Kafkas Üniv Fen Bil Derg
1(2): 23-31, 2008

Foto-Sayı Yöntemi ile Lazer Işınımının İstatistiksel Özelliklerinin İncelenmesi

Rafig ABDULLAYEV, Gülçin BİLGİCİ CENGİZ*

Kafkas Üniversitesi, Fen Edebiyat Fakültesi, Fizik Bölümü, KARS

Yayın Kodu (Article Code): 08-13A

Özet

Bu çalışmada belirli zaman aralıklarında ışığa duyarlı yüzeyden koparılan foto elektronların sayılmasına dayanan foto-sayı yöntemi kullanılmıştır. Gelen ışığın enerji ve şiddetinin dağılımları ile ölçülebilen foto-sayı dağılımları arasındaki korelasyon gösterilmiştir. Bu çalışmada, lazer ışınımının istatistiksel özelliklerinin belirlenmesi için kullanılan deneysel düzeneğin yapısı verilerek ve bu düzenekten elde edilen deneysel verilerle teorik olarak hesaplanan foto-sayı dağılımlarının uyumlu olduğu saptanmıştır.

Anahtar Kelimeler: Lazer ışınımı, istatistiksel karakteristikler, foto-sayı dağılımı.

The Investigation of Statistical Characteristics of Laser Light Using Photo-Count Method.

Abstract

In this study, the photo-count method, which based on counting of released photoelectron from photosensitive surface at certain time duration, is used. The correlation between distribution of energy and intensity of incident light and distribution of measurable photo-count is exposed. The experimental set-up which is given here is used for determining the statistical characteristics of laser light and the data obtained from this experimental set-up are in good agreement with theoretically calculated distribution of photo-count.

Key words: Laser light, statistical characteristics, photo-count distribution.

İletişim (Correspondence): gbilgici@excite.com

GİRİŞ

Fotonların ışıması, kesikli rastgele bir süreçtir ve bu nedenle ışımanın yoğunluğunda rastgele değişimler (flüktüasyonlar) meydana gelir. Bunların incelenmesine yönelik çalışmalar modern kuantum optik alanında önemli yer tutmaktadır. Bu çalışmalardan biri de çeşitli lazerlerdeki rastgele değişimlerin incelenmesine dayanan ışımanın genlik ve fazındaki rastgele değişimlerin azaltılmasına yönelik yöntemlerin bulunmasıdır. Bu amaçla kullanılan çok etkin yöntemlerden biri, ışığa duyarlı fotoalıcıya gelen fotonların istatistiği ile bunların oluşturduğu foto-emisyon olayı arasındaki ilişkiye dayanan foto-sayı yöntemidir. Bu yöntemle, fotodedektör üzerine küçük zaman aralıklarında ışın düşürülür ve ışığa duyarlı yüzeyden koparılan fotoelektronlar sayılır. Sayım aynı T zaman aralıklarında tekrarlanır ve bu sürede oluşan n tane fotoelektronun, $P(n,T)$ olasılığı bulunur. Fotoelektronların dağılımı ile fotonların dağılımı arasındaki bağıntı

$$P(n,T) = \int_0^\infty \frac{(\alpha W)^n}{n!} e^{-\alpha W} P(W)dW \qquad (1)$$

ifadesiyle verilir[1]. Burada, α fotokatodun kuantum etkinliği, I(t) optik şiddetin ani değeri ve $[t_i, t_i+T]$ arasındaki

W enerjisi, $W(t_i, T) = \int_{t_i}^{t_i+T} I(t)dt$ olmak üzere, P(W) ışık alanının dağılım fonksiyonudur.

Eğer sayım zamanı aralığı (T), koherentlik zamanı τ_K'dan çok küçük olursa ($T \ll \tau_K$), ışık şiddetinin ölçüm süresinde sabit olacağını kabul ederek W=IT yazabiliriz. Bu durumda (1)'e özdeş olan

$$P(n,T) = \int_0^\infty \frac{(\alpha IT)^n}{n!} e^{-\alpha IT} P(I)dI \qquad (2)$$

foto-sayı dağılımını elde ederiz.

