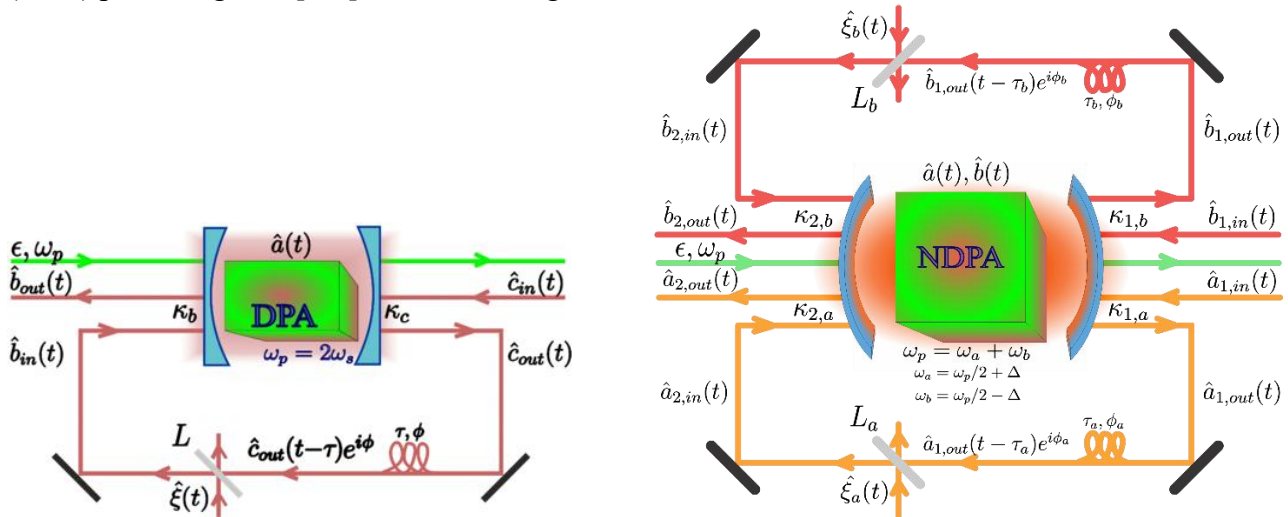


26.

## KÉSELTETETT KOHERENS VISSZACSATOLÁS HATÁSA A PARAMETRIKUS OSZCILLÁTOROK KIMENETI JELÉNEK PRÉSELTSÉGÉRE ÉS ÖSSZEFONOTTSÁGÁRA

Német Nikolett<sup>1</sup>, Kiss Tamás<sup>1</sup>, Scott Parkins<sup>2</sup><sup>1</sup>HUN-REN Wigner Fizikai Kutatóközpont, Budapest<sup>2</sup>University of Auckland, Új-Zéland

A bemutatott poszter két hasonló rendszert vizsgál. Mindkettő esetben egy parametrikus oszcillátorról van szó, ahol egy rezonátorban olyan nemlineáris kristály van elhelyezve, mely a bejövő pumpa fotonokat degenerált illetve nem degenerált módusú fotonokká konvertálja le (1. ábra). A jobb oldalt kilépő teret visszavezetjük a másik oldal bemenetére egyirányú haladást biztosítva. A menetközben fellépő extra fázistolásokat együttesen vesszük figyelembe. Az intenzitásvesztést és zajt egy nyalábosztó segítségével modellezzük a hurokban. Mindeközben a visszacsatolás hatását a parametrikus oszcillátorok kimenetére jellemző préseltségre, illetve összefonódottságra a kimeneti jel zaj-teljesítményspektrumának meghatározásával vizsgáljuk. A nemdegenerált parametrikus oszcillátor (NDPO) terének EPR-típusú összefonódottságának a mértékét a kétmódusú préseltségével azonosítjuk. Így a nemdegenerált esetet a korábban vizsgált degenerált parametrikus oszcillátor (DPO) préseltségéhez [1-2] sok hasonlóság fűzi.



