsü (multiplication noise) düşüktür. InGaAs çığ fotodiyotlarının algılayabildiği spektral aralık ise 800 nm ile 1600 nm arasındadır ve daha az çoğalma gürültüsüne sahiptir. Bu detektörler optik fiberler kullanılan yüksek hızlı telekomünikasyon için uygundur.

Süper İletken Tek Foton Detektörleri (SSPD)

Süper iletken malzemeler kullanılarak üretilen çok hızlı ve çok hassas tek foton detektörleridir. Görünür bölgeden uzak kızılötesi bölgeye kadar çok geniş bir alanda algılama yapabilir. Süper iletken tek foton detektörleri düşük sıcaklıkta çalıştığı için maliyetleri yüksektir. Fakat yüksek sıcaklıkla süper iletkenlik gösteren malzemeler bulunabilirse diğer detektörlerden daha verimlidir. Ayrıca 40 Db kanal kayıplı kuantum anahtar dağıtımı çalışması süper iletken tek foton detektörleri sayesinde başarılmıştır.

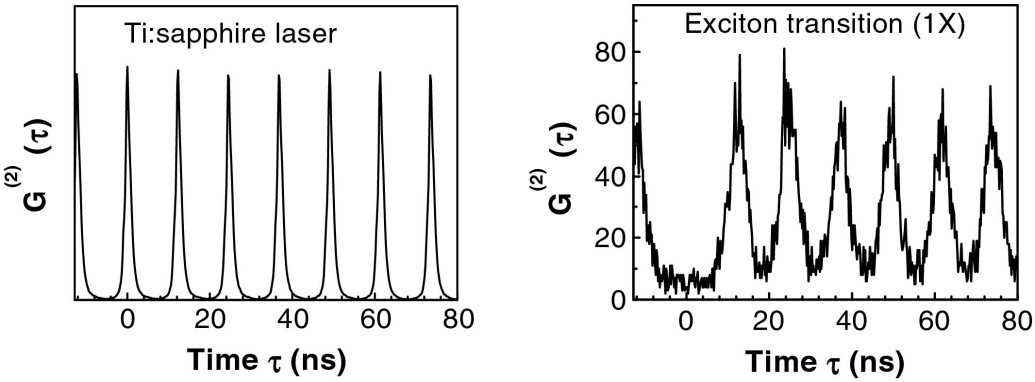


Şekil 4.8: NbN nanoteller kullanılan süper iletken tek foton detektörü

4.1.7 Mevcut Tek Foton Kaynakları

Tek Kuantum Nokta (Single Quantum Dot)

Genellikle yarı iletken malzemelerle Stranski-Kranstanov metodu kullanılarak MBE yöntemi ile üretilir. Özellikle InAs ve GaAs çok kullanılan yarıiletkenlerdir. Çok düşük sıcaklıklarda yarı iletkenlerde elektron boşluk yapıları oluşur. Bu elektron-boşluk yapılarına kuantum exciton adı verilir. Uyarılma iki şekilde yapılabilir. Birincisi uyarmak için kullanılan lazerin frekansı kullanılan yarı iletkenin bant genişliğinden daha fazla olabilir. İkinci uyarılma ise bunun tersi yani kullanılan lazerin frekansı yarı iletkenin bant aralığından daha fazladır. Tek foton üretmek için ikinci uyarılma yöntemi kullanılır. Bu şekilde tekrar elektron-boşluk yapılarının oluşması engellenir. Ayrıca kuantum noktaları değişik şekillerde mikrokovuk yapılarının içine konularak verimliği artırılabilir. Fakat ideal tek foton kaynağı olarak kullanılabilmesi için çok düşük sıcaklıklara ihtiyaç vardır. Şekilde



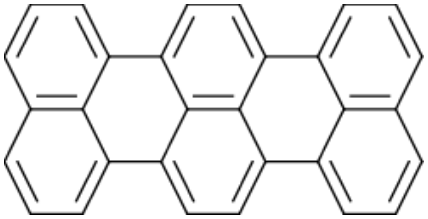
Şekil 4.9: Ti: sapphire lazerinin zamana bağlı ikinci derece eşevre fonksiyonu (sol) ve tek foton kaynağı olarak kullanılan bir kuantum noktasının ikinci derece eşevre fonksiyonu (sağ).

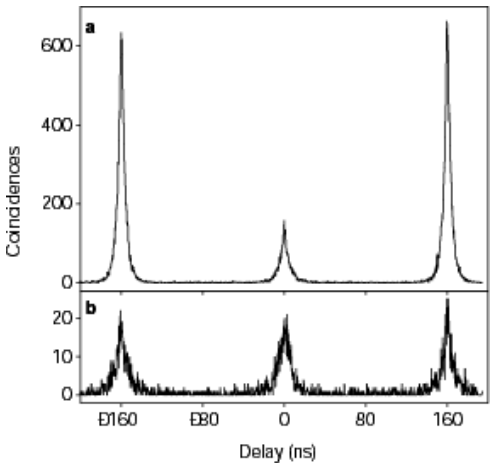
görüldüğü gibi tek foton kaynağı olarak kullanılan bir kuantum noktasının $\tau = 0$ anında ikinci derece eşevre fonksiyonu sıfıra çok yakındır.

Tek Terilen Molekülü (Single Terrylene Molecule)

Bu çalışmada bir kristal içindeki tek terilen molekülünün tek foton kaynağı olarak kullanılabileceği gösterilmiştir. Burada terilen molekülü yeşil darbeli lazer ile uyarılarak kontrol edilebilir bir tek foton kaynağı elde edilmiştir. Terilen molekülü yüksek floresan özelliği olan bir moleküldür. İki

fotonun eş zamanlık ortaya çıkma oranı çok düşüktür. Bu kuantum kriptoloji açısından yararlı bir özelliktir.

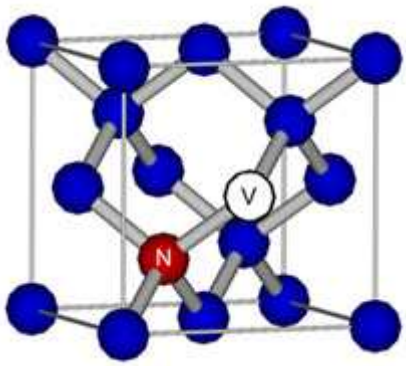


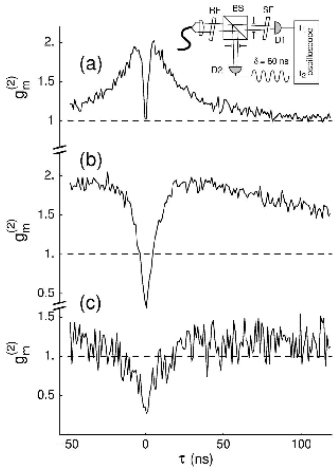


Şekil 4.10: Terilen molekülün kimyasal yapısı (sol). Tek foton kaynağı olarak kullanılan terilene molekülünden elde edilen zamana bağlı ikici devre eşevre fonksiyonu (sağ)

Elmas Kristalindeki N (nitrogen) -V (vacancy)- Merkezi

Bu çalışmada kimyasal yöntemlerle elmas kristali içinde bir nitrojen ve boşluk merkezleri oluşturulmuştur. Lazer ile uyarılan N-V merkezlerinin yaydığı floresan çok güçlü foton ayrışması (photon antibunching) sergiler. Ölçülen ikinci derece eşevre fonksiyonu tek seferde sadece tek fotonun yayıldığını göstermiştir. N-V merkezleri kullanılarak elde edilen tek foton kaynakları oda sıcak-



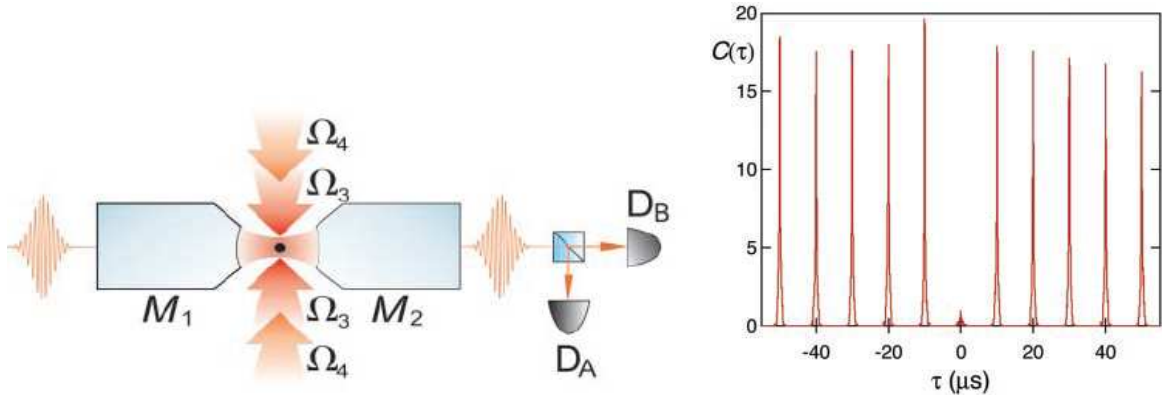


Şekil 4.11: Elmas kristalindeki N-V merkezi (sol). Değişik lazer güçlerinde ölçülen ikinci derece eşevre fonksiyonu (sağ).

lığında kullanılabilir. Kullanılan deney düzeneği basittir. Elmasın çok sağlam bir malzeme olması nedeniyle N-V merkezlerinin pozisyonu sabit durumundadır. Burada sorun elmasın kırılma indisinin çok yüksek olmasıdır. Ayrıca kullanılan çok güçlü lazer ışığı bazı fotokimyasal değişikliklere neden olabilir.

Tek Cesium (Cs) Atomu

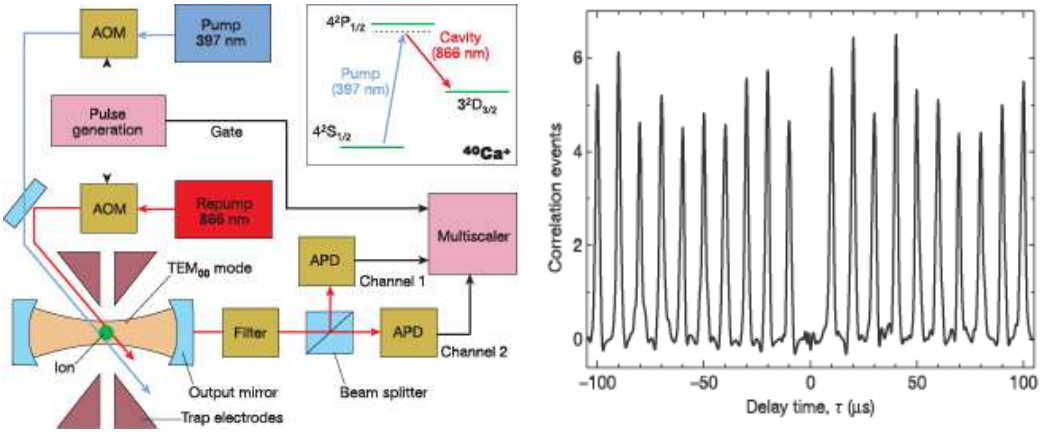
Burada tek bir Cs atomu soğutularak optik boşluk (optical cavity) vazifesi gören iki ayna arasına yerleştirilmiştir. Burada yayılan foton demetleri Gaussian ışık demetleri şeklinde yayılır ve tekrarlanma oranı (repetition rate) dışarıdan kontrol edilebilir.



Şekil 4.12: İki ayna arasına yerleştirilen tek Cs atomu. M_1 ve M_2 aynalar; D_A ve D_B detektörler; ω_3 ve ω_4 dış alanlar (sol). Zamana bağlı ikinci derece eşevre fonksiyonu (sağ).

Tuzaklanmış Kalsiyum İyonu

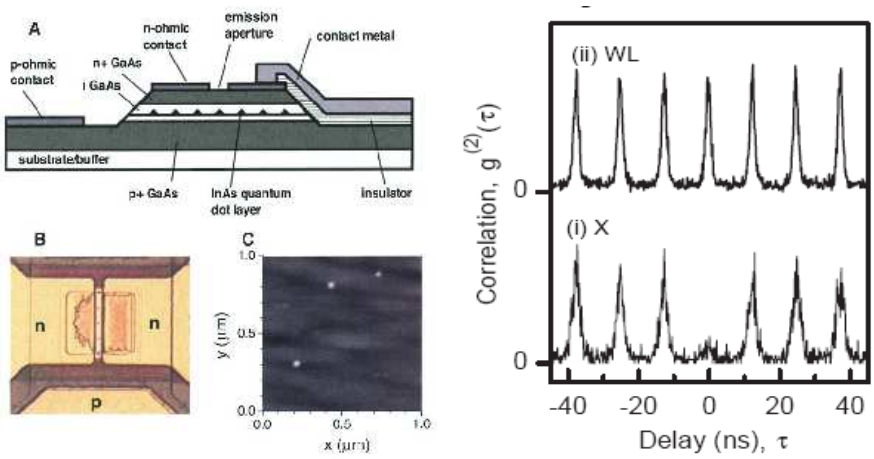
Bu çalışma önceki çalışmaya çok benzerdir. Ca iyonu elektromanyetik tuzakla sabit tutulmuştur. Bu çalışmanın avantajı elektromanyetik tuzak ile Ca iyonunun pozisyonun sabitlenmesidir. Aynı şekilde iyon optik boşluk vazifesi gören iki ayna arasına yerleştirilmiştir.



Şekil 4.13: Deney düzeneği (sol). Zamana bağlı ikinci derece eşevre fonksiyonu (sağ).

Elektriksel Pompalama

Bu çalışmada uyarılma lazer yerine elektriksel voltaj kullanılarak yapılır. Bir p-i-n diyotunun içine InAs kuantum noktalarından oluşan bir tabaka yerleştirilmiştir. Düşük voltaj darbeleri verilerek foton ayrışması (photon antibunching) gözlemlenmiştir. Hanbury-Brown ve Twist deney düzeneği kullanılarak ölçülen ikinci devre eşevre fonksiyonu $\tau = 0$ anında sıfıra çok yakındır. Buda bu sistemim tek foton kaynağı olarak kullanılabileceğini gösterir.



Şekil 4.14: (sol) (A) Tek foton yayan bir diyotun yandan görüşünün şeması, (B) Optik mikroskoptaki görüntüsü, (C) Atomik kuvvet mikroskobundaki görüntüsü. (sağ) Zamana bağlı İkinci derece eşevre fonksiyonu.

Kaynakça

[1] R. Loudon, "The quantum theory of light", Oxford University Press, 1983

[2] J.-M. Gérard, and B. Gayral, IEEE J. Lightwave Tech. 17, 2089 (1999).

[3] S. Raymond, K. Hinzer, S. Fafard, and J. L. Merz, Phys. Rev. B 61, 16331(R) (2000).

[4] B. Lounis and W.E. Moerner, Nature 407, 491 (2000)

[5] C. Kurtsiefer, S. Mayer, P. Zarda, and H. Weinfurter, Phys. Rev. Lett. 85, 290 (2000)

[6] A. Kuhn, M. Hennrich, and G. Rempe, Phys. Rev. Lett. 89, 067901 (2002)

[7] J. McKeever et al., Science 303, 5666 (2004)

[8] Z. Yuan et al., Science 295, 102 (2002)

Bölüm 5

Deneysel Tek Foton Kaynağı Gösterimi Çalışmaları

Projenin tek foton kaynağı gösterimi bölümü tek molekül deneyleri ile gerçekleştirilmiştir. Bu çalışmalar, gerekli deneysel altyapının oluşturulması ile oda sıcaklığındaki ve düşük sıcaklıktaki tek molekül deneylerini kapsamaktadır. Çalışmalarımızın en önemli kısmı deneysel düzeneklerin kurularak çalışır hale getirilmesi olmuştur.

Ölçüm hassasiyeti açısından tek molekül düzeyine inebilen çeşitli teknikler olmakla birlikte "tek molekül deneyi" ifadesi genellikle fulorsan boya moleküllerinin optik olarak uyarılması/algılanmasını içeren, ve bunun tek bir boya molekülü düzeyinde gerçekleştirildiği deneyler için kullanılır. Optik tekniklerin kullanılması sebebiyle deneysel düzenek genellikle bir ticari mikroskop etrafında kuruludur. Böylece düzenekteki özel-tasarım parçalar en aza indirilmiş olur.

Örnek hazırlığı için boya molekülleri uygun bir matris içine katkılanarak bir substrat üzerinde (mikroskop lameli) ince film halinde elde edilir. Boya moleküllerinin matris içindeki konsantrasyonu yaklaşık $1\mu m^{-2}$ sayı yoğunluğu mertebesindedir. Elde edilen fılm mikroskop objektifi üzerinde, uygun dalgaboyunda uyarılırken, bir piezo tarayıcı ile taranarak boya moleküllerinin yerleri belirlenir. Sonra da bunlardan biri objektif üzerinde konumlandırılarak yalnız tek bir molekül uyarılıp yaydığı fulorasan ışıma yine aynı objektifle toplanır. Toplanan ışık sadece tek bir molekülden geldiği için fulorasan ışımanın uyarma için kullanılan ışıktan ve ortamdaki diğer gürültü kaynaklarından ayrılması oldukça önemlidir. Bu tür deneylerde uyarma ışını için tipik engellenme oranı 109 mertebesindedir. Bu amaçla yüksek kaliteli girişim filitreleri kullanılır.

Filitreler her ne kadar engelleme bölgesindeki uyarma ışığını kesebilseler de geçirgen oldukları dalgaboylarındaki gürültü için etkisizdirler. Bunların başlıcası Raman saçılmasıdır. Bunun için uygulanabilecek tek çözüm ise algılama hacmini küçültmektir. Uyarma lazeri kırınım sınırında odaklandığı için algılanan bölge yatay düzlemde zaten mümkün olan en dar şeklindedir. Dikey yönde ise odak dışı ışık, eş odaklı mikroskoptaki gibi bir iğne deliği ile kesilir. Bu şekilde algılama hacmi 0.5fL ($0.5\mu m^3$) mertebesine kadar indirilmiş olur.

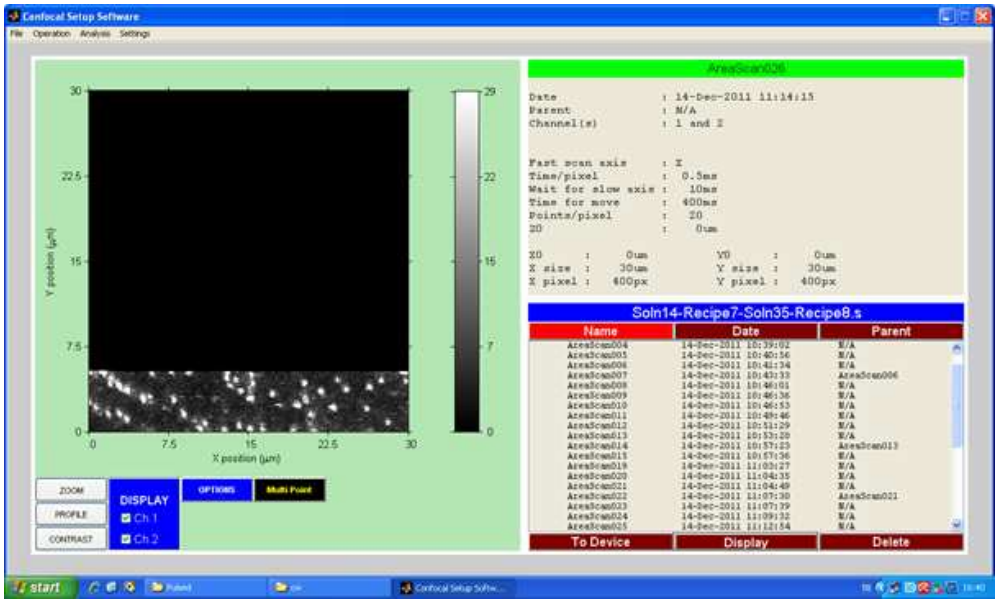
Tek molekül deneylerinde standart hale gelmiş olan bu yöntem toplanan ışığın tek bir molekülden geldiğini garantilemektedir. Boyutsal olarak tek molekülle çalışmanın mümkün olduğu gibi, zamansal olarak da tek foton düzeyine inilebilir. Bilindiği üzere tek bir molekül uyarıldığında, kendiliğinden bir foton ışıyarak tekrar uyarılabilir hale gelmesi fulorasan ömrü olarak adlandırılan ns mertebesindeki bir sürede gerçekleşir. Molekülü uyarmak için ps veya fs darbeli bir lazer kullanılması durumunda molekül her bir darbede ancak bir sefer uyarılabilir. Dolayısıyla darbe başına ya 1 ya da 0 foton salınır, ve bunların tamamı da aynı molekül tarafından üretilmiş olur.

Bu şekilde tek bir molekülden toplanan "fulorasan ışık şiddeti"-zaman verisinin otokorelasyon grafiğinde korelasyon sıfır gecikme zamanında dip yaparak-gürültü miktarına bağlı olarak- sıfıra yak-

laşır. Gecikme zamanı arttıkça korelasyon da artarak -boylandırılmış bir grafik için-1'de sabitlenir. Boylandırılmış otokorelasyon fonksiyonunun 0 ile 1 arasındaki kontrastının ışıyıcı sayısı ile 1/N şeklinde ters orantılı olduğu düşünüldüğünde 0 gecikme zamanındaki korelasyon değerinin 0.5'in altında olması toplanan ışığın tek bir molekülden geldiğinin kesin ispatı olarak kabul edilir.

Foton korelasyon ölçümlerinde -50 ns düzeyindeki algılayıcı ölü zamanı nedeniyle- ns mertebesindeki korelasyonu elde edebilmek için 2 algılayıcı kullanmak gerekir [1]. Hanbury-Brown-Twiss adıyla bilinen bu düzenekte otokorelasyonu incelenecek olan ışık sinyali bir yarı geçirgen ayna ile ikiye bölünerek ayrı algılayıcılara odaklanır. Bu algılayıcılardan bir tanesi başlangıç, diğeri ise bitiş darbesini üretir. Bu şekilde elde edilen başlangıç ve bitiş darbeleri arasındaki zaman, bir zamangenlik çeviricisi (TAC) ile potansiyel farklarına dönüştürülür, ve bir analog-sayısal dönüştürücü (ADC) ile okunarak histogram halinde biriktirilir. Oluşan histogram uygun şekilde boylandırıldığında sinyalin otokorelasyon fonksiyonu elde edilmiş olur.

Yukarıda özetlenen bu tür bir deneyi gerçekleştirebilmek için düzeneği oluşturan tarayıcı, algılayıcı gibi birimlerin birbirleriyle irtibatlı olarak çalışması gerekmektedir. Bu da deney kurulumunda ilgili aletleri bir araya getirmenin yanısıra, en az bunun kadar önemli olan bir programlama işini de gerekli kılar. Bu motivasyonla yola çıkarak alet kontrolü, veri toplama/analizi gibi işlemler için kapsamlı bir program geliştirilmiştir. Program Matlab'da yazılmış, bir grafik arayüzüyle çalışmakta, ve tüm veri toplama işlemlerini gerçek zamanlı olarak kullanıcıya yansıtmaktadır (Şekil 5.1). Deney düzeneğinin merkezinde National Instruments firmasının çok amaçlı kartlarından PCIe-6363 bulunmaktadır. Kartın kontrolü en temel düzeyde, DAQmx C kütüphanesindeki fonksiyonların çağrılmasıyla, sağlanmıştır. Geliştirilen program şu anda bir uygulama dosyası olarak Matlab'dan bağımsız şekilde çalışabilmektedir.



Şekil 5.1: Yazılan programın ekran görüntüsü: Örneğin gerçek zamanlı olarak taranması.

Programdaki veri toplama işi ağırlıklı olarak algılanan fulorasan ışıma bilgisinin bilgisayar ortamına aktarılmasını içermektedir. Kullanmakta olduğumuz APD algılayıcılar tek foton hassasiyetinde

[1] Tek molekül deneylerinde yüksek kuvantum verimlilikleri sebebiyle çığ etkili fotodiyotlar (avalanche photo diode: APD) foton çoklayıcı tüplere (photo multiplier tube: PMT) tercih edilmektedir. Biz de deneylerimizde APD algılayıcılar kullanmaktayız.