Eşitlik (1) veya (2) ifadesi $P(n,T)$ olasılığı optik alanın istatistiksel özellikleri hakkında bilgi verir. $P(n,T)$ dağılımının en önemli genel özelliği, varyansın artmasına neden olan sayımların gruplaşmasıdır. Fiziksel açıdan, doğal olarak $P(W)$ dağılımının bütün momentumlara sahip olduğunu varsayarsak, foto-sayı dağılımlarının ortalama değeri eşitlik (1)'i kullanarak

$$\begin{aligned}\langle n \rangle &= \sum_{n=0}^{\infty} nP(n) = \int_o^\infty \sum_0^\infty \frac{n(\alpha W)^n}{n!} e^{-\alpha W} P(W)dW \\ &= \int_0^\infty \alpha P(W)dW \equiv \alpha \langle W \rangle\end{aligned} \qquad (3)$$

elde edilir. Yukarıdaki şartlarda $\langle n \rangle = \alpha T \langle I \rangle$ olarak ifade elde edilir. Işık enerjisinin farklı dereceden momentumları

$$\langle W^n \rangle = \int_0^\infty W^n P(W)dW \qquad (4)$$

ifadesi ile bulunabilir. Benzer şekilde foto-sayı dağılımındaki sayıların karesinin ortalama değeri

$$\begin{aligned}\langle n^2 \rangle &= \sum n^2 P(n,T) = \int_o^\infty \sum_0^\infty \frac{n^2(\alpha W)^n}{n!} e^{-\alpha W} P(W)dW \\ &= \int_0^\infty \left[\alpha^2 W^2 + \alpha W\right] P(W)dW \\ &= \alpha^2 \langle W^2 \rangle + \alpha \langle W \rangle\end{aligned} \qquad (5)$$

olarak elde edilir. Bunları kullanarak foto-sayı dağılımlarının flüktüasyonlarını karakterize eden varyans hesaplanır. Varyans tanımına göre

$$\left\langle \Delta n^2 \right\rangle = \left\langle \left(\langle n \rangle - n \right) \right\rangle^2 = \left\langle n^2 \right\rangle - \langle n \rangle^2$$

olduğundan, eşitlik (3) ve (5) ifadeleri birleştirilerek

$$\left\langle \Delta n^2 \right\rangle = \alpha \langle W \rangle + \alpha^2 \left[\left\langle W^2 \right\rangle - \langle W \rangle^2 \right] \qquad (6)$$

elde edilir. Buradan görüldüğü gibi enerjinin dağılımı

$$P(W) \neq \delta\left(W - W_0\right) \qquad (7)$$

Dirac'ın δ-fonksiyonu olmadığı bütün durumlarda, dağılımın varyansı $\langle n \rangle$=α<W> dağılımın ortalama değerinden büyüktür. İlgi çeken bir durum olan denge durumundaki foton gazı için varyans hesapladığımızda, ışık şiddeti dağılımının T<< τ_K şartında

$$P(I) = I_0^{-1} e^{-I/I_0} \qquad (8)$$

üstel olarak değiştiğinden, bu ışık şiddeti momentumları eşitlik (4)'e benzer şekilde

$$\left\langle I^n \right\rangle = I_0^{-1} \int_0^\infty I^n e^{-I/I_0} dI = n! I_0^n \qquad (9)$$

olarak bulunur. Eşitlik (3)'den görüldüğü gibi

$$\langle n \rangle = \alpha T \langle I \rangle = \alpha T I_0 \qquad (10)$$

olduğundan eşitlik (6) ifadesinden varyansın

$$\left\langle \Delta n^2 \right\rangle = \alpha T I_0 + \alpha^2 T^2 \left[2 I_0^2 - I_0^2 \right]$$
$$= \langle n \rangle + \langle n \rangle^2 \qquad (11)$$

olduğu görülür, yani $\langle n \rangle$ ortalama değerinden $\langle n \rangle^2$ kadar fazla olduğu açıktır.