1. ábra: A vizsgált Degenerált (bal) és Nem-degenerált (jobb) parametrikus oszcillátoroknak megfelelő késleltetett koherens visszacsatolást tartalmazó elméleti elrendezés. A zajt egy nyalábosztóval modellezzük (visszaverődési ráta  $L$ ,  $L_a$ ) a visszacsatolási hurokban. Az erősítőket körülölelő rezonátorok mindkét oldalt nyitottak, így például egy optikai kábellel összecsatolhatók. A visszacsatolt tér csak egy irányban halad.

Visszacsatolás nélkül a rendszerek a legerősebb préseltséget a lekonvertált módus frekvenciájánál érik el adott pumpaerősség esetén. A késleltetetes visszacsatolás bevezetése módosíthatja ezt a frekvenciát, sőt még a szükséges pumpaintenzitást is csökkentheti. Ahhoz, hogy a lehető legjobb paraméterkombinációt megtaláljuk a kvantumos modellt parametrikus közelítésben vizsgáljuk, mely alacsony lekonvertált intenzitás esetén egy jó közelítés. Többnyire a nem-degenerált eset egyenleteit közöljük [3], melyből könnyen származtathatók a degenerált esetre vonatkozó kifejezések is. A vizsgált Hamilton operátor ebben az esetben a következőképpen írható fel parametrikus közelítésben:

$$\hat{H} = \Delta(\hat{a}^\dagger \hat{a} - \hat{b}^\dagger \hat{b}) + i(\varepsilon \hat{a}^\dagger \hat{b}^\dagger - \varepsilon^* \hat{a} \hat{b}), \quad (1)$$

ahol  $\hat{a}$  és  $\hat{b}$  a két lekonvertált módus operátorai.  $\Delta$  a pumpáló tér frekvenciájának felétől való eltérése a módusoknak, mely akkor lehet 0, ha azok rezonanciafrekvenciája nem különbözik, de

polarizációjuk ortogonális.  $\varepsilon$  a pumpáló tér és a kristály nemlinearitásának kombinált parametrikus együttthatója. A visszacsatolás az egyébként markovi időfejlődést adó környezetnek memóriát kölcsönöz, mely jelentősen megváltoztatja a rendszert és így kimeneti jelének is a dinamikáját. Ezt a következő Heisenberg mozgásegyenletekkel lehet leírni:

$$\frac{d\hat{a}}{dt} = -(\kappa_a + i\Delta)\hat{a}(t) + \varepsilon\hat{b}^\dagger(t) - e^{i\phi_a}k_a\hat{a}(t - \tau_a) - \sqrt{2\kappa_a}\hat{a}_{in}(t), \quad (2)$$

$$\frac{d\hat{b}}{dt} = -(\kappa_b - i\Delta)\hat{b}(t) + \varepsilon\hat{a}^\dagger(t) - e^{i\phi_b}k_b\hat{b}(t - \tau_b) - \sqrt{2\kappa_b}\hat{b}_{in}(t), \quad (3)$$

ahol  $k_\alpha = 2\sqrt{\kappa_{1,\alpha}\kappa_{2,\alpha}(1 - L_\alpha)}$ ,  $\alpha \in \{a, b\}$  és

$$\hat{a}_{in}(t) = \frac{1}{\sqrt{2\kappa_a}} \{ \sqrt{2\kappa_{1,\alpha}}\hat{a}_{1,in}(t) + \sqrt{2\kappa_{2,\alpha}}[\sqrt{1 - L_\alpha}e^{i\phi_a}\hat{a}_{1,in}(t - \tau_a) + \sqrt{L_\alpha}\hat{\xi}_\alpha(t)] \}, \quad (4)$$

melynek kommutációs relációjából is előtűnik a nem-markovi jelleg:

$$[\hat{a}_{in}(t), \hat{a}_{in}^\dagger(t')] = \delta(t - t') + \frac{k_\alpha}{2\kappa_\alpha} [e^{i\phi_a}\delta(t - t' - \tau_a) + e^{-i\phi_a}\delta(t - t' + \tau_a)]. \quad (5)$$