çalışan algılayıcılar oldukları için bunların kullanıldığı deneylerde ışık şiddetinden çok, fotonların algılanma zamanlarını ölçmek daha anlamlıdır. Yazılan program fulorasan ışıma bilgisini -zaman ölçümünde istenen çözünürlüğe bağlı olarak- üç farklı şekilde kaydedebilmektedir: 1) algılanan her bir foton için algılanma zamanını 10ns çözünürlükle (asynchronous; eşzamansız ölçüm), 2) algılanan foton sayılarını 1μs'e kadar inebilen ve kullanıcı tarafından belirlenen düzenli aralıklarla (synchronous; eşzamanlı ölçüm), veya 3) art arda algılanan iki foton için arada geçen zamanı 5ps çözünürlükle (coincidence detection; rastlantı ölçümü). İlk iki tür kayıtta APD'lerin ürettiği darbeler doğrudan bir veri toplama kartı ile 2 bağımsız kanaldan sayısal olarak okunurken, üçüncü tür kayıtta APD'ler TAC'a bağlanmakta ve bunun ürettiği gerilim yine aynı kartla analog olarak okunmaktadır.

Alet kontrolündeki temel iş ise piezo-elektrik tarayıcının kontrol edilmesidir. Yukarıda açıklandığı üzere tarama işlemi fulorasan ışımaları toplanacak tek moleküllerin yerlerinin belirlenmesi için gerekmektedir. Bu amaçla tarayıcıya 2 kanaldan uygun şekilde tasarlanmış gerilim dalgaları verilerek 2 boyutlu bir tarama işlemi gerçekleştirilmektedir. Buradaki en kritik aşama tarayıcı kanallarının birbirleri ile ve aynı anda APD algılayıcılar ile eş zamanlı (senkronize) olarak çalışmasıdır. Kanallar eş zamanlı olsalar bile tarama ile algılama arasında piezo elektrik seramiğin eylemsizliğinden kaynaklanan bir gecikme olabilir. Böyle bir gecikme ise taranan bölgenin gerçek zamanlı olarak görüntülenmesinde piksel kaymalarına sebep olur. Bunu engellemek için yazılan program APD'lerin yanısıra tarayıcının konum sensörünü de eşzamanlı olarak okumakta ve bunları gerçek zamanda değerlendirerek örneğin tarama görüntüsünü oluşturmaktadır. Işık şiddeti ölçümlerinde olduğu gibi tarama görüntüsü de iki bağımsız kanaldan yapılmaktadır.

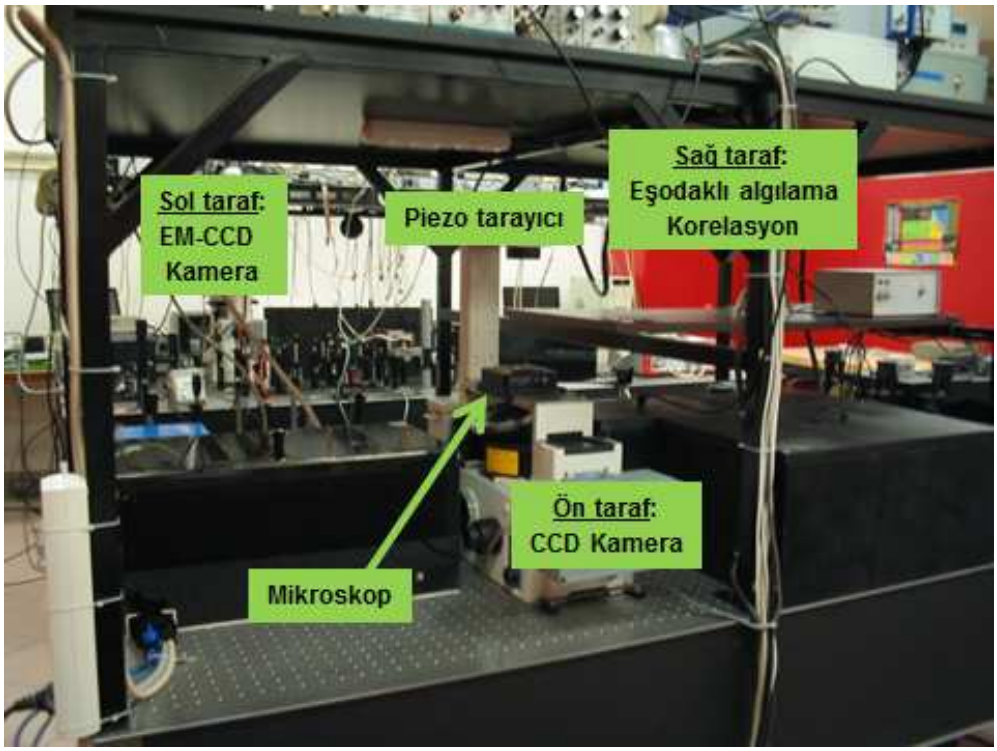
Programın diğer bir özelliği ise kaydedilen verilerin deney sırasında ve sonrasında ilk analizini sağlayacak çeşitli işlemlerin yine aynı arayüz aracılığıyla yapılabilmesidir. Bu analizlerin en önemlisi eşzamansız veya eşzamanlı yolla kaydedilen ışık şiddeti-zaman verisinin korelasyonudur. Bu korelasyon ile minimum zaman çözünürlüğünden (eşzamansız ölçümde 10ns, eşzamanlı ölçümde 1μs) başlayarak teorik açıdan sınırsız uzunluktaki gecikme zamanlarına kadarki geniş bir aralıkta meydana gelen, ve ışıma şiddetinde değişikliğe sebep olan tüm olaylar gözlemlenebilmektedir.

Geliştirilen bu program deney düzeneği kurulumunun bir aşaması olarak ele alınmış, ve oda sıcaklığı düzeneği ile paralel şekilde geliştirilmiştir. Böylece hem programı test imkanı sağlanmış, hem de pratik uygulama sırasında doğacak ihtiyaçlar anında belirlenerek programa dahil edilmiştir. Bunun sonucu olarak programın tamamlanmasıyla birlikte oda sıcaklığı düzeneği de deneylere hazır hale gelmiştir. Düzeneğin genel görünüşü Şekil 5.2'de sunulmuştur.

Oda sıcaklığındaki deneyler için terilen molekülleri p-terfenil matris içine katkılanarak tek ışıyıcı davranışları incelenmiştir [2]. Yapılan TAC ölçümlerinde foton ayrışma etkisi başarılı bir şekilde gözlenmiştir. Foton ayrışma etkisi tek bir ışıyıcının aynı anda iki foton yayamamasından kaynaklanmaktadır, ve algılanan fotonlar arasındaki zamanın, ışıyıcının uyarılmış durum hayat süresinden küçük olamayacağı anlamına gelir. Oda sıcaklığı düzeneğimizde alınan, ve bu etkiyi gösteren örnek bir TAC verisi Şekil 5.3'de sunulmuştur.

Foton ayrışma etkisi algılanan ışımanın tek bir molekülden geldiğinin en kesin işareti olarak kabul edilmektedir. Bu yönüyle oda sıcaklığı deneylerimiz belirlenen hedefe ulaşmıştır. Bundan sonraki çalışmalar performansı artırmaya yönelik olabilir. Şu anda tek bir molekülden elde ettiğimiz foton hızı 200kHz düzeyindedir. TAC histogramına ilave olarak, ışıma şiddeti - zaman verisinin korelasyonuyla elde edilen bir korelasyon analizi Şekil 5.4'de sunulmuştur. Algılama tek bir terilen molekülünden, eşzamansız şekilde, ve iki kanal kullanılarak yapılmıştır. Toplam kayıt süresi 60s olup algılayıcalara ulaşan ortalama foton hızları 64 ve 52kHz'dir. Şekildeki mavi eğri tek bir kanalın

[2] p-terfenili ince film haline getirmek için son bir kaç yıl öncesine kadar çoğunluklu olarak süblimleşme tekniği kullanılmaktaydı. Son yayınlarda ise spin kaplama yönteminin de başarılı olabileceği görülmüştür. Spin kaplama yöntemi, örnek hazırlamada kullanılan malzeme miktarı, hazırlık süresi, ve düzenek kurulumu gibi pek çok açıdan süblimleşme yöntemine kıyasla daha avantajlıdır. Biz de deneylerimizde spin kaplama yöntemini tercih ettik.

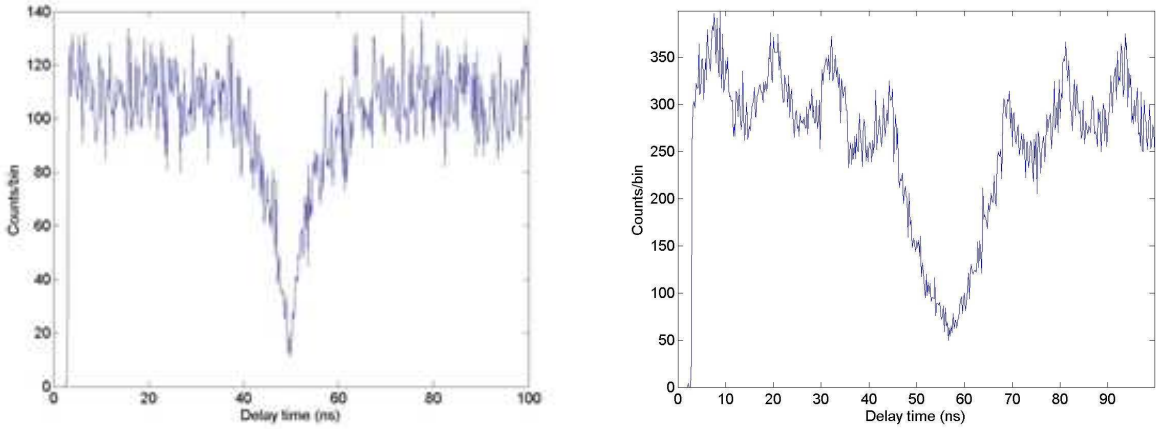


Şekil 5.2: Oda sıcaklığı düzeneğinden genel bir görünüş: Mikroskop ve sağ tarafında düzeneğin diğer elemanlarını içine alan ışık geçirmez kutu.

otokorelasyonunu, yeşil eğri ise iki kanalın çapraz korelasyonunu göstermektedir. İki eğri arasındaki farklılıklar algılayıcaların gerçekteki bazı sınırlamalarından ileri gelmektedir. Otokorelasyon değerinin 50ns'den küçük gecikme zamanları için sıfır çıkması ölü zamanın, 100ns etrafındaki ani artışı ise yapay sayıların sonucudur. Çapraz korelasyonda ise her iki etkinin de giderildiği görülmektedir. Bu tür deneylerde çift algılayıcı kullanılmasının temel nedeni bu sınırlamaların aşılmasıdır. 100μs mertebesinde görülen düşüş ise ışıma özellikleriyle ilgili olup, molekülün "triplet" olarak adlandırılan karanlık durumunda geçirdiği tipik zamana denk gelmektedir. Bu örneğin gösterdiği gibi korelasyon analizi yalnızca ışıma kaynağıyla ilgili olaylarda değil, algılayıcılar ve uyarma lazeri gibi foton sayısında değişikliğe neden olabilecek tüm etkenlerin karakterizasyonu için kullanılabilir.

Oda sıcaklığı deneylerinde ayrıca p-terfenil içine katkılanmış terilen sistemine alternatif diğer sistemler de araştırılmıştır. p-terfenil içine katkılanmış terilen filmler spin kaplama yoluyla hazırlandıklarında terilen molekülleri cam substrata dik şekilde konumlanmakta ve bu da optik uyarılmalarında bazı zorluklar doğurmaktadır. İstenilen ideal konumlanma şekli terilenin substrata paralel olacağı bir geometridir. Bunu sağlayacak alternatif örnek hazırlama yolları ya da alternatif matriksler bulabilmek büyük bir avantaj getirecektir. Bunun ilk adımı olarak p-terfenile benzer özelliklerdeki diğer bir moleküler kristal olan antrasin denenmiştir. Terilenin antrasin içine katkılandığı ince filmler yine spin kaplamayla elde edilmiş, ve önceki ölçümlerde olduğu gibi fotostabilite ve foton ayrışma etkisi incelenmiştir. İlk ölçümlerde oldukça iyi sayılabilecek sonuçların yanında nispeten yetersiz sonuçlar da gözlenmiştir. Bu da incelenen filmlerde bir heterojenlik bulunduğunu ve örnek hazırlamayla ilgili çalışmalarımızı derinleştirmemiz gerektiğini göstermektedir. Beklediğimiz sonucu sağlayan örnek TAC histogramları Şekil 5.5'de sunulmuştur.

Tek foton kaynağı gösteriminin diğer bir adımını oluşturan düşük sıcaklık deneyleri için bir kriyo-

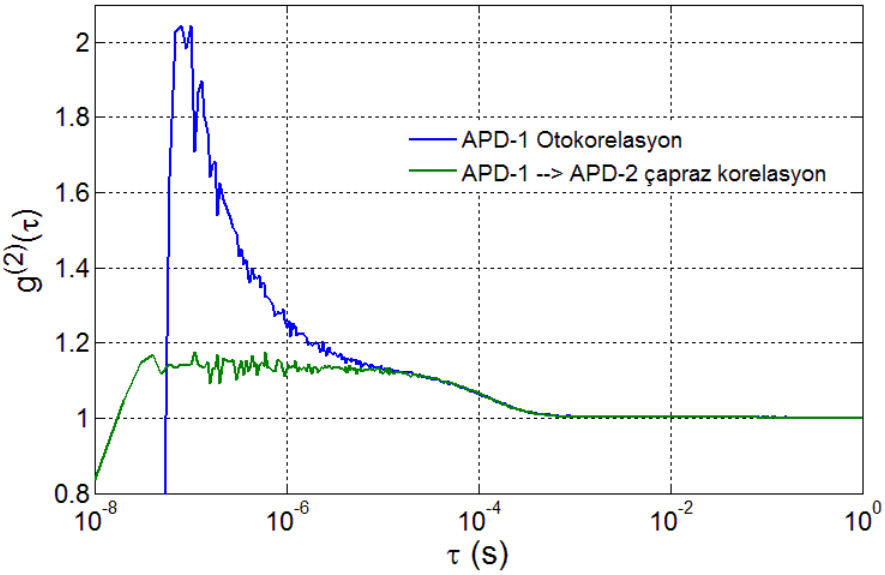


Şekil 5.3: p-terfenil içerisine katkılanmış tek terilen moleküllerinden kaydedilen TAC histogramları: (sol) CW uyarma (TAC hızı: 1009Hz, kayıt süresi: 49s), (sağ) darbeli uyarma (TAC hızı: 1789Hz, kayıt süresi: 72s).

stat düzeneği kurulmuştur. Bu düzenekte izlenen yol, oda sıcaklığı düzeneğine kıyasla, literatürdeki benzer çalışmalardan biraz daha farklıdır. Örneğin uygun işletim maaliyeti sebebiyle kriyostat olarak kapalı döngü bir sistem tercih edilmiştir. Yine benzer nedenlerle molekülleri uyarmak amacıyla boya lazerleri yerine geniş bant aralıklı (darbeli) katıhal lazerler tercih edilmiştir. Bu farklılıkların doğurduğu bazı zorluklar sonucunda düzeneği rutin şekilde işler hale getirme süreci biraz uzamıştır. Bununla birlikte literatürdekinden farklı yollar izlemenin avantjlarını orjinal çalışmalar olarak kısa sürede göreceğimizi ummaktayız.

Yaşadığımız zorluklara bir örnek olarak p-terfenil ve antrasin filmlerin vakum altında hızlı bir şekilde süblimleşmeleri verilebilir. Bu sorun daha çok bize özgüdür, çünkü kullanmakta olduğumuz kriyostatta geleneksel tasarımının aksine soğuma için örnek vakum altındayken bir kaç saatlik bir zaman geçmesi gerekmektedir. Zaten oldukça küçük moleküller olan p-terfenil ve antrasin de bu süre içinde tamamen süblimleşmektedir. Bu sorunu aşmak için çeşitli yollar denenmiş, ve kristal film üzerine polimerden ikinci bir film kaplamanın süblimleşmeyi önlediği görülmüştür. Burada dikkat edilmesi gereken en önemli ayrıntı ikinci film kaplanırken kristal filmi bozmamaktır. Karşılaşılan bir başka zorluk ise terilen moleküllerinin p-terfenil matriks içinde substrata dik şekilde konumlanmaları olmuştur. Düşük sıcaklık deneylerinde mikroskop objektifi yerine çok daha düşük nümerik açılı mercekler kullanılmaktadır. Bu merceklerle odaklanan lazerin örneğe geliş açısı dikey konumlanmış terilen moleküllerini uyarmak için yeterli olmayabilir. Terilenin yatay konumlandığı antrasin matrikste ise, yukarıda sunulan başarılı sonuçlarımızın aksine, literatürde rapor edilmiş başarılı bir "tek molekül" çalışması henüz mevcut değildir. Terilen-antrasin sistemini oda sıcaklığında tam olarak anlayarak düşük sıcaklığa aktarabildiğimiz taktirde hem şu anki sorunları aşacak, hem de terilen için yeni bir matris önermiş olacağız.

Anılan zorluklara rağmen terilen-p-terfenil sisteminde zaman zaman tek molekül düzeyine yaklaşan veriler de kaydedilmiştir. Bunlara bir örnek olarak 6 K'de kaydedilen bir fulorasan ışıma tayfı Şekil 5.6'da sunulmuştur. Bu tayfta 575-580nm aralığındaki keskin zirveler spektrometrenin çözünürlüğü ile sınırlıdır, ve her biri tek bir terilen molekülünden kaynaklanmaktadır. Bu moleküllerin tesadüf eseri substrata belli bir açıyla konumlanmış olduklarını, ve böylece az da olsa uyarılabildiklerini düşünmekteyiz. Örnek hazırlamaya yoğunlaşarak moleküllerin açısını daha kontrollü bir şekilde yatay hale getirebildiğimiz zaman, 3-5 nm'lik bant genişlikli bir filtre ile terilenden ge-

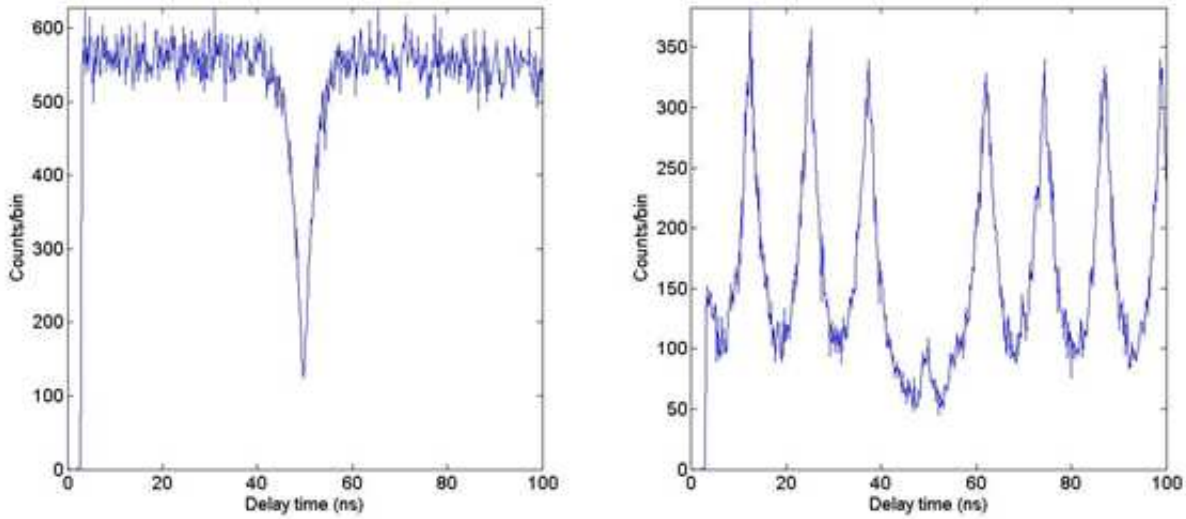


Şekil 5.4: p-terfenil içerisine katkılanmış tek bir terilen molekülünden elde edilen otokorelasyon ve çapraz korelasyon eğrileri.

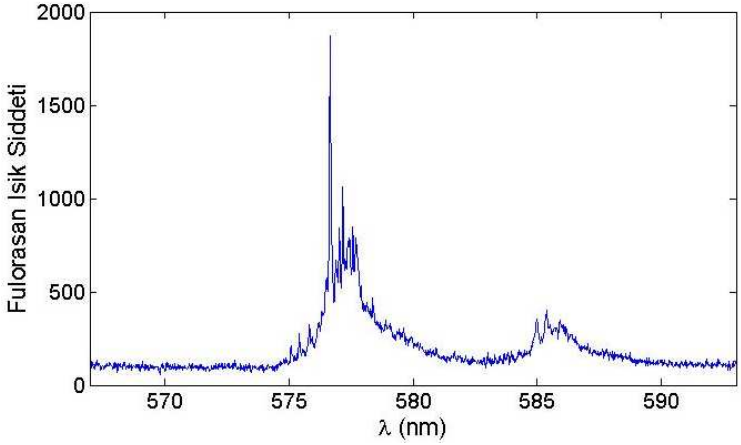
len fulorasan ışımayı matristen gelen gürültüden oda sıcaklığındakinden çok daha seçici bir şekilde ayırabileceğiz. Böylece oda sıcaklığına kıyasla toplam foton sayısı artmasa da, sinyal gürültü oranı (darbe başına yalnız 1 foton algılama ihtimali) önemli ölçüde artacaktır. Düşük sıcaklık deneylerinin temel amacının sinyal/gürültü oranını iyileştirmek olduğu düşünüldüğünde ışıma tayfının daraldığını görmek önemli bir adım sayılır.

Buraya kadar anlatılan tek foton kaynağı gösterimine paralel olarak yürüttüğümüz diğer bir çalışma da tek molekül izleme çalışmamızdı. Bu çalışma yüksek duyarlılıktaki EM-CCD kamera ile kaydedilen videolarda hareket halinde bulunan tek molekülleri izlemeye yöneliktir. Tek foton kaynağı çalışmamızda gösterilen foton ayrışma etkisinin temelinde tek bir molekülün ışımasının bir kuvantum olay olması yatmaktadır. Tek molekül izleme çalışmamızda da aynı kavramdan yola çıkılarak moleküllerin ışıması birbirinden bağımsız ayrı olaylar için kullanılan Poisson dağılımıyla temsil edilmiştir. Böylece foton ışıma zamanına dayanan yeni bir görüntüleme modeli oluşturulmuştur. Bu çalışmamız tamamlanarak Amerikan Optik Topluluğu tarafından düzenlenen "Frontiers in Optics 2011" konferansında sunulmuş, ve sonrasında ilgili bir dergiye gönderilmiştir. Şu anda değerlendirme aşaması devam etmektedir.

Tek foton kaynağı gösterimiyle ilgili kurulan deneysel düzenekler ve yazılan veri toplama programı ise bir ulusal konferansta (7. Türkiye Nanobilim ve Nanoteknoloji Konferansı, internet adresi: http://nanotr7.sabanciuniv.edu) sunularak farklı alanlarda çalışan bilim insanlarının bu tekniklerin ülkemizde bulunduğunu bilmeleri sağlanmıştır.



Şekil 5.5: p-terfenil içerisine katkılanmış tek terilen moleküllerinden kaydedilen TAC histogramları: (sol) CW uyarma (TAC hızı: 1009Hz, kayıt süresi: 49s), (sağ) darbeli uyarma (TAC hızı: 1789Hz, kayıt süresi: 72s).



Şekil 5.6: İnce p-terfenil film içindeki seyreltik terilen moleküllerinden 6 K'de alınan fulorasan ışıma tayfı.