Bu durum için $P(n,T)$ foto-sayı dağılımını, T<< τ_K şartında (2), (8) ve (10) eşitliklerini kullanarak hesaplayabiliriz.

$$P(n,T) = \int_0^\infty \frac{(\alpha I T)^n}{n!} e^{-\alpha I T} I_0^{-1} e^{-I/I_0} dI$$
$$= \frac{(\alpha I T)^n}{I_0 n!} \int_0^\infty I^n \exp\left[-I \left(\alpha T + \frac{1}{I_0} \right) \right]$$
$$= \frac{(\alpha I T)^n}{I_0 n!} \left(\alpha T + \frac{1}{I_0} \right)^{-(n+1)} \int_0^\infty y^n e^{-y} dy$$
$$= \left(1 + \alpha T I_0\right)^{-1} \left(1 + \frac{1}{\alpha T I_0} \right)^{-n}$$
$$= \frac{\langle n \rangle^n}{(1 + \langle n \rangle)^{n+1}} \qquad (12)$$

Eşitlik (12) ifadesinin Bose-Einstein dağılımına uygun olduğu görülmektedir[2]. Karşılaştırma için sabit şiddetli tek modlu lazer ışınımını da ele elalım. Bu durumda ışık şiddeti yaklaşık sabit kabul edilebilir, yani şiddetin dağılımı

$$P(I) = \delta\left(I - I_0\right) \qquad (13)$$

Dirac'ın δ-fonksiyonu şeklindedir. Bu durumda $P(n,T)$ foto sayı dağılımının

$$P(n,T) = \int_0^\infty \frac{(\alpha I T)^n}{n!} e^{-\alpha I T} \delta\left(I - I_0\right) dI =$$
$$\frac{(\alpha T I_0)^n}{n!} e^{-\alpha I_0 T} \qquad (14)$$

Poission kanunu ile değiştiği görülür. Şiddetin momentumları ise eşitlik (8) ifadesinden

$$\left\langle I^n \right\rangle = \int_0^\infty I^n P(I) dI = \int_0^\infty I^n \delta(I - I_0) dI = I_0^n \qquad (15)$$

olarak hesaplanabilir. Buradan foto-sayı dağılımının ortalama değeri eşitlik (3)'den görüldüğü gibi

$$\langle n \rangle = \alpha T \langle I \rangle = \alpha T I_0 \qquad (16)$$

elde edilir. Dağılımın varyansı ise $\left\langle I^2 \right\rangle = \langle I \rangle^2 = I_0^2$ olduğundan eşitlik (6) ifadesine göre

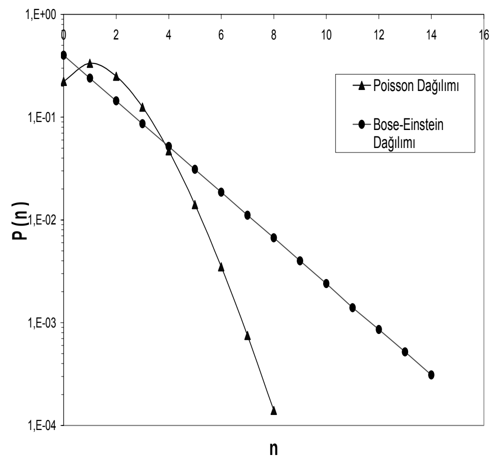
$$\left\langle \Delta n^2 \right\rangle = \alpha T \langle I \rangle = \alpha T I_0 = \langle n \rangle \qquad (17)$$

olur. Yukarıdaki eşitlikten, dağılımın varyansının, ortalama değere eşit olduğu ortaya çıkar. Eşitlik (16)'i dikkate alarak, eşitlik (14)'de verilen dağılımı eşitlik (12)'e benzer olarak

$$P(n,T) = \frac{\langle n \rangle^n}{n!} e^{-\langle n \rangle} \qquad (18)$$

şeklinde bulabiliriz. Aynı $\langle n \rangle$=1,5 ortalama değeri için eşitlik (12) ve (18) olasılıklarının hesaplanmış değerleri şekil 1'de karşılaştırmalı olarak verilmiştir

.



