UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS

Víctor Fernandes Teizen

Geração de estados não-clássicos
via engenharia dissipativa

São Carlos

2019

Víctor Fernandes Teizen

Geração de estados não-clássicos via engenharia dissipativa

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Instituto de Física de São Carlos da Universidade de São Paulo, para obtenção do título de Doutor em Ciências.

Área de concentração: Física Básica
Orientador: Prof. Dr. Miled Hassan Youssef Moussa

Versão Corrigida

(Versão original disponível na Unidade que aloja o programa)

São Carlos

2019

AUTORIZO A REPRODUÇÃO E DIVULGAÇÃO TOTAL OU PARCIAL DESTE TRABALHO, POR QUALQUER MEIO CONVENCIONAL OU ELETRÔNICO PARA FINS DE ESTUDO E PESQUISA, DESDE QUE CITADA A FONTE.

Teizen, Victor Fernandes
Geração de estados não-clássicos via engenharia
dissipativa / Victor Fernandes Teizen; orientador Miled
Hassan Youssef Moussa - versão corrigida -- São Carlos,
2019.

84 p.

Tese (Doutorado - Programa de Pós-Graduação em Física
Básica) -- Instituto de Física de São Carlos, Universidade
de São Paulo, 2019.

1. Engenharia dissipativa. 2. Engenharia de
reservatórios. 3. Estados não-clássicos. I. Moussa, Miled
Hassan Youssef, orient. II. Título.

*Dedico este trabalho à minha
família.*

AGRADECIMENTOS

Primeiramente, agradeço a toda minha família, até aos parentes mais distantes por seu apoio. Agradeço especialmente a meus pais, Augusto e Rosângela, pelo apoio (principalmente financeiro) desde que entrei na vida universitária e aos meus amados irmãos, Rafael e Luíza, por esgotar minha paciência desde sempre (obrigado), e pela tolerância com relação a meus hábitos e comportamentos, que, até onde pude notar, nunca foram muito usuais, desde criança. Também agradeço ao carinho de meus avós: Dona Olga (ou Orga) e Leonardo, e Dona Niza (*in memoriam*) e Seu Geraldo (*in memoriam*), o agradeço também por ter pago parte da minha educação).

Com relação aos professores e pesquisadores, sou grato a meu orientador, Miled Hassan Youssef Moussa. Agradeço a também a todos meus professores – aos bons e aos não tão bons em graus e aspectos distintos. Agradeço especialmente a Gentil Dias de Moraes Neto por sua enorme ajuda nesse trabalho.

Sou grato também a todos funcionários do IFSC e da USP por sua disposição auxiliarme com burocracia e outros aspectos auxiliares do mundo acadêmico. Agradeço a infraestrutura disponibilizada pela USP e pelo IFSC, bem como o apoio financeiro da CAPES.

Com relação aos amigos, agradeço a todos que tive e já não me recordo muito (e com relação a essa última observação, principalmente os de infância) e aos que tenho, obviamente.

Peço desculpas por qualquer eventual esquecimento.

*O presente trabalho foi realizado
com o apoio da coordenação de aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil
(CAPES)*

- Código de Financiamento 001

"A batalha da vida é, na maioria dos casos, difícil; conquistá-la sem luta talvez fosse conquistá-la sem honra. Se não houvesse dificuldades, não haveria sucesso; se não houvesse luta, não haveria nada a ser alcançado."

Samuel Smiles

Resumo

TEIZEN, V.F. *Geração de estados não-clássicos via engenharia dissipativa*. 2019. 84 p. Tese (Doutorado em Ciências) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2019.

A geração e proteção de estados quânticos é fundamental para a mecânica quântica. Usualmente, utilizam-se protocolos de engenharia de estados baseados na aplicação sucessiva de transformações unitárias, cuja performance se torna menos efetiva conforme aumenta-se o número de componentes envolvidos nas transformações (já que transformações unitárias dependem de um elevado número de operações ou transformações com alto grau de fidelidade), além de tornarem-se mais vulneráveis a efeitos de flutuações de parâmetros experimentais, efeitos de desordem, decoerência e ruído. Dentre as possíveis estratégias para gerar estados quânticos, existe a chamada engenharia de interações quânticas, na qual pode-se tanto estudar como alterar a maneira a partir da qual sistemas interagem entre si para produzir um determinado estado estacionário desejado, quanto para investigar propriedades dos estados gerados ao se alterar alguma característica de tal interação. Neste trabalho apresentaremos duas propostas para gerar estados não-clássicos via engenharia de reservatórios (engenharia dissipativa) em dois tipos de sistemas distintos. No primeiro, utilizaremos um sistema optomecânico no qual efetua-se engenharia de dissipação a fim de obter hamiltonianos seletivos com os quais é possível preparar-se estados de Fock sob efeitos dissipativos, no qual mostramos o caráter não clássico dos estados obtidos nos regimes de cavidade altos e baixos fatores de qualidade. No segundo, utilizaremos um sistema de spins na qual podemos obter estados não-clássicos (emaranhados) para um sistema com o número de partículas (N) entre 2 e 12 via engenharia de interações quânticas com caráter coletivo, para obter diversos estados, considerando efeitos dissipativos como dissipações térmicas e defasagem, além de considerar a robustez com relação a flutuações em alguns parâmetros experimentais do modelo.

Palavras-chave: Engenharia dissipativa. Engenharia de reservatórios. Estados não clássicos.

Abstract

TEIZEN, V. F. *Generation of non-classical states via dissipative engineering*. 2019. 84 p. Tese (Doutorado em Ciências) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2019.

The generation and protection of quantum states is fundamental to quantum mechanics. Usually, state engineering protocols are used based on the successive application of unitary transformations, whose performance becomes less effective as the number of components involved in the transformations increases (as that depends on a large number of high-fidelity operations), in addition to becoming more vulnerable to the effects of fluctuations of experimental parameters, effects of disorder, decoherence and noise. Among the possible strategies to yield quantum states, there is the so-called quantum interaction engineering, in which one can either study how to change the way in which systems interact with each other to produce a desired steady state, or to investigate properties of the engineered states by changing some characteristic of such interaction. In this work we present a proposal to engineer non-classical states through reservoir engineering (dissipative engineering) in two types of systems. In the first one, we will use an optomechanical system in which dissipative engineering is carried out in order to obtain selective Hamiltonians with whom it is possible to prepare Fock states under dissipative effects, in which we show the non-classical character of the states obtained in the good and bad cavity regimes.. In the second, we will use a spin chain system in which we can obtain non-classical (entangled) states for a system with the number of particles (N) between 2 and 12 via quantum interaction engineering with collective character, to obtain several states, taking into account dissipative effects such as thermal dissipation and dephasing, and showing the robustness in relation to fluctuations in some experimental parameters of the model

Keywords: Dissipative engineering. Reservoir engineering. Nonclassical States.

LISTA DE FIGURAS

- Figura 3.1 – Desenho esquemático de um experimento em um sistema de eletrodinâmica de cavidades, no qual um feixe atômico dirigido para uma cavidade óptica a atravessa. τ é o tempo de travessia do átomo na cavidade, κ (γ) é a taxa de relaxação da cavidade (átomo livre). Na subseção sobre engenharia de reservatórios consideramos κ e γ desprezíveis, a não ser que seja explicitamente mencionado. 40
- Figura 3.2 – Figura que mostra uma implementação de íons aprisionados, com uma imagem da detecção destes, ao lado um esquema com os níveis de energia, tanto da parte vibracional, quanto dos graus de liberdade eletrônicos. No esquema da figura aparecem o acoplamento do laser Ω , a taxa de decaimento do íon γ e a diferença de frequência entre dois níveis dos graus de liberdade vibracionais, ω_m . Também aparecem as transições possíveis para uma determinada preparação atômica (e para um determinado potencial de interação). 44
- Figura 3.3 – Esboço de um sistema optomecânico na configuração de Fabry-Perot. A cavidade é acoplada via pressão de radiação de seu modo (associado ao operador $\hat{a}$, com frequência ω_c e taxa de decaimento κ) a um grau de liberdade mecânico (associado a $\hat{b}$, e às grandezas ω_m , γ e $\bar{n}_m$ sendo estas, respectivamente, a sua frequência, taxa de decaimento e número médio de ocupação térmica) através de um acoplamento de amplitude g . O modo ótico é acionado por um laser no regime de bandas laterais resolvidas ($\kappa \ll \omega_m$) sob a condição de banda lateral azul ($\Delta + g\eta = s\omega_m$), com $\Omega \ll \omega_m$ and $\eta = g/\omega_m$. 46
- Figura 4.1 – Acoplamento requerido η para eliminar o polinômio de Laguerre [i.e., $L_M^{(1)}(\eta^2) = 0$] como função do parâmetro M do estado $|M\rangle$. O *inset* mostra a diferença entre valores de acoplamentos vizinhos de forma a preparar estados de fock adjacentes, i.e., $\Delta\eta = |\eta_{M+1} - \eta_M|$, demonstrando a resolução necessária para η preparar cada estado de Fock. 54

Figura 4.2 – Fidelidade e pureza para produção de dois estados de Fock fonônicos alvo diferentes como função da razão $\gamma/\kappa_{\text{eff}}$. No painel superior (a), consideramos $|M = 10\rangle$, enquanto que em (b) mostramos o estado alvo $|M = 5\rangle$. Os *insets* mostram a não-classicalidade $\mathcal{I}$ no mesmo intervalo; η foi calculado de forma a suprimir os polinômios de Laguerre, e fixamos $\bar{n}_m = 0.3$ 55

Figura 4.3 – Fidelidade e pureza para produção de estado de Fock fonônico $|M = 10\rangle$ no regime de cavidades boas $\langle \hat{\chi}^{(1)}(\eta) \rangle = \kappa$. Novamente, o *inset* mostra $\mathcal{I}$ no intervalo de γ/κ . É visível que a pureza, a fidelidade e o parâmetro $\mathcal{I}$ deviam dos esperados para o estado alvo quando a magnetude da dissipação aumenta com relação ao nosso protocolo de engenharia. 56

Figura 4.4 – No painel esquerdo apresentamos a função de quaseprobabilidade de Wigner para o estado engendrado $|M = 10\rangle$ no regime de cavidade boa $\langle \hat{\chi}^{(1)}(\eta) \rangle = \kappa$ com $\gamma/\kappa = 10^{-3}$. No painel direito, apresentamos as probabilidades de ocupação dos níveis, onde o estado mais provável é centrado em $M = 10$, mostrando alta fidelidade com relação ao estado do alvo $|10\rangle$ 57