Bölüm 6

Temel Kuantum Optik Çalışmaları

6.1 Bağlaşık Kovuklarda Dalga Paketi Metodları (Wave Packet Methods in Coupled Cavities)

Kuantum bilgi işleme alanında Hibrid Kuantım İşlemcileri ön plana çıkaran özellikler yapay atomlarla (quantum dots, josephson qubits,..) doğal atomlar ile ölçeklenebilirliği (scalability) ve güçlü eşlenmenin (strong coupling)elde edilebilmesidir. Bu başarıya karşın kuantum işemcilerde operasyonlar üzerinde kesin bir kontrol amacıyla qubit lokasyonunun sağlanması ve bu arada güçlü eşlenmenin korunması için oluşturulacak tasarımlarda sorunlar bulunmaktadır. Bu çalışmada birbirine eşlenmiş herbiri iki seviyeli atom taşıyan ve tek mod alan bulunduran iki kovuk dinamiği incelenmıstır. Tek kovuk dinamiğini acıklayabilen Jaynes-Cummings modeliyle başlayarak bu modele her bir kovuğun taşıdığı alan modlarının birinin diğerine atlama-sıçrama (photon-hopping) yapması goz onunde bulundurularak kısa mesafe (short range) ve uzak mesafede (long-range) birbirine komsu iki kovuktaki etkileşimler ele alınmaktadır. İki foton dinamiğini sayı durumlarındaki (number states) açıklamaktaki başrısından dolayı iki foton Jaynes-Cummings modeli ile başlayarak, kovuklar arasındaki iki foton mod etkileşimi (intracavity two mode field interaction) etkileşimi göz önümde bulundurularak modifiye edildi. Foton sayısı gözlemlemek için kullanılan yaratma (creation) ve yok etme (annihilation) operatorleri yerine bu operatörler kullanılarak her bir moda karşılık gelen pozisyon ve momentum operatörleri gözlemlenebilir olarak ele alındı. Kısa mesafe (short range) ve uzun mesafe (long-range) etkileşimleri bu operatorler cinsinden elde edildi. İki seviyeli sistemin operator cinsinden ifade edilmesi sistemi Jahn-Teller modeli olarak yazmamızı sağlamıştır. İki seviyeli sistem-harmonic osilatör etkileşimine karşılık gelen iki eşlenik (coupled) harmonik osilatör sistemi ele alınmış ve hem duran (standing) hemde hareket eden (travelling) dalga içeren sistemlerin analitik ve numerik olarak çalışılması kolaylaştırılmıştır. Etkileşim hamiltonyeni Jahn-Teller modelde adiabatik potansiyel olarak ele ifade edilmiştir. Bu potansiyel kullanılarak elde edilen adiyabatik bazlarla sistem dalga paketi (wave packet) olarak ifade edilip gerekli gözlemlenebilir değerler hesaplmıştır.

6.2 Hibrid Kuantum İşlemcilerin Topolojik Mimarileri

Bu projede kuantum anahtar dağıtımı ağlarında kubit araçlarını nanomekaniksel sistemler olarak ele aldık ve bilginin saklanması (storage) ve işlenmesi için kuantum hafızalarının yapısını araştırdık. Bu kapsamda mezoskopik sistemler ve almaşık (hybrid) sistemler için kuantum hafızalar incelendi. Uzak mesafelere kuantum bilginin tasınması ve anahtarlanmasında (switching) molekuller hafıza olarak kullanılarak kuantum tekrarlayıcıların tasarlanmasında ve kuantum anahtar dağılımlarının ağlarının kullanılmasında incelendi.

Atom foton etkileşimindeki tek bir atomun oynadıgı rolunu yapay atom olarak adlandırabılecegımız süperiletken iki seviyeli durumun çip kovuğundaki superiletken iletim hattına eşlenmesiyle olusturulan etkilesim modelinde photonların devre elektrodinamiğinde yaratılmasının ve dinamiğini inceledik. Soğuk molekül topluluğu (ensemble of cold molecules) uzun süreli hafıza kurmaktaki avantajlı olduklarından, bu sistemler topolojik hafıza kurulmasında ve bilginin kodlanmasında incelenmişlerdir. Bu moleküllerin süperiletken kovuk elektrodinamiğinde incelenmesi bize Kitaev modelini görebilmemiz icin araç olarak faydalı olmuştur ve kodlama amaçlı Nitrogen Vacancy elmasların yapısı kuantum grafik durumlarını topolojik kodlamada kullanmamızı sağlamıstır.

Dinamik açıdan bakıldığında hibrid sistemlerde en önemli aşama fizikte mikro ve makro boyutlardaki fenomenlerin iki temel teori ile açıklanmasıdır. Mikro dünya Schrodinger denklemleriyle açıklanıyorken makro dünyaya ilişkin fenomenler Maxwell denklemiyle açıklanmaktadır. Kuantum-klasik arayüzünde mikro ve makra dünyaya ilişkin dinamik yapılar kuantum kriptografideki uygulama alanı olarak quantum optik-kuantum rf-devrelerinin uyumluluğunda ortaya çıkmaktadır. Fiber kablo- iletim kablosu, ayna-kapasitör, laser-jeneratör, fotodetector-modülatör ve atom-josephson bağlantısı eşlenikliği bu yaklasımın en önemli uygulamalarıdır ve günümüzde (state of art) bu konulardaki gelişmeler sürmektedir. Tek foton yaratılmasıyla ilgili amaç dogrultusunda ilk olarak yoğunlastıgımız alan Josephson bağlantılarının atom olarak ıfade edılmesı ve doğal atomların tek foton yaratılmasındakı sınırların bu yeni hibrid yontemle zorlanmasıdır. LC-Atom eşleşmesinde öne çıkan en önemli unsur yük dinamiği yerine alan dinamiğinin kulanılması ve bu şekilde quantum optikte yapılan uygulamaların Jaynes-Cummings modeli ile süper iletken devrelerde yeniden tasarlananıp kuantum bilgi işleme ve kuantum iletişim uygulamalarında karşılaşılan sınırların genişletilmesi için klasikte olmayan yapı ve uygulamaların elde edilmesidir. Doğal atom-Klasik kontrol seklinde su ana kadar geçerli olan paradigma yerine Doğal atom- Yapay atom-Klasik kontrol şeklinde kuantum mekaniğine ait avanatajların kullanılabilirliği artırılma yoluna gidilmiştir. Bu çalışma modelinde doğal atom-yapay atom arayüzünde en önemli gelişme en dış yörünge kuantum sayısı n=50 olan Rydberg atomlar ve Q faktörü 106 olan kovuk yapılar ile elde edilmiştir.

Kovuk elektrodinamiğinde atom foton etkileşimi Jaynes-Cummings Hamiltonyen ile incelendi ve Josephson akımları süperiletken devre üzerinde Cooper çiftleri quantum mekaniği cercevesinde n sayı durumları olarak alınıp Josephson akımlarını ifade eden elektrik devresine karsılık gelen sönümlü sarkac denklemi ile ifade edildi. Burada sönümlü sarkac denlemine karsılık gelen Hamiltonyen transmon durumlarının incelenmesinde kullanıldı ve Mathieu cozumleri cercevesinde dinamiği incelendi. Bu konudaki dinamik hesaplamalar değisik kanonik donosumler geliştirildi. Transmon için devre kuantum elektrodinamiği kovuk elektrodinamiği ile karsılastırılarak Jaynes-Cummings Hamiltonyeini ile ifade edildi ve muhtemel quantum bilgi uygulamaları tesbit edildi. Devre elektrodinamiği cercevesinde Nitrogen-vacancy elmaslarının nasıl bir eslenme (coupling) olusturacagına bakıldı ve NV merkezleri ile katışıklık-saf olmayan (impurities) lar arasında ki elektrik ve manyetik etkileşimler incelenerek transmon icin geliştrilen sistemlerin bu molekuler ile olusturabilecegı muhtemel quantum bilgi işleme protokolleri tesbit edildi. Bu muhtemel protololler arasınada NV elmaslarının kuantum tekrarlayıcılardaki rolunun devre dinamği ile nasıl gelıstırebılecegı sorgulandı. Kümeleme (Cluster) durum ların kodlama ille ilgili avantajları incelendi. Decoherence etkisine karsı topolojik olarak korunabilen qubitler için süperiletken nanodevreleri incelendi. Eşlenmiş nano devreler ile Kitaev topolojik mimariler incelendi.

Kuantum klasik arayüz çalışmaları esas alındığında bir önceki dönem calışmaları için iskelet yapı oluşturması amacıyla kovuk-QED ile başlayıp kuantum işlemci tasarımında yaygın olarak kullanılabilmesi için dizge şeklinde sistemlerde kovuklar arasında alan dinamikleri incelenmiştir. Jayne-Cummings hamiltonyenden başlayarak bu hamiltonyenin en iyi açıkladığı iki seviyeli durumlarda yapılan basitleştirmeler yerine kompleks fiziksel durumlara uygun olarak model genişletilmeye calışılmıştır. Bu konuda 3 alanda Jaynes-Cummıngs modeli tekrar ele alınmıştır ve yapılan genişlet-

meleri olası etkilerine bakılmıştır.

Atom kütle merkezinin hesaba katılması. Jaynes-Cummıngs modelde bu terim ihmal edilmiştir. Bu terımıde hesaba katarsak dalga paketinin evrilmesine direkt etkisi olacaktır. Bu terim doğrudan kinetik enerji terimine orantılı olduğu için dalga paketi evrilmesinde hamiltonyene dahil olacaktır ve sıcaklıkla orantılı olarak yüksek sıcaklık ve ultra soğuk sıcaklık durumlarında farklar yaratacaktır.

Kovuk içerisinde etkileşimin kovuğun belli bolgelerine göre değişmesi ve uzaysal dağılıma bağlı olarak bir etkileşimin ortaya çıkmasıdır. Uzaysal bağımlı bır elektrık alan doğrudan dipol etkileşimini de etkileyecektir ve Jaynes-Cummıngs modelin en önemli katkısı olan etkileşim terimine nonlinear bir etki sağlayacaktır. Bu anlamada adiyabatik yaklaşımların önemi artmaktadır. Uzay ve momentum değişkenlerinin komüt etmemesinden dolayı yapılacak bir üniter dönüşümle bu ortadan kaldırılacaktır.

Heisenberg belirsizlik ilkesıyle ilgili dikkatler daha çok kovuk içerisindeki atomun De Broglie dalga yapısıyla ilgilidir. Hem kovuk içerisindeki alanın dalga boyunun hem de atomik durumla ilgili dalga boyunun oranı oluşturulacak dizge yapılarda ve bu dizgelerın sıcaklığa bağlı durumları için önemli olmaktadır.

Bu üç konuda gerekli çalışmalar hazırlanmıştır ve bu doğrultuda atom alan etkileşimi tekrar ifade edilmeye çalışılıp öngörülen Jaynes-Cummıngs hamiltonyeni elde edilmiştir. Fotonık nonlinearitiler ki bunların en öne çıkanları arasında foton-foton etkileşimleri bulunmaktadır Jaynes-Cummıngs model içinde ele alınmıştır. Jahn-Teller modelin spin-yörünge etkileşimi adiabatilk durumlar incelenerek buradan elde edilen hamiltonyen kovuk-QED için alan operatörleri çekirdek için iki seviyeli sistem elektron olarak ele alınmıstır ve adiabatik potansiyelin iki kuyulu yapısı iki alan operatorü arasındaki etkileşim olarak ele alınıp bu yeni hamiltonyen de momentum eşlenmelerinin etkisi dalga paketi üzerinde incelenmiştir.

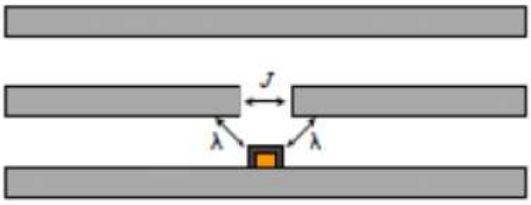
Bu noktada en önemli kısım vibronik etkileşimlerde spin-yörünge etkileşiminin ortaya çıkması ve kovuk dinamiğinde vibronik kısım için fotonların alınması. Burada her ikisinin de bosonik olması önemlidir. Buradan başlayarak iki boyutlu olması amacıyla iki modlu dejenere bir sistem ele elınmıştır. Bu bıze moleküler sistemlerde konisel kesişim etrafında Bery fazın elde edilmesini sağlayacaktır.

Spin yörünge etkileşimi elde edilip bu terım kinetık ve potansiyel terimiyle beraber Jahn Teller modelden gelen etkileşimde hesaba katılarak Jahn-Teller hamiltonyeni elde edilmiştir. Adiyabatik potansiyel sütunları adiyabatik durumlara denk gelen üniter dönüşümle beraber elde edildi ve pozisyon momentum belirsizlikten gelen belirsizlik ortadan kaldırıldı. Karıştırma açısından yararlanılarak basit Jahn-Teller modeli için Berry fazı elde edilmiştir. Spin yörünge etkileşiminin Berry fazdakı etkisi görülmüştür. Uzun mesafeli etkileşimleri hesaba katmak için hoplama terimi ve etkileşimi ifade eden alan operatörleri kanonik dönüşümlerle elde edilmiştir. Bu terimle beraber sistemi tanımlayan toplam hamiltonyen yazılıp adiyabatik ve ayar terimlerı elde edilmiştir. Bu aşamada momentum eşlenmesinin gerek ikinci dereceden terimler gerekse de birinci dereceden terimlerde hangi değerleri verdiğine bakıp bunların adiyabatik mi yosda ayar potansiyel terimine katkıda bulunup bulunmadağına bakılmıştır. Hoplama teriminden gelen momentum eşlenme teriminin ayar potansiyel terimine etkisi polar koordinatlarda ifade edilerek Berry faza olan katkısı bulunmuştur. Aynı sisteme uzun mesafeli etkileşimler cinsinden polariton analizi ile bakılmış ve karşılaştırma noktaları bulunmuştur. Buradaki faz geçişlerine karşılık spin yörünge etkileşimlerinin katkısı olan Berry fazının dinamik ve topolojık özelliklerine bakılmıştır.

6.3 Sentetik-Moleküler Yapıların Tek Foton Kuantum Bilgi Sistemlerinde İncelenmesi

İki mod alan katı hal kubitlerinin etkileşim parametrelerinin ve alan modları üzerinde topolojık etkilerın olması bize uzak mesafe kuantum anahtar dağılımı ağlarının tasarlanamsında mikro düzeyde kontrol makro düzeyde ise tasarım topolojisi açısından avantajlar sağlayacaktır. Katı hal kubitlerinin hafıza olarak kullanışlı olmasına rağmen kuantum bilgi işleme protokollerinde manipülasyon için zayıf olmasının önüne kontrol imkanımızı topolojik etkileri kullanarak geliştirmekteyiz.

Aşağıdaki şekilde kuantum anahtar mimarisi ve Jahn-Teller sistem olarak tasarlanmıstır. Ortadaki iki iletim hat resonatörü alan değiskenleri cinsinden ifade edilmiş olup her ikiside Cooper çifti kutusuyla etkileşmektedir. Sistemi tanımlayan Hamiltonyen asağıdadır.



$$\tilde{H}_{cav} = H_{cav} + J\left[xy + p_x p_y\right] \tag{6.1}$$

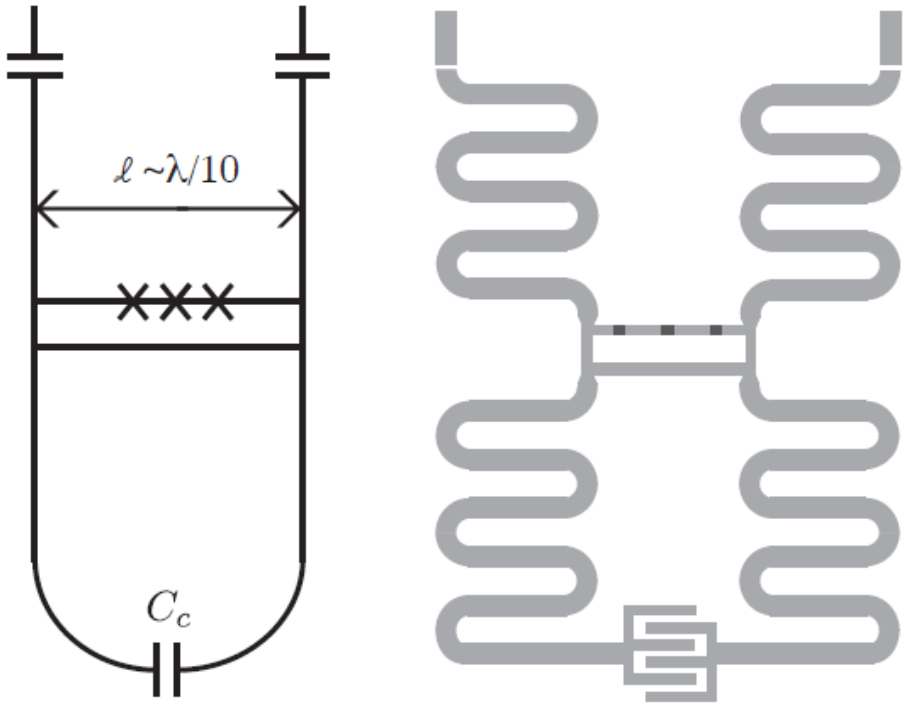
Burada x ve y iki alan değişkenine karşılık gelmekte ve bu uzay değiskenlerine karşılık gelen momentum değişkenleri p ile gösterilmiştir. Kovuk hamiltonyeni aşağıdadır.

$$\begin{aligned} H_{cav} &= \frac{\hat{p}_x^2}{2m} + \frac{\hat{p}_y^2}{2m} + \frac{\hat{x}^2}{2} + \frac{\hat{y}^2}{2} \\ &\quad +2\lambda\hat{x}\left[cos(\phi)\sigma_x + sin(\phi)\sigma_y\right] \\ &\quad +2\lambda\hat{y}\left[cos(\theta)\sigma_x + sin(\theta)\sigma_y\right] + \hbar\frac{\tilde{\Omega}}{2}\sigma_z \end{aligned} \tag{6.2}$$

Yukarıdaki Hamiltonyende iki harmonik osilatör Jahn-Teller sistem olarak elde edilmiş ve hoplama terimi J olarak ele alınmıştır. Cooper çifti kutusu Pauli Sigma operatörleriyle gösterilmiştir ve geçiş frekansı büyük omega ile gösterilmiştir. Alan-Cooper çifti kutusu etkileşmi lambda ile gösterilmiştir.

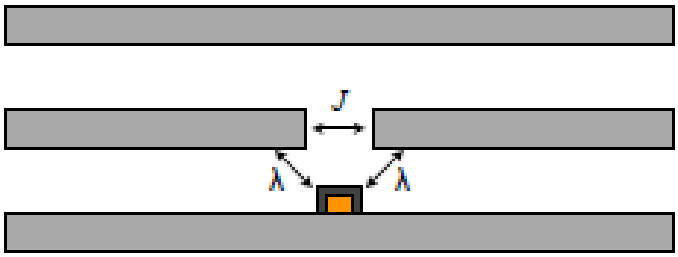
Aşağıdaki figürlerde hoplama teriminin alan değişkenlerının zamansal gelişimi üzerinde yukarıdaki hamiltonyenler cinsinden elde edilmiştir. Bu numerik değerler yayına hazır hale getirilmiştir.

Soldaki figürde hoplama terimi sıfır olarak alındığında farklı zamanlarda dalga paketinin zamansal gelişimi incelenmiş ve hoplama teriminin etkisi solda verilmiştir. İlerleyen zamanlarda hoplma teriminin etkisi açıkça gözlenmiştir.



6.4 Devre Kuantum Elektrodinamiğinde genel lokal olmayan John-Teller Sistemleri

Bir önceki raporda dinamiği incelenen Jahn-Teller sistemlerinin devre elektrodinamiğinde simülasyonu yapılacaktır. Bu acıdan kısa bir tekrardan sonra kuantum simulasyonu icin gereklı analıtık calısma verilecektir. Bu yapıda kuantum anahtar mimarisi Jahn-Teller sistem olarak tasarlanmıştır. Ortadaki iki iletim hat resonatörü alan değiskenleri cinsinden ifade edilmiş olup her ikisi de Cooper çifti kutusuyla etkileşmektedir. Sistemi tanımlayan Hamiltonyen aşağıdadır.



Şekil 6.1: John-Teller sisteminin şematik gösterimi.

$$\tilde{H}_{cav} = H_{cav} + J[xy + p_x p_y] \tag{6.3}$$

Burada x ve y iki alan değişkenine karşılık gelmekte ve bu uzay değiskenlerine karşılık gelen momentum değişkenleri p ile gösterilmiştir. Kovuk hamiltonyeni aşağıdadır.

$$\begin{aligned} H_{sys} &= \hbar\tilde{w}(\hat{a}^\dagger\hat{a} + \hat{b}^\dagger\hat{b}) + \hbar\frac{\tilde{\Omega}}{2}\sigma_z \\ &+ \hbar\frac{\tilde{\lambda}}{2}[(\hat{a}^\dagger + \hat{a})(\sigma^+ e^{-i\phi} + \sigma^- e^{i\phi}) \\ &+ (\hat{b}^\dagger + \hat{b})(\sigma^+ e^{-i\theta} + \sigma^- e^{i\theta})] \end{aligned} \tag{6.4}$$

Yukarıdaki Hamiltonyende iki harmonik osilatör Jahn-Teller sistem olarak elde edilmiş ve hoplama terimi J olarak ele alınmıştır. Cooper çifti kutusu Pauli Sigma operatörleriyle gösterilmiştir ve geçiş frekansı büyük omega ile gösterilmiştir. Alan-Cooper çifti kutusu etkileşmi lambda ile gösterilmiştir.

$$\tilde{H}_{sys} = H_{sys} + J(\hat{a}^\dagger\hat{b} + \hat{b}^\dagger\hat{a}) \tag{6.5}$$

Yukarıda verilen sistem polaritonlar cinsinden tekrar yazılarak sistemin cavity dinamiği için hamiltonyen aşağıda tanımlanmıştır. Sistem hamiltonyeninin alan operatör dinamiğinin incelenmesi icin aşagıdaki dönüşümler yapılır.

$$\begin{aligned} \hat{p}_1 &= \tfrac{1}{\sqrt{2}}(\hat{a} + \hat{b}), \qquad \hat{x} = \tfrac{1}{\sqrt{2}}(\hat{a}^\dagger + \hat{a}), \\ \hat{p}_2 &= \tfrac{1}{\sqrt{2}}(\hat{a} - \hat{b}), \qquad \hat{y} = \tfrac{1}{\sqrt{2}}(\hat{b}^\dagger + \hat{b}), \end{aligned} \tag{6.6}$$

Bu yeni operatorler cavity degişkenleri cinsinden efektif frekanslar cinsinden aşağıda yazılmıştır.

$$H_{cav} = \hbar\tilde{w}(\hat{a}^\dagger\hat{a} + \hat{b}^\dagger\hat{b}) + J(\hat{a}^\dagger\hat{b} + \hat{b}^\dagger\hat{a}) \tag{6.7}$$

$$H_{cav} = (w + J)p_1^\dagger p_1 + (w - J)p_2^\dagger p_2 \tag{6.8}$$

Bu yeni efektif frekanslar cinsinden Jahn-Teller etkileşimini de içeren sistem hamiltonyeni aşağıdakı gibi yazılır.

$$\begin{aligned} H_{sys} &= (w + J)p_1^\dagger p_1 + (w - J)p_2^\dagger p_2 \\ &+ \frac{\lambda}{2}[(p_1 + p_1^\dagger)(\cos(\phi)\sigma_x + \sin(\phi)\sigma_y) \\ &+ (p_2 + p_2^\dagger)(\cos(\theta)\sigma_x + \sin(\theta)\sigma_y)] \end{aligned} \tag{6.9}$$

Sistemin tamamına dönük yeni efektif frekanslar aşağıda tanımlanmış ve çoklu frekans cinsinden eşlenme tekli frekans cinsinden ifade edilmekte ve birinci dereceden yaklaşım yapılabilmesi için ortogonal dönüşümler kullanılarak aşağıdaki operatörler elde edilmiştir.

$$\begin{aligned} w_{eff} &= \tfrac{\Sigma_i w_i k_i^2}{\Sigma_i k_i^2} \\ k_{eff}^2 &= \Sigma_i k_i^2 \end{aligned} \tag{6.10}$$

$$\begin{aligned} \alpha_i &= \Sigma_k A_{ik} p_k \\ \alpha_i^\dagger &= \Sigma_k A_{ik} p_k^\dagger \end{aligned} \tag{6.11}$$

$$w_1 = (w + J), \qquad w_2 = (w - J),$$
$$k_1 = \frac{\lambda}{(w+J)} \qquad , \qquad k_2 = \frac{\lambda}{(w-J)} \tag{6.12}$$