Şekil 1: Lazer ve ısı kaynaklarının foto-sayı dağılımları.

Şekilde dairesel noktalarla gösterilen eğri, eşitlik (12)'de verilen Bose-Einstein dağılımına uygun olan foto-sayı dağılımın varyansının $<\Delta n^2>=<n>+<n>^2$ ve üçgen noktalarla gösterilen eğri ise eşitlik (18)'de verilen Poission dağılımına uygun olan foto-sayı dağılımının varyansının ise

$<\Delta n^2> =<n>$ olduğu bulunmuştur. Böylece $P(n,T)$ dağılımı, incelenen ışın demetinde foton durumlarının doluşunu göstermektedir[3,4]. İdeal lazerin ürettiği koherent ışınımın alanı klasik sinüssel dalgaya yakındır. Anlaşılacağı gibi ideal ışık dalgasında bile foton sayılarında rastgele değişimler vardır. Foton gazının denge halinde, varyanstaki $<n>^2$ terimi fotonların gruplaşma etkisini göstermektedir. Buradan karmaşık (kaotik) yapılı ışık demetinde foton sayılarında korelasyon bulunduğu ve bunun sonucunda fotonların gruplaşmaya yatkınlığı görülür. İdeal lazer demetinde ise foton sayı rastgele değişimleri arasında korelasyon gözlenmez ve fotonların gruplaşma etkisi olmaz. Bu sonuç yapılmış deneylerle[5] uyum sağlamaktadır.

Foto-sayı dağılımları P(n,T) ölçülebilindiği durumlarda kaynağın enerji, ışık şiddeti ve dalga alanının dağılımlarını bulmak çok daha dikkat çekicidir. Bu ilişkiyi göstermek için aşağıdaki integrali ele alalım

$$F(x) = \int_0^{\infty} e^{ixW} P(W) e^{-\alpha W} dW \qquad (19)$$

Yukarıdaki integralin Fourier dönüşümü

$$P(W) = \frac{e^{\alpha W}}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(x) e^{-ixW} dx \qquad (20)$$

Eşitlik (19)'daki, üstel e ^{ixW} fonksiyonunu seriye ayırıp işlemleri devam ettirirsek

$$F(x) = \int_0^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{ixW}{n!} \right)^n P(W) e^{-\alpha W} dW \qquad (21)$$

ve

$$F(x) = \sum_{n=0}^{\infty} (ix)^n \int_0^{\infty} \frac{(\alpha W)^n}{n!} P(W) . e^{-\alpha W} dW \qquad (22)$$

eşitlikleri elde edilir. Eşitlik (19) ve (22) birleştirildiğinde.

$$F(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{ix}{\alpha} \right)^n P(n,T) \quad (23)$$

yukarıdaki (23) ifadesi elde edilir. Eşitlik (23) deneysel olarak ölçülebilen P(n,T) foto-sayı dağılımlarından kaynağın W enerjisine bağlı P(W) dağılım fonksiyonunun hesaplanabileceğini göstermektedir. Hesaplamalar yoluyla kaynağın rastgele değişen I şiddetinin P(I) dağılım fonksiyonunu da elde edebiliriz.