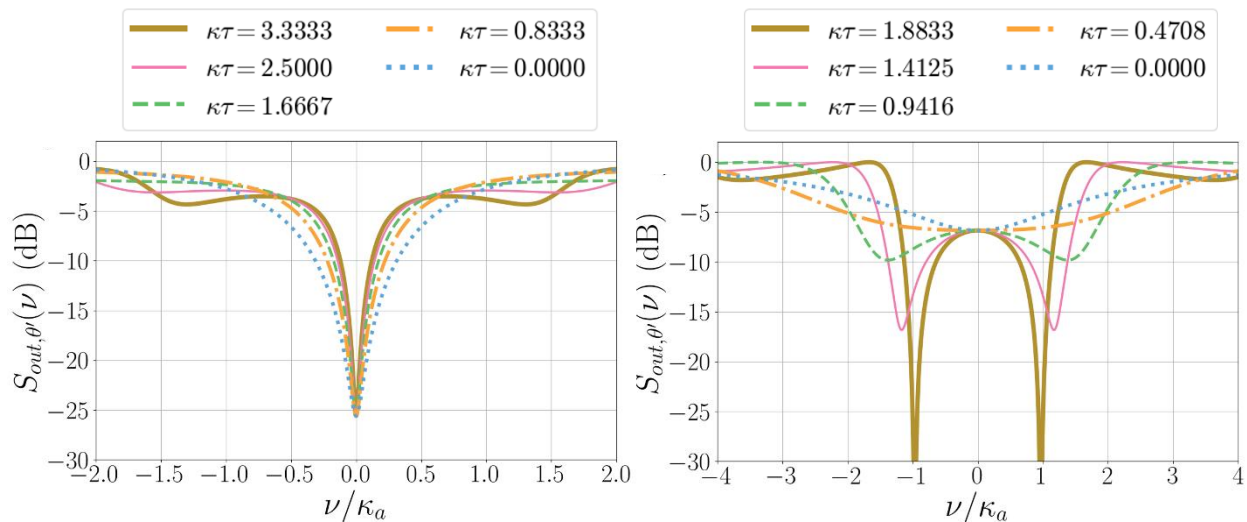
Mivel a dinamikai egyenletek (2-3) lineárisak, a megoldást könnyen felírhatjuk Fourier-térben, ahol a (4)-ben szereplő késleltetés egy frekvenciafüggő fázisként jelenik meg. Az általunk vizsgált mennyiség a zaj-teljesítményspektrum, melyet NDPO esetén általánosított kvadratúrákra értelmezünk:

$$\hat{X}_{\theta'}^G = \hat{X}_{a,\theta'_a} + \hat{X}_{b,\theta'_b}, Y_{\theta'}^G = \hat{Y}_{a,\theta'_a} - \hat{Y}_{b,\theta'_b} \quad (6)$$

melyekből a zajspektrum a következőképp definiálható [4-6]:

$$\mathcal{X}_{\theta',out}(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \langle (\Delta\hat{X}_{\theta',out}^G)^2(\nu, \nu') \rangle + \langle (\Delta\hat{Y}_{\theta',out}^G)^2(\nu, \nu') \rangle \right] d\nu \quad (7)$$

A kapott zajspektrumra példákat a 2. ábra mutat be különböző késleltetési értékek esetén.



2. ábra: A vizsgált rendszerekre jellemző zajspektrum különböző késleltetést figyelembevéve a visszacsatolási hurokban, NDPO esetén ortogonális polarizációt vizsgálva. Paraméterek:  $\frac{\Delta}{\kappa} = 0$ ,  $\kappa_a = \kappa_b = \kappa$ , bal oldal:  $\phi_a = \phi_b = \phi = \pi$ ,  $\frac{\kappa_{1a}}{\kappa} = \frac{\kappa_{1b}}{\kappa} = \frac{\kappa_1}{\kappa} = 0.933$ ,  $\frac{\varepsilon}{\kappa} = 0.45$ , jobb oldal:  $\phi = 0$ ,  $\frac{\varepsilon}{\kappa} = 0.75$ ,  $\frac{\kappa_1}{\kappa} = 0.5$ .