Figura 5.1 – Representação esquemática do sistema composto por uma cadeia de spin (nosso sistema de interesse) descrito por um Hamiltoniano XY. O reservatório consiste em um conjunto de sistemas de dois níveis que mediam a dissipação e o bombeamento dos modos normais da cadeia de spin. Ao controlar os acoplamentos sistema-reservatório, pode-se, em princípio, encontrar um hamiltoniano cujo espectro é suficientemente resolvível, portanto, através de bombeios, podemos acessar o estado alvo ($|s_j\rangle$) individualmente. $|s_i\rangle$ é o i -ésimo autoestado do Hamiltoniano do sistema de interesse com ω_i sua auto-energia correspondente. γ_{+i} (γ_{-i}) é a taxa de bombeamento (resfriamento) do nível i -ésimo do Hamiltoniano, $J_{i,i+1} = J$ é o acoplamento do sistema entre os spins enquanto $\lambda_{i,k}$ é o acoplamento entre o i -ésimo spin do sistema e o k -ésimo spin do reservatório. No esquema acima $i = k$ 61

Figura 5.2 - (a) Fidelidade $\mathcal{F}_{\text{steady}} = \sqrt{\text{Tr}(|\phi\rangle\langle\phi|\rho_{ss})}$ em função de γ/κ para várias temperaturas (representadas por $\bar{n}$) para a cadeia de spin $N = 5$, com estado estacionário como dado pela Eq.(5.12). Aqui nós consideramos apenas um reservatório engendrado conectado com o Liouvilliano de bombeio com $\gamma_+ = \gamma$ e $\gamma_- = \kappa_\phi = 0$. (b) O mesmo que em (a) mas para cinco diferentes números de reservatórios (conforme indicado na figura). Aqui nós definimos $\gamma_+ = \gamma_- = \gamma$, $\kappa_\phi = \kappa$. A temperatura de todos os reservatórios é assumida como igual, com $\bar{n} = 0.001$. (c) pureza $\mathcal{P}_{\text{steady}} = \text{Tr}[\rho_{ss}^2]$ e (d) *concurrence* entre o segundo e terceiro spins contra γ/κ para os mesmos parâmetros do painel (b). (e) Evolução do tempo ($\tau = t/\gamma$) da fidelidade e pureza $\mathcal{P}(t)$ para três diferentes graus de aleatoriedade (10, 20, 30)% das taxas de decaimento efetivo γ_+ e γ_- . (f) Fidelidade e Pureza são obtidas para o estado $|\phi\rangle_N$ versus o número N de spins na cadeia com os outros parâmetros mantidos os mesmos que no painel (e). .

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	21
1.1	Sobre a Mecânica Quântica e o futuro	21
1.1.1	Sobre a Mecânica Quântica	22
1.2	Sobre computadores quânticos e desenvolvimentos recentes no mundo quântico	24
1.3	Organização da tese	27
2	Conceitos Importantes	29
2.1	Sobre a origem dos estados não clássicos e de Fock	29
2.2	Equação Mestra	31
2.2.1	Equação Mestra para o oscilador harmônico	32
2.3	Caracterizando estados quânticos: Fidelidade, Pureza	37
2.3.1	Fidelidade	37
2.3.2	Pureza	37
3	Sistemas de interesse	39
3.1	Eletrodinâmica Quântica de Cavidade	39
3.1.1	Engenharia de reservatório em eletrodinâmica de cavidade	40
3.2	Íons aprisionados	43
3.3	Osciladores Optomecânicos	45
3.4	O modelo	47
4	Bombeio de banda lateral resolvida (azul) para produção de estados de Fock em sistemas optomecânicos	53
4.1	Resultados Numéricos	53

4.2	Comentário final	57
5	Preparação de estados emaranhados para uma cadeia de spin	59
5.1	Introdução	59
5.2	Modelo	62
5.3	Resultados Numéricos	66
5.4	Conclusão	68
6	Conclusão e observações finais	71
	REFERÊNCIAS	73

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

1.1 Sobre a Mecânica Quântica e o futuro

Muitos dos avanços tecnológicos atuais se devem indiretamente à invenção do transistor, um componente eletrônico que permite o controle de correntes elétricas de alta intensidade relativa usando correntes de intensidade relativa mais baixa. Tais avanços deram espaço para miniaturização e culminaram na criação dos computadores, cuja capacidade de processamento e armazenamento de informação permitiram uma revolução em vários aspectos do mundo moderno, desde a internet até a automatização de processos industriais. Pode-se dizer que, até certo ponto, a base de toda essa evolução tecnológica deve-se ao mecanismo físico que rege as equações da condução elétrica em semicondutores que permitiu miniaturização e aumento da velocidade de processamento e o armazenamento de informação.

É possível perceber que se temos informação sendo transportada (ou armazenada) através uma certa quantia de partículas, para aumentar a densidade de informação transportada ou armazenada é eventualmente necessário que o façamos em uma única entidade portadora desta informação (partícula, modos vibracionais, luz, etc). Entretanto, nessa realidade física microscópica, é necessário que se levem em conta as características quânticas das partículas ou dispositivos envolvidos no armazenamento e processamento informacional, já que nessa escala os efeitos quânticos são extremamente relevantes fisicamente, especialmente efeitos da chamada decoerência (1).

Essa é, essencialmente, uma das motivações da área de informação quântica: como funciona fisicamente a transmissão e armazenamento de informação no contexto de uma

única (ou de poucas) partícula(s)? Como a física quântica pode ser utilizada para aumentar o espaço útil de armazenamento e processamento de informação? Existe algum efeito quântico que é impossível sob a ótica da física (e computação) clássica? Ainda que não se saiba se os métodos de tratamento de informação via mecânica quântica sempre são superiores aos clássicos em termos de complexidade de tempo (como acontece para o algoritmo de fatoração de números inteiros de Shor (2)), para uma variedade de problemas específicos não se encontrou nenhum algoritmo clássico que permitisse fazer a mesma tarefa de maneira eficiente, ou seja, com complexidade de tempo subexponencial.

Recentemente, além da motivação do controle e armazenamento de informação em um número cada vez mais reduzido de partículas (3–5), cresce o número de implementações experimentais que usam um conjunto maior de partículas (6) ou propõem protocolos envolvendo processos coletivos (7). O número de partículas empregadas em experimentos de computação quântica está crescendo gradualmente nos últimos anos, com objetivo de implementar sistemas quânticos capazes de operações computacionais mais complexas (e, talvez, eventualmente, ultrapassar a capacidade dos sistemas atualmente utilizados). Tais avanços são necessários pois além de expandir a capacidade de processamento quântico, podem mostrar características físicas novas, e, em alguns casos, até física e aplicações nunca imaginadas. Do ponto de vista conceitual, a necessidade de estados quânticos de muitos corpos deriva-se de seu uso no estudo de processos quânticos fundamentais, como as decoerências (8) e as transições quântico-clássica (9). Em alguns sistemas, existem propostas para discernir aspectos fundamentais da mecânica quântica ainda não testados (por exemplo, a possibilidade de se testar as desigualdades de Leggett-Garg para sistemas optomecânicos (10)). Para fins práticos, por outro lado, o advento dos campos de computação quântica e comunicação quântica – que depende da produção de estados quânticos de longa duração e correlações quânticas – (1, 11) – certamente exigiu esforços extras de cientistas para desenvolver técnicas eficientes para preparar e proteger estados não-clássicos (12).

1.1.1 Sobre a Mecânica Quântica

Nesta subseção, apresentaremos um pouco sobre a história conceitual da física relacionada à mecânica quântica.

Desde o início do século XX a Mecânica Quântica tem se mostrado como uma teoria de sucesso, colocando-se num lugar de destaque na história da física. Tal teoria foi desenvolvida para descrever fenômenos que basicamente provêm da natureza finita da matéria. Na

mecânica clássica, tanto o espaço de fase da mecânica quanto a descrição do eletromagnetismo são contínuas e eram apenas capazes de explicar uma certa gama de fenômenos que apareceram nos limites de baixas energias ou baixos fluxos de matéria, notando-se a aparição de características inconsistentes com a continuidade de tais descrições físicas, como por exemplo, no espectro energético encontrado para substâncias gasosas, na radiação de corpo negro, no decaimento nuclear, no efeito fotoelétrico, dentre outros fenômenos que comportavam-se avessamente à natureza clássica. Desde então, a teoria quântica tem entregue explicações satisfatórias a fenômenos que vão desde a supercondutividade macroscópica à teoria microscópica de partículas elementares e, atualmente, tem atraído ampla investigação científica. Contudo, ainda não há consenso sobre seus fundamentos conceituais e sua interpretação.

Parte do obstáculo conceitual se dá devido ao fato de que a função de onda (objeto que efetivamente caracteriza um sistema na mecânica quântica) usualmente será dada por um superposição coerente de estados distintos do sistema, o que gera a necessidade do chamado "processo de medida" em mecânica quântica, no qual se dá o intitulado 'colapso da função de onda' (ou postulado de projeção). Ao designar a coleção de estados que revela os resultados possíveis de um experimento por $\{|\psi_j\rangle\}$, vê-se que o estado (puro) mais geral de um objeto físico será dado por $|\psi\rangle = \sum_i c_i |\psi_i\rangle$, com $c_i = \langle \psi_i | \psi \rangle$ e com a probabilidade de medir-se o estado ψ_j dada por $p_j = |c_j|^2$ ^a. Logo, surge um problema quanto à interpretação do mecanismo pelo qual tal estado definido é escolhido dentre todos os resultados possíveis, já que a evolução da função de onda governada pela equação de Schrödinger é unitária e reversível, e tanto a unitariedade quanto a reversibilidade deixam de ser contempladas pelo processo de medida.

Outro produto marcante do formalismo quântico é a possibilidade de uma descrição não local de eventos, aspecto da Mecânica Quântica que tem sido alvo de diversos debates ao longo dos anos. Em 1935, Einstein, Podolsky e Rosen (13) argumentavam que a Mecânica Quântica seria uma teoria incompleta, afinal, se a Mecânica Quântica fosse um teoria completa, deveriam ocorrer fenômenos não locais nesta – que, segundo tais autores, seriam absurdos. Considerando um par correlacionado de EPR preparado inicialmente num estado do tipo singleto, a não localidade revela-se por meio da medida, num dado estado, sobre uma das partículas que constituem o par, "projetando" instantaneamente a outra partícula num estado ortogonal àquele da primeira. Contudo, como não havia uma situação experimental tangível para demonstrar a (não) localidade na Mecânica Quântica

^a Note que experimentalmente o que se mede são observáveis associados com as funções de onda, e não a função de onda em si.

na época, a discussão sobre esses fundamentos da teoria permaneceu no plano filosófico até 1964, quando Bell formula as denominadas 'desigualdades de Bell' (14, 15), que seriam sempre válidas para qualquer teoria que cumprisse noções 'intuitivamente razoáveis' de realidade e de localidade, nos moldes assumidos por Einstein, Poldolsky e Rosen. A violação das desigualdades de Bell ^b foi comprovada ao longo das últimas décadas por intermédio de experimentos (16, 17), constituindo um dos resultados que mais acrescentaram compreensão sobre a natureza quântica e acarretou no desenvolvimento de diversas técnicas experimentais para o controle preciso de sistemas quânticos individuais.

