EFEITOS NÃO-CLÁSSICOS DO CAMPO LUMINOSO

SANTOS, Mairon M. dos[1]. **BASEIA**, Basílio[2]

Palavras chaves: correlação, anti-bunching

1 INTRODUÇÃO (justificativa e objetivos)

A quantização do campo eletromagnético realizada por Dirac em 1927 [1] , era tida como uma formulação alternativa dispensável, ainda que sofisticada, para explicar os fenômenos luminosos conhecidos, uma vez que a teoria semi-clássica fornecia os mesmos resultados. Entretanto, a partir da formulação quântica da teoria da coerência óptica, desenvolvida por Glauber [2] em 1963, inspirada no laser, foi previsto o efeito de antiagrupamento de fótons, cuja explicação não poderia ser obtida classicamente. Verificado experimentalmente em 1977 [3], por Kimble *et al.*, esse novo efeito marcou o efetivo nascimento da Óptica Quântica, a qual passou a ter o status de teoria necessária Posteriormente.

O interesse pelos ENC advém de suas potenciais aplicações em avançados tópicos de pesquisa, tais como: teletransporte [**?**], computação quântica [**?**], comunicação quântica [**?**], etc.

Um método de engenharia de estados não clássicos é o proposto por Piza [**?**], em 1996, onde, dada uma Hamiltoniana dependente do tempo, podemos variar alguns parâmetros afim de obter determinados estados. É neste aspecto o enfoque principal deste trabalho.

Variar estes parâmetros significa verificar como o sistema se comporta mediante alterações de amplitude, tal como sua frequência. Pode-se também analizar como estas mudanças ocorrem para estados diferentes como $|0\rangle$, $|1\rangle$, $|2\rangle$, etc, afim de verificar os efeitos de agrupamento e anti-agrupamento de fótons. Estas características são verificadas na análise da curva de g^2.

2 METODOLOGIA

A função de correlação de segunda ordem, g^2, é obtida ultilizando-se o método desenvolvido por Piza e Tsai, que consiste em resolver equações diferenciais de primeira ordem acopladas. Este método permite a precisão desejada visto que o mesmo é tratado numericamente através do programa Maple.

3 RESULTADOS E DISCUSSÃO

Considerando a hamiltoniana quadrática, dependente do tempo, que descreve o sistema:

$$\hat{H} = \hbar\{f_1\hat{a}^\dagger\hat{a} + f_2\hat{a}^\dagger\hat{a}^\dagger + f_2^*\hat{a}\hat{a} + f_3\hat{a}^\dagger + f_3^*\hat{a}\} \tag{1}$$

Para $f_1(t)$ real, o hamiltoniano é hermitiano.

Olhando pelo "Heisemberg pictury", os valores médios dos produtos de potências, dos operadores de criação e aniquilação, são fundamentais para a determinacáo de algumas propriedades, definindo:

$$A_{mn} \equiv Tr[(\hat{a}_H^\dagger)^m(\hat{a}_H)^n\hat{\rho}] = A_{nm}^* \tag{2}$$

Onde $\hat{\rho}$ é tomado como sendo o operador densidade, do estado a ser estudado.

[1]Aluno de Iniciação Científica. Instituto de Física. mairon@fisica.grad.ufg.br
[2]Orientador. Instituto de Física- UFG. basilio@if.ufg.br

Da maneira como A_{mn} foi construido, a equação que descreve a sua evolução temporal é dada por:

$$\frac{dA_{mn}}{dt} = \frac{i}{\hbar} Tr\{[\hat{H}_H, (\hat{a}_H^\dagger)^m (\hat{a}_H)^n]\hat{\rho}\} \tag{3}$$

$\hat{H}_H(t)$ é o hamiltoniano (1) escrito em termos dos operadores $\hat{a}_H^\dagger(t)$, $\hat{a}_H(t)$. Para se fazer estudo de propriedades como antiagrupamento de fótons, F-Fano e compressão é necessário o conhecimento dos seguintes sistemas de equações diferenciais:

$$\frac{dA_{01}}{dt} = -i[f_1 A_{01} + 2f_2 A_{10} + f_3] \tag{4}$$

$$\frac{dA_{02}}{dt} = -2i[f_1 A_{02} + f_2(2A_{11} + 1) + f_3 A_{01}] \tag{5}$$

$$\frac{dA_{11}}{dt} = i[2f_2^* A_{02} - 2f_2 A_{20} + f_3^* A_{01} - f_3 A_{10}] \tag{6}$$

$$\frac{dA_{03}}{dt} = -3i[f_1 A_{03} + 2f_2(A_{01} + A_{12}) + f_3 A_{02}] \tag{7}$$

$$\frac{dA_{04}}{dt} = -4i[f_1 A_{04} + f_2(3A_{02} + 2A_{13}) + f_3(t) A_{03}] \tag{8}$$

$$\frac{dA_{12}}{dt} = -i[f_1 A_{12} + 2f_2(A_{10} + 2A_{21}) - 2f_2^* A_{03} + 2f_3 A_{11} - f_3^* A_{02}] \tag{9}$$

$$\frac{dA_{13}}{dt} = -i[2f_1 A_{13} + 6f_2(A_{11} + A_{22}) - 2f_2^* A_{04} + 3f_3 A12 - f_3^* A_{03}] \tag{10}$$

$$\frac{dA_{22}}{dt} = 2i[f_2^*(A_{02} + 2A_{13}) - f_2(A_{20} + 2A_{31}) + f_3^* A_{12} - f_3 A_{21}] \tag{11}$$

Para se obter a solução completa destas equações é necessário ter o conhecimento das condições iniciais apartir do qual o sistema descrito pelo hamiltoniano evolui. As condições iniciais são dadas pela equação 12, onde $|p\rangle$ é o estado de Fock para o qual os termos $A_{mn}(0)$ são calculados.

$$A_{mn}(0) = \langle p|(\hat{a}^\dagger)^m (\hat{a})^n|p\rangle \tag{12}$$

Variando-se os parâmetros para os estados iniciais $|1\rangle$ e $|2\rangle$, observa-se que para baixas amplitudes e frequências o efeito *anti-bunching* é bem acentuado como se pode verificar em 1.

Já para frequências e amplitudes um pouco mais altas observa-se que g^2 tente rapidamente a certos valores como na figura. Lógico dentros destes extremos há uma variedade de valores.

4 CONCLUSÃO

Foi obtida a função de correlaçao de segunda ordem com resultados que obedecem bem os resultados obtidos na literatura, o que pode ser verificado nos gráficos do item anterior. Verificou-se que encontrar características do efeito *unti-bunching* é necessario variar insistentemente tais parâmetros visto que mesmos são difíceis de serem encontrados. Isto eh verificado nos gráficos que seguiram na seção anterior. Observou-se que quando o *anti-bunching* é observado a forma de g^2 é bem fragmentada e ocorre geralmene para amplitudes e frequências pequenas.

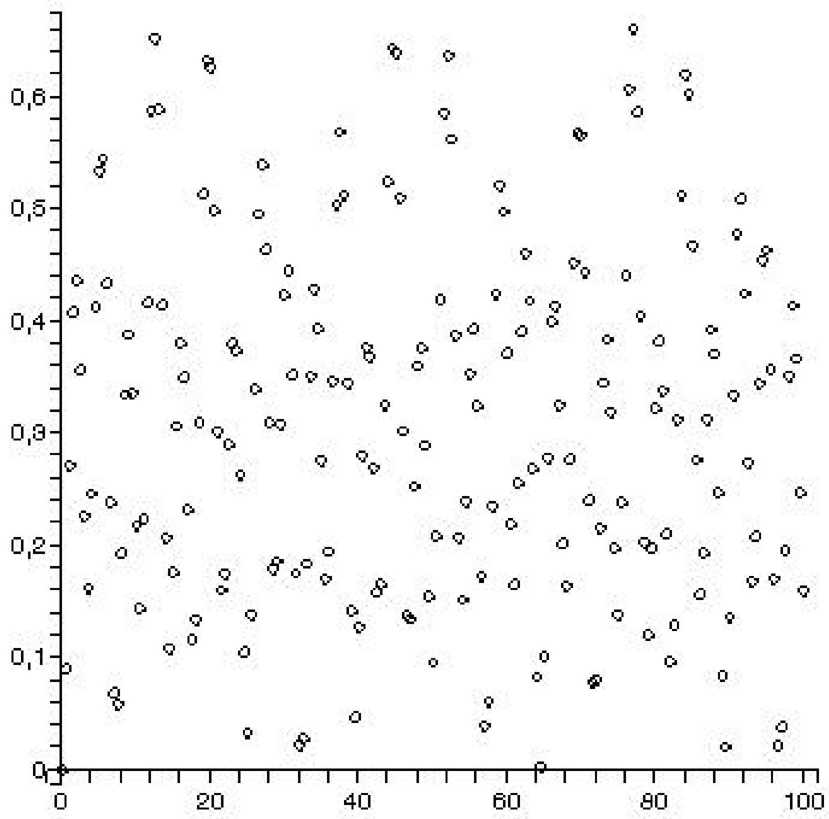

Figure 1: Dispersão de g^2

5 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

References

[1] P.A.M. Dirac, Proc. Roy. Soc. Lond. A **114** (1927) 243.

[2] R.J.Glauber, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 84; Phys. Rev. **131** (1963) 2766.

[3] H.J.Kimble, M. Dagenais, L. Mandel, Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 691.