Yine sayım zaman aralığı (T), koherentlik zamanı τ_K' dan küçük değerlerinde ışık şiddetini sabit kabul edersek ($T << \tau_K$)

W = IT (24)

olarak yazıldığında, P(W) enerji dağılımı ile P(I) şiddet dağılımı uyumlu olacaktır. Enerji (W), ışık şiddeti (I) ve bunların P(W) ve P(I) dağılım fonksiyonları türetilmiş nicelikler olduklarından fiziksel anlama sahip olan $V^{(r)}(t)$ dalga alanıdır ve bunun istatistiği, hesaplamalarımız için çok daha önemlidir. Kompleks analitik sinyal V(t) kavramını kullanarak alıcı düzeneklerin ölçtükleri ışığın ortalama şiddeti I(t)

$I(t)=V^{*}(t)V(t)$ (25)

yukarıdaki gibi yazılır[6].

Kararlı haldeki monokromatik ışın $(\Delta\upsilon \langle\langle \upsilon_0)$ için V(t) sinyalinin genlik fazlarının bağımsız olması halinde (25) ifadesinden

$P(V^{(r)}.V^{(i)})=\pi^{-1}P(I)$ (26)

olduğu bilinir.

Buradan $I = V^{(r)^2} + V^{(i)^2}$ olduğu dikkate alınarak $P(V^{(r)})$ olasılık yoğunluğu

$$P\left(V^{(r)}\right) = \frac{1}{\pi} \int_{V^{(r)}}^{\infty} \frac{P(I)dI}{\left(I - V^{(r)2}\right)^{1/2}} \quad (27)$$

olduğundan integral alma yöntemiyle hesaplanır[7]. Ele aldığımız F(x) fonksiyonunun, P(W) dağılımının karakteristik fonksiyonuna bağlı bir fonksiyon olduğu da açıkça görülmektedir. Örnek olarak, sık sık gözlenen ve yukarıda da ele aldığımız bazı P(n,T) fotosayı dağılımlarına göre $T \langle\langle \tau_K$ şartında ışığın P(W), P(I) ve $P(V^{(r)})$ dağılımlarını hesaplayalım. Deneylerde sık sık rastlanılan P(n,T) foto-sayı dağılımının Bose-Einstein istatistiğine uygun değişmesi halinde

$$P(n,T)=\frac{\langle n\rangle^{n}}{\left(\langle n\rangle+1\right)^{n+1}} \qquad (28)$$

olduğundan eşitlik (28)'i eşitlik (23)'de yerine yazarsak

$$F(x)=\sum_{n=0}^{\infty}\left(\frac{ix}{\alpha}\right)^{n}\frac{\langle n\rangle^{n}}{\left(\langle n\rangle+1\right)^{n+1}}$$

$$=\frac{1}{\langle n\rangle+1}\sum\left(\frac{ix\langle n\rangle}{\alpha\left(\langle n\rangle+1\right)}\right)^{n}$$

$$=\frac{1}{\langle n\rangle+1}\cdot\frac{1}{1-\dfrac{i\langle n\rangle x}{\alpha\left(\langle n\rangle+1\right)}}$$

$$=\left(<n>+1-\frac{i<n>x}{\alpha}\right)^{-1} \qquad (29)$$

olarak hesaplanır. Bu sonucu eşitlik (20)'de yerine yazdığımızda

$$P(W)=\frac{1}{\langle W\rangle}\exp\left(-\frac{W}{\langle W\rangle}\right) \qquad (30)$$

ifadesine ulaşılır.

Yukarıdaki eşitlikte $\langle W\rangle=\dfrac{\langle n\rangle}{\alpha}$ olduğu açıkça görülür. Aynı şartlarda eşitlik (24)'ü kullanarak,

$$P(I)=\frac{1}{\langle I\rangle}\exp\left(-\frac{I}{\langle I\rangle}\right) \qquad (31)$$

olduğunu gösterebiliriz. Burada;

$$\langle I\rangle=\frac{\langle W\rangle}{T}=\frac{\langle n\rangle}{\alpha T} \qquad (32)$$

olduğu da açıktır. Eğer ışık lineer kutuplanmışsa, eşitlik (27) ve (31) ifadelerinden ışık alanının dağılımı

$$P(V^{(r)})=\left(\pi\langle I\rangle^{-1/2}\right)\exp\left(-\frac{V^{(r)2}}{\langle I\rangle}\right) \qquad (33)$$

olarak bulunur. Eşitlik (33) ifadesi gösterir ki, $V^{(r)}$ niceliğinin olasılık dağılımının yoğunluğunun orta değeri sıfır ve varyansı $\frac{1}{2}\langle I\rangle$ olan Gaussyen dağılımıdır.

P(n,T) foto-sayı dağılımının Poisson dağılımına uygun olarak değiştiği durumu ele alalım. Bu durumda foto-sayı dağılımı,

$$P(n,T)=\frac{\langle n\rangle^{n}}{n!}e^{-\langle n\rangle} \qquad (34)$$

şeklinde verilir. Eşitlik (34) ifadesini eşitlik (23)'te yerine yazarsak

$$F(x)=\exp\left[\langle n\rangle\left(\frac{ix}{\alpha}-1\right)\right] \qquad (35)$$

olduğunu buluruz. Genliği sabitleştirilmiş bir modlu lazer ışınımı için eşitlik (34) ve (23) kullanılarak P(W) dağılım fonksiyonu

$$P(W)=\delta\left(W-\langle W\rangle\right) \qquad (36)$$

olarak hesaplanır. Burada δ-Dirac fonksiyonudur. Işınım şiddetinin P(I) dağılım fonksiyonu da benzer şekilde

$$P(W)=\delta\left(I-\langle I\rangle\right) \qquad (37)$$

olur. Eğer ışınım alanı lineer kutuplanmış ise, eşitlik (37) ve (27) ifadelerine göre;

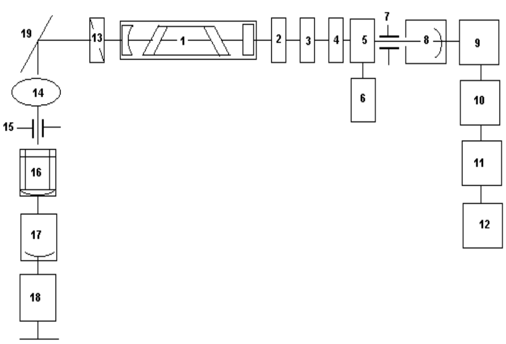
$$P(V^{(r)})=\begin{cases}\pi^{-1}\left(\langle I\rangle-V^{(r)^2}\right)^{-1/2} & \left|V^{(r)}\right|^{2}\langle\left(\langle I\rangle\right) ise,\\ 0 & \left|V^{(r)}\right|^{2}\rangle\left(\langle I\rangle\right) ise,\end{cases} \qquad (38)$$

olduğu bulunur.

Ele aldığımız örneklerde deneysel olarak ölçülebilen P(n,T) foto-sayı dağılımlarına göre optik ışınımın P(W), P(I) ve $P(V^{(r)})$ dağılımlarının nasıl bulunabileceği gösterildi. Yukarıda verilen sonuçların yarı klasik yaklaşımla elde edildiğini ancak, aynı sonuçlara ciddi kuantum teorisi temelinde de ulaşılması mümkündür[8].

MATERYAL VE METOT

Lazer ışınımının foto-sayı dağılımlarının deneysel olarak incelenmesi için kullanılan düzeneğinin blok şeması Şekil 2'de verilmiştir[9].

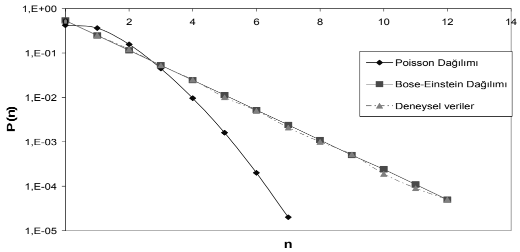


Şekil 2: Lazer ışınımının istatistiksel özelliklerinin belirlenmesi için kullanılan deneysel düzeneğin blok şeması. 1.He-Ne lazer, 2.Girişim filtresi, 3.Attenuator, 4. ve 13. Polarizörler, 5.Elektrooptik modülator, 6.Fonksiyon üreticisi, 7. ve 15. Silitler, 8. ve 17. Fotoçoğaltıcılar, 9. Düzenleyici, 10. Dönüştürücü (sayı-genlik), 11. Çok kanallı analyzer, 12. Bilgisayar, 14. Mercek, 16. İnterferometre, 18. Osiloskop, 19. Ayna