İki modlu durum için ortogonal dönüşüm matrisi ve yeni operatörler asağıda verilmiştir.

$$A = \begin{pmatrix} \frac{(w+J)}{\sqrt{2}(w^2+J^2)^{\frac{1}{2}}} & \frac{(w-J)}{\sqrt{2}(w^2+J^2)^{\frac{1}{2}}} \\ \frac{(w-J)}{\sqrt{2}(w^2+J^2)^{\frac{1}{2}}} & -\frac{(w+J)}{\sqrt{2}(w^2+J^2)^{\frac{1}{2}}} \end{pmatrix}, \tag{6.13}$$

$$\alpha_1 = A_{11}p_1 + A_{12}p_2$$
$$\alpha_2 = A_{21}p_1 + A_{22}p_2 \tag{6.14}$$

Bu dönüşüm sistemin toplam hamiltonyenini fonon ve John-Teller etkileşimi cinsinden yazmamızı sağlar

$$\tilde{H}_{tot} = H_{ph} + H_{JT} \tag{6.15}$$

$$\begin{aligned} H_{ph} &= \alpha_1^\dagger\alpha_1(w_1A_{11}^2 + w_2A_{12}^2) \\ &+ \alpha_2^\dagger\alpha_2^\dagger(w_1A_{12}^2 + w_2A_{11}^2) \\ &+ (\alpha_1^\dagger\alpha_2 + \alpha_1\alpha_2^\dagger)(w_1A_{11}A_{12} - w_2A_{12}A_{11}) \end{aligned} \tag{6.16}$$

$$\begin{aligned} H_{JT} &= [(\alpha_1 + \alpha_1^\dagger)(k_1w_1A_{11} + k_2w_2A_{12}) \\ &+ (\alpha_2 + \alpha_2^\dagger)(k_1w_1A_{12} + k_2w_2A_{22})]V \end{aligned} \tag{6.17}$$

Bu yeni hamiltonyen tanımında etkileşim terimi yukarıda verdiğimiz şekilde olduğu gibi hem John-Teller terimini hem de foton modları arasındaki etkileşimi içeren halde yazılmıştır. Sistemin toplam hamiltonyeni

$$\tilde{H}_{tot} = H_{eff} + H'_{ph} + H_{int} \tag{6.18}$$

Şeklinde elde edilmiştir. Açık halde yazarsak bu yeni hamiltonyen aşağıdaki gibi yazılmaktadır.

$$\begin{aligned} H_{int} &= (\alpha_1^\dagger\alpha_2 + \alpha_1\alpha_2^\dagger)(w_1A_{11}A_{12} - w_2A_{12}A_{11}) \\ &+ (\alpha_2 + \alpha_2^\dagger)(k_1w_1A_{12} + k_2w_2A_{22})V \end{aligned} \tag{6.19}$$

$$\begin{aligned} H_{eff} &= \alpha_1^\dagger\alpha_1(w_1A_{11}^2 + w_2A_{12}^2) \\ &+ (\alpha_1 + \alpha_1^\dagger)(k_1w_1A_{11} + k_2w_2A_{12})V \end{aligned} \tag{6.20}$$

$$w_{eff} = (w_1A_{11}^2 + w_2A_{12}^2)$$
$$k_{eff}w_{eff} = k_1w_1A_{11} + k_2w_2A_{12} \tag{6.21}$$

$$
\begin{aligned}
H'_{ph} &= w'\alpha_2^\dagger\alpha_2 \\
&= (w + \frac{4J^2}{w^2 + j^2})\alpha_2^\dagger\alpha_2
\end{aligned}
\tag{6.22}
$$

Günümüz state-of-the-art değerleri için bizim modelin geçerliliği için yukarıdaki fonon frekans değeri ölçü olarak alınabilecektir. Karşılaştırma için [?] numaralı kaynak kullanılabilmektedir.

6.5 Devre Kuantum Elektrodinamiğinde Genel Lokal Olmayan John-Teller Sistemleri

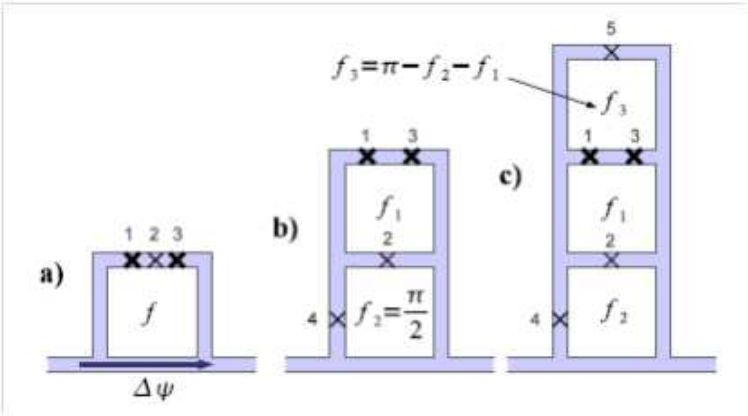
Bir önceki çalısmada yer alan Jahn-Teller sistemlerin güçlü devre elektrodinamiğindeki simülasyonu ultra-güçlü rejim için geliştirilmiştir. Güçlü eslenmedeki CPB kubiti yerine akı (flux) kubiti alınmış ve bu konudaki çalısma uluslararası bilim toplulugu ile paylaşıma sunulmustur. Aşağıdaki linkten araştırma yöntem ve sonuçlarına ulaşılabilir.

http://arxiv.org/abs/1109.1199

Teorik ve deneysel araştırma gruplarından gelen ilgi ve ihtiyaç göz önünde bulundurularak yürütülen çalışma günümüzdeki gelişmeler eşliğinde revize edilmiştir. Değişik üniversitelerle yapılan fikir alışverişi sonrası çalışma amacı yönünde ileriye dönük alanlar olarak deneysel ve teorik olmak uzere iki çalışma konusu aşağıda verilmiştir.

6.5.1 Anahtarlanabilir (Switchable) Ultra-Güçlü Bağlanma

Deneysel gruplardan yukarıdaki çalışmaya dönük ilgi kullandığımız yöntemin ultra-güçlü eşlenmede LC-eşlenmesi pratik fayda sağlaması yönünde olmuştur. Güçlü-eşlenme rejiminde elde edilen başarının ultra-güçlü rejıme taşınabilmesi için bizim metodumuz iki moddakı başarısından dolayı temel yapıtaşı teşkıl etmektedır. Deneysel alanda calışmalar ultra-güçlü sistemelere geçışte pratik nedenlerle ortaya konan değişik etkileşim tasarımları deney gruplarından modelimizin iki moddan çoklu moda geçirilmesini gerektirmiştir. Aşağıda günümüzde ultra-güçlü rejim için akı (flux) kubitlerinin değişik mimarisi verilmiştir.



Yukarıdaki şekilde:

1. Temel kurulum $\Delta\psi$ kübit ve iletim hattının (transmission line) kesiştiği nodlar arasındaki faz farkını göstermektedir.

2. İkinci bir modüle halkanın sisteme eklenmesi ve faz durumu gösterilmektedir.

3. Üçüncü kübitin eşlenmesinin ortadan kadırıldığı (decoupling) modifiye durum gösterilmektedir.

Yukarıda saydıgımız değişik eşlenme ımkanları ile ultra-hızlı düğmeler ve dolanıklık evrimi şu an üzerinde çalıştığımız konulardır. Kuantum bilgi işleme alanındaki değişik uygulamalar için ilgili gruplarla beraber calışmalarımız sürdürülmüştür.

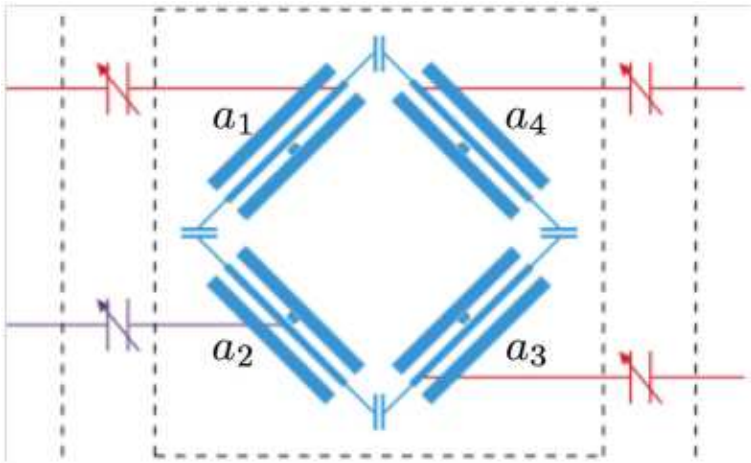
6.5.2 Süperiletken Rezonatör Dizgelerinde Dolanık Fotonların Elde Edilmesi

Çalışmanın bu bölümünde, uzaysal ve enerjitik dolanıklığın süperiletken devrelerde elde edilmesini inceledık. Bunun için mikrodalga fotonların halka geometrisindekı dinamiğine bakarak determınıstik dolanıklığın elde edilmesi sağlandı. Jaynes-Cummıngs modelin latis formunda ifade edılmesiyle başlayıp tünelleme terimini etkileşim terimi olarak kullandık. Sıstemı aşağıdaki Jaynes-Cummings Hamıltonyen ile ifade ettik ve tünelleme şiddetinin zamandan bağımsız J ile tanıttık.

$$H_{JC}^{(j)} = \hbar w_0 a_j^\dagger a_j + (\hbar w_z/2)\sigma_{jz} + \hbar g(a_j^\dagger \sigma_{j-} + \sigma_{j+} a_j) \tag{6.23}$$

$$H_C^{(j)} = \hbar J(a_j^\dagger a_{j+1} + a_{j+1}^\dagger a_j) \tag{6.24}$$

Bu Hamiltonyenin devre dinamiğinde rezonatörler ile gösterilmesi aşağıdaki gibidir. 4 ayrı resonator halka geometrisinin dikdörtgen şeklinde ele alınmasıyla başlayıp bunlar arasındaki etkileşim kapasitif (Capacitive) olarak tanımlanmıştır.



Yukarıdaki konfigürasyonu Jahn-Teller sistemi olarak simule edebilmek için bu sisteme karşılık gelen eigenmodlar için aşağıdaki mod transformasyonu kullanılır.

$$\begin{bmatrix} c_1 \\ c_2 \\ c_3 \\ c_4 \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & -1 & -1 & 1 \\ -1 & 1 & -1 & 1 \\ -1 & -1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \\ a_4 \end{bmatrix} \tag{6.25}$$

Yukarıdakı normal mod dönüşümü kullanılarak perturbatif tekniklerle Jahn-Teller sistem çoklu-modlar cinsinden ifade edilebilir. Buradaki resonatörlere akı (flux) kübiti eşleyerek ultra-güçlü etkileşim rejimi elde edilebilir.

Dolanık (Entangled) durumlar polariton-c operatörleri cinsinden ifade edilir. Yukarıdakı sistem mikrodalga alanda foton dolanıklığı ve Kerr nonlinearite analızı için şu an calışılmakta olup, Jahn-Teller sistemlerin yapay-sentetık magnetik alanların yapılmasında ve ultra-güçlü rejimde kuantum bilgi işleme protokollerinin topolojik mimarisinde önemli bir aşama olacaktır.

6.6 Tek mod ve çok modlu Jahn Teller modellerin simülasyonu için Devre Elektrodinamiği Mimarileri

6.6.1 Değişik süperiletken kubitler için eşlenme şiddeti limitleri

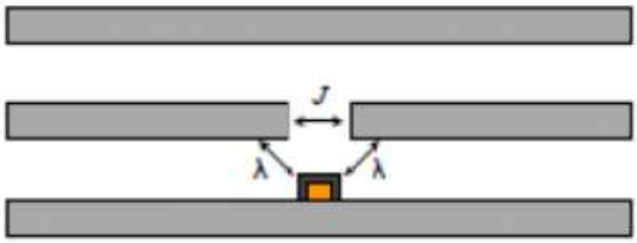
1. Akı (Flux) kubiti: Ultra-Güçlü eşlenme limitine günümüz teknololjik imkanlarıyla ulaşabilmiş tek süperiletken kubittir. Eşlenme şiddetinin g olduğu , alan frekansının w olduğu durumda ulasılan limit g/w=0.1 dir ve ultra güçlü eşlenme limiti içinde yer almaktadır.

2. Transmon ve Yük (Charge) kubiti: Resonatör ile kapasitif (capacitive) eşlenmesi yüzünden elektirik alan Ultra-Güçlü eşlenme limitine ulaşılmasına engel olmaktadır.

3. Faz (Phase) kubiti: Resonatör ile indüktif etkileşime girebilmesine rağmen pratikte istenilen limite ulaşılamamıştır.

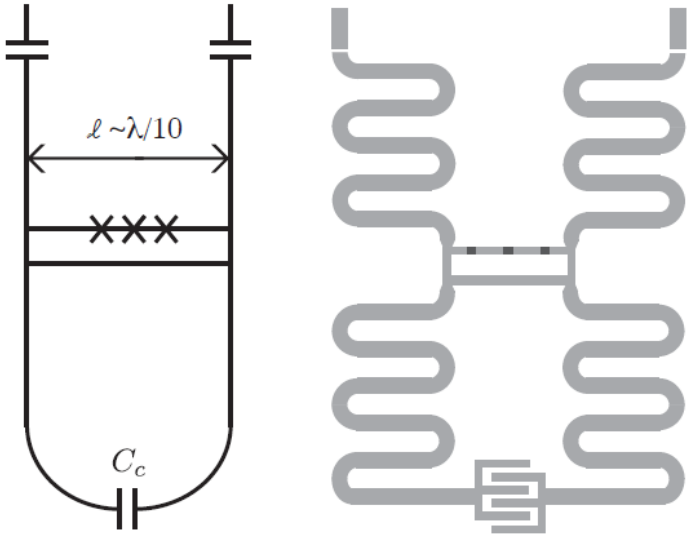
6.6.2 Çok modlu Devre Elektrodinamiği mimarileri

1. Akı (flux) kubiti+ 2 LC Resonatörü. 2 LC resonatörü aynı akı kubitine eşzamanlı olarak eşlenebilmektedir. Buna uygun geometri aşağıda yer almaktadır.



Şekil 6.2: Yukarıdaki şekilde sol tarafta model etkileşim verilmiş olup sağda ise bu etkileşimin laboratuar ortamında nasıl kurulacağı gösterilmiştir.

2. Akı (flux) kubiti+ 2 İletim hattı Resonatörü (TLR) : Çoklu mod etkileşimleri için en uygun mimaridir. Uygun mimari aşağıda verilmektedir.



Şekil 6.3: Yukarıdaki şekilde açık uçlu model ele alınmıştır. Bu modelde manyetik alan merkezde toplanmaktadır ve bu durum diğer modellere gore avantaj sağlamaktadır. Odaklanmış bir manyetik alanla akı kubitinin etkileşimi daha güçlü hale getirilebilmektedir. Paralel resonatörler arasındaki mesafenin dalgaboyunun onda birine yakın olmasıda kullanılabilirliğindeki faydasını göstermektedir.

Bölüm 7

Gerçekleştirilen Alımlar

Projemizin süresince aşağıda listelenen alımlar gerçekleştirilmiş ve ekipmanın laboratuvarımızda kurulumu tamamlanmıştır.

1. Thorlabs firmasında bir adet optik masa satın alınmıştır ve optik masanın laboratuvarımızda kurulumu gerçekleştirilmiştir. Optik masa aşağıdaki parçalardan oluşur:

   - PTR52514 - UltraPlus Series Optical Table - 3000 mm x 1500 mm x 310 mm
   - PTS502 - Super Damp 600mm

Şekil 7.1: Laboratuvarımızda kurulmuş optik masa.

2. Princeton Instruments firmasından bir adet optik spektrometre satın alınmıştır. Optik spektrometre aşağıdaki parçalardan oluşur:

   - 75 cm uzunluğunda bir monokromatör
   - CCD kamera. CCD kameranın yazılımı bilgisayara kurulmuş ve ilk testler gerçekleştirilmiştir. Testler sonucunda kameranın sorunsuz çalıştığı görülmüştür.

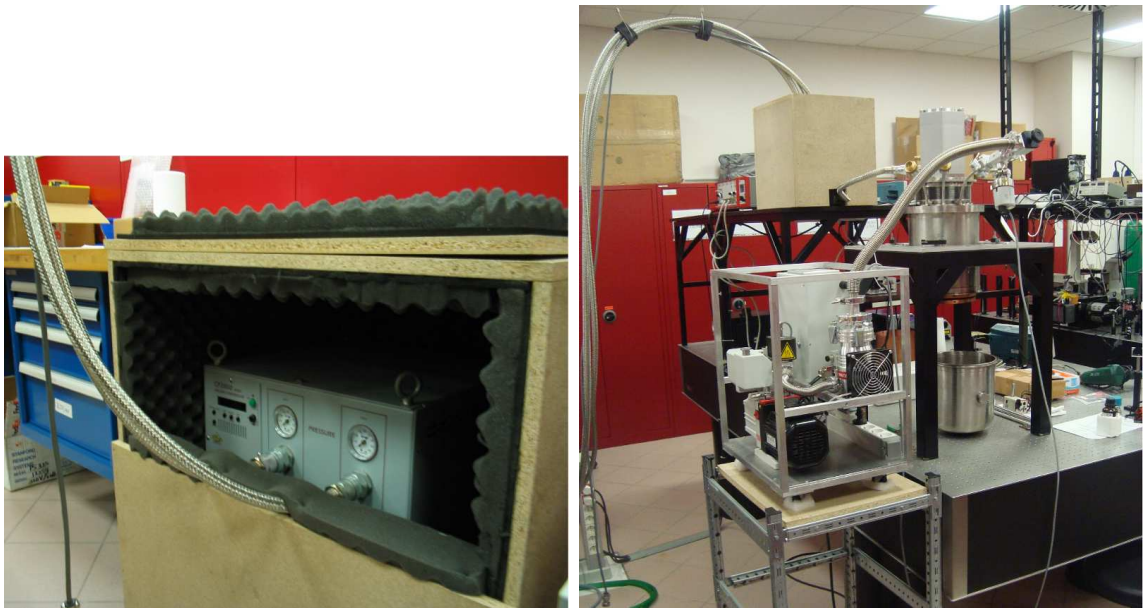
Şekil 7.2: 75 cm'lik monokromatör.

Şekil 7.3: Laboratuvarımızda kurulumu tamamlanan CCD kamera.

3. Cryoconcept firmasından bir adet kapalı devre sıvı helyum soğutma sistemi satın alınmıştır. Sistem aşağıdaki parçalardan oluşur:
   - Pulse tube soğutucusu
   - Vakum haznesi tasarımı
   - Pompalama sistemi
   - Optik pencereler

4. TOPTICA firmasından bir adet 520-560 nm arasında taranabilen darbeli laser sistemi satın alınmıştır. Sistem 1 ps'den daha düşük atım genişliğine sahip atımları 80 MHz frekansında 2 nm spektral genişlikte üretmektedir. Sistemden 1-10 mW arasında ortalama güç elde edilmektedir.

5. NIKON firmasından iki adet mikroskop objektifi satın alınmıştır. Satın alınan mikroskop objektifleri aşağıda verilmektedir:



Şekil 7.4: Kriyostat kompresörü ve ses yalıtımı amacıyla yapılan kutunun genel görünüşü ile kriyostat vakum odasının pompalama ünitesi ile birlikte genel görünüşü.

- MUE20501 CFI LU Plan Epi ELWD 50xA (NA/WD:0.55/10.10mm), 50 kat büyütmeli, 0.55 nümerik açılı, 10.10 mm çalışma mesafeli mikroskop objektifi
- MUE30501 CFI L Plan Epi SLWD 50x (NA/WD : 0.45/17.00mm) 50 kat büyütmeli, 0.45 nümerik açılı, 17.00 mm çalışma mesafeli mikroskop objektifi

6. 2 adet Tektronix marka TDS2022B model osiloskop. Bu osiloskopların kullanımı için yine Tektronix marka dört adet P2220 probe.

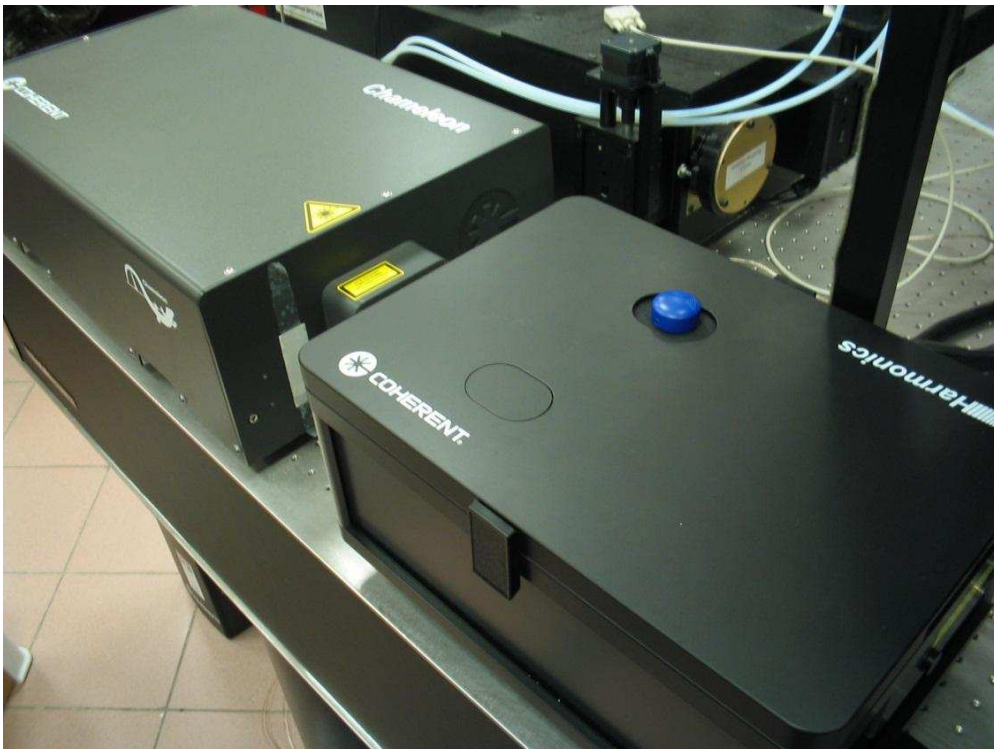
7. 2 adet ANPx101 linear, horizontal stepper positioner, 1 adet ANPz101 linear, vertical stepper positioner, 1 adet ANC300 Base Piezo positioning controller, 3 adet ANM300 stepping and scanning module

8. 4 adet Perkin-Elmer marka SPCM-AQRH-14 model silikon temelli APD (avalanche photodiode) tek foton sayma modülü.

9. 1 adet Coherent marka Chameleon Ultra II femtosaniye darbeli 680 nm - 1080 nm arasında taranabilen Ti:Sa laser sistemi ve 1 adet APE GmBh marka Harmonixx SHG model ikinci harmonik dönüştürücü ünite.

10. 1 adet elektro-optik genlik modülatörü.

Şekil 7.5: Laboratuvarımızda kurulumu tamamlanan fiber lazer sistemi.



Şekil 7.6: Ti:Safir lazer ve ikinci harmonik dönüştürücüden genel bir görünüş.

Ek A

Proforma Faturalar

A.1 Optik Masanın Proforma Faturası

THORLABS

Search Our Site: Part Number Or Search Term Search

Log In ENGLISH € Euro Turkey

PRODUCTS | RAPID ORDER | REQUEST CATALOG | SERVICE | THE COMPANY

Standard Series
StandardPlus Series
Performance Series
PerformancePlus Series
Ultra Series
► UltraPlus Series
Non-Magnetic Steel: Optical Tables
Custom Optical Tables
Optical Table Supports
Optical Table Accessories
Optical Tables Tutorial: Vibration Isolation

Products Home >> Rigid Construction >> Optical Tables, Breadboards, and Supports >> Optical Tables >> Print Friendly

UltraPlus Series of Optical Tables, Enhanced Stiffness, Maximum Damping

UltraPlus Series of Optical Tables, Enhanced Stiffness, Maximum Damping

Related Products

Optical Table Supports | Optical Table Accessories | Periscope Assemblies

Overview | Specs | Construction Specs | Weights & Dims | Selection Guide | Documents & Drawings | Feedback

Features

- Thickness: 12.2" (310 mm)
- Athermalized Design for Excellent Thermal Stability
- Low Deflection Under Load
- Triple Plate Double Honeycomb Core
- Excellent Surface Flatness of ±0.1 mm (±0.004") over any 1 m²
- Proprietary Tuned and Broadband Damping
- Mounting Holes are Sealed with Plated Steel Cups for Easy Cleanup

Thorlabs' UltraPlus Series of Optical Tables are designed to provide an ultra-stable mounting surface for vibrationally sensitive photonics applications due to the triple plate, double honeycomb design with proprietary broadband and tuned damping systems. Our premium line of Ultra and UltraPlus series optical tables are often used in interferometery, single mode fiber launch, nanopositioning, and imaging applications. For more information on the specifications and construction of the UltraPlus series of optical tables please view the *Specs* and *Construction Specs* tabs, respectively.