1.2 Sobre computadores quânticos e desenvolvimentos recentes no mundo quântico

Algumas das áreas de pesquisa ativas e mais importantes que concernem a Mecânica Quântica envolvem computação quântica. Um computador quântico é uma máquina que utiliza princípios da mecânica quântica no processamento, envio, detecção e armazenamento de informação para resolução de problemas matemáticos (como, por exemplo, o problema de fatoração numérica (2)).

Cirac e Zoller encontraram no sistema de íons armadilhados um sistema para armazenamento e processamento de informação via aplicação de lasers sobre tais partículas. Um ano depois David Wineland demonstrou uma porta lógica em um íon, o que pode ser dito (sem grandes exageros) como o nascimento da computação quântica experimental. Desde então diversos sistemas foram descobertos, propostos e implementados experimentalmente como plataforma básica para computação quântica.

A mais básica unidade de informação de um computador quântico é o qubit, que pode ser implementado via um sistema de dois níveis. Os sistemas nos quais os computadores quânticos podem ser implementados têm que possuir as características de ser inicializáveis, transportáveis e transmissíveis de maneira fidedigna, possuir escalabilidade, possibilitar medidas de qubits específicos, possuir um conjunto de portas quânticas universais, e ter tempo de coerência maior que o tempo necessário para operação destes. Em princípio, tais requerimentos são atingidos em vários sistemas, como em sistemas de ressonância magnética nuclear, eletrodinâmica de cavidades, junções Josephson e pontos quânticos.

^b É importante observar que a constatação da violação das desigualdades de Bell implica que as hipóteses de realismo (objetos microscópicos possuem propriedades reais que determinam resultados de medidas quânticas) e de localidade (realidade em um local não é influenciada por medidas realizadas num local distante) não podem ser cumpridas pela mecânica quântica de maneira simultânea.

Como mencionado anteriormente, os aspectos fundamentais da mecânica quântica careciam de métodos para o manejo empírico de um número pequeno de partículas a fim de que fenômenos quânticos pudessem se manifestar. Por exemplo, esquemas para o aprisionamento de um único íon atômico (18) permitiram a realização de testes sobre aspectos básicos da Mecânica Quântica – como a não localidade (19) e a perda de coerência sofrida por estados quânticos (8) – e possibilitaram uma plataforma singular para a implementação de operações lógicas quânticas (20). Tais desenvolvimentos culminaram no laureamento (em 2012) de dois pesquisadores da área de aprisionamento e manipulação de poucas partículas atômicas (Wineland e do Haroche).

Diversos estudos teóricos e implementações experimentais abrangendo processos de interação radiação-matéria em íons aprisionados, e Eletrodinâmica Quântica de Cavidades (EQC) foram realizados ao longo das últimas décadas. Podemos citar como exemplo, a preparação de superposição de estados do tipo 'gato de Schrödinger' ($|\psi\rangle \propto (|\alpha e^{i\phi}\rangle + |\alpha e^{-i\phi}\rangle)$) com $|\alpha|^2 \approx 10$, em cavidades de alto fator de qualidade (alto-Q) (21) e em íons aprisionados (22), o que possibilita a investigação da coerência quântica mesoscópica. Ademais, a preparação de uma variedade de estados não-clássicos foi reportada no contexto da EQC (21) e de íons aprisionados (22–24), assim como foram experimentalmente demonstradas a geração e a detecção de estados de Fock do campo de radiação (25). Além disso foram medidas as oscilações de Rabi de átomos em estados circulares de Rydberg (26), revelando a natureza quântica do campo de radiação (27).

Simultaneamente aos desenvolvimentos em EQC, o controle preciso das técnicas de manipulação de estados eletrônicos e vibracionais de íons aprisionados via campos clássicos (28) permitiram a investigação de fenômenos quânticos fundamentais, por exemplo, a implementação de diversas propostas para simulação, computação (29) e comunicação quânticas. A operação de uma porta lógica quântica de dois bits de informação, "Controlled-Not" (C-Not), foi demonstrada via mapeamento de dois bits quânticos de informação nos graus de liberdade internos e externos de um íon aprisionado (18)^c. A reconstrução da matriz densidade e da função de Wigner de diversos estados quânticos do movimento de um íon aprisionado em um potencial harmônico também foi realizada (24). A simulação quântica de fenômenos tem se mostrado uma excelente ferramenta para estudar efeitos que carecem de experimentos para sua realização, fornecendo pistas sobre tais fenômenos, como, por exemplo, o Zitterbewegung e o paradoxo de Klein (30,31).

Outro sistema quântico promissor para estudo de propriedades quânticas é o sistema

^c Para visualizar várias das operações de portas lógicas quânticas, acesse o site do IBM Q Experience: <https://quantumexperience.ng.bluemix.net/qx/editor>.

optomecânico quântico (32), que surge como uma plataforma formidável para realizar, por exemplo, a geração de estados quânticos para a luz e/ou os graus de liberdade da matéria (32–35). O pronto acesso à interação não-linear (trilinear) de fótons únicos entre ressonadores mecânicos micro e nano-fabricados e os graus de liberdade óticos torna possível a produção de estados quânticos nos regimes optomecânicos fracos e fortes (32). Além disso, os esquemas atuais para realizar a tomografia de estado quântico de ressonadores mecânicos (36), e a capacidade de resfriar as excitações fonônicas até seu estado fundamental (37–41), fornecem um terreno fértil para produzir estados fonônicos de uma forma controlável. Em particular, os esquemas predominantes para preparar excitações de fônons simples (42), comprimidos (43) e estados de gato de Schrödinger (33) são intrinsecamente probabilísticos, pois são baseados principalmente na medição do modo óptico (correlacionado com o modo vibracional), colapsando assim os modos vibracionais em estados não-clássicos (42). Tais protocolos probabilísticos também podem ser implementados em outros sistemas.

No entanto, esquemas determinísticos também podem ser alcançados, os quais dirigem o sistema para um estado estacionário, via protocolos de engenharia de reservatório (44). Esta técnica subordina o sistema de interesse a interações adicionais além da (inevitável) ação do meio ambiente, objetivando a proteção com relação aos mecanismos de decoerência sendo também potencialmente útil para preparar superposições de dois pacotes de onda (45,46). A técnica de (44), demonstrada experimentalmente em um sistema de íons aprisionados (47), sinaliza uma etapa de suma importância para a implementação de recursos de informação quântica. Esse tipo de proposta pode atingir objetivos como a preparação dissipativa de estados quânticos de n corpos (48), computação quântica dissipativa universal (49), e simulação quântica analógica em sistemas abertos (50) permitindo estudos em transições de fase quânticas. Naturalmente, um dos principais aspectos positivos dos protocolos dissipativos é sua independência com relação a estados iniciais.

Como consequência adicional dos estudos voltados à computação quântica, criaram-se diversos esquemas para o controle de coerência distintos da engenharia dissipativa. Em primeiro lugar citamos os algoritmos quânticos de correção de erros (51–53), inspirados em seus análogos clássicos. Outra estratégia para controlar a coerência constitui na chamada engenharia de reservatórios (44), que subordina o sistema de interesse a interações adicionais além da (inevitável) ação do meio ambiente, objetivando a proteção com relação aos mecanismos de decoerência. Se as interações adicionais forem manufaturadas de forma apropriada, possibilitam o controle da dinâmica do sistema através da modificação do seu acoplamento com o meio ambiente. O artifício da engenharia de reservatório já foi

implantado, tanto teórica quanto experimentalmente, em íons aprisionados (54,55), sendo que ainda conta com propostas factíveis em sistemas atômicos de dois níveis (56–58).

Além disso é preciso mencionar também que processos coletivos de decoerência, pelos quais sistemas compostos interagem com um reservatório comum, têm incitado diversos estudos interessantes relacionados às proposições de subespaços livres de decoerência (59–62).

É notável o fato de que os algoritmos quânticos de correção de erros(63) pressuponham, geralmente, que sistemas quânticos compostos submetam-se de forma independente aos mecanismos de decoerência, enquanto que a confecção dos subespaços livres de decoerência decorrem, usualmente, da ação de um reservatório comum sobre sistemas compostos. Um protocolo para a concepção de subespaços livres de decoerência sob a premissa de que sistemas compostos encontram-se sob a ação de reservatórios distintos é apresentado na Ref.(64).

Os resultados acima mencionados motivaram propostas ousadas no que diz respeito aos processos de engenharia de hamiltonianos e reservatórios. Dentre esses processos mencionamos a compressão de estados de modos da cavidade e a realização de operações lógicas quânticas, alcançados a partir de hamiltonianos quadráticos e bilineares (65). O programa de engenharia de interações é condição necessária para a engenharia de reservatórios, dado que através das interações auxiliares acima mencionadas, podemos modificar os efeitos do reservatório sobre o sistema de interesse (44). A implementação experimental das engenharias de interação e reservatório, levadas a cabo através das armadilhas iônicas, reforça e confirma o domínio alcançado na manipulação do átomo e dos campos de radiação.

1.3 Organização da tese

A tese será dividida da forma que será delineada aqui. No capítulo 2, após breve revisão histórica sobre a natureza da luz e sua conexão com os estados de Fock, introduzem-se conceitos importantes para o desenvolvimento da tese. Apresentamos uma introdução à Equação mestra, fidelidade e pureza.

No Capítulo 3, introduzimos o leitor a alguns sistemas físicos – como o sistema de íons armadilhados, eletrodinâmica quântica de cavidades e o sistema optomecânico.

No capítulo 4 apresentamos um protocolo de engenharia de interação dissipativa no contexto de um sistema optomecânico, no qual propomos um protocolo para obtenção de estados de Fock nos graus de liberdade vibracionais.

Após isso, apresentamos, no Capítulo 5, uma maneira a partir da qual podemos efetuar a geração de estados emaranhados de muitos corpos, incluindo uma análise de escalabilidade e efeitos dissipativos relevantes.

No último (6º) Capítulo, apresentamos uma síntese do conteúdo desenvolvido ao longo da tese, além de discutir certas perspectivas de trabalhos futuros e a conclusão.

Publicações relevantes correlatas a esse trabalho ^d:

- DE MORAES NETO, G. D.; TEIZEN, V. F.; MONTENEGRO, V.; VERNEK, E. Steady many-body entanglements in dissipative systems. *Physical Review A*, v. 96, n. 6, p. 062313, 2017. doi: 10.1103/PhysRevA.96.062313
- DE MORAES NETO, G. D.; MONTENEGRO, V.; TEIZEN, V. F.; VERNEK, E. Dissipative phonon Fock state production in strong nonlinear optomechanics. *Physical Review A*, v. 99, n. 4, p. 043836, 2019. doi: 10.1103/PhysRevA.99.043836

^d O autor da tese só não figura como primeiro autor em ambos trabalhos por razões burocráticas.

CAPÍTULO 2

CONCEITOS IMPORTANTES

2.1 Sobre a origem dos estados não clássicos e de Fock

Aqui faremos uma breve menção da evolução da descrição da luz e a origem dos estados não-clássicos.

Para Isaac Newton a luz se comportava de maneira corpuscular, todavia seu trabalho sobre a natureza da luz sofreu diversas críticas de cientistas como Hooke e Huygens, que acreditavam no comportamento ondulatório da luz, motivados pelo fenômeno da difração. Posteriormente experimentos sobre interferência e difração de Thomas Young e Augustin Fresnel demonstraram a existência de fenômenos ópticos incompatíveis com a teoria corpuscular da luz.

Inspirado pelo trabalho de Faraday, James Clerk Maxwell (físico escocês) foi capaz de relacionar os fenômenos elétricos aos magnéticos (separados na época) fazendo uso de um pequeno conjunto de equações diferenciais (as equações de Maxwell) que indicaram a existência de ondas constituídas por campos elétricos e magnéticos oscilantes que viajavam no espaço à velocidade da luz. Como resultado dos avanços por parte da teoria ondulatória, a teoria corpuscular foi quase abandonada. Todavia, ao tentar incluir a emissão fotoelétrica, a teoria ondulatória se mostrou incapaz de explicar tal fenômeno – que só foi explicado posteriormente por Einstein, usando das ideias de quantização de Planck, desta maneira, o caráter corpuscular da luz ressurgiu, indicando uma dualidade na natureza da luz que perdura até hoje: A dualidade partícula-onda.

Anos depois, em 1953, Charles Hard Townes, James P. Gordon e Herbert J. Zeiger produziam o maser, um dispositivo similar ao laser, mas que produz microondas de ma-

neira coerente (66). É importante mencionar que Nikolai Basov e Aleksander Prokhorov ganharam o Prêmio Nobel em 1964 devido a sua proposta de usar duas fontes de energia com níveis diferentes para resolver o problema da emissão contínua de luz que afetava as técnicas envolvendo emissão estimulada, e que deu origem ao LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation). Apesar de suas incontáveis aplicações práticas, a teoria do laser continua sendo desenvolvida por diversos autores, como o estudo do laser de poucos átomos (67, 68). A luz laser consegue produzir estados coerentes, os quais são os estados cujo produto das incertezas das quadraturas é mínimo e as incertezas são igualmente distribuídas entre as quadraturas ^a.

Como podemos descrever a luz de maneira fundamental? Tal papel é efetuado pelos estados de Fock, que consistem em estados puros cuja principal característica é a de que possui um número definido de excitações (quanta ou partículas), ou seja, por definição, para tais estados o número médio de excitações é conhecido de maneira exata, com variância nula. Um estado de Fock pode ser criado a partir do vácuo através da repetida aplicação do operador de criação de excitação sobre este. Tais estados também podem ser definidos em contextos coletivos e tanto no caso fermiônico, quanto no caso bosônico. Os estados de Fock são fundamentais em óptica quântica e são indispensáveis na descrição teórica de uma vasta gama de fenômenos ópticos, assim como também nos aspectos mais aplicados da óptica quântica, como os campos de comunicação e informação quântica (69–71). De particular importância é a sua aplicação em criptografia quântica que resultaria num aumento significativo da capacidade de segurança de canais de comunicação (72). Estados de Fock são também úteis para gerar emaranhamento de múltiplos átomos em sistemas tais como o micromaser, levando a aplicações como portas lógicas quânticas (73, 74). Logo, existe um crescente interesse em sistemas capazes de gerar campos que contêm um número bem definido de fótons.

A preparação e caracterização de estados de Fock no laboratório ainda é uma tarefa difícil de se realizar para números de excitação mais altos (75, 76). Tais preparações de estado não são determinísticas, logo, para caracterizar tais estados é necessário um conjunto de várias medidas (77).

Protocolos de geração de estados de Fock determinísticos com números maiores têm sido realizados em circuitos quânticos supercondutores (78). Em virtude do acoplamento muito forte, estados de Fock são obtidos pela medição do espectro de absorção do qubit como foi realizado em (79), com a geração de estados de Fock até $n = 15$.

Além dos estados de Fock, existem outros estados não-clássicos que atraem bastante

^a Caso uma das quadraturas tenha incerteza menor do que a da outra, têm-se o chamado estado comprimido.

interesse. Nesta categoria incluem-se estados de Bell (80), estados NOON (91), e estados tipo W (82), por exemplo. Estes estados são emaranhados e têm um papel importantíssimo nos processos de informação e comunicação quântica já que o emaranhamento é um recurso chave em computação quântica (83).

Em se tratando da luz, os desenvolvimentos teórico e experimental no tratamento das estatísticas de fotocontagens associadas aos estados não clássicos^b do campo de radiação, aprofundaram o conhecimento do campo luminoso e a dicotomia entre suas descrições clássica e quântica. O antiagrupamento de fótons e a estatística sub-Poissoniana de fotocontagens constituem algumas das propriedades não-clássicas do campo luminoso que estabelecem de forma inequívoca a necessidade da sua descrição quântica. Nesse contexto destaca-se o chamado "parâmetro Q de Mandel", que consiste numa maneira de quantificar o desvio com relação à estatística poissoniana dos estados coerentes.

2.2 Equação Mestra

O hamiltoniano de um sistema que se subdivide em dois subsistemas (em nosso caso um sistema de interesse e um reservatório), pode ser descrito por:

$$H = H_S + H_R + H_{int} = H_0 + H_{int}. \quad (2.1)$$

No qual H_S representa os graus de liberdade do sistema, H_R representa os graus de liberdade do reservatório e H_{int} representa os graus de liberdade do sistema que interagem com os graus de liberdade do reservatório – mediados por uma determinada interação. Descrever o sistema total consistirá em simplesmente utilizar H como um hamiltoniano total na equação de Schrödinger para o $|\psi\rangle$ do sistema composto. Obviamente, a evolução do sistema composto é determinística e unitária, o que nos permite associar um vetor de estado ao estado do sistema composto. O efeito colateral de se optar por descrever a dinâmica do subsistema de interesse, portanto, é o de não ser possível (em geral) a utilização do vetor de onda para prever a dinâmica do subsistema de interesse, já que este será descrito de maneira estatística pelos possíveis vetores de estado desse. Para contabilizar tal interferência que o reservatório faz sobre o sistema de interesse utiliza-se o operador densidade (que denota um ensemble estatístico de estados puros).

^b Nota sobre estados não clássicos: define-se como estado clássico um estado cuja representação na base de estados coerentes P de Glauber-Sudarshan possui uma densidade de probabilidade (portanto sem regiões negativas na distribuição).

2.2.1 Equação Mestra para o oscilador harmônico

Consideremos um sistema (84) cujo hamiltoniano seja dado por (com $\hbar = 1$):

$$H = \omega_0 a^\dagger a + \sum_j \omega_j b_j^\dagger b_j + \sum_j g_j (a b_j^\dagger + a^\dagger b_j). \quad (2.2)$$

na qual ω_0 é a frequência do oscilador harmônico do sistema de interesse ^c, ω_j são as frequências dos osciladores do reservatório, g_j são os acoplamentos entre os modos do reservatório e do sistema de interesse, $a(a^\dagger)$ são os operadores de criação (destruição) de excitação no sistema de interesse e $b_j(b_j^\dagger)$ são os operadores de criação (destruição) de excitação no j -ésimo modo do reservatório. Aqui definiremos:

$$H_0 = \omega_0 a^\dagger a + \sum_j \omega_j b_j^\dagger b_j, \quad (2.3)$$

$$V = \sum_j g_j (a b_j^\dagger + a^\dagger b_j), \quad (2.4)$$

com:

$$[b_j, b_k^\dagger] = \delta_{jk}. \quad (2.5)$$

na qual H_0 denotará o chamado “Hamiltoniano Livre” e V denotará o chamado “Hamiltoniano de Interação” ou simplesmente “termo de interação” – como será tipicamente feito ao longo de todo esse trabalho a não ser que o contrário seja especificado. Procederemos da seguinte forma: utilizaremos a equação de evolução do sistema total (sistema + reservatório), passaremos para a representação de interação e finalmente expandiremos perturbativamente a expressão obtida para obter a equação mestra que rege a dinâmica do sistema de interesse.

O operador densidade total (sistema + reservatório) na representação de Schrödinger, satisfará, em geral, a equação diferencial:

$$\frac{d\rho_T(t)}{dt} = -i[H, \rho_T(t)]. \quad (2.6)$$

^c Não é necessário que o sistema seja um oscilador harmônico sempre. Nosso sistema de interesse será, mas poderíamos ter um átomo ou conjunto de átomos como sistema de interesse.

Na representação de interação, se definirmos $H_0 = H_S + H_R$, temos a operação unitária:

$$U_0(t) = e^{-iH_0 t}. \quad (2.7)$$

Que define, na representação de interação, a equação de movimento:

$$\frac{d\rho_T^I(t)}{dt} = -i[V_I(t), \rho_T^I(t)], \quad (2.8)$$

sendo $\rho_T^I(t) = U_0^\dagger(t)\rho_T(t)U_0(t)$ e $V_I(t) = U_0^\dagger(t)V(t)U_0(t)$. Integrando, temos:

$$\rho_T^I(t) = \rho_T^I(0) - i \int_0^t dt' [V_I(t'), \rho_T^I(t')]. \quad (2.9)$$

Usando Eq.(2.9) na Eq.(2.8), obtemos:

$$\frac{d\rho_T^I(t)}{dt} = -i[V_I(t), \rho_T^I(0)] - \int_0^t dt' [V_I(t), [V_I(t'), \rho_T^I(t')]]. \quad (2.10)$$

De forma que, ao traçar sobre os graus de liberdade do ambiente, nos dá:

$$\frac{d\rho_S^I(t)}{dt} = -iTr_R\{[V_I(t), \rho_T^I(0)]\} - \int_0^t dt' Tr_R\{[V_I(t), [V_I(t'), \rho_T^I(t')]]\}. \quad (2.11)$$

Suponhamos que o sistema e o reservatório estejam inicialmente descorrelacionados, i. e., $\rho_T^I(0) = \rho_S^I(0) \otimes \rho_R^I(0)$. Supondo que $Tr_R\{[V_I(t), \rho_T^I(0)]\} = 0$, temos:

$$\frac{d\rho_S^I(t)}{dt} = - \int_0^t dt' Tr_R\{[V_I(t), [V_I(t'), \rho_T^I(t')]]\}. \quad (2.12)$$

Considerando que V possui um intensidade de acoplamento muito mais fraca relativa à frequência dos termos livres do hamiltoniano – ou seja, o acoplamento do sistema com o reservatório é fraco –, podemos pressupor que o operador densidade reduzido do reservatório não é afetado significativamente pela interação, de forma que:

$$\rho_T^I(t) \approx \rho_S^I(t) \otimes \rho_R^I(0). \quad (2.13)$$

Dessa forma a equação mestra nos fornece:

$$\frac{d\rho_S^I(t)}{dt} = - \int_0^t dt' Tr_R\{[V_I(t), [V_I(t'), \rho_S^I(t') \otimes \rho_R^I(0)]]\}. \quad (2.14)$$

Consideremos, como já anteriormente explicitado, o caso de um oscilador harmônico

amortecido simples, no qual:

$$V_I(t) = \hbar(a^\dagger \Gamma(t)e^{i\omega_0 t} + a\Gamma^\dagger(t)e^{-i\omega_0 t}), \quad (2.15)$$

na qual:

$$\Gamma(t) = \sum_j g_j b_j e^{i\omega_j t}, \quad (2.16)$$

Logo, com tal $V_I(t)$, a equação mestra gerará as seguintes integrais – que constituem a Eq.(2.14):

$$I_1 = \int_0^t dt_1 \langle \Gamma(t) \Gamma(t_1) \rangle e^{i\omega_0(t+t_1)}; \quad (2.17)$$

$$I_2 = \int_0^t dt_1 \langle \Gamma(t)^\dagger \Gamma(t_1)^\dagger \rangle e^{-i\omega_0(t+t_1)}; \quad (2.18)$$

$$I_3 = \int_0^t dt_1 \langle \Gamma(t) \Gamma(t_1)^\dagger \rangle e^{i\omega_0(t-t_1)}; \quad (2.19)$$

$$I_4 = \int_0^t dt_1 \langle \Gamma(t)^\dagger \Gamma(t_1) \rangle e^{-i\omega_0(t-t_1)}. \quad (2.20)$$

Daqui em diante só calcularei, como exemplo, uma das integrais, sendo que as outras integrais são análogas. Usando a definição de $\Gamma(t)$, temos:

$$I_1 = \int_0^t dt_1 \sum_{l,j} g_l g_j \langle b_l b_j \rangle e^{-i(\omega_l t + \omega_j t_1)} e^{i\omega_0(t+t_1)}, \quad (2.21)$$

passando para o contínuo, temos:

$$I_1 = \int_0^t dt_1 \int_0^\infty \frac{d\omega_1}{2\pi} \rho(\omega_1) \int_0^\infty \frac{d\omega_2}{2\pi} \rho(\omega_2) g(\omega_1) g(\omega_2) \langle b(\omega_1) b(\omega_2) \rangle_R e^{-i(\omega_1 t + \omega_2 t_1)} e^{i\omega_0(t+t_1)}, \quad (2.22)$$

na qual $\rho(\omega)$ é a densidade de estados.

Para banhos térmicos $\langle b(\omega_1) b(\omega_2) \rangle_R = 0$, entretanto alguns reservatórios especiais – como os reservatórios comprimidos possuem esse tipo de correlação não nula. A fim de incluí-los, admitamos ^d:

$$\langle b(\omega_1) b(\omega_2) \rangle = 2\pi M(\omega_1) \delta(2\omega_0 - \omega_1 - \omega_2), \quad (2.23)$$

que corresponde a um estado de vácuo comprimido multimodal com uma frequência "carrier"

^d É importante notar que essa delta de Dirac fornecerá a correlação de dois fótons num dado modo.

igual à frequência de ressonância da cavidade, o que fornece, com a mudança de variável $\omega = \omega_1$:

$$I_1 = \int_0^t dt_1 \int_0^\infty \frac{d\omega}{2\pi} \rho(\omega) \rho(2\omega_0 - \omega) g(\omega) g(2\omega_0 - \omega) M(\omega) e^{i(\omega_0 - \omega)(t - t_1)}, \quad (2.24)$$

se $\tau = t - t_1$, temos:

$$I_1 = \int_0^t d\tau \int_0^\infty \frac{d\omega}{2\pi} \rho(\omega) \rho(2\omega_0 - \omega) g(\omega) g(2\omega_0 - \omega) M(\omega) e^{i(\omega_0 - \omega)\tau}. \quad (2.25)$$

Agora faremos a aproximação de Markov^e e assumindo $\rho(\omega)$, $g(\omega)$ e $M(\omega)$ são funções que variam lentamente próximas a $\omega = \omega_0$, com ω_0 uma frequência alta. Se $\epsilon = \omega - \omega_0$, e assumindo simetria em relação a ω_0 temos (84):

$$I_1 \approx \int_0^\infty d\tau \int_{-\omega_0(\rightarrow -\infty)}^\infty \frac{d\epsilon}{2\pi} \rho^2(\epsilon + \omega_0) g^2(\epsilon + \omega_0) M(\epsilon + \omega_0) e^{i\epsilon\tau}, \quad (2.26)$$

sendo a extensão do limite inferior de integração justificável, já que ω_0 encontra-se longe da região de contribuição da integral - justifica-se de maneira similar a extensão da integral temporal para ∞ . Efetuando a integração temporal:

$$\int_{-\infty}^\infty \frac{d\epsilon}{2\pi} \rho^2(\epsilon + \omega_0) g^2(\epsilon + \omega_0) M(\epsilon + \omega_0) \left[\pi \delta(\epsilon) - i\mathcal{P} \left(\frac{1}{\epsilon} \right) \right], \quad (2.27)$$

com:

$$\int_0^\infty d\tau e^{\pm i\epsilon\tau} = \left[\pi \delta(\epsilon) - i\mathcal{P} \left(\frac{1}{\epsilon} \right) \right], \quad (2.28)$$

sendo $\mathcal{P}$ a valor principal de Cauchy, que é definido por:

$$\mathcal{P} \int_{-a}^b \frac{f(\omega) d\omega}{\omega} = \lim_{\epsilon \rightarrow \infty} \left\{ \int_{-a}^{-\epsilon} \frac{f(\omega) d\omega}{\omega} + \int_{\epsilon}^b \frac{f(\omega) d\omega}{\omega} \right\}. \quad (2.29)$$

O termo referente ao valor principal origina um pequeno deslocamento na frequência do oscilador^f. Há um termo semelhante a este nas outras integrais, também; tais termos serão desprezados. Se definirmos a taxa de decaimento por:

$$\gamma \equiv \rho^2(\omega_0) g^2(\omega_0), \quad (2.30)$$

^e Aproximação de Markov neste contexto denota uma aproximação na qual supõe-se que o processo é markoviano, isto é, sem memória.

^f É um termo de decaimento.

Obtemos:

$$I_1 = \frac{\gamma}{2} M(\omega_0). \quad (2.31)$$

Procedimentos análogos ao realizado para I_1 levam aos resultados das outras integrais; tais resultados são como segue:

$$I_2 = \frac{\gamma}{2} M^*(\omega_0), \quad (2.32)$$

$$I_3 = \frac{\gamma}{2} [N(\omega_0) + 1], \quad (2.33)$$

$$I_4 = \frac{\gamma}{2} N(\omega_0). \quad (2.34)$$

Nesta expressão $N(\omega)$ é definido por:

$$\langle b^\dagger(\omega) b(\omega') \rangle = 2\pi N(\omega) \delta(\omega - \omega'). \quad (2.35)$$

Substituindo tais expressões na Eq.(2.14) segue a equação mestra:

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dt} = & \frac{\gamma}{2} (N+1) (2a\rho a^\dagger - \rho a^\dagger a - a^\dagger a \rho) + \frac{\gamma}{2} N (2a^\dagger \rho a - \rho a a^\dagger - a a^\dagger \rho) \\ & + \frac{\gamma}{2} M (2a^\dagger \rho a^\dagger - \rho a^\dagger a^\dagger - a^\dagger a^\dagger \rho) + \frac{\gamma}{2} M^* (2a\rho a - \rho a a - a a \rho). \end{aligned} \quad (2.36)$$

Se o banho está em equilíbrio térmico a temperatura T & $M = 0$, ou seja, o reservatório não é comprimido, temos:

$$N(\omega_0) = \frac{1}{e^{\hbar\omega_0/kT} - 1}. \quad (2.37)$$

Por conseguinte, temos a seguinte equação mestra:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\gamma}{2} (N+1) (2a\rho a^\dagger - \rho a^\dagger a - a^\dagger a \rho) + \frac{\gamma}{2} N (2a^\dagger \rho a - \rho a a^\dagger - a a^\dagger \rho). \quad (2.38)$$

O estado de equilíbrio de tal equação é dado por:

$$\rho_{eq} = \sum_{n=0}^{\infty} e^{-\hbar\omega(n+1/2)/k_B T} e^{-\hbar\omega/2k_B T} (1 - e^{-\hbar\omega/k_B T}) |n\rangle \langle n|, \quad (2.39)$$

que é o operador densidade de um oscilador harmônico em contato com um reservatório a temperatura constante T .

2.3 Caracterizando estados quânticos: Fidelidade, Pureza

2.3.1 Fidelidade

Na teoria da informação quântica, fidelidade é uma medida da proximidade de dois estados quânticos e expressa a probabilidade de que um estado passe por um teste para se identificar como o outro. A fidelidade não é uma métrica no espaço de matrizes de densidade – mas pode ser usada para definir a métrica Bures ⁹.

Considerando dois estados ρ e σ , a fidelidade é geralmente definida como a quantidade (1) $F(\rho, \sigma) = [\text{Tr} \sqrt{\sqrt{\rho} \sigma \sqrt{\rho}}]^2$. No caso especial de ρ e σ ambos puros, a definição reduz a sobreposição ao quadrado entre os estados: $F(\rho, \sigma) = |\langle \psi_\rho | \psi_\sigma \rangle|^2$.

Algumas das propriedades importantes da fidelidade são:

- Simetria. $F(\rho, \sigma) = F(\sigma, \rho)$.
- Valores limitados. Para qualquer ρ e σ , $0 \leq F(\rho, \sigma) \leq 1$ e $F(\rho, \rho) = 1$.
- É preservada por transformação unitária, isto é, $F(\rho, \sigma) = F(U\rho U^*, U\sigma U^*)$ para qualquer operador unitário U .

Alguns autores usam uma definição alternativa $F' := \sqrt{F}$ e chamam essa quantidade de fidelidade (1,84). A definição de F , no entanto, é mais comum. Para evitar confusão, F' poderia ser chamado de “fidelidade de raiz quadrada”. Em qualquer caso, é aconselhável esclarecer a definição adotada sempre que a fidelidade é empregada.

Podemos ver que a fidelidade se comporta quase como uma métrica. Isso pode ser formalizado e tornado útil ao definir $\cos^2 \theta_{\rho\sigma} = F(\rho, \sigma)$ como o ângulo entre os estados ρ e σ . Segue-se das propriedades acima que $\theta_{\rho\sigma}$ é não-negativo, simétrico em suas entradas, e é igual a zero se e somente se $\rho = \sigma$. Além disso, pode-se provar que ele obedece à desigualdade triangular, (1) então esse ângulo é uma métrica no espaço de estados.

2.3.2 Pureza

Na mecânica quântica, a pureza de um estado quântico é definida como (1) $\gamma \equiv \text{tr}(\rho^2)$, onde ρ é a matriz de densidade. A pureza define uma medida em estados quânticos, dando informações sobre quanto um estado é misturado. É muito importante em mecânica quântica pois está estreitamente associada a entropia linear e emaranhamento.

⁹ A métrica de Bures define uma medida de distância infinitesimal entre estados quânticos; a distância de Bures que decorre de tal métrica é dada por $D_B(\rho_1, \rho_2) = \sqrt{2(1 - \text{Tr}\{\sqrt{\sqrt{\rho_1}\rho_2\sqrt{\rho_1}}\})}$.

A pureza de um estado quântico normalizado satisfaz $\frac{1}{d} \leq \gamma \leq 1$, onde d é a dimensão do espaço de Hilbert sobre o qual o estado é definido. Se ρ é um estado puro, então $\text{tr}(\rho^2) = \text{tr}(\rho) = 1$. O limite inferior é obtido pelo estado completamente misturado, representado pela matriz $\frac{1}{d}I_d$, no qual I_d representa a matriz identidade.

Um estado quântico puro pode ser representado como um único vetor $|\psi\rangle$ no espaço de Hilbert. Na formulação da matriz de densidade, um estado puro é representado pela matriz $\rho_{\text{pure}} = |\psi\rangle\langle\psi|$; já um estado misto não pode ser representado dessa forma e, em vez disso, é representado por uma combinação linear de estados puros $\rho_{\text{mixed}} = \sum p_i |\psi_i\rangle\langle\psi_i|$, com $\sum p_i = 1$.

De fato, a pureza é $\frac{1}{d}$ quando o estado é completamente misturado, ou seja:

$$\rho = \frac{1}{d} \sum_{i=1}^d |\psi_i\rangle\langle\psi_i| = \frac{1}{d} I_d, \quad (2.40)$$

na qual $|\psi_i\rangle$ são os vetores ortonormais que constituem a base do espaço de Hilbert.

Para sistemas de dois níveis, estados puros são representados por um ponto na superfície da esfera de Bloch, enquanto estados mistos são representados por um ponto no interior, logo, nesse caso, a pureza de um estado pode ser visualizada como o grau de proximidade da superfície da esfera de Bloch. Por exemplo, o estado completamente misturado de um único qubit $\frac{1}{2}I$ é representado como o ponto no centro da esfera.

Nesse caso especial, uma intuição gráfica de pureza pode ser obtida observando a relação entre a matriz de densidade e a esfera de Bloch utilizando o fato de que qualquer estado de um sistema de dois níveis pode ser representado por $\rho = \frac{1}{2}(I + \vec{a} \cdot \vec{\sigma})$, onde $\vec{a}$ é o vetor que representa o estado quântico (sobre ou dentro da esfera), e $\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ são matrizes de Pauli e I é a matriz identidade. É simples mostrar que $\text{tr}(\rho^2) = \frac{1}{2}(1 + |\vec{a}|^2)$.

CAPÍTULO 3

SISTEMAS DE INTERESSE

Aqui faremos um excerto sobre alguns sistemas quânticos. Não será possível cobrir todas as facetas de cada sistema, já que cada um deles constitui tópico de pesquisa atualmente ativa. Entretanto, gostaríamos de introduzir alguns dos conceitos gerais envolvidos em cada sistema, e o cerne das ferramentas usadas na confecção e tratamento destes. Os sistemas abordados serão os seguintes: sistema de eletrodinâmica quântica de cavidades, de íons aprisionados e o optomecânico.

3.1 Eletrodinâmica Quântica de Cavidade

Do ponto de vista experimental, um dos sistemas mais importantes para a mecânica quântica consiste nos sistemas de cavidades que se acoplam a graus de liberdade eletrônicos de partículas passageiras, consistindo no que se chama “Eletrodinâmica Quântica de Cavidade” (EQC, em português e CQED, *cavity QED* – ou simplesmente QED – em inglês), na qual o objetivo é observar a interação entre tais graus de liberdade no regime quântico. Nesse sistema efeitos como a modificação da emissão espontânea (historicamente, um dos primeiros resultados da área, no qual Purcell publicou um resultado no qual mostrou que a probabilidade de emissão espontânea era aumentada por um fator $3Q\lambda^3/4\pi V$, sendo V o volume da cavidade, Q o fator de qualidade da cavidade, e λ o comprimento de onda da emissão fotônica), deslocamento dos níveis energéticos e de efeitos quânticos associados à troca de energia entre graus de liberdade eletrônicos e ópticos, que no caso de graus de liberdade eletrônicos de dois níveis, dá origem a oscilações de Rabi e ao modelo de Jaynes-Cummings. Com o surgimento de lasers de frequência ajustável, foi possível obter

estados eletrônicos altamente excitados como os dos átomos de Rydberg, que possuem características interessantes para implementações experimentais (como acoplamento forte com o campo eletromagnético, compatibilidade com cavidades para frequências na faixa de comprimento de onda da ordem de milímetros e tempos de vida longa com relação ao decaimento espontâneo).

Um dos problemas de utilizar comprimentos de onda menores do que os de radiação infravermelha é a influência da radiação térmica de corpo negro sobre os sistemas em questão, que faz necessário o resfriamento da cavidade para suprimir tal efeito.

3.1.1 Engenharia de reservatório em eletrodinâmica de cavidade

Figura 3.1 – Desenho esquemático de um experimento em um sistema de eletrodinâmica de cavidades, no qual um feixe atômico dirigido para uma cavidade óptica a atravessa. τ é o tempo de travessia do átomo na cavidade, κ (γ) é a taxa de relaxação da cavidade (átomo livre). Na subseção sobre engenharia de reservatórios consideramos κ e γ desprezíveis, a não ser que seja explicitamente mencionado.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Finalmente, mostraremos como engendrar um reservatório térmico, no âmbito da eletrodinâmica de cavidades (85), e, para tal finalidade, consideremos um modelo no qual as excitações (fótons) dos modos normais do campo (tratado como oscilador harmônico) podem ficar na cavidade (efetivamente) para sempre – apesar de na realidade, os modos normais da cavidade possuírem um tempo de vida finito. Para efetuar esta engenharia de reservatório, utilizamos átomos de dois níveis (previamente preparados), cuja separação dos níveis de energia é $\hbar\omega_0$. Essas partículas vão passar (no máximo uma por vez) por uma

cavidade (de comprimento L), de forma a interagir com os modos da cavidade – ganhando ou perdendo energia para esta, a depender de seu preparo. Cada átomo do feixe atômico tem uma velocidade v , e leva, portanto, um tempo $\tau = L/v$ para passar pela cavidade ^a.

A interação do sistema átomo-fóton é governada pelo operador hamiltoniano (utilizando $\hbar = 1$, já na representação de ondas girantes):

$$H = \omega a^\dagger a + \omega_0 \sigma^\dagger \sigma + g (\sigma a^\dagger + \sigma^\dagger a), \quad (3.1)$$

na qual ω é a frequência de oscilação dos modos da cavidade, ω_0 é a frequência de oscilação do grau de liberdade eletrônico do íon e g a frequência de Rabi, que determina a força de acoplamento entre o grau de liberdade da cavidade com o grau de liberdade do átomo, σ e $\sigma^\dagger$ são (respectivamente) os operadores de destruição e de criação de excitação do grau de liberdade eletrônico e a e $a^\dagger$ são (respectivamente) os operadores de destruição e de criação de excitação do grau de liberdade do modo da cavidade. Nesta equação $H_0 \equiv \omega a^\dagger a + \omega_0 \sigma^\dagger \sigma$ e $H_{int} \equiv g(\sigma a^\dagger + \sigma^\dagger a)$.

Por ρ_t denotaremos o operador densidade que descreve o sistema total (átomo + cavidade), em função das variáveis dinâmicas $a^\dagger, a, \sigma^\dagger, \sigma$. Suponha que t é o instante no qual um átomo entra na cavidade e $t + \tau$ é o instante no qual o mesmo átomo emerge da cavidade – sempre observando que nunca haja (simultaneamente) dois átomos dentro da cavidade. Sendo H_{int} o hamiltoniano de interação da Eq. (3.1), temos:

$$\rho_{t+\tau} = e^{-iH_{int}\tau} \rho_t e^{iH_{int}\tau}, \quad (3.2)$$

logo, se definirmos $\delta = \omega - \omega_0$, na representação de interação, supondo ressonância entre átomo e campo:

$$H_{int} = \frac{g^2}{\delta} (a^\dagger \sigma + a \sigma^\dagger), \quad (3.3)$$

com $\delta = \omega - \omega_0$. Para resolver a Eq. (3.2) utiliza-se a fórmula de Baker-Campbell-Hausdorff, no regime $\tau g^2/\delta \ll 1$, ou seja, a força de acoplamento entre os níveis eletrônicos e vibracionais é muito menor que o inverso do tempo de passagem do átomo na cavidade, $\tau = L/v$, resultando em:

^a Os átomos saem de um forno que origina tal feixe e possuem suas velocidades de saída controladas experimentalmente.

$$\rho(t + \tau) = \rho(t) + i\tau [H_{int}, \rho_\tau] + (i\tau)^2 [H_{int}, [H_{int}, \rho_\tau]]. \quad (3.4)$$

Usando a Eq.(3.3) na Eq.(3.4), segue:

$$\begin{aligned} \rho(t + \tau) - \rho(t) &= i\Omega\tau [(a^\dagger \sigma + a\sigma^\dagger), \rho(t)] \\ &+ \frac{(i\Omega\tau)^2}{2} [(a^\dagger \sigma + a\sigma^\dagger), [(a^\dagger \sigma + a\sigma^\dagger), \rho(t)]] , \end{aligned} \quad (3.5)$$

com $\Omega = g^2/\delta$.

Admitamos que a parte eletrônica do átomo é preparada numa mistura estatística dos estados excitado e fundamental antes do átomo passar pela cavidade,

$$\rho_{\text{átomo}} = (P_{gg} |g\rangle\langle g| + P_{ee} |e\rangle\langle e|) , \quad (3.6)$$

sendo que $\rho = \rho_{cav} \otimes \rho_{\text{átomo}}$. Agora calculamos o traço sobre o subespaço eletrônico do átomo no operador densidade:

$$\begin{aligned} \text{Tr}_{\text{átomo}} [\rho(t + \tau)] &= \rho_{cav}(t) + \frac{(iP_{ee}\Omega\tau)^2}{2} [aa^\dagger \rho_{cav}(t) + \rho_{cav}(t)aa^\dagger - 2a^\dagger \rho_{cav}(t)a] \\ &+ \frac{(iP_{gg}\Omega\tau)^2}{2} [a^\dagger a \rho_{cav}(t) + \rho_{cav}(t)a^\dagger a - 2a \rho_{cav}(t)a^\dagger] , \end{aligned} \quad (3.7)$$

Logo, multiplicando os dois lados da Eq. (3.7) por r (taxa de passagem do átomo pela cavidade ^b), obtemos:

$$\begin{aligned} r(\rho_{cav}(t + \tau) - \rho_{cav}(t)) &= r \frac{(iP_{ee}\Omega\tau)^2}{2} [aa^\dagger \rho_{cav}(t) + \rho_{cav}(t)aa^\dagger - 2a^\dagger \rho_{cav}(t)a] \\ &+ r \frac{(iP_{gg}\Omega\tau)^2}{2} [a^\dagger a \rho_{cav}(t) + \rho_{cav}(t)a^\dagger a - 2a \rho_{cav}(t)a^\dagger] . \end{aligned} \quad (3.8)$$

Portanto, dado que $P_{ee}/P_{gg} = \bar{n}/\bar{n} + 1 = e^{-\beta\hbar\omega}$ e que $\Gamma_{eng} = r\Omega^2\tau^2$ obtemos a forma de

^b Que no caso da engenharia no contexto dos íons aprisionados, o análogo à passagem de átomos por uma cavidade é feito através de vários 'pulsos' de interação entre o laser e o átomo.

Lindblad que simula o meio ambiente:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}\rho_{cav} = & \frac{\Gamma_{eng}}{2}\bar{n} [2a^\dagger \rho_{cav}(t)a - aa^\dagger \rho_{cav}(t) - \rho_{cav}(t)aa^\dagger] \\ & + \frac{\Gamma_{eng}}{2}(\bar{n} + 1) [2a \rho_{cav}(t)a^\dagger - a^\dagger a \rho_{cav}(t) - \rho_{cav}(t)a^\dagger a].\end{aligned}\quad (3.9)$$

com $\Gamma_{eng} = r\Omega^2\tau^2$.

Voltando para representação de Schrödinger:

$$\begin{aligned}\frac{d\rho_{cav}(t)}{dt} = & -i[\omega a^\dagger a, \rho_{cav}] + \frac{\Gamma_{eng}}{2}\bar{n} [2a^\dagger \rho_{cav}(t)a - aa^\dagger \rho_{cav}(t) - \rho_{cav}(t)aa^\dagger] \\ & + \frac{\Gamma_{eng}}{2}(\bar{n} + 1) [2a \rho_{cav}(t)a^\dagger - a^\dagger a \rho_{cav}(t) - \rho_{cav}(t)a^\dagger a].\end{aligned}\quad (3.10)$$

3.2 Íons aprisionados

Um dos importantes sistemas experimentais propostos para a implementação da computação quântica é a cadeia de íons (28), que consiste numa linha ou cadeia de íons (interagindo entre si via forças coulombianas) numa armadilha linear de radiofrequência, com tal cadeia suficientemente fria de forma a permitir que o movimento vibracional esteja no regime quântico. Sua utilização para a computação quântica está ligada ao alto grau de controle sobre as interações entre os íons da cadeia e os modos vibracionais dela. Tal controle possibilita, por exemplo, a construção de portas lógicas que efetuem operações envolvendo (exclusivamente) dois ou mais qubits (que nada mais são do que os níveis eletrônicos – também chamados de níveis internos – do íon). Efetua-se operações lógicas em tal sistema por intermédio de lasers que acoplam quanticamente determinados graus de liberdade da cadeia.

No que concerne a este trabalho, o aspecto mais importante do sistema de cadeias iônicas é como explorar as interações geradas em tais cadeias para obter os termos do hamiltoniano que possibilitem efetuar as trocas de energia via bandas laterais resolvidas.

Figura 3.2 – Figura que mostra uma implementação de íons aprisionados, com uma imagem da detecção destes, ao lado um esquema com os níveis de energia, tanto da parte vibracional, quanto dos graus de liberdade eletrônicos. No esquema da figura aparecem o acoplamento do laser Ω , a taxa de decaimento do íon γ e a diferença de frequência entre dois níveis dos graus de liberdade vibracionais, ω_m . Também aparecem as transições possíveis para uma determinada preparação atômica (e para um determinado potencial de interação).

Fonte: BLATT(86)

O sistema de íons aprisionados possui um hamiltoniano parecido com o seguinte (após muitas operações matemáticas) (28):

$$H = \hbar\Omega\sigma_+e^{-i(\Delta t-\varphi)}\exp\left(i\eta\left[ae^{(-i\omega_t t)} + a^\dagger e^{(i\omega_t t)}\right]\right) + h.c. \quad (3.11)$$

aqui, $\sigma_\pm$ é o operador de criação ou de destruição de excitação atômica, a e $a^\dagger$ denotam, respectivamente, os operadores do grau de liberdade vibracional de destruição e criação de excitação, Ω denota a força de acoplamento do campo laser in termos da frequência de Rabi, φ denota a fase relativa do campo com a polarização atômica e Δ é a dessintonia entre o laser e o átomo, ω_t é a frequência da armadilha, $\eta = k_z z_0$ é o chamado parâmetro de Lamb-Dicke, com k_z sendo a projeção do vetor de onda campo do laser na direção z e $z_0 = \sqrt{\hbar/(2m\omega_t)}$ denota a extensão espacial da função de onda do oscilador harmônico no estado fundamental com massa m .

Usando a aproximação de Lamb-Dicke ($\eta\sqrt{\langle(a + a^\dagger)^2\rangle} \ll 1$) aparecem três casos iniciais de particular interesse: $\Delta = 0$ (hamiltoniano carrier), $\Delta = \omega_t$ (banda lateral azul), $\Delta = -\omega_t$ (banda lateral vermelha).

- Carrier $H^c = \hbar\Omega(\sigma_+e^{i\varphi} + \sigma_-e^{-i\varphi})$: apenas os estados eletrônicos $|g\rangle$ e $|e\rangle$ mudam de população;

- banda lateral vermelha $H^- = i\hbar\Omega\eta(\sigma_+ a e^{i\varphi} + \sigma_- a^\dagger e^{-i\varphi})$: ao mesmo tempo o estado eletrônico é excitado, o estado vibracional perde uma excitação;
- banda lateral azul $H^+ = i\hbar\Omega\eta(\sigma_+ a^\dagger e^{i\varphi} - \sigma_- a e^{-i\varphi})$: ao mesmo tempo o estado eletrônico é excitado, o estado vibracional perde uma excitação;

Uma das grandes vantagens de se utilizar o sistema de íons aprisionados é obter informação a partir de um número pequeno de partículas.^c Inspirados nos hamiltonianos aqui encontrados, procederemos de forma a obtê-los nos osciladores optomecânicos de forma a possibilitar uma dinâmica semelhante à encontrada no sistema de íons aprisionados.

O sistema de íons aprisionados possui diversas limitações. Um primeiro exemplo é a dificuldade de se realizar o transporte de informação. Existem duas saídas factíveis: utilizar emissão fotônica para transporte de informação, ou transportar os íons propriamente ditos aos locais devidos para processamento.

Outra dificuldade pertinente para tal sistema é a necessidade de resfriamento e evacuação do ambiente no qual os íons se encontram. Ambos são tecnicamente difíceis, comercialmente infactíveis ou não se possui conhecimento técnico para produção em escala industrial. Existe também o problema (de menor ordem) da perda do armadilhamento dos íons em questão.

3.3 Osciladores Optomecânicos

Uma multiplicidade de motivos impulsiona o interesse por sistemas optomecânicos (32,34,35), por exemplo, o acesso direto à não-linearidade gerada pela interação entre graus de liberdade mecânicos e ópticos (que poderiam ser explorados para criar elementos ópticos e estados mecânicos não-clássicos), oferecendo detecção óptica sensível de pequenas perturbações, também dando acesso a novos parâmetros de tamanho e massa, além de um caminho para testes fundamentais de modelos de colapso da mecânica quântica, explorando estados de superposição macroscópicos optomecânicos que permitem testes da teoria quântica, por exemplo, a validade do pressuposto macrorrealismo, por sondagem das desigualdades Leggett-Garg (32).

^c Na verdade, em princípio, poderíamos explorar, potencialmente, um pouco mais do que apenas camadas de valência ou elétrons não interagentes, de forma a aumentar ainda mais a densidade de informação carregada por partículas individuais. Entretanto, para fazer isso é necessário um conhecimento mais profundo sobre interações intereletrônicas ou utilizar outros graus de liberdade para armazenamento de informação – particularmente no caso de sistemas que possuem muitos elétrons, por exemplo, ou via graus de liberdade de carácter nuclear.

Figura 3.3 – Esboço de um sistema optomecânico na configuração de Fabry-Perot. A cavidade é acoplada via pressão de radiação de seu modo (associado ao operador $\hat{a}$, com frequência ω_c e taxa de decaimento κ) a um grau de liberdade mecânico (associado a $\hat{b}$, e às grandezas ω_m , γ e $\bar{n}_m$ sendo estas, respectivamente, a sua frequência, taxa de decaimento e número médio de ocupação térmica) através de um acoplamento de amplitude g . O modo ótico é acionado por um laser no regime de bandas laterais resolvidas ($\kappa \ll \omega_m$) sob a condição de banda lateral azul ($\Delta + g\eta = s\omega_m$), com $\Omega \ll \omega_m$ and $\eta = g/\omega_m$.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Este trabalho é dedicado à geração determinística de estados fonônicos em optomecânica quântica. O sistema, operando no regime forte optomecânico de fóton único (87), é representado em uma configuração padrão de Fabry-Perot na Fig.3.3. Após aproximações justificadas e a mudança para uma representação de interação dentro de uma base mecânica deslocada, derivaremos um hamiltoniano efetivo. Mostraremos que, uma vez que os parâmetros são ajustados com precisão, é possível gerar um estado estacionário único, transferindo as excitações fotônicas para o estado de fônon alvo. Desta forma, nosso esquema de dissipação está relacionado ao protocolo de resfriamento optomecânico – uma configuração que trouxe recentemente ressonadores mecânicos para seus estados fundamentais – acionados por uma tesoura quântica não-linear (88,89). Apresentaremos nossos achados tanto no regime de cavidades de baixo fator de qualidade, como também para o regime de cavidades de alto fator de qualidade (numericamente).

Ressaltamos que a força de acoplamento optomecânica não-linear é o parâmetro principal para uma infinidade de propostas, por exemplo, para gerar estados não-clássicos de fótons e fônons (90–92), bem como observar efeito de bloqueio de fótons (93).

Por uma questão de clareza, vamos incluir brevemente a derivação do Hamiltoniano

principal nesta seção. Essas etapas podem ser seguidas em mais detalhes com o auxílio de Refs. (33,94), por exemplo.

3.4 O modelo

Estudamos um sistema optomecânico padrão composto de um modo mecânico de frequência ω_m acoplado a um modo de cavidade de frequência ω_c via interação de pressão de radiação. Além disso, um laser externo aciona o modo óptico com frequência angular ω_L e amplitude do laser $\Omega = \Omega^*$. Portanto, o Hamiltoniano optomecânico é ($\hbar = 1$)

$$\hat{H} = \omega_c \hat{a}^\dagger \hat{a} + \sum_{m=0}^{\infty} \omega_m \hat{b}^\dagger \hat{b} - g \hat{a}^\dagger \hat{a} (\hat{b}^\dagger + \hat{b}) + [\Omega e^{-i\omega_L t} \hat{a}^\dagger + \text{H.c.}], \quad (3.12)$$

em que o modo mecânico (ótico) está associado ao operador bosônico $\hat{b}$ ($\hat{a}$), g é a taxa de acoplamento de fóton único ^d.

Em primeiro lugar, vamos eliminar a dependência do tempo da Eq. (3.12) indo para um referencial girante na frequência externa do laser, transformando-se

$$\hat{H} = -\Delta \hat{a}^\dagger \hat{a} + \omega_m \hat{b}^\dagger \hat{b} - g \hat{a}^\dagger \hat{a} (\hat{b} + \hat{b}^\dagger) + \Omega (\hat{a} + \hat{a}^\dagger), \quad (3.13)$$

onde $\Delta = \omega_L - \omega_c$ é a dessintonia entre laser e cavidade. Em segundo lugar, podemos obter insights físicos mudando para a base deslocada optomecânica que diagonaliza a interação da pressão de radiação. Isso pode ser conseguido com a ajuda do operador de deslocamento $\hat{D}(\hat{\xi}) = e^{\hat{\xi} \hat{b}^\dagger - \hat{\xi}^* \hat{b}}$ no qual $\hat{\xi} = \hat{a}^\dagger \hat{a} g / \omega_m$. Para obter o Hamiltoniano modificado na base conjunta, podemos evocar a fórmula de Baker-Campbell-Hausdorff (33), que nos permite escrever

$$\hat{D}^\dagger(\hat{\xi}) \hat{b} \hat{D}(\hat{\xi}) = \hat{b} + g / \omega_m \hat{a}^\dagger \hat{a}, \quad \hat{D}^\dagger(\hat{\xi}) \hat{a} \hat{D}(\hat{\xi}) = \hat{a} \hat{D}(g / \omega_m), \quad \text{e} \quad \hat{D}^\dagger(\hat{\xi}) \hat{a}^\dagger \hat{a} \hat{D}(\hat{\xi}) = \hat{a}^\dagger \hat{a}. \quad (3.14)$$

Além disso, considerando o referencial de interação com a transformação unitária $\hat{U} = \exp[-i(-\Delta \hat{a}^\dagger \hat{a} + \omega_m \hat{b}^\dagger \hat{b})t]$ e usando a transformação de similaridade, ou seja, o fato de que

^d No caso de uma cavidade com um espelho móvel (32), o acoplamento entre os modos ópticos e mecânicos é paramétrico. Para observar isso, basta notar que para uma cavidade de tamanho L , definindo $G = \omega_c / L$ e expandindo em primeira ordem o termo do hamiltoniano que denota a frequência da cavidade em função de $\hat{x} = x_{mod}(\hat{b} + \hat{b}^\dagger)$, temos que: $\omega_c(x) \hat{a}^\dagger \hat{a} \approx (\omega_c - G\hat{x}) \hat{a}^\dagger \hat{a}$, logo o termo de interação fica da forma $H_{int} = -g \hat{a}^\dagger \hat{a} (\hat{b}^\dagger + \hat{b})$, com $g = G x_{mod}$. Um aspecto notável desse termo de interação é que esse revela o fato da interação entre o grau de liberdade vibracional e o grau de liberdade óptico ser um processo intrinsecamente não linear que envolve 3 operadores e é proporcional à força de pressão de radiação, cujo módulo é dado por $G \langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle$.

para qualquer função f , operador unitário $\hat{u}$, com operadores de conjuntos arbitrários $\{\hat{X}_i\}$ mantém que $\hat{u}f(\{\hat{X}_i\})\hat{u}^\dagger = f(\{\hat{u}\hat{X}_i\hat{u}^\dagger\})$ (veja Apêndice na Ref.(33)), podemos prontamente escrever

$$\hat{H}_D = -\frac{g^2}{\omega_m}(\hat{a}^\dagger \hat{a})^2 + \left[\Omega e^{-i\Delta t} \hat{a}^\dagger \hat{D}^\dagger(\eta e^{i\omega_m t}) + \text{H.c.} \right], \quad (3.15)$$

onde $\eta = g/\omega_m$ é a interação de acoplamento optomecânica escalonada. Como indicado na ref.(94), o segundo termo da Eq.(3.15) se assemelha ao de um íon aprisionado. Isso sugere seguir uma abordagem semelhante à usada na QED de íons aprisionados. Assim, continuamos a expandir o operador de deslocamento mecânico $\hat{D}(\hat{\xi})$ em sua série de potências; $\hat{D}(\eta e^{i\omega_m t}) = e^{-\eta^2/2} \sum_{p,q=0}^{\infty} 1/(p!q!) (\eta \hat{b}^\dagger)^p (-\eta \hat{b})^q e^{-i\omega_m(qp)t}$. Mudando para um referencial de interação adequado, podemos eliminar o termo semelhante a Kerr quadrático na Eq.(3.15), usando a relação de comutação $f(\hat{n})\hat{a}^\dagger = \hat{a}^\dagger f(\hat{n} + 1)$, podemos obter $e^{-ig\hat{n}^2} \hat{a}^\dagger e^{ig\eta\hat{n}^2} = e^{-ig\eta t(2\hat{n}+1)} \hat{a}^\dagger$. Com isso, o Hamiltoniano na Eq. (3.15) adquire a forma

$$\hat{H}_D = \Omega e^{-i\Delta t} e^{-ig\eta t(2\hat{n}+1)} \hat{a}^\dagger \hat{D}^\dagger(\eta e^{i\omega_m t}) + \text{H.c.} \quad (3.16)$$

Note que, para obter a Eq.(3.16), nenhuma aproximação foi feita até agora. A seguir, consideraremos o regime resolvido de banda lateral $\kappa \ll \omega_m$, um regime operacional tipicamente usado em protocolos optomecânicos atuais, em que a largura de banda da cavidade é pequena quando comparada à frequência de ressonância mecânica. Este regime garante que a cavidade óptica possa ser empregada como um elemento seletivo de frequência para realizar um controle coerente, mas também limita a quantidade de potência óptica circulante. Especificamente, consideramos a banda lateral azul no subespaço de fóton único, ou seja, $\Delta + g\eta = s\omega_m$, sendo $s = \{0, 1, 2, \dots\}$. Além disso, também consideraremos a intensidade do laser suficientemente baixa $\Omega \ll \omega_m$. Finalmente, invocando a aproximação de onda girante, podemos negligenciar frequências mais altas na dinâmica quântica e obter

$$\hat{H}_{\text{RWA}} = \Omega e^{-\frac{\eta^2}{2}} |0\rangle\langle 1| \frac{(\hat{b}^\dagger \hat{b})!}{(\hat{b}^\dagger \hat{b} + s)!} L_{\hat{b}^\dagger \hat{b}}^{(s)}(\eta^2) (\eta \hat{b})^s + \text{H.c.} \quad (3.17)$$

Se $s = 1$ e $L_n^m(x)$ são os polinômios de Laguerre associados,

$$\hat{H}_{\text{eff}} = |0\rangle\langle 1| \hat{\chi}^{(1)}(\eta) \hat{b} + |1\rangle\langle 0| \hat{b}^\dagger \hat{\chi}^{(1)}(\eta), \quad (3.18)$$

onde $\hat{\chi}^{(1)}(\eta)$ é

$$\hat{\chi}^{(1)}(\eta) = \eta \Omega e^{-\frac{\eta^2}{2}} \frac{L_{\hat{b}^\dagger \hat{b}}^{(1)}(\eta^2)}{\hat{b}^\dagger \hat{b} + 1}. \quad (3.19)$$

Expandindo os operadores $\hat{b}$ e $\hat{b}^\dagger$ na base do espaço de Fock e ajustando o parâmetro η , de forma que $L_M^{(1)}(\eta^2) = 0$, podemos afirmar com segurança que para qualquer estado $|photon, phonon\rangle$ temos $\hat{H}_{\text{eff}}|N, M\rangle = 0$ e, consequentemente, para um estado fonônico inicial preparado dentro do limite subespaço variando de $|0\rangle$ a $|M\rangle$, o Hamiltoniano $\hat{H}_{\text{eff}}$ torna-se $\hat{H}_{\text{eff}}^{(\text{ub})} = \hat{B}|0\rangle\langle 1| + \hat{B}^\dagger|1\rangle\langle 0|$, onde $\hat{B} = \sum_{m=0}^{M-1} \hat{\chi}^{(1)}(\eta) \sqrt{m+1} |m\rangle\langle m+1|$. Nesta altura, podemos notar a importância da derivação do Hamiltoniano efetivo na Eq.(3.18), já que a supressão do polinômio de Laguerre nos dá o acoplamento optomecânico preciso η para um dado M . Além disso, a combinação dos efeitos desse hamiltoniano (efeito bloqueador de fótons) e a produção de um estado escuro (ou seja, um estado que não recebe ou emite excitação) fonônico dentro de um subespaço fatiado $0 \leq M$ emergem como o principal processo físico.

O passo final desta seção consiste em descrever a evolução quântica dirigida na presença de canais de decoerência. Para atingir este objetivo, usamos a equação mestra padrão dentro da aproximação markoviana, que na forma de Lindblad fornece,

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\rho}}{dt} = & -i[\hat{H}, \hat{\rho}] + \frac{\kappa}{2}\mathcal{D}[\hat{a}]\hat{\rho} \\ & + \frac{\gamma}{2}(1 + \bar{n}_m)\mathcal{D}[\hat{b}]\hat{\rho} + \frac{\gamma}{2}\bar{n}_m\mathcal{D}[\hat{b}^\dagger]\hat{\rho}, \end{aligned} \quad (3.20)$$

com o termo do superoperador Lindbladiano denotado por $\mathcal{D}[\hat{O}] = 2\hat{O}\hat{\rho}\hat{O}^\dagger - \hat{O}^\dagger\hat{O}\hat{\rho} - \hat{O}^\dagger\hat{O}\hat{\rho}$. No obtido acima, observe que negligenciamos o termo da equação mestra que apresenta número médio de fótons na cavidade não nulo (ou seja, para os graus de liberdade da cavidade, efetivamente, $\langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle = \bar{n}_c = 0$), pois a diferença de frequência entre os espectros de luz e dos graus de liberdade mecânicos faz com que $\bar{n}_c \ll \bar{n}_m$ (32) para uma temperatura ambiente comum e finita. Assim, levamos em conta os mecanismos dissipativos de um reservatório térmico com número de ocupação médio $\bar{n}_m$ no grau mecânico de liberdade e taxa de decaimento do fóton (fonon) $\kappa(\gamma)$. Para obter o estado estacionário fonônico, derivamos uma equação mestra do operador densidade mecânico deslocado reduzido. Para isso usamos a interação, realizando um deslocamento optomecânico apropriado, ou seja, $\hat{U}^\dagger \hat{D}^\dagger(\hat{\xi}) \cdots \hat{D}(\hat{\xi}) \hat{U}$ e, finalmente, traçando os graus óticos de liberdade. Em particular, no regime de cavidades de baixo fator de qualidade, