熱光子によりポンプされたナノ共振器ラマン系の数値解析

Numerical analysis of Raman resonant nanocavity under chaotic excitation o乾 善貴¹、浅野 卓¹、高橋 和²、野田 進¹(1. 京大院工, 2. 阪府大院)

^oYoshitaka Inui¹, Takashi Asano¹, Yasushi Takahashi², and Susumu Noda¹ (1.Kyoto Univ., 2.Osaka-Pref. Univ.)

E-mail: inui@qoe.kuee.kyoto-u.ac.jp

序: ラマン効果は光2モードとフォノンの相互作用であり、パラメトリック効果によりストークス光の自 然放出、誘導放出を実現する。誘導放出による発振(ラマンレーザ)は微小共振器の伝統的な研究分野であ り[1-4]、応用上もシリコン基板上の光増幅を実現できるため重要である[3.4]。このような光非線形効果は コヒーレントな励起光を用いて検討されてきたが、ナノ共振器のラマン効果[4](図1に模式図)は103程度 の少ないポンプ光子に対して発振を実現し、ポンプ線幅も比較的広いためコヒーレントでない励起光に対 する非線形光学現象を確認することに適している。我々はポンプモードを熱光子により励起した場合を数 値的に解析し、発振によりコヒーレント光が得られること、およびコヒーレント光励起時との様々な相違 点を確認した。解析:コヒーレント振幅のランジュバン方程式[5,6]を用いて熱光子励起特性を計算した。 励起強さをラマン効果がない場合(G=0)のポンプモードの光子数 Nmによって表す。発振に必要なポンプ光 子数は $N_{thr}=\gamma_{a}/G$ であり $N_{thr}=10^{3}$ の場合を示す。ポンプ線幅は $\gamma_{a}/\gamma_{a}=1,4,0.25$ の3通りを考え、ストークス側 の光子数 N、、自己相関関数 g、を計算した。結果を図 2.3 に示す。光子数 N。は閾値 Nin=Ntr の手前から増加 を始める。gsはNm/Nm<<<1の自然放出時にコヒーレント励起時の2よりも大きく、閾値手前でピークを持 ち、N_{ir}/N_{th}>1の発振後コヒーレント的な値(g_s=1)に近づく。自然放出時のg_sはストークス振幅 α_sの代わり に熱光子数n,を用いる手法[7]を用いるとより明快である。この手法は連続的なストークス熱光子数n,で密 度行列 ρ を展開し(図4)、文献[5]同様、分布関数 P(n、)の拡散方程式と対応する n、の時間発展式から特性を 計算する。このとき P(n)がデルタ関数なら g=2 であり、指数関数 P(n)~e^{-Ans} なら g=4 である。N_{th}>>1 を 仮定したランジュバン方程式 $d\alpha_n/dt = -\gamma_n\alpha_n - G(1+n_s)\alpha_n + \xi \sqrt{\gamma_n}N_{ins}, dn_s/dt = -2\gamma_sn_s + 2G(1+n_s)|\alpha_n|^2, <\xi^*(t)\xi(t') > =$

2δ(t-t)から、N_{in}/N_{du}=0.01の自然放出時に図4に示すP(n_s)が得られた。γ_p/γ_sの値によってP(n_s)はデルタ関数と指数関数の間で変化することが確認できる。以上の詳細、N_{thr}依存性、他の相違点等を当日報告する。 参考文献:[1]J.Snow et al.,Opt.Lett.10,37(1985).[2]S.M.Spillane et al.,Nature415,621(2002). [3]H.Rong et al.,Nature433,725(2005).[4]Y.Takahashi et al.,Nature498,470(2013).

[5]P.D.Drummond and C.W.Gardiner, J.Phys.A13,2353(1980).[6]乾他応物 16 春 20p-p4-1. [7]J.F.Corney and P.D.Drummond, PRA68, 063822(2003).





図1. 共振器ラマン系. Gは光子1個あたりラマン利得.