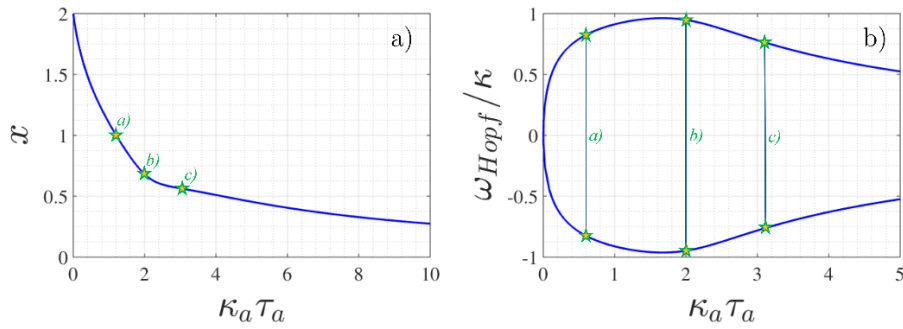
$\phi_\alpha = \pi$  esetén megfigyelhető egy kritikus pumpálóerősség csökkenés, így alacsonyabb meghajtási intenzitás esetén is hasonlóan magas az összefonódás a két lekonvertált módus között.  $\phi_\alpha = 0$ -t véve

pedig a spektrum először szélesedik, majd a legerősebb összefonódás a rezonátor rezonanciafrekvenciájától eltérő frekvencián jön létre.

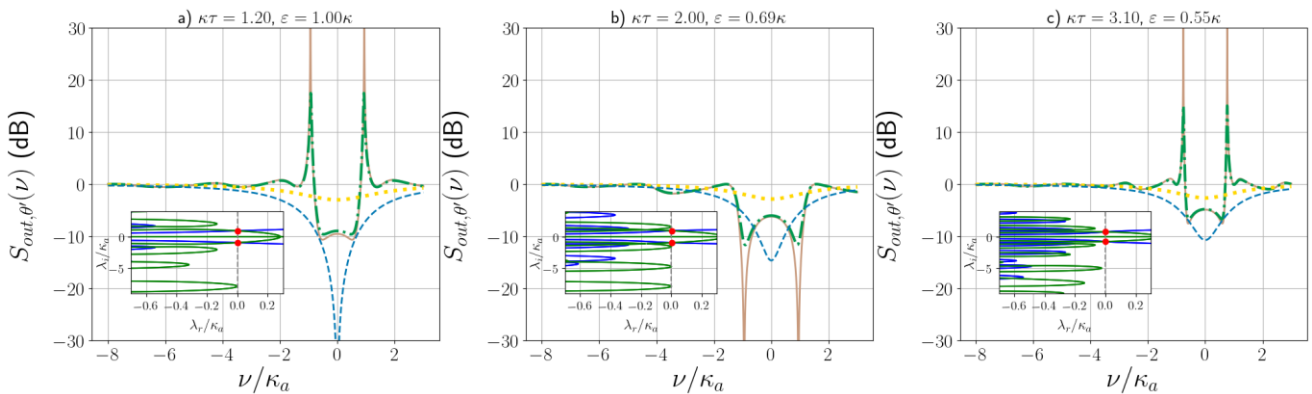
A dinamikai egyenletekből megvizsgálható a rendszer lineáris stabilitása különböző paramétertartományok esetén. Ebből az látszik, hogy a legerősebb összefonódás szorosan kapcsolódik a rendszer stabilitásvesztéséhez. Így  $\phi_\alpha = \pi$  esetén az eredeti vasvilla bifurkáció kisebb pumpaerősségre tolódása következik be, míg  $\phi_\alpha = 0$ -t nézve egy új dinamikai viselkedés, Hopf bifurkáció okozza az eltérést. Ezutóbbinál új stacionárius állapot helyett állandó oszcilláció jön létre, ahogy a rendszer egy határciklushoz közeledik. A kritikus frekvencia meghatározását, valamint a jellemző paramétereket tehát a stabilitásvizsgálat adja meg. Ezek alapján a legáltalánosabb összefüggést az alábbi egyenlet mutatja:

$$\cos(\Delta\tau_{a,c}) \cos[|\nu_c|\tau_{a,c}] \pm \sin(\Delta\tau_{a,c}) \sin[|\nu_c|\tau_{a,c}] = |\varepsilon| - \kappa_a \quad (8)$$

A legfőbb különbség a DPO és NDPO között akkor válik igazán szembetűnővé, amikor a két módus paraméterei eltérő értéket vesznek fel. Ebből mutat ízelítőt a 4. ábra, ahol a  $\hat{b}$  módusban rögzített késleltetés mellett változtatjuk a pumpaerősséget, valamint az  $\hat{a}$  módus késleltetését a 3. ábra alapján. Így végig Hopf bifurkáción haladunk végig, ám egyedül akkor van összefonódás-erősítés, amikor a két késleltetés megegyezik.



3. ábra: a) A Hopf-bifurkációkat ábrázoló görbék különböző pumpaerősség ( $x$ ) és késleltetés esetén, melyet DDE-BIFTOOL [7] segítségével határoztunk meg. b) Kellőképpen nagy pumpaerősség esetén oszcilláló megoldás jön létre, melynek frekvenciája látható a késleltetés függvényében. A zöld csillaggal jelölt példaszpektrumokat a mutatja. Paraméterek:  $\Delta = 0, \alpha \in \{a, b\}, \frac{\kappa_{1,\alpha}}{\kappa_\alpha} = 0.5, \kappa_b \tau_b = 2, \phi_\alpha = 0$ .



4. ábra: Zajspektrumok a 3. ábra jelzett pontjaiban. Összehasonlítás végett a visszacsatolásmentes esetet is ábrázoltuk szimmetrikus ( $\kappa_{1,\alpha} = \kappa_{2,\alpha}, \alpha \in \{a, b\}$  sárga pontozott) és egyoldalas rezonátor ( $\kappa_{1,\alpha} = \kappa_\alpha$  kék szaggatott) esetén. Jelöltük továbbá szimmetrikus rezonátor kimenetén veszteséges (zöld pontozott-szaggatott) és veszteségmentes visszacsatolásnál (barna vonal) a spektrumot. A kis ábrák a stabilitási egyenletek megoldásait mutatják, ahol a piros pont a legnagyobb valós résszel

rendelkező sajátértéket jelzi. Paraméterek:  $\theta' = \pi, \frac{\Delta}{\kappa_\alpha} = 0, \frac{\kappa_{1,\alpha}}{\kappa_\alpha} = 0.5, \kappa_b \tau_b = 2, \phi_\alpha = 0, L_\alpha = 5\%$  (vesztéses visszacsatolás esetén).

A rendszer ilyen mértékű érzékenysége a két módus közötti különbségekre felveti interferometriai alkalmazás lehetőségét is, mivel ahogy azt korábban említettük, a késleltetés a dinamikai szerepén túl fázistolásként jelenik meg az egyenletekben.

Ezzel a poszterrel tehát bemutatjuk, hogy a késleltetett koherens visszacsatolással lehetőség van a parametrikus oszcillátorok kimeneti jelének szabályozására. A hurok mind a dinamikában, mind a korrelációkban tud változást okozni. Stabilizálhat stacionárius megoldásokat, illetve oszcillációkat is. A kvantum zaj hatékonyabb csökkentése érhető el vele. A zajcsökkentés produkálható vesztéses visszacsatolás esetén is.

#### *Felhasznált irodalom*

- [1] M. Kraft, et al., Phys. Rev. A. **94**, 023806 (2016).
- [2] N. Német and S. Parkins, Phys. Rev. A. **94**, 023809 (2016).
- [3] N. Német, T. Kiss, S. Parkins, arXiv: 2503.19084 [quant-ph].
- [4] M. J. Collett and R. Loudon, J. Opt. Soc. Am. B **4**, 1525 (1987).
- [5] P. D. Drummond and M. D. Reid, Phys. Rev. A **41**, 3930 (1990).
- [6] C. M. Caves and B. L. Schumaker, Phys. Rev. A **31**, 3068 (1985).
- [7] K. Engelborghs, T. Luzyanina, and D. Roose, ACM Trans. Math. Softw. **28**, 1 (2002).

#### *Köszönetnyilvánítás*

Ezt a kutatást a Kulturális és Innovációs Minisztérium, valamint a Magyarországi Kvantuminformatika Nemzeti Laboratórium Nemzeti Kutatás-Fejlesztés és Innovációs Irodája támogatta (pályázati azonosító 2022-2.1.1-NL-2022-00004 és projekt pályázati azonosító TKP-2021-NVA-04). S.P. hozzájárulását a Kavli Institute for Theoretical Physics (KITP) fedezte (pályázati azonosító NSF PHY 2309135).