Vibration isolation systems are composed of two components: an optical table and optical table supports. As described in the optical tables tutorial, the vibration sources in the environment surrounding the optical table principally determine the level of isolation required in the optical table supports while the application and sources of vibration on the optical table surface are the determining factors in choosing an optical table (see the *Selection Guide* tab).

Optical Tables Tutorial Topics

- Introduction
- Sources of Vibration
- Theory of Optical Table Vibrations
- Optical Table Design
- Theory of Vibration Isolation
- Optical Table Support Design
- Conclusion

Quick Optical Table Model Selection Guide

Stiffness / Damping	Standard 8" (210 mm) Thick	Enhanced 12.2" (310 mm) Thick
High	Standard	StandardPlus
Enhanced	Performance	PerformancePlus
Maximum	Ultra	**UltraPlus**

For a more detailed guide to choosing an optical table model please see the *Selection Guide* tab. Non-Magnetic optical tables are also available.

Thorlabs' optical tables have design features that enhance their usability and longevity. Some of these features can be as important as the table's performance specifications (see the *Specs* tab) when it comes to choosing a table. The table below summarizes some of the construction features found on Thorlabs' optical tables that make a tangible difference in the quality of the finished product.

Optical Table Construction

Category	Feature and Benefit
Top Plate Construction	The top and bottom plates of the optical table are made from sheets of 5 mm thick stainless steel. Thorlabs' constructs its optical tables with matched plates so that the thermal expansion of the top and bottom plates is identical. This prevents the table from bowing or developing internal stresses due to changes in temperature.
	An advanced handling and pressurized thermal bonding process ensures that the top surface remains flat and stress free. In other words, the top surface of the table starts out flat and stays flat throughout the entire construction process.
	The top surface of the optical table has a brushed surface in order to minimize specular reflections.
Sidewall Construction*	The sidewalls (as well as the top plate, bottom plate, and if applicable, the interior plate of the table) are made from stainless steel for superior stiffness and structural integrity.
Interior Construction	The pressurized thermal bonding process ensures the structural integrity of the composite table and eliminates the possibility of delamination.
	The honeycomb core is constructed from work-hardened, plated steel. Work-hardening increase the rigidity of the honeycomb while the plating increases the steel's resistance to corrosion.
	Vibrations transmitted to or created on Performance, PerformacePlus, Ultra, and UltraPlus optical table are damped via proprietary tuned and broadband dampers. The broadband dampers are specially shaped pieces of inhomogeneous material which act as though they contain a spectrum of masses, separated by a continuous spectrum of distances in an elastomeric polymer. The effect is dramatic; greatly reducing the height of the low frequency resonance compliance peaks, sometimes by more than an order of magnitude.
	Performance, PerformancePlus, Ultra, and UltraPlus optical tables are constructed using an interior stainless steel plate that is identical to the table's top and bottom plates. The third plate increases the stiffness of the optical table.
Mounting Holes	A vinyl film is used to seal the bottom of each mounting hole prior to thermally bonding the table together. This ensures that each hole is completely free from any adhesive material. When using a hole for the first time the vinyl film is easily punctured to allow the screw to be threaded deep into the table.
	Prior to bonding the components of the table, each mounting hole in the top surface is tapped and slightly countersunk to ensure that components mounted to the table sit flat. The mounting holes are then cleaned and sealed on the bottom with a vinyl film (see above). As a result, cap screws can be finger tightened into the mounting holes of the finished optical tables.
	Performance, PerformancePlus, Ultra, and UltraPlus optical tables have mounting hole cups that isolate each hole from the interior volume of the table, which makes cleaning up spills and recovering any small pieces that fall into the mounting holes easier.

* The top plate, bottom plate, interior plate (if applicable), and sides of Thorlabs' tables are constructed from stainless steel because of its high Young's Modulus (stiffness) and inert properties. Other materials like plastic and wood are lighter and have superior damping properties but do not have the rigidity of steel. In addition, many of the less expensive substitutes to stainless steel degrade, have undesirable thermal expansion properties, or absorb water, which can result in the degradation of the optical table's performance over time or in certain environmental conditions.

Imperial Tabletops, Enhanced Stiffness Maximum Damping (Stocked in the USA)

Order

Based on your currency/ country selection, your order will ship from our European warehouse

+1QTY	Part Number - Imperial	Price	Available/Ships
0	PTR12109 * - UltraPlus Series Optical Table - 8' x 4.1' x 12.2"	€4.653,00	Lead Time
0	PTR12113 * - UltraPlus Series Optical Table - 8' x 4.9' x 12.2"	€5.353,00	Lead Time
0	PTR12110 * - UltraPlus Series Optical Table - 10' x 4.1' x 12.2"	€5.410,10	Lead Time
0	PTR12114 * - UltraPlus Series Optical Table - 10' x 4.9' x 12.2"	€5.946,20	Lead Time
0	PTR12115 * - UltraPlus Series Optical Table - 12' x 4.9' x 12.2"	€7.460,20	Lead Time

* Due to the current exchange rates we have reduced the € prices for most of our products!

Add to Basket

Imperial Tabletops, Enhanced Stiffness Maximum Damping (Custom Order)

Order

Based on your currency/ country selection, your order will ship from our European warehouse

+1QTY	Part Number - Imperial	Price	Available/Ships
0	PTR12104 * - UltraPlus Series Optical Table - 6' x 3.3' x 12.2"	€3.112,00	Lead Time
0	PTR12108 * - UltraPlus Series Optical Table - 6' x 4.1' x 12.2"	€3.884,10	Lead Time
0	PTR12105 * - UltraPlus Series Optical Table - 8' x 3.3' x 12.2"	€4.067,20	Lead Time

+1 0	PTR12106 * - UltraPlus Series Optical Table - 10' x 3.3' x 12.2"	€4.747,60	Lead Time
+1 0	PTR12107 * - UltraPlus Series Optical Table - 12' x 3.3' x 12.2"	€5.677,40	Lead Time
+1 0	PTR12111 * - UltraPlus Series Optical Table - 12' x 4.1' x 12.2"	€6.514,00	Lead Time
+1 0	PTR12112 * - UltraPlus Series Optical Table - 14' x 4.1' x 12.2"	€7.317,50	Lead Time
+1 0	PTR12116 * - UltraPlus Series Optical Table - 14' x 4.9' x 12.2"	€8.438,00	Lead Time

* Due to the current exchange rates we have reduced the € prices for most of our products!

Add to Basket

Metric Tabletops, Enhanced Stiffness Maximum Damping (Stocked in the UK)

Order

Based on your currency/ country selection, your order will ship from our European warehouse

+1QTY	Part Number - Imperial	Price	Available/Ships
+1 0	PTR52513 * - UltraPlus Series Optical Table - 2500 mm x 1500 mm x 310 mm	€5.353,00	√ 3 Days
+1 0	PTR52510 * - UltraPlus Series Optical Table - 3000 mm x 1250 mm x 310 mm	€5.410,10	√ 3 Days

* Due to the current exchange rates we have reduced the € prices for most of our products!

Add to Basket

Metric Tabletops, Enhanced Stiffness Maximum Damping (Custom Order)

Order

Based on your currency/ country selection, your order will ship from our European warehouse

+1QTY	Part Number - Imperial	Price	Available/Ships
+1 0	PTR52504 * - UltraPlus Series Optical Table - 2000 mm x 1000 mm x 310 mm	€3.112,00	Lead Time
+1 0	PTR52508 * - UltraPlus Series Optical Table - 2000 mm x 1250 mm x 310 mm	€3.884,10	√ 3 Days
+1 0	PTR52505 * - UltraPlus Series Optical Table - 2500 x 1000 x 310mm	€4.067,20	Lead Time
+1 0	PTR52509 * - UltraPlus Series Optical Table - 2500 mm x 1250 mm x 310 mm	€4.653,00	Lead Time
+1 0	PTR52506 * - UltraPlus Series Optical Table - 3000 mm x 1000 mm x 310 mm	€4.747,60	Lead Time
+1 0	PTR52514 * - UltraPlus Series Optical Table - 3000 mm x 1500 mm x 310 mm	€5.946,20	Lead Time
+1 0	PTR52507 * - UltraPlus Series Optical Table - 3750 mm x 1000 mm x 310 mm	€5.677,40	Lead Time
+1 0	PTR52511 * - UltraPlus Series Optical Table - 3750 mm x 1250 mm x 310 mm	€6.514,00	Lead Time
+1 0	PTR52515 * - UltraPlus Series Optical Table - 3750 mm x 1500 mm x 310 mm	€7.460,20	Lead Time
+1 0	PTR52512 * - UltraPlus Series Optical Table - 4250 mm x 1250 mm x 310 mm	€7.317,50	Lead Time
+1 0	PTR52516 * - UltraPlus Series Optical Table - 4250 mm x 1500 mm x 310 mm	€8.438,00	Lead Time

* Due to the current exchange rates we have reduced the € prices for most of our products!

Add to Basket

Author: *tmorgus* Last Updated: *Oct 31, 2008*

Thorlabs GmbH
Sales: +49 (0) 8131-59-56-0
Support: +49 (0) 8131-59-56-0

About Us | Catalog Request | Contact Us | Partners | My Account | Privacy Policy
Rapid Order | Support | Site Index | Log-in | Home | RSS Feeds
I'm Green - Don't Send me a Catalog

Copyright © 1999 - 2009 Thorlabs

Looking for the latest and greatest? You've found it!
Receive up to the minute new product release information with our RSS Feeds or our New Products Newsletter!

SECURED BY GeoTrust click to verify 29-Apr-09 07:36 GMT
McAfee SECURE TESTED 29-APR

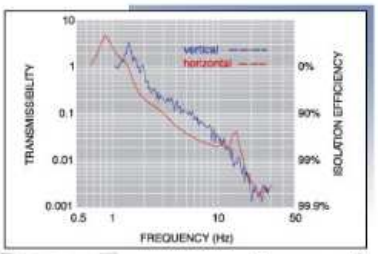
THORLABS worldwide contacts | COVEGA | BOSTON MICROMACHINES CORPORATION | MenloSystems | NOVA PHASE | OFL | stratophase | Thorlabs HL AG

THORLABS
Search Our Site: Part Number Or Search Term Search
Log In ENGLISH € Euro Turkey
PRODUCTS | RAPID ORDER | REQUEST CATALOG | SERVICE | THE COMPANY

Optical Table Supports: Rigid, Non-Isolating
Optical Table Supports: Passive, Isolating
Optical Table Supports: Self-Leveling, Isolating
Non-Magnetic Steel: Optical Table Supports
Vibration Isolation Accessories
Optical Breadboard Supports
Optical Tables
Optical Tables Tutorial: Vibration Isolation

Optical Table Supports, Active Vibration Isolation

- Excellent Vertical and Horizontal Isolation
- Extremely Low Resonant Frequency and Very Fast Settling Time
- Self-Leveling for Constant Height
- Heights: 23.6" and 27.5 " (600 mm and 700 mm)



Related Products

Overview | Specs | Design | Selection Guide | Related Items | Accessories | Documents & Drawings | Feedback

Features

- Active Verticle and Horizontal Vibration Isolation
- Oil-Free Design
- High-Load Capacity with Excellent Stability
- Compatible with All Thorlabs' Optical Tables
- 3-Way Valves Keep the Optical Table at a Constant Height
- Extremely Low Resonant Frequency
- Very Fast Settling Time

Optical Tables Tutorial Topics

- Introduction
- Sources of Vibration
- Theory of Optical Table Vibrations
- Optical Table Design
- Theory of Vibration Isolation
- Optical Table Support Design
- Conclusion

Thorlabs active vibration isolation optical table supports contain an isolation system that effectively isolates the optical table from vertical and horizontal vibrations throughout the critical 3 to 50 Hz frequency range since most common large-amplitude sources of vibrations found in laboratories vibrate within this range of frequencies (see the Optical Tables Tutorial chapter on Sources of Vibration). The vertical vibrations are isolated from the optical table by a dual-chamber pneumatic isolation system that requires a constant source of compressed air. If the source of compressed air is removed, the optical table will lower until it securely rests on the large-diameter cylindrical optical table supports, albeit the table will no longer be isolated from floor vibrations. The horizontal vibrations are isolated from the optical table by mounting the vertical isolation system on a trifilar suspension system. This proprietary design eliminates the need to use oil-based damping systems that can leak or degrade over time. Each optical table support is also equipped with a 3-way valve. The valve regulates the pressure in the pneumatic isolation system to control the height of the optical table. If the table is displaced vertically, the 3-way valve will allow the pressure in the dual-chamber air reservoir to increase or decrease, as necessary, so that the table is returned to its original height. More information about the function and construction of the optical table supports can be found under the *Design* tab or in the chapters on Theory of Vibration Isolation and Optical Table Support Design.

Thorlabs active vibration isolation optical table supports can be used with all of our optical tables. The active optical table supports are either 23.6" (600 mm) or 27.5" (700 mm) in height in order to create a standard height working surface of 35.8" (910 mm) with an 8.3" (210 mm) or 12.2" (310 mm) thick optical table, respectively. When the active optical table supports are paired with an UltraPlus or Ultra series optical table and setup in a quite environment even the most vibrationally sensitive photonics experiments like interferometry, holography, and nanopositioning can be preformed. In addition, the active optical table supports can be used to dramatically reduce the vibrations transmitted to an optical table setup in a noisy environment like on the upper floor of a steel framed building (see the *Selection Guide* tab).

Order

Based on your currency/ country selection, your order will ship from our European warehouse

+1QTY	Part Number - Imperial	Price	Available/Ships
+1 0	PTS502 * - Active Vibration Isolation, Four Optical Table Supports, 600 mm (23.6") High	€ 3.018,90	Lead Time
+1 0	PTS503 * - Active Vibration Isolation, Four Optical Table Supports, 700 mm (27.5") High	€ 3.018,90	Lead Time

* Due to the current exchange rates we have reduced the € prices for most of our products!

Add to Basket

Author: *lmorgus* Last Updated: *May 23, 2008*

Thorlabs GmbH
Sales: +49 (0) 8131-59-56-0
Support: +49 (0) 8131-59-56-0

About Us | Catalog Request | Contact Us | Partners | My Account | Privacy Policy
Rapid Order | Support | Site Index | Log-in | Home | RSS Feeds
I'm Green - Don't Send me a Catalog

Copyright © 1999 - 2009 Thorlabs

Looking for the latest and greatest? You've found it!
Receive up to the minute new product release information with our RSS Feeds or our New Products Newsletter!

SECURED BY GeoTrust click to verify 29-Apr-09 07:36 GMT

McAfee SECURE TESTED 29-APR

THORLABS worldwide contacts | COVEGA | BOSTON MICROMACHINES CORPORATION | MenloSystems | NOVA PHASE | OFL | stratophase | thl Thorlabs HL AG

A.2 Monokromatör ve CCD Kameranın Proforma Faturası

KOÇ ÜNİVERSİTESİ
FİZİK BÖLÜMÜ
Rumelifeneri Yolu, 34450 Sarıyer, İSTANBUL

Sayı : 241/CA/09
Tarih : 14/04/2009

TEKLİFTİR				
Sıra No:	*Malzeme :*	*Adet*	*Birim Fiyatı : (USD)*	*Toplam Fiyatı : (USD)*
1	Digital CCD Camera System Menşei : USA Marka : Princeton Instruments Model : PIXIS:100F PI Acton PIXIS:100F Digital CCD Camera System Permanent Vacuum Guarantee · e2v CCD36-00 scientific grade 1, front-illuminated · 1340 x 100, 20 x 20 µm size (26.8mm x 2mm image area) · Thermoelectric Peltier cooled (-80°C) with forced air · Dual speed read out, 16-bit, 2 MHz and 100 kHz · USB 2.0 interface with 5 meter USB cable see data sheet for current specifications	1	14,440.00.-	14,440.00.-
2	Software Menşei : USA Marka : Princeton Instruments Model : WinSpec/32	1	1,425.00.-	1,425.00.-

CS ANALİTİK LABORATUAR CİHAZLARI SANAYİ ve TİCARET LİMİTED ŞİRKETİ
Ergin Sokak No:27/5 06580 Mebusevler - Tandoğan / ANKARA Tel : +90 312 223 03 02 (Pbx) • Fax : +90 312 223 03 05
www.csanalitik.com.tr • e-mail:satis@csanalitik.com.tr

Sıra No:	Malzeme :	Adet	Birim Fiyatı : (USD)	Toplam Fiyatı : (USD)
	Real-time acquisition, display, and data processing software for Microsoft Windows 2000/XP			
3	**Imaging Spectrograph and Monochromator** **Menşei : USA** **Marka : Princeton Instruments** **Model: ISP-2758-9N** · 750mm focal length, dual motor controlled entrance slit *Computer controlled beam diverter mirror for exit · Standard multi-channel detector adaptor flange · Single motorized controlled exit slit · Interchangeable triple grating turret System includes ; * **ARC-1-030-500** Ruled Grating, 68x68mm, 300 G/mm with 500nm blaze wavelength * **ARC-1-060-500** Ruled Grating, 68x68mm, 600 G/mm with 500nm blaze wavelength * **ARC-1-120-500** Ruled Grating, 68x68mm, 1200 G/mm with 500nm blaze wavelength	1	*24,415.00.-*	*24,415.00.-*

CS ANALİTİK LABORATUAR CİHAZLARI SANAYİ ve TİCARET LİMİTED ŞİRKETİ
Ergin Sokak No:27/5 06580 Mebusevler - Tandoğan / ANKARA Tel : +90 312 223 03 02 (Pbx) • Fax : +90 312 223 03 05
www.csanalitik.com.tr • e-mail:satis@csanalitik.com.tr

*** CİHAZLAR HER TÜRLÜ MONTAJ VE İMALAT HATALARINA KARŞI 2 (İKİ) YIL SÜREYLE ÜCRETSİZ VE 10 (ON) YIL SÜREYLE DE ÜCRETİ MUKABİLİ YEDEK PARÇA VE SERVİS GARANTİLİDİR.

*** FİYATLARA K.D.V DAHİL DEĞİLDİR.
*** OPSİYON 1 AYDIR.
*** TESLİMAT SİPARİŞİ MÜTEAKİP 6-9 HAFTADIR.
*** TESLİM YERİ KOÇ ÜNİVERSİTESİ'DİR.
*** FİYATLAR FATURA EDİLDİĞİ GÜNKÜ T.C.M.B DÖVİZ ALIŞ KURU İLE ÇARPILARAK TL'YE ÇEVRİLECEKTİR.

SAYGILARIMIZLA

CS ANALİTİK
LABORATUAR CİHAZLARI
SAN. VE TİC. LTD. ŞTİ.
Ergin Sk. No: 27/5 06580 Mebusevler/ANKARA
Tel: 223 03 02 Faks: 223 03 05 ANKARA
Malkepe V.D. 215 022 4474

A.3 Sıvı Helyum Soğutucunun Proforma Faturası

CRYOCONCEPT
cryogenic systems

Quotation N° 0903-2-rev3

April 14, 2009

Customer
Dr Alper Kiraz Koç University / Koç Üniversitesi Department of Physics / Fizik Bölümü Rumelifeneri Yolu, 34450 Sariyer Istanbul, Turkey Office: SCI 140 Tel: +90 (212) 338 1701 Fax:+90 (212) 338 1559 E-mail: akiraz@ku.edu.tr

Contents
Cryogen free with low vibration
Contacts
Olivier GUIA Design manager Phone : +33 (0)1.69.18.10.24 Fax : +33 (0)1.69.28.80.63 Olivier.guia@cryoconcept.com ou contact@cryoconcept.com www.cryoconcept.fr

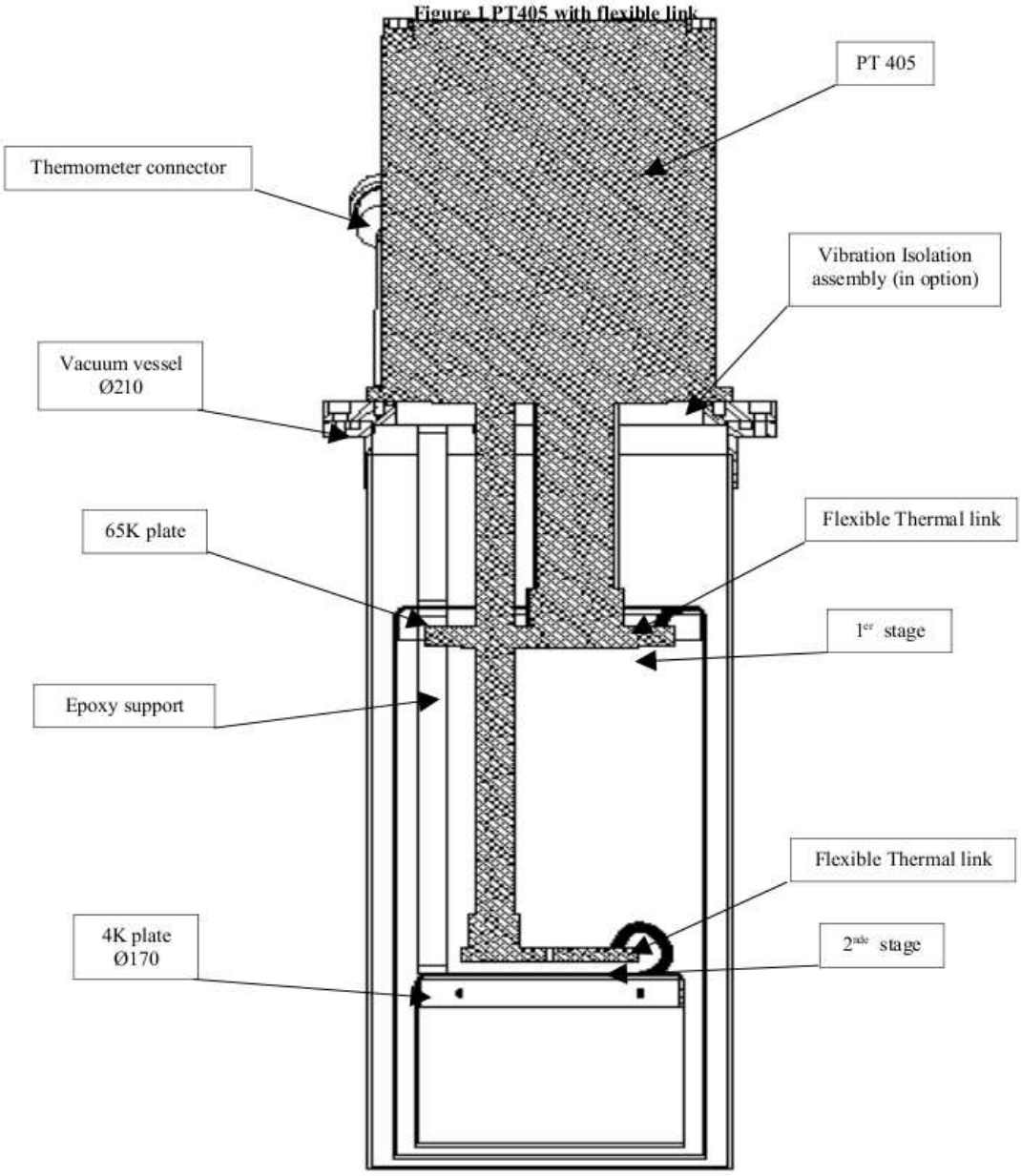
Contents				
Item	***Description***	***Qty***	***Unit price***	***Amount***
1	**Pulse tube PT405 : 0,5W at 4,2K** With water-cooler compressor **Characteristic :** 2nd Stage: 0.5W @ 4.2K 1st Stage: 25W @ 65K Minimum Temperature: 0W @ 2.8K	1	32 448 €	32 448 €
2	Option remote motor for the PT	1	3200 €	3200 €
3	**Vacuum vessel Ø 210** with 2 holes adapted for optical windows	1	6 036 €	6 036 €
4	**65K stage** with : 1 copper shield 1 experimental plate Ø 180 2 Thermal link with the 1 stage of the Pulse tube 3 Support in epoxy	1	3 702 €	3 702 €
5	**4K stage** with : 1 copper shield 1 experimental plate Ø 170 2 Thermal link with the 2 stage of the Pulse tube 3 Support in epoxy 1 Heater	1	3 702 €	3 702 €
6	**Thermometer** fix in the experimental plate with Jaeger connector	1	2 480 €	2 480 €
7	**Support** for the system	1	1 639 €	1 639 €
8	**Pumping group** with : Primary pump 20 m^3/h Pirani gauge Valves Frame	1	5250 €	5250€
9	Optical windows	1	500€	500€
Total amount				**58 957€ HT**

Delivery time
5-7 months from purchase order receipt

Terms
Prices: EUR Warranty: 1-year warranty on parts manufactured by Cryoconcept Payment: 30 days, 30% with order, 70% on delivery Validity of quotation: 30 days

CRYOCONCEPT - RCS Evry 503 768 723 - 4 Avenue des Andes – 91 952 Courtaboeuf Cedex
Tél.: 33 (0)1 69 18 10 24 - Fax: 33 (0)1 69 28 80 63- e-mail : contact@cryoconcept.fr

Figure 1 PT405 with flexible link



CRYOCONCEPT - RCS Evry 503 768 723 - 4 Avenue des Andes – 91 952 Courtaboeuf Cedex
Tél.: 33 (0)1 69 18 10 24 - Fax: 33 (0)1 69 28 80 63- e-mail : contact@cryoconcept.fr

A.4 Darbeli Laser Sisteminin Proforma Faturası

TÜBİTAK
ULUSAL ELEKTRONİK ve KRİPTOLOJİ ARAŞTIRMA ENSTİTÜSÜ
Gebze, KOCAELİ

Sayı : 348/CA/09
Tarih : 20/05/2009

TEKLİFTİR

Sıra Nr.	Malzeme :	Adet	Birim Fiyatı : (EURO)	Toplam Fiyatı : (EURO)
1	Ultrafast Fiber Laser Menşei : Almanya Marka : Toptica Photonics Model : FFS SYS-CONT-COMP-TSHG Pulsed laser system Wavelength : 520 - 560 nm, (manually tunable) Bandwidth approx. 2 nm Pulse duration approx. 1 ps Average power 1 - 10 mW Repetition Rate: 80 MHz Output coupling : Free space Beam Shape : TEM_{00} Beam Divergence : <1 mrad Polarization : Vertical Ideal for lifetime measurements in biophotonics and nanophotonics. Preconditioning in mfg site before shipment is included.	1	65.000,00 -	65.000,00 -

*** CİHAZLAR HER TÜRLÜ MONTAJ VE İMALAT HATALARINA KARŞI 2 (İKİ) YIL SÜREYLE ÜCRETSİZ VE 10 (ON) YIL SÜREYLE DE ÜCRETİ MUKABİLİ YEDEK PARÇA VE SERVİS GARANTİLİDİR

CS ANALİTİK LABORATUAR CİHAZLARI SANAYİ ve TİCARET LİMİTED ŞİRKETİ

*** FİYATLARA K.D.V DAHİL DEĞİLDİR
*** OPSİYON 1 AYDIR.
*** TESLİMAT SİPARİŞİ MÜTEAKİP 14-16 HAFTADIR.
*** TESLİM YERİ TÜBİTAK UEKAE'DİR.
*** FİYATLAR FATURA EDİLDİĞİ GÜNKÜ T.C.M.B DÖVİZ ALIŞ
EURU İLE ÇARPILARAK TL'YE ÇEVRİLECEKTİR.

SAYGILARIMIZLA

CS ANALİTİK

CS ANALİTİK LABORATUAR CİHAZLARI SANAYİ ve TİCARET LİMİTED ŞİRKETİ

A.5 Mikroskop Objektiflerinin Proforma Faturaları

Nikon

KARACASULU
DIŞ TİCARET A.Ş.

KOÇ ÜNİVERSİTESİ
FEN-EDEBİYAT FAKÜLTESİ
FİZİK BÖLÜMÜ

TARİH 01.06.09
TEKLİF NO : BM-OG-0106-01

PROFORMA

NO	AÇIKLAMA	MİKTAR	TOPLAM FİYAT
1	**MUE20501** CFI LU Plan Epi ELWD 50xA (NA/WD:0.55/10.10mm)	1	1.490 EUR

*** FİYATLARIMIZA KDV DAHİL DEĞİLDİR.**

KARFO
KARACASULU DIŞ TİCARET
ANONİM ŞİRKETİ

* TEKLİFİMİZ 60 GÜN GEÇERLİDİR.
* TESLİMAT SİPARİŞİ TAKİBEN 8-10 HAFTADIR.
* GARANTİ SÜRESİ 2 YILDIR.
* ÖDEME PEŞİN
* YTL KARŞILIĞI İÇİN FATURA TARİHİNDEKİ TCMB EFEKTİF SATIŞ KURU GECERLİDİR.

Ebusuud Cad. No:61 Sirkeci 34110 İSTANBUL, TÜRKİYE Tel:0(212)455 67 00-455 67 37 Faks:0(212) 522 43 43
Hocapaşa Vergi Dairesi 524 001 0310 * Sicil Ticaret 304508 / 252090 * www.nikon.com.tr * www.karfo-karacasulu.com

KARACASULU
DIŞ TİCARET A.Ş.

KOÇ ÜNİVERSİTESİ
FEN-EDEBİYAT FAKÜLTESİ
FİZİK BÖLÜMÜ

TARİH 01.06.09
TEKLİF NO : BM-OG-0106-02

PROFORMA

NO	AÇIKLAMA	MİKTAR	TOPLAM FİYAT
1	MUE30501 CFI L Plan Epi SLWD 50x (NA/WD : 0.45/17.00mm)	1	**1.980 EUR**

*** FİYATLARIMIZA KDV DAHİL DEĞİLDİR.**

KARFO
KARACASULU DIŞ TİCARET
ANONİM ŞİRKETİ

* TEKLİFİMİZ 60 GÜN GEÇERLİDİR.
* TESLİMAT SİPARİŞİ TAKİBEN 8-10 HAFTADIR.
* GARANTİ SÜRESİ 2 YILDIR.
* ÖDEME PEŞİN
* YTL KARŞILIĞI İÇİN FATURA TARİHİNDEKİ TCMB EFEKTİF SATIŞ KURU GECERLİDİR.

Ebusuud Cad. No:61 Sirkeci 34110 İSTANBUL, TÜRKİYE Tel:0(212)455 67 00-455 67 37 Faks:0(212) 522 43 43
Hocapaşa Vergi Dairesi 524 001 0310 * Sicil Ticaret 304508 / 252090 * www.nikon.com.tr * www.karfo-karacasulu.com

A.6 Üç Boyutlu Hareket Sehpası Proforma Faturası

KOÇ ÜNİVERSİTESİ
FİZİK BÖLÜMÜ
Rumelifeneri Yolu, 34450 Sarıyer, İSTANBUL

Sayı : 180/CA/10
Tarih : 17/04/2010

TEKLİFTİR				
Sıra No:	*Malzeme :*	*Adet*	*Birim Fiyatı : (EURO)*	*Toplam Fiyatı : (EURO)*
1	Linear Horizontal Stepper Positioner Menşei : Almanya Marka : Attocube Systems Model : ANPx101	2	*3,520.00.-*	*7,040.00.-*
2	Linear Vertical Stepper Positioner Menşei : Almanya Marka : Attocube Systems Model : ANPz101	1	*3,725.00.-*	*3,725.00.-*
3	Base Piezo Positioning Controller Menşei : Almanya Marka : Attocube Systems Model : ANC300	1	*1,685.00.-*	*1,685.00.-*
4	Stepping and Scanning Module Menşei : Almanya Marka : Attocube Systems Model : ANM300	3	*1,425.00.-*	*4,275.00.-*

CS ANALİTİK LABORATUAR CİHAZLARI SANAYİ ve TİCARET LİMİTED ŞİRKETİ

Ergin Sokak No:27/5 06580 Mebusevler - Tandoğan / ANKARA Tel : +90 312 223 03 02 (Pbx) • Fax : +90 312 223 03 05
www.csanalitik.com.tr • e-mail:satis@csanalitik.com.tr

TOPLAM : 16,725.00 EURO
KDV (18%) : 3,010.50 EURO
GENEL TOPLAM : 19,735.50 EURO

*** CİHAZLAR HER TÜRLÜ MONTAJ VE İMALAT HATALARINA KARŞI 2 (İKİ) YIL SÜREYLE ÜCRETSİZ VE 10 (ON) YIL SÜREYLE DE ÜCRETİ MUKABİLİ YEDEK PARÇA VE SERVİS GARANTİLİDİR.

*** FİYATLARA K.D.V DAHİL DEĞİLDİR.
*** OPSİYON 15 GÜNDÜR.
*** TESLİMAT SİPARİŞİ MÜTEAKİP MEVCUTLAR İÇİN STOKTAN DERHAL VEYA 3-4 HAFTADIR.

SAYGILARIMIZLA

CS ANALİTİK LABORATUAR CİHAZLARI

CS ANALİTİK LABORATUAR CİHAZLARI SANAYİ ve TİCARET LİMİTED ŞİRKETİ
Ergin Sok. No:27/5 06580 Mebusevler - Tandoğan / ANKARA Tel : +90 312 223 03 02 (Pbx) • Fax : +90 312 223 03 05
www.csanalitik.com.tr • e-mail:satis@csanalitik.com.tr

A.7 Silikon Temelli APD (avalanche photodiode) Tek Foton Sayma Modülleri Proforma Faturası

pacer
advancing technology

Pacer International
Unit 3-4 Horseshoe Park
Pangbourne
Reading, RG8 7JW
Tel: 01189 845280
Fax: 01635 32370

Alper Kiraz
Koc University
Rumelifeneri Yolu
34450 Sariyer
Istanbul

Contact Phone No. +90 212 338 1701
Contact Email akiraz@ku.edu.tr

Quote Date 13. May 2010

Bill-to Customer No.
Salesperson Referrals

QUOTATION NO. SQ0008103

Part No.	Quantity	Description	Unit Price
SPCM-AQRH-14	2	PerkinElmer SPCM <100c/sec RoHS compliant Delivery: 4 units ex stock subject to prior sale - Prices ex factory Reading England - Prices are quoted in US Dollars - Payment terms to be agreed - This quotation is valid for 30 days.	5,021.00

A.8 Darbeli Laser Sistemi ve Harmonik Dönüştürücü Ünite Proforma Faturası

INNOVA
teknoloji dış tic. mümi. san. ltd. şti.

Innova Teknoloji Dış Ticaret Mümessillik San.Ltd.Şti.
Atatürk Mah. Marmara Sanayi Sitesi O Blok No:378 K.3 İkitelli/İST
Tel:+90 (212) 494 28 31 , Faks:+90 (212) 494 28 32
E-mail : eryetistir@innova-teknoloji.com
Web: www.innova-teknoloji.com

PROFORMA FATURA

Proforma Fatura No	:	**100607/001**
Proforma Fatura Tarihi	:	**07.Haz.10**
Sayfa No	:	**# 1/2**

Sayın Doç.Dr. Alper KİRAZ,

Firmamıza ve ürünlerimize göstermiş olduğunuz ilgiden dolayı teşekkür ederiz.

Coherent marka Chameleon Ultra II ve Chameleon SHG ile ilgili fiyat teklifimiz değerlendirmenize sunulmuştur.

Konuyla ilgili her türlü ilave soru ve talebiniz için hizmetinizdeyiz.

Çalışmalarınızda başarılar dileriz,

Saygılarımızla,

Onur ERYETİŞTİREN
Fizik Mühendisi

Innova Teknoloji Dış Ticaret Mümessillik San.Ltd.Şti.
Atatürk Mah. Marmara Sanayi Sitesi O Blok No:378 K.3 İkitelli/İST
Tel:+90 (212) 494 28 31 , Faks:+90 (212) 494 28 32 Web:www.innova-teknoloji.com
Halkalı V.D. 465 030 0377 T.Sicil No 581251-528833
Swift:AKBK TR IS 133 / (YTL) 122029 /(USD) 122030 / (EURO) 122031

INNOVA
teknoloji dış tic. mümm. san. ltd. şti.

Innova Teknoloji Dış Ticaret Mümessillik San.Ltd.Şti.
Atatürk Mah. Marmara Sanayi Sitesi O Blok No:378 K.3 İkitelli/İST
Tel:+90 (212) 494 28 31 , Faks:+90 (212) 494 28 32
E-mail : eryetistir@innova-teknoloji.com
Web: www.innova-teknoloji.com

PROFORMA FATURA

Proforma Fatura No : 100607/001
Proforma Fatura Tarihi : 07.Haz.10
Sayfa No : # 2/2

Müşteri Bilgileri

Firma/Kurum	KOÇ Üniversitesi / Fizik Bölümü
Yetkili	Doç. Dr. Alper Kiraz
Adres	Rumelifeneri Yolu, 34450 Sariyer, Istanbul, Turkey
Tel	+90 212 338 17 01

Coherent Chameleon Ultra II ve Chameleon SHG Fiyat Teklifi ve Detaylar

	Parça Numarası	Açıklama	Adet	Birim Fiyatı	Toplam
1	1117782	**Chameleon Ultra II**			

Chameleon Ultra II Technical Specifications

Peak Power1 (W) >3.3
Tuning Range (nm) 680 to 1080
Power Specifications 600 mW @ 690 nm
1.5W @ 710 nm
3.3W @800 nm
1.5W @ 920 nm
500 mW @ 1020 nm
200 mW @ 1080 nm
Tuning Speed² (nm/s) >40
Pulse Width½ (fs) 140
Noise⁴ (%) <0.15
Output Power Stability⁵ (%) <±0.5
Spatial Mode (M² <1.1) TEM00
Beam Diameter1,6 (mm) 1.2 ±0.2
Beam Ellipticity1,7 0.9 to 1.1
Astigmatism (%) <10
Repetition Rate (MHz) 80
Polarization Horizontal, >500:1
Pointing (µrad/nm) <0.5
Physical Dimensions 111.1 x 38.1 x 19.7 cm (43.75 x 15 x 7.75 in.)

Utility and Enviromental Requirements

Operating Voltage 90 to 250 VAC (auto ranging)
Maximum Operating Current <15A at 90 VAC (power supply)
<7A at 90 VAC (chiller)
<2A at 90 VAC (MRU X1)
System Power Consumption 2300W max, 1300W typical
Line Frequency 47 to 63 Hz
Operating Temperature Range 15 to 35°C (59 to 95°F)
Weight of Laser Head 42 kg (93 lbs.)
Weight of Power Supply 41 kg (90 lbs.)
Umbilical Length 4 m (13 ft.)
Chiller:
Dimensions (L xW x H) 27 x 20 x 38 cm (11 x 8 x 15 in.)
Weight 11 kg (25 lbs.)
MRU Air Recirculator:
Dimensions (L xW x H) 46 x 43 x 8.5 cm (18 x 17 x 3 in.)
Weight 9 kg (20 lbs)

2	1152858	**Chameleon SHG**			

TOPLAM : $210.000,00

Fiyatlandırma ve Ödeme Koşulları

* Teklifte belirtilen fiyat USD Amerikan Doları üzerinden belirtilmiştir.
* Fiyata KDV dahildir.
* Fiyat İstanbul teslim fiyatıdır. Ödemenin %80 'si siparişte, bakiye ürün tesliminde nakten alınır.
* Teklifteki fiyat 2 ay süre için geçerlidir.

Teslimat ve Garanti Koşulları

* Teslimat , sipariş tarihinden sonra 8-10 hafta içerisinde yapılır.
* Garanti süresi 2 yıldır.

A.9 Çok Amaçlı Veri Toplama Kartı Proforma Faturası

NATIONAL INSTRUMENTS

National Instruments
Sales Office
11500 N Mopac Expwy
Austin, TX 78759-3504 U.S.A.
Tel : (512) 683-0100 Fax : (512) 683-5794
Remit To : P.O. Box # 840909
Dallas, TX 75284-0909
www.ni.com

Koç University
ATTN: Dr Alper Kiraz
Rumelifeneri Yolu, Fizik Bolumu
Sariyer 34450, Turkey

Date: 15/06/2010
Phone: +90-212-3381701-140
Fax: +90-(0)212- 338 1559

Quotation No. 240015 - 2

Please indicate the above quote number for faster processing.

Item	Qty.	Part Number	Description	List Price	Net Price
1	1	781051-01	NI PCIe-6363, X Series Multifunction DAQ (32 AI, 48 DIO, 4 AO), 2 MS/s single-channel sampling rate	1,760.00	1,760.00
2	2	192061-02	SHC68-68-EPM Shielded Cable, 68-D-Type to 68 VHDCI Offset, 2 m	140.00	280.00
3	2	777643-01	BNC-2110 Noise Rejecting, Shielded BNC Connector Block	385.00	770.00
4	1	FREIGHT	Shipping and Handling Fees, account numbers and preferred shipping methods may be selected.	186.00	186.00
Currency quoted in : USD				**Sub-Total :**	**2,996.00**

To ensure the highest quality service in order processing and support after delivery, please provide end-user information with your purchase order.

Payment Term: Prepayment
Quote Valid Until : 23/07/2010
Freight Terms : Intl Flat Rate

All sales are subject to the enclosed National Instruments terms and conditions of quotation and sale. National Instruments shall not be bound by any conflicting or additional Terms and Conditions. Standard shipping dates are based on product availability at time of quotation and are subject to change without notice. Not all products produced by National Instruments are made in the U.S.A.

Will be send as separate document

Yours sincerely,

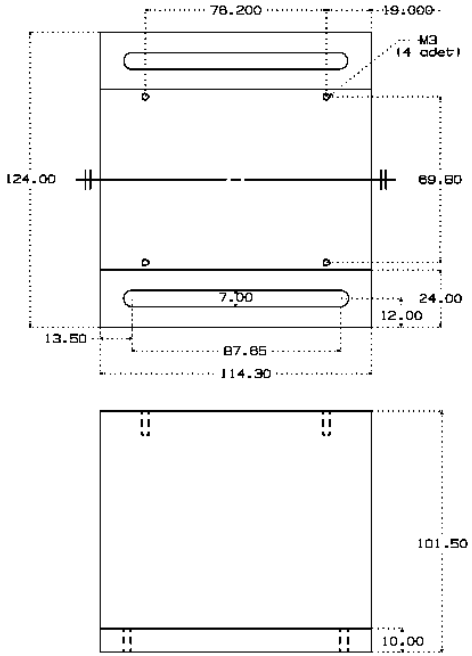
National Instruments Corporate
Ümit Kıcık

Page 1

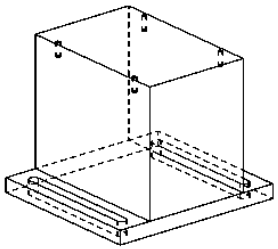
Ek B

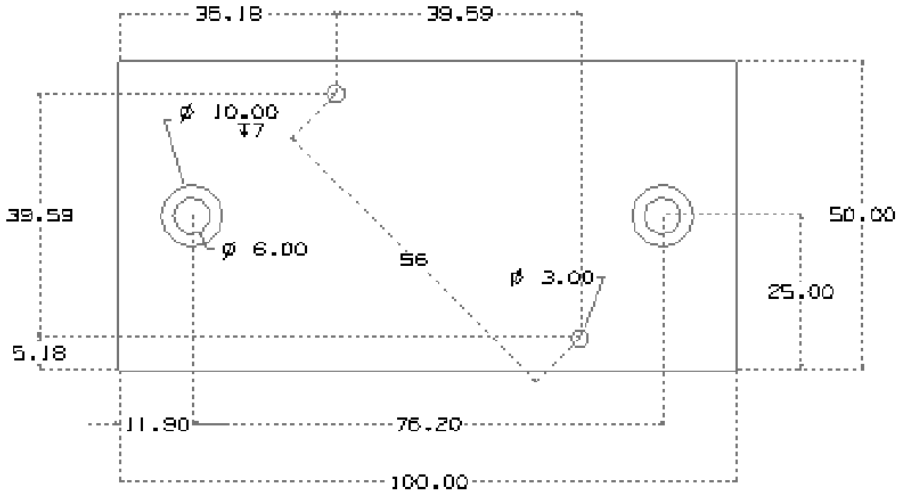
Torna Atölyesine Siparişi Verilen Parçaların Teknik Çizimleri

APD Bazasi
(2 adet)



Tek parca olmasi gerekmiyor.
Oluklarin oldugu kisim ayri bir parca olarak yapilip sonradan ust kisma vidayla baglanabilir. Malzeme: Aluminyum (aluminyum problem olacaksa celik de olabilir).

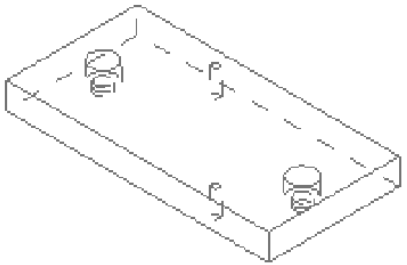


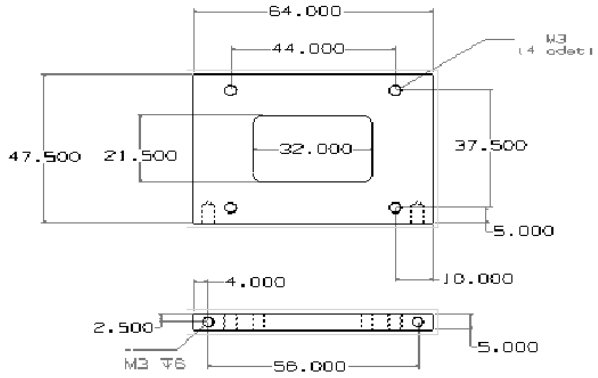


Isin Bolucu,

1. Parca

Malzeme:
Aluminyum
veya Celik

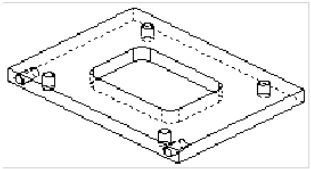




Isin Bolucu, 2. Parca

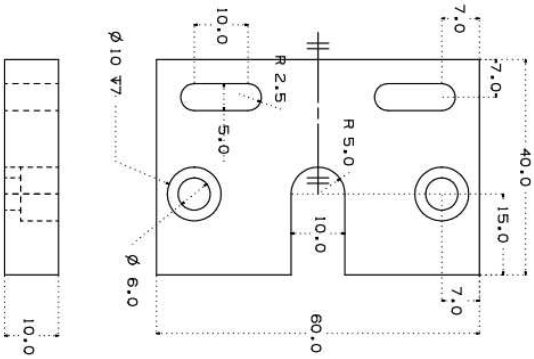
Malzeme: Aluminyum veya Celik

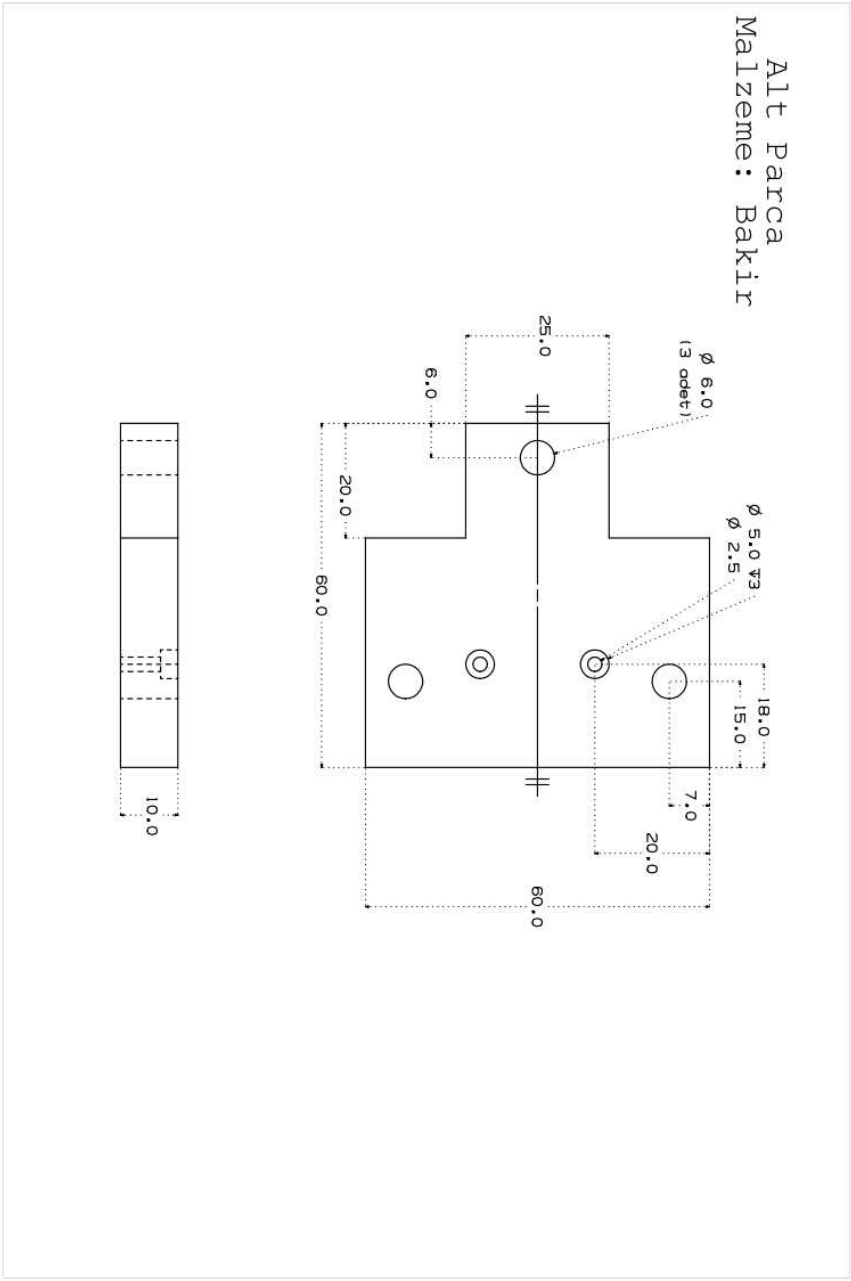
Cebin koselerindeki egim
yaricapi 3mm veya daha kucuk.



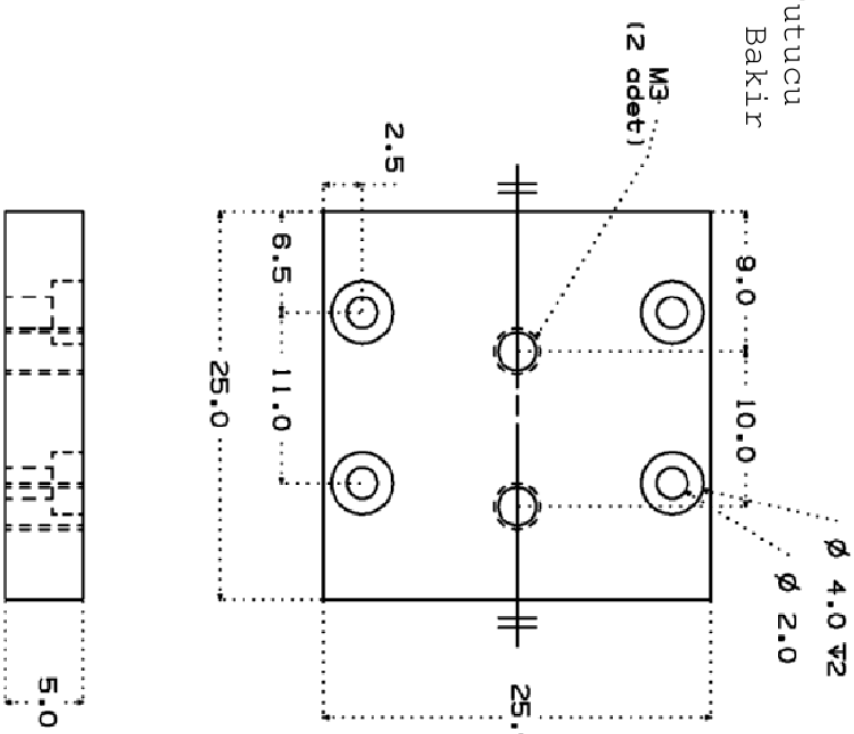
SH1 (DWG) WORK

Tavan Adaptoru
Malzeme: Bakır



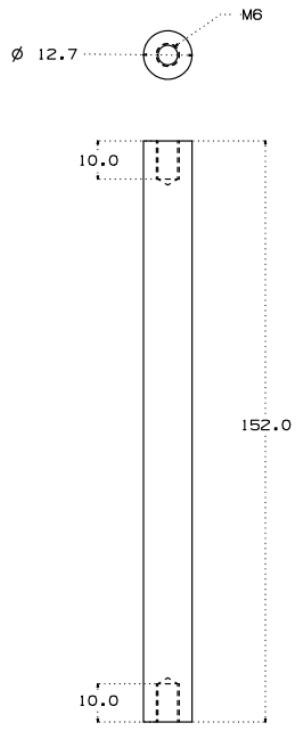

Alt Parca
Malzeme: Bakir
Ø 6.0
(3 adet)
Ø 5.0 ↧3
Ø 2.5
25.0
6.0
20.0
60.0
18.0
15.0
7.0
20.0
60.0
10.0

Ornek Tutucu
Malzeme: Bakir



Baglanti
Cubugu
(2 adet)

Malzeme: Bakir



Ek C

QIPC (Quantum Conferance on Quantum Information Processing and Communication) 2009 Konferansına Katılan Öğrencilerimizin Raporları

C.1 QIPC (Quantum Conferance on Quantum Information Processing and Communication) 2009'da Yapilan Kuramsal Sunumlar

İtalya'nin Roma kentinde 21-25 Eylül 2009 tarihleri arasinda, kuantum iletişim ve bilgi aktarimi konularinda yapilan konferansta kuantum kriptoloji, kuantum anahtar dağlitimi ve tek foton kaynaklari ile ilgili kuramsal pek çok konuşma yer aldi. Konusunun önde gelen bilim insanlarinin bulunduğu konferansta özellikle modern çağda iletişim ve güvenliğin sağlanmasinda yeni kuantum teknolojilerinin önemi ve şu andaki durumu tartişildi. Ayrica bu tür teknolojilerin geliştirilmesi için gerekli olan kuramsal çalişmalar ve bu çalişmalarda kullanilan yöntemlerin pek çok farkli alanda uygulamalarina örnekler verildi.

Kuantum dolaniklik (entanglement) kavrami son yillarda, karmaşik sistemlerin kuantum mekaniksel yapisinin incelenmesini yanisira, modern bilgi teknolojileri'nin üretilmesi ve geliştirilmesi için de önemli bir kaynak olmaktadir. Özellikle kuantum kriptoloji konusunda dolanik durumlarin incelenmesi oldukça önemlidir. Konferans katilimcilarindan D. Gonta'nin çalişmasi ise bir optik kovuk (cavity) içerisindeki atomik dolanikliğin kontrol edilmesi üzerine idi.[1] Optik kovuk içerisinde bulunan dört-seviye iki atom arasindaki dolaniklik, atom ve kovuk arasindaki etkileşim gücüne ve zamanina bağlidir. Bu konudaki benzer çalişmalardan farkli olarak, atomlarin kovuk içinde birbirlerinden makroskopik olarak uzakta bulunduklari ve her iki atmomun da ayni anda kovuk ile, konuma bağli olarak,

$$g(\overrightarrow{r}) = g_0 e^{-\frac{|r|^2}{\omega^2}} \tag{C.1}$$

ile etkileştiğ varsayilmaktadir. Burada, g_0 boşluk için Rabi frekansini ve ω ise kovuk modunu temsil eder.

Bu çalişmadaki bir diğer ilgi çekici durum ise, kovuk ortamindaki atom-atom etkileimelerinin tek foton değiştokuşu ile olmasidir. Bu değiş tokuş işlemi ise sanal foton kavrami ile açiklanabilir. Bir atomun kovuk içinde yayimladiği sanal foton diğer atom tarafindan soğurulur ve bu süreç ile de dolaniklik değiş tokuşu (entanglement swapping) açiklanabilir. Bu şekilde sanal foton alis verişi devam eder ve sonuç olarak her iki atom da kovuğu terk ettikten sonra sistem için dolanik durum

vektörü yazilabilir.

Konferasin davetli konuşmacilarindan Prof. I. Cirac ise klasik ve kuantum simülasyonlar üzerine yaptiği çalişmasini sundu.[2] Genel olarak, çok parçacikli sistemlerin net bir şekilde simülasyonlari yapilamaz. Ancak bazi özel durumlarda bu durum kontrol edilebilir. Bu özel durumlarin tartişilmasi açisindan kuantum mekaniğinde üst üste gelme ilkesi oldukça ilginçtir ve genelde atomlar, iyonlar ve elektronlar gibi çok küçük parçaciklarda test edilir. Prof. Cirac ise bu çalişmasinda makroskopik nesnelerin kuantum üst üste gelme durumlarini incelemektedir. Bunun için ise, dielektirk bir malzemenin çok düşük bir başinçta, bir kovuk içerisine hapsedilerek dalgaboylarinin kuantum mekaniksel üst üste gelme durumu test edilip bu çalişma ise virüs gibi çok küçük canli organizmalara uygulanacaktir.

Kuantum optik ile ilgili çalişmalara benzer olarak, kovuk içerisindeki dielektrik malzeme için ana "master" denklem yazilmaktadir. Ek olarak sürücü bir terimin de olduğu Hamilton işlemcisi

$$\hat{H}_t = \hat{H}_m + \hat{H}_r + \hat{H}_{omt} + \hat{H}_{drive} \tag{C.2}$$

olarak verilir ve dönen-dalga yaklaşikliği, Markov yaklaşikliği ve adyabatik eleme gibi standart yöntemler kullanilarak sistem için ana denklem yazilmaktadir.

Benzeri pek çok çalişmada ise çözüm yöntemi olarak ana denklemin yazilmasi, dolanikliğin kullanilarak incelenerek daha verimli bilgi iletiminin sağlanmasi ve modern bilgi iletimi teknolojilerinde tek fotonlarin kullanilmasi önemi vurgulandi. Genel olarak kuantum kriptoloji, kuantum anahtar dağitimi ve kuantum mekaniksel olarak iletişim ağlarinda güvenliğin artirilmasi konulari konferansta tartişildi.

C.2 QIPC '09 Sanayi Oturumu Notları

Oturum programı için http://qipc09.phys.uniroma1.it/industry.html sayfasına bakabilirsiniz.

SwissCom'dan Erwan Bigan, Thales Group'tan Philippe Painchault, ETSI'den Gaby Lenhart ve id Quantique'ten Grégoire Ribordy konuşma yaptılar. Bigan, kuantum bilgi işlemenin yanı sıra kuantum hesaplamadan da söz etti. Kuantum şifrelemenin önündeki engelleri şöyle sıraladı:

- Daha yüksek bit oranı ve/veya daha uzun mesafeler.
- Noktadan-noktaya ve noktadan-çoknoktaya [1].
- Hali hazırda fiber optik teknolojileriyle uyumluluk.

Gelecekte yönelinebilecek olası yönleri ise şöyle sıraladı:

- E2E sisteminde iyileştirmeler yapmak.
- Kuantum şifreleme/hesaplama ve güvenlik uzmanlarını biraraya getirmek.
- Kuantum şifrelemenin olası gözden kaçmış avantajlarını belirlemek.
- 80 ve 90'larda yapılan öncü işlerin ötesinde yeni kavramları araştırmak.

Gaby Lenhart, ETSI ve ISG'den söz etti. ETSI'yi gelir amaçlı olmayan, Avrupa Standartları Organizasyonu tarafından resmi olarak tanınan, ISO 9001: 2000 sertifikalı bağımsız enstitü olarak, ISG (Industry Specification Group)'yi ise özel bir tür ETSI komitesi olarak tanıttı. ETSI'nin kendi çalışma programına karar veren bir yapı olduğunu vurguladı. Tüm ISG'lerin ETSI Grubu

[1] Point-to-multipoint

Spesifikasyonları'na uymaları gerektiğini ve ISG'lerin ayrı üyelil ve bütçelerinin olduğunu söyledi. Herbirinin kendi oylama sistemleri olduğunu ve çalışma süreçlerini kendilerinin belirleyebileceğini söyledi. Katılım için gerekli koşulları şöyle sıraladı:

- Geçerli katılımcı anlaşması.
- Üye başına bir toplantılık katılım ücreti (€ 700).
- Katılımlara süreklilik (ardışık iki toplantıya gelinmediği durumda katılım hakkı biter).

Sırada olan şeyleri ise şöyle sıraladı:

- QKD'yi[2] laboratuvar'dan ticari ortama aktarmak için gerekli olan QKD'nin temel gelişiminin ötesinde atılması gereken adımlar: ağ yapılarının geliştirilmesi, anahtar üretim oranlarının arttırılması, sistem yönetimi, bağlılık [3], güvenilir tekrarlayıcılar, son-kullanıcı erişimi
- ETSI'nin kapıları diğer kuantum teknolojilerine açık: QKD ağları için donanım bileşenleri, IPTV için gerekli olabilecek geniş bant genişliğinde kuantum sıkıştırmaya gerekli mi?

Son olarak id Quantique'ten Grégorie Ribordy, QKD'nin pazardaki durumundan ve id Quantique'ten söz etti. Şubat 8-11 2010 tarihlerinde Les Diablerets, İşviçre'de yapılacak olan İkinci Pratik Kuantum Şifreleme Kış Okulu'nu duyurdu. Kuantum rastgele sayı üreteçlerinden, ve id Quantique'in 4 veya 16 MBit/s hızlarında sayı üreten kartlarından söz etti. id Quantique'in kullanımda olan kuantum anahtar dağıtımı ve şifreleme yapan aletlerini alt-seviye detaylara girmeden tanıttı. Tanıttığı ürenler, ethernetten 10Gbps'ye kadar çıkan yüksek hızlı QKD + AES şifreleyiciler, kuantum rastgele sayı üreteçleriydi, tasarım ve araştırma amaçlarına yönelik olarak alt birimlere ayrılabilen, yazılım geliştirme araçlarıyla gelen, tak-çalıştır şifreleyici Clavis2 idi. Daha sonradan ürünün internet sitesinden [4] elde ettiğim bilgiye göre şifreleyici BB84 ve SARG kullanıyor ve 100km'ye kadar güvenli iletişim sağlıyor.

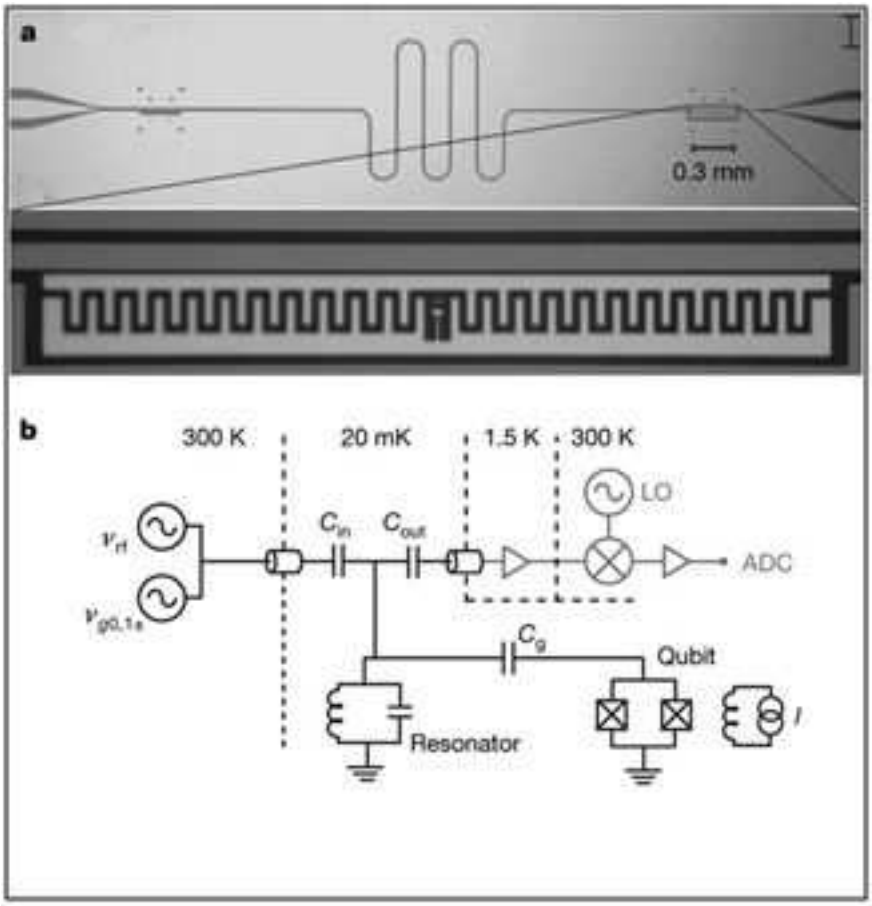
C.3 QIPC (Quantum Conferance on Quantum Information Processing and Communication) 2009'da Katı Hal Kuantum Bilgi İşleme Sistemleri

Katı hal sistemler şu andaki teknolojinin belkemiğini oluşturduğu için olası bir katı hal kuantum bilgisayar da şimdiki teknolojiye kolaylıkla adapte edilebilir. Bu sistemlerin avantajlarından bir diğeri ise hali hazırda kullanılan teknoloji geliştirilirken, özellikle yarı-iletken fiziği hakkında oldukça geniş kapsamlı bilgi sahibi olmuş olmamız. Bu çerçevede bu kısa raporda Qunatum Information Processing and Communication 2009 konferansında sunumu yapılan katı hal temelli farklı yaklaşımlardan bahsedilecektir. Katı hal fiziği temelli çalışmalar ana olarak kuantum kutuları (*quantum dot*) ve süperiletken devreler (*superconducting circuit*) üzerine yoğunlaşmıştır. Ayrıca henüz çok yeni olmakla birlikte, yarı iletken dalga kılavuzu (*semiconductor waveguide*) tabanlı sistemler ve elmastaki nitrojen ? boşluk merkezleri (*nitrogen vacancy centers in diamond*) da düşünülmektedir. Raporun kalan kısmında ise kuantum kutu ve süperiletken tabanlı sistemlere kısa girişlerin ardından bu iki konuda konferansta sunumu yapılan en önemli gördüğümüz birer konuşmayı kısaca özetleyeceğiz:

[2] Quantum Key Distribution
[3] connectivity
[4] http://www.idquantique.com/products/clavis2.htm

C.3.1 Süperiletken devrelerde fotonları, kübitleri ve birbirleri ile etkileşmelerinin kontrolü (*Controlling photons, qubits and their interactions in superconducting circuits*), Andreas Wallraff, ETH Zürich

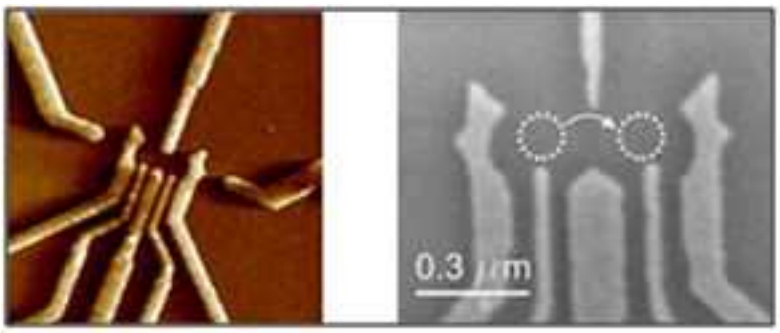
Bu sunumda devre - kuantum elektrodinamiği özetlenmiş ve bu sistemlerle yapılan temel kuantum optik deneyleri ile kuantum bilgi işleme deneyleri gösterilmiştir. Bu sistemlerin fiziksel temeli, bir LC elektrik devresinin rezonans koşulunu sağlayabilmesindedir. Ayrıca, bu tip bir devrenin Hamiltonyeni kuantize de edilebilir olduğundan uygun koşullar altında kuantum etkiler gözlemkenebilir. Fakat bu tip deneyler için lineer olan LC devresinin nonlineer olması gerekir, bu ise devreye bir Josephson eklemi konularak elde edilir. Josephson ekleminin bir diğer sebebi ise devrenin termal gürültünün azaltılması için çok düşük sıcaklıklarda çalışma gerekliliğidir. Bu sayede Hamiltonyenin kanonik değişkenleri olan yük ve akı ile faz kubitleri de elde edilebilir. Sunumda bahsedilen kuantum optik deneyleri ise sırası ile bu sistemlerde boşluk Rabi salınımı, Lamb kayması ve tek foton kaynağı gösterimleri idi. Bu kısım kovuk - kuantum elektrodinamiğinin katı-hal karşılıklarının gösterilmesidir diyebiliriz. Bundan sonra atılan adım ise, atomik sistemlerde daha önce gösterilen kübit operasyonlarının bu devrelerde de gösterilmesidir. Bu bağlamda dolanıklık, tek kubit okuma ve kubitlerin birbiri ile etkileşmesi detaylı bir şekilde gösterilmiştir. Diğer sistemlere göre süperiletken sistemlerin en büyük avantajı uzun eşevre (*coherence*) zamanına sahip olmalarıdır. Resim 1'de bu tip bir devrenin mikroskop ve şematik görüntüsü verilmiştir.



Şekil C.1: Süperiletken kuantum bilgi işleme için kullanılan bir devrenin mikroskop (a) ve şematik (b) görüntüsü [3].

C.3.2 Merkezi bir elektron spini etrafındaki nükleer spin ortamının kontrolü (*Controlling the nuclear spin environment of a central electron spin*), Lieven M.K. Vandersypen, Delft University of Technology

Katı hal kuantum bilgi işleme sistemleri konusunda umut vadeden diğer önemli konu ise (kronolojik olaraksa daha önce ortaya çıkan) kuantum kutulardır (KK). KK'lar boyutları birkaç nanometre mertebesinde olan ve takriben 10 - 1000 atom içeren 0 boyutlu yapılardır. Boyutları çok küçük olduğu için atomsal özellikler gösterirler. Bu özelliklere tek foton emisyonu ve kesikli enerji seviyelerine sahip olmaları gösterilebilir. Bunlara içsel (*intrinsic*) olarak zaten sahip olan atomik sistemlere olan üstünlükleri ise, kolay lokalize edilebilir olmaları, optik ve manyetik tuzaklama ve çok yüksek vakum gibi karmaşık sistemlere ihtiyaç duymamaları ve en önemlisi raporun giriş kısmında da belirtildiği gibi bu sistemler hakkında oldukça bilgi sahibi edinmiş olmamız ve hâlihazırdaki yarı iletken teknolojisi ile görece kolay üretilebilmeleridir. KK'ların kuantum bilgi işleme çerçevesinde kullanılması ilk olarak 1998 yılında önerilmiştir [4]. Sahip oldukları atomsal özelliklere spin de eklenmelidir. Bunu ise elektronların fermiyonik yapısına ve sahip oldukları kesikli enerji seviyelerine borçludurlar. Bu sayede atomlar gibi belli bir spine sahip olabilirler. KK'da tek sayıda spin varsa net spin sıfırdan farklı bir değer alacaktır. Bu ise son enerji seviyesinde tek başına kalan eletronun spinidir. Spin ise yukarı ve aşağı olmak üzere iki değere sahip olduğu için, bu iki değerin süperpozisyonu bir kübit temsil edebilir. Bu sistemlerin önündeki en büyük engellerden biri ise eşevre zamanının istenildiği kadar yüksek olmaması ve 'decoherence'ın yüksek olmasıdır. Buna neden olan faktör ise KK atomlarının çekirdeğinin de bir spine sahip olması ve bu spinlerin ise zaman ve uzayda rastgele değişmesidir. Bu çerçevede şu anda yapılan araştırmaların bir kısmı ise bu etkinin nasıl azaltılacağı üzerinedir. Bu sunumda ise konuşmacı KK kutu spinlerinin elektriksel olarak nasıl kontrol edildiğinden ve nükleer spinlerin nasıl kontrol edildiğinden bahsetmiştir. Bu noktada elektrik alanın diğer bir kontrol şekli olan optik uyarmaya üstünlüğü ise elektriksel kontakların devrelere daha kolay entegre edilebilmesi ve bilgi işleme vb. görevlerin elektriksel ortamda yapılagelmesi gösterilebilir. Kuantum sistemlerin bir göstergeci olan Rabi salınımları gözlenmiş ve bu salınımların sönümlenmesinin de çekirdek tarafından yaratılan manyetik alan (Overhauser alanı) ile ilgisi gösterilmiştir. Ardından, elektronun manyetik alanının da nükleer manyetik alana olan geri etkisi sayesinde nükleer manyetik alanın frekansını belli bir değere kilitlemeyi başardıklarını ve bunun teorik açıklaması anlatılmıştır. Ayrıca bu çalışma Nature Physics dergisinin Ekim 2009 sayısında kapaktan duyurulmuştur [5].



Şekil C.2: a) Çift KK yapısının atomik kuvvet mikroskobu ve b) benzer bir yapının elektron mikroskobu görüntüleri [6].

Kaynakça

[1] D. Gonta and S. Fritzsche,(2008), arxiv:0809.2247

[2] O. Romero-Isart, M.L. Juan, R. Quidant and J.I. Cirac,(2009), arxiv:0909.1469

[3] J. M. Fink, M. Göppl, M. Baur, R. Bianchetti, P. J. Leek, A. Blais and A. Wallraff; Nature, **454**, 315 - 318 (2007)

[4] D. Loss and D. P. DiVincenzo, Phys. Rev. A, **57**, 120 - 126 (1998).

[5] I.T. Vink, K. C. Nowack, F. H. L. Koppens, J. Danon, Y. V. Nazarov and L. M. K. Vandersypen, Nature Physics **5**, 764 - 768 (2009)

[6] The Delft Spin Qubit Project; http://qt.tn.tudelft.nl/research/spinqubits/

[7] S. Prawer and A.D. Greentree, *Diamond for Quantum Computing*, Science 320, 1601 (2008).

[8] C. Kreuzer, J. Riedrich-Möller, E. Neu, and C. Becher, *Design of photonic crystal microcavities in diamond films*, Opt. Express **16**, 1632 (2008).

Ek D

Kip Kilitleme (Mode Locking)

Çoğu sistemler için Q-anahtarlı laserden elde edilen darbe genişliği 10-20 ns civarındadır. Darbe genişliği kavite sönümü (cavity damping) tekniği ile minimum 1-2 ns ye indirilebilir. Burda darbe uzunluğunu belirleyen boşluk uzunluğu sınırlayıcı bir faktördür. Pikosaniye veya femto saniye darbe genişliğine sahip ultrakısa darbeler kip kilitleme özelliğine sahip katı hal laserleri kullanılarak elde edilir. Bu teknik kullanılarak, faz laserin boylamsal modlarına kilitlenir. Laserin yayılımının bant genişliği darbe genişliği ile ters orantılıdır [1].

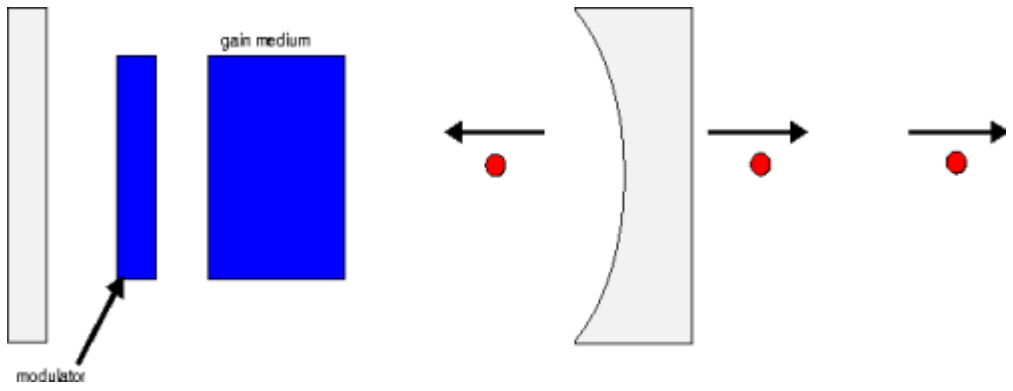
Kip kilitleme yöntemini kullanarak ultrakısa darbeler üreten laserlere kipi kilitlenmiş laserler denir. Laser çınlatıcı ya bir aktif element (optik modülator) içerir veya linear pasif element içerir (doyurulabilir soğurucu). Bunlar laser çınlatıcı içinde sirküle eden ultra kısa darbelerin oluşmasına neden olurlar. Denge durumda darbe parametreleri tam bir gidiş dönüşte değişmeden kalır. Her zaman laser darbesi dış bağdaştırıcı aynaya çarpar ve kullanılabilir laser darbesi yayılır. Düzenli darbe dizileri laseri terk eder. Tek bir sirküle eden darbe düşünürsek, çınlatıcının gidiş-dönüş zamanına göre darbe tekrarlama periyotu, tipik olarak 30 fs ile 30 ps arasındadır. Çok nadirde olsa 5 fs kadar da düşebilir. Bu yüzden, kipi kilitlenmiş laserin maksimum gücü ortalama güçten çok yüksek olabilir.

D.1 Aktif ve Pasif Kip Kilitleme

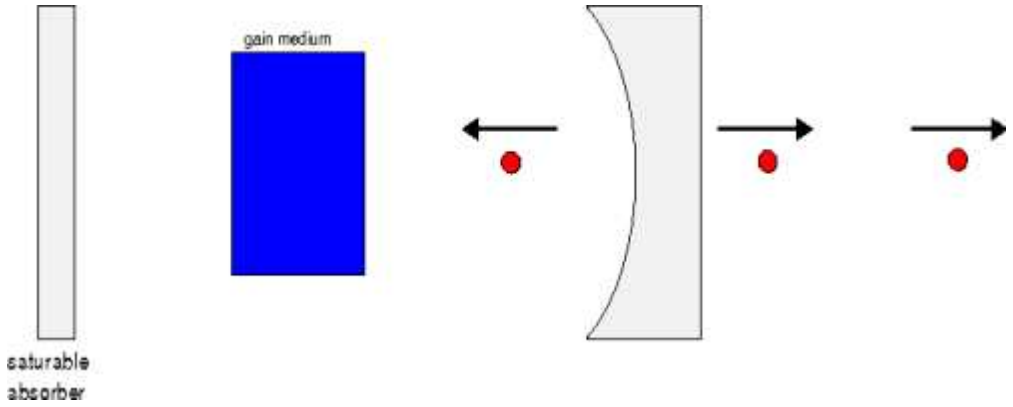
Aktif kip kilitleme çınlaç kayıplarının periyodik modulasyonunu veya gidiş-dönüş faz değişimlerinin periyodik modülasyonunu içerir. Bu faz değişikliği Mach-Zender birleşik-optik modulatörü veya yarıiletken elektrosoğutucu modulatörü gibi değişik modülator tipleri kullanılarak yapılabilir. Modülasyonun çınlaç gidiş-dönüşleriyle senkronize edilmesi ile ultra kısa darbeler üretilir. Bunların süresi genellikle pikosaniye mertebesindedir. Çoğu durumlarda, darbenin süres modulatör ile darbeyi genişleten etkenler(kısıtlı gain bandgenişliği) arasındaki denge ile ilgilidir.

Doyurulabilir soğurucu kullanarak pasif kip kilitleme ile femtosaniye mertebesinde daha kısa laser darbeler elde edilebilir. Doyurulabilir soğurucuyu tetiklemek için kısa darbelere ihtiyaç vardır. Bu nedenle bir doyurulabilir soğurucu elektronik modulatörden daha hızlı modülasyon yapabilir. Daha kısa darbe daha hızlı kayıp modülasyonu anlamına gelir. Buda soğurucunun daha kısa iyilişme zamanına sahip olmasına neden olur. Hatta darbe süresi soğurucunun iyilişme zamanından daha kısada olabilir [2].

Bazı laserde (özellikle kipi kilitlenmiş diyot laserlerde), aktif ve pasif kip kilitleme aynı anda uygulanır. Bunun gibi melez kipi kilitlenmiş laserler, dışardan kontrol edilebilen darbe tekrarlanma oranı ve oldukça kısa darbe gibi özellikleri birleştirebilirler.



Şekil D.1: Aktif kipi kilitlenmiş laserin şeması



Şekil D.2: Pasif kipi kilitlenmiş laserin şeması

D.2 Kipi Kilitlenmiş Laser Tipleri

Bazı laser tipleri kip-kilitme için cazip özelliklere sahiptir:

1. 1970lerde Argon iyon laseri ile pompalanan boya laserleri çok sık kullanımaktaydı. Laser boyaları çok kısa darbeleri üretmeye müsade eden geniş kazanç (gain) bant genişliğine sahiptir.Fakat boya laserleri yerini katı-hal laserlerine bırakmıştır.

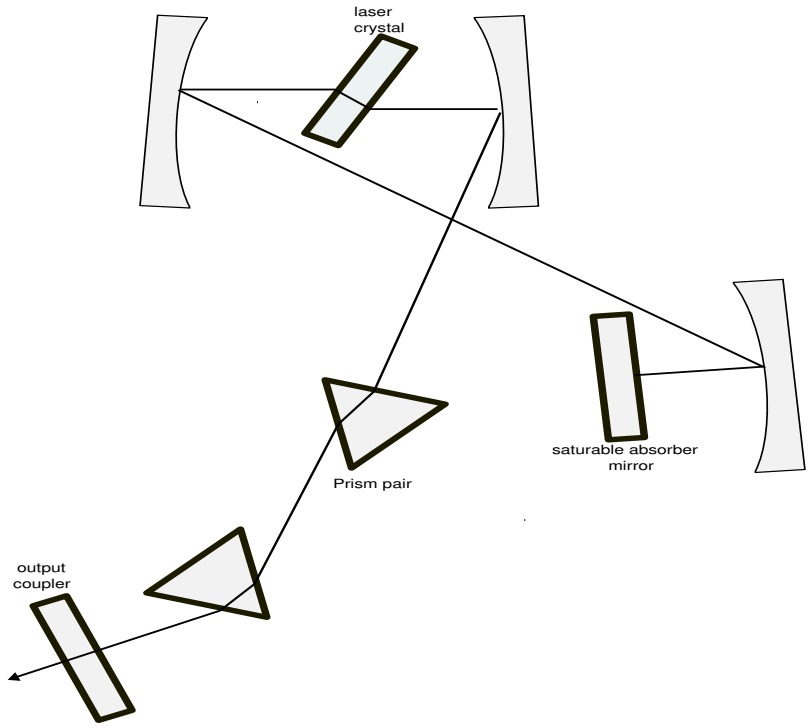
2. Katı-hal yığınsal (bulk) laserler en çok kullanılan kipi kilitlenmiş laser tipidir. Bunların ürettiği darbeler yüksek kalitelidir. Çok kısa ve çok yüksek enerjili darbe üretebilirler.

3. Fiber laserleri kullanılarakda çok kısa darbeler üretilebilir. Maliyetleri daha düşüktür. Direk olarak yüksek çıkış gücü elde edilememiştir. Bunun için fiber yükselteci kullanılmaktadır. Ultra hızlı fiber laserlerin darbe süresi doğrusal olmayan etkiler (nonlinearities) veya yüksek dereceli dağılmalar nedeniyle kısıtlanmaktadır.

4. Yarı iletken laserlerde kipi kilitlenmiş diyot laser olarak kullanılabilir. Uygulamarı genellikle fiber optik iletişimde görülür. Yakın zamanda katı-hal laserleri ile rekabet edebilicek optik pompalamalı pasif kipi kilitlenmiş laser (VECSELs) gösterilmiştir.

D.3 Kipi Kilitlenmiş Laserlerin Bazı Uygulamaları

- Yüksek darbe şiddeti değişik malzeme işlemleri (yüzey iyileştirme, mikromakine) için kullanılır.



Şekil D.3: Femtosaniye kipi kilitlenmiş katı-hal laserinin çınlaç şeması

- Sağlık sektöründe ise laserle doku kesimi ve oftalmoloji alanında kullanılmaktadır. Fakat değişik fotokimyasal etkileri vardır.
- Çok kısa darbeler gerektiren görüntüleme, mikroskopi ve spektroskopi alanında
- Metroloji alanında ise mesafe ölçmek için kullanılabilir.

Kaynakça

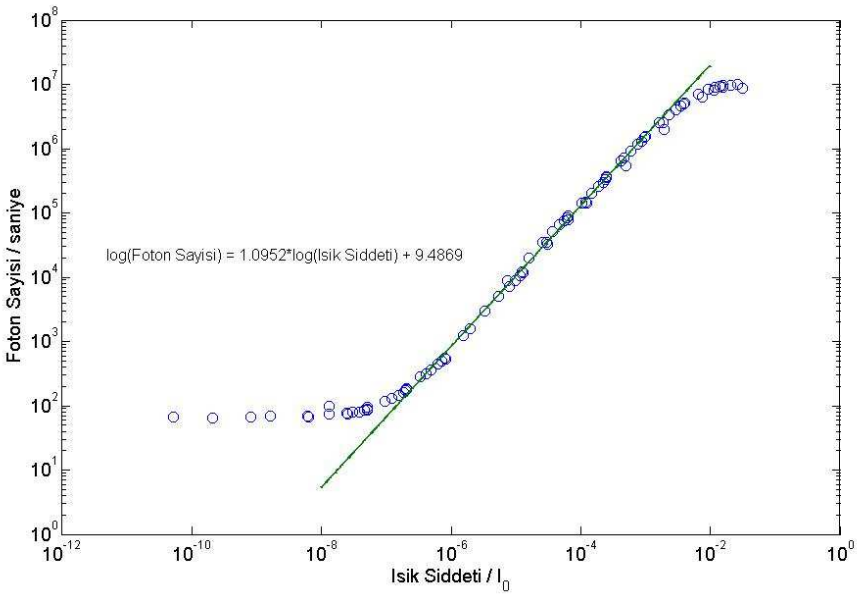
[1] Walter Koechner, "Solid-State Laser Engineering", Springer, 1995.

[2] http://www.rp-photonics.com

Ek E

2010 TÜBİTAK-BİLGEM Staj Raporu

2010 yılı yazında doktora öğrencilerimiz M. Yavuz Yüce ve Yasin Karadağ TÜBİTAK-UEKAE'de staj çalışmaları yürütmüştür. Bu çalışmalara ilişkin rapor aşağıda verilmektedir.



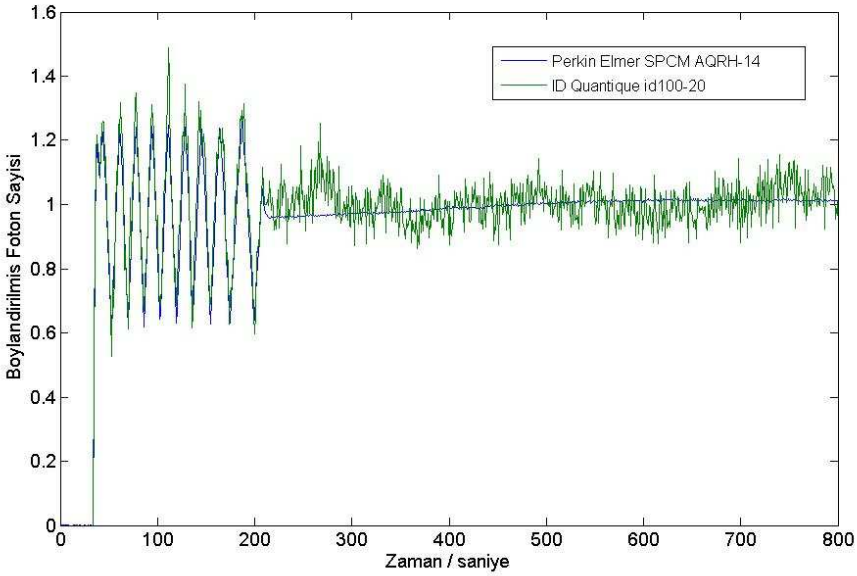
Şekil E.1: Perkin Elmer SPCM AQRH-14 APD için karanlık okuma, dinamik aralık ve doğrusallık değerlerinin elde edildiği grafik örneği.

Tübitak UEKAE'de çeşitli APD algılayıcıların karakterizasyonu yapılmıştır. İncelenen APD'ler şu şekildedir:

- ID Quantique id100-20
- ID Quantique id100-50
- Perkin Elmer SPCM AQRH-14
- ID Quantique id101-50

Ölçümlerde Spectra Physics 117A-2 stabilize HeNe lazeri kullanılmıştır. Bu lazer bir integrasyon küresine yollanarak küre içinde saçılan fotonların APD'ler üzerine rastgele bir şekilde düşmesi sağlanmıştır. APD'lere paralel olarak yüksek dinamik aralıklı, ve yüksek doğrusallıkta analog bir fotodiyotla da (Hamamatsu) ölçüm yapılmıştır.

Yukarıda listelenen APD'lerden ilk üçü için karanlık sayı, dinamik aralık, doğrusallık ve gürültü özelliklerine bakılmıştır. Perkin Elmer SPCM AQRH-14 APD için elde edilen grafik örnek olarak Şekil-1'de sunulmuştur. Bu grafikte yatay eksen lazer ışığı şiddetini (maksimum değerine boylandırılmış olarak), dikey eksen ise APD'den okunan foton sayılarını (60 saniyelik ortalama) göstermektedir. Düşük lazer şiddetindeki sabit foton sayıları APD'nin karanlık okumasına denk gelmektedir. Artan ışık şiddeti ile birlikte foton sayıları da artarak belli bir aralık boyunca doğrusal bir değişim gösterir. Daha sonra ise APD doyuma ulaşmakta ve ışık şiddetindeki artışa tepki verememeye başlamaktadır. Lazer ışık şiddeti-foton sayısı ilişkisinin doğrusal olduğu aralığın en yüksek değerinin en düşük değerine oranı dinamik aralık olarak kabul edilmiştir. Yine bu aralıkta yapılan bir doğrusal fit ile de doğrusallık kuantitatif hale getirilmiştir.



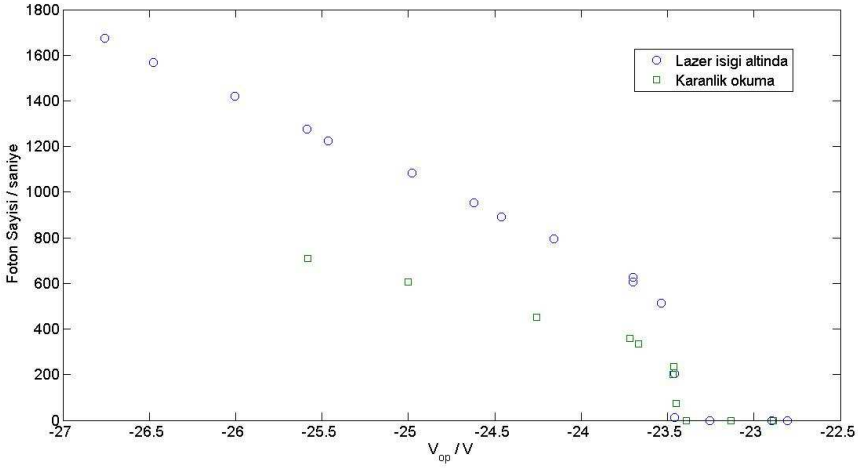
Şekil E.2: ID Quantique id100-20 ve Perkin Elmer SPCM AQRH-14 APD'lerin gürültü yönünden karşılaştırılması.

Elde edilen sonuçlar Tablo-1'de özetlenmiştir. ID Quantique id100-50 ile Perkin Elmer APD'lerin tablodaki özellikler açısından benzer olduğu görülmektedir. ID Quantique id100-20 ise daha yüksek bir dinamik aralığa ve çok daha düşük bir karanlık okumaya sahiptir.

APD'lerin testi sırasında gürültü üzerinde de durulmuştur. Örnek bir grafik Şekil-2'de gösterilmiştir. Bu grafikte ID Quantique id100-20 ve Perkin Elmer SPCM AQRH-14 APD'lerden okunan foton sayılarının zamana bağlı değişimi görülmektedir. Ölçümün başlangıcında lazer kapalı olup 34. saniyede açılmıştır. Lazer gücü 215. saniyeye kadar salınarak bu andan itibaren denge haline ulaşmış, ve gücü stabil tutan kontrol halkası devreye girmiştir. APD'ler integrasyon küresinin pencerelerine özdeş şekilde yerleştirilmelerine, ve dolayısıyla özdeş ışık şiddeti altında olmalarına rağmen Perkin

	Karanlık okuma (Hz, μV)	Dinamik aralık	Doğrusallık
ID Quantique id100-20	1.0909±0.3015 Hz	10^5	1.0563
ID Quantique id100-50	74.4167±9.1410 Hz	10^4	1.0665
Perkin Elmer SPCM AQRH-14	67.3528±1.3526 Hz	10^4	1.0952
Hamamatsu	196.34±4.4943 μV	$> 10^5$	0.9631

Tablo E.1: İncelenen APD'lerin ve analog fotodiyotun karanlık okuma, dinamik aralık, doğrusallık yönünden karşılaştırılması.



Şekil E.3: ID Quantique id101-50 APD için ters gerilim foton sayısı ilişkisi.

Elmer APD'den okunan foton sayılarının ID Quantique'den okunanların yaklaşık 700 katı olduğu görülmüştür (Perkin Elmer: 250kHz; ID Quantique: 350Hz). Bu fark APD'lerin aktif alanlarının ölçüsüne (Perkin Elmer: 175μm; ID Quantique: 20μm) ve diğer tasarım özelliklerine bağlanmıştır[1]. Foton sayıları arasındaki farktan dolayı grafiğin yatay ekseni lazer gücünün sabit olduğu bölgedeki (215-800s) ortalama değerine boylandırılmıştır. Lazerin kapalı ve dengede olduğu anlardaki foton sayılarından her iki APD'nin de lazeri net bir şekilde algıladığı anlaşılmaktadır. Bununla birlikte ID Quantique APD'nin ürettiği foton sayılarının Perkin Elmer'a kıyasla çok daha gürültülü olduğu görülmektedir. Şekil-1'de örneği verilen ölçümlerden her iki APD'nin de doğrusal bölgede çalışmakta olduğu bilinmektedir. Bununla birlikte gürültünün üretilen foton sayısına bağlı istatistiksel bir artifekt olmadığından emin olmak için her iki APD ile -lazer gücü ayarlanarak- aynı foton sayısını verdikleri ışık şiddetlerinde ölçümler yapılmış ve benzer şekilde ID Quantique'in gerçekten daha gürültülü olduğu görülmüştür.

Çalışmanın bundan sonraki aşamaları bu gürültünün kaynağını bulmaya odaklanmıştır. Bu amaçla ID Quantique'in id101-50 model APD'si kullanılmıştır. Bu APD kullanıcıya ters gerilimi ve termoelektrik soğutucunun sıcaklığını ayarlama imkanı veren, üzerine farklı diyotlar takılabilen bir kart şeklindedir. Yapılan ilk ölçümlerde sıcaklıkla gürültü arasında herhangi bir ilişki bulunamamıştır. Bununla birlikte ters gerilimin foton sayısı üzerinde net bir etkisi olduğu görülmüştür. Şekil-3'deki grafikte foton sayılarının ters gerilime bağlı değişimi sunulmuştur. Bu değişim APD'nin ışık algıladığı durumla algılamadığı durum (karanlık okumalar) için farklıdır. Çalışmanın bundan

[1]Farkın optik hizalama, veri toplama kartı vb. deneysel koşullardan ileri gelmediği 2 adet Perkin Elmer SPCM AQRH-14 kullanılarak benzer foton sayıları okunmasıyla doğrulanmıştır.

sonraki aşamasında aynı türden bir farklılığın gürültü için de geçerli olup olmadığı araştırılacaktır.