Işık kaynağı olarak He-Ne lazeri kullanılmıştır. Lazerin mod yapısı tarayıcı interferometre ile kontrol edilebilir. Etkin koherentlik süresi $\sim 2.10^{-7}$ s düzeyinde olduğundan radyasyonun enerji dağılımı δ-fonksiyon ve foto-sayı dağılımı Poisson dağılımı olarak kabul edilir. Foto-sayımı dedekte etmek için, uygun spektral duyarlılığı ve ayırt etme hassasiyeti olan fotoçoğaltıcılar seçilmiştir. Fotoçoğaltıcılar saniyede 2.10^6 tane fotoelektrondan daha fazla yüklemeye dayanamadıklarından, seçim süreci $T = 10^{-6}$ saniye olduğunda alıcı küçük sayıda n tane fotoelektron kaydetmeye uygundur. Bu nedenle $n \leq 12$ olduğu deneylerde, T sayım süresinde gelen fotoelektronların n sayısı 12 'yi geçmemiştir. Olasılık dağılımlarını ölçmek için τ süresinde kayıt sayıları, pulsların genliğine dönüştürülerek 256 kanallı puls analizörüne verilmiştir. Böylece, genliği ölçüm süresince gelen fotoelektronların n sayısına orantılı olan pulslar çok kanallı analizörün belirli kanallarında toplanırlar. Seçim süresi ve sayısı puls jeneratörü ile belirlenerek, deney süresince sırası ile yaklaşık 10^{-6} s ve 5.10^3 s^{-1} eşit olarak seçilmiştir. Seçim süresinin kısa olması, deneyin kısa bir sürede (~ 1 dakika) yapılmasına rağmen iyi bir istatistik elde edilmesine olanak sağlar (~ 3.10^5 sayı). Deney süresinin kısa olmasından dolayı lazer kaynağından başka, diğer cihazların sabitleştirilmesi için özel tedbirlerin alınmasına ihtiyaç kalmaz.

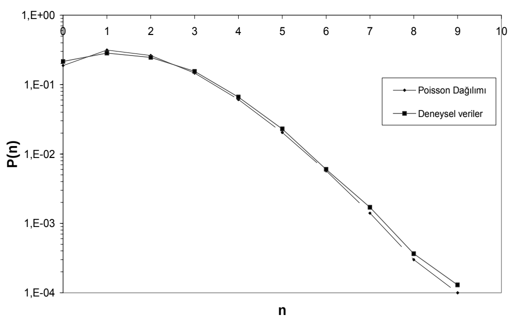
BULGULAR VE TARTIŞMA

Lazer kaynağından ısı kaynağı elde etmek için, lazer ışığı taneciklerinin boyutları ~90μm olan dönen buzlu cam yüzeyine odaklanır. Camın dönme hızını ve taneciklerin boyutlarını değiştirerek bu yöntemle dağılım fonksiyonu eşitlik (31) ile verilen psedo ısı ışınım kaynağı elde edilebilir[10]. Şekil 3'de bu durum için ölçülmüş P(n,T) foto-sayı dağılımları verilmiştir.



Şekil 3: Psedo ısı kaynağının foto-sayı dağılımları (<n>= 0,86).

Karşılaştırma için aynı <n> ortalama değeri için teorik olarak hesaplanmış Bose-Einstein dağılımı ve deneysel sonuçların özellikle n'nin büyük değerleri için uyumlu olduğu şekil 3'de gösterilmiştir. Bir modlu lazer için elde edilen deneysel olarak foto-sayı dağılımları ve eşitlik (34) yardımıyla aynı <n> değeri için hesaplanmış Poisson dağılımı şekil 4'de verilmiştir.



Şekil 4: Tek modlu lazer ışınımın foto-sayı dağılımı (<n>=1.67).

Şekil 4'den de görüldüğü gibi n'nin küçük değerleri için deneysel ve hesaplanmış sonuçlar genellikle uyumludur ve n'nin büyük değerlerinde ortaya çıkan farklılıklar ışınımın tam olarak bir modlu olmaması durumundan kaynaklanmasıyla açıklanabilinir[11].

SONUÇ

Böylece, yapılan teorik hesaplamalarla deneysel sonuçlar uyum içinde olmasından dolayı foto-sayı yönteminin, optik alanların istatistiksel özelliklerinin incelenmesi için etkin bir yöntem olduğu açıkça görülmektedir.

Bununla beraber bu yöntemin hem lineer optik kanallarda saçılma (holografi), hem de modlar arası bağıntıların yer aldığı nonlineer (modüle etme, defekte etme) süreçlerde ve ışınımın mod yapısının flüktüasyon özelliklerine etkisinin daha detaylı incelenmesinde başarıyla uygulanabileceği görülmektedir[12]. Foto-sayı yöntemi ışığın modüle edilmesi yöntemi ile birleştirilerek istenilen istatistik özelliklere sahip olabilen optik kaynakların modelleştirilmesinde de kullanılabilir[13]. Bunu deneysel olarak foto-sayı istatistiği P(n) ile verilen lazer ışınımını dönen buzlu camla modüle ederek foto istatistiği Bose-Einstein dağılımı ile verilen psedo ısı kaynağı oluşturulduğunu gösterdik. Foto-sayı yöntemi aynı zamanda, optik kanallarda ortaya çıkan additif ve multiaktif gürültülerin etkisinin incelenmesinde de etkin bir yöntem olarak uygulanabilir [14].

KAYNAKLAR

[1] **Mandel L.**. 1963 *Progres in Optics*, ed. E. Wolf, V.2

[2] **Abdullayev R.A**, **Cenik M.İ.** 2003 *BDÜ' nün Haberleri*, 3, 143

[3] **Abdullayev R.A**, **Deryugin İ.A,** Kurashov V.N., Nastich V.N., 1973 *Prog. Az. St. Uni., ser. Phys.-Mat.* 1, 25

[4] **Glauber R.J**., 1964 *Annolen der Phys. 16, 1, 2124*

[5] **Brown R.H., Twiss R.O.** 1957, *Prog. Roy. Soc.* A 242, 300

[6] **Gabor D., J.** 1946 *Inst. Elect. Eng.*, 93, 429

[7] **Wolf E., Mehta C. L.,** 1965 *Phys. Rev. Lett.,* 13, 705

[8] **Mehta C. L.,** 1970 *Progress in Optics*, ed. E. Wolf, VIII, 38

[9] **Deryugin I. A., Kurashov V.N, Abdullayev R. A., Nastich V.N., A. Mirzayev T.,** 1972*Radioteknika i Electronika*, XVII, 8, 1622

[10] **Abdullayev R. A., Deryugin I. A., Kurashov V.N, Nastich V.N.,** 1974 *Vesnik KGU*, 15, 105

[11] **Deryugin I. A., Abdullayev R. A., Kurashov V.N, Nastich V.N.,** 1973 *Izv. AN SSSR,* XXXVII, 10, 2115

[12] **Abdullayev R. A., Şentürk Ş, Özkırım I., Küçükbursa A,** 2003 *Pow. Eng. Probl.*, 5, 62

[13] **Abdullayev R. A., Cenik I. M,** 2001 *BDÜ' nün Haberleri*, 2, 80

[14] **Abdullayev R. A., Yüksek M.,** 2005 *Fizika* XI, 3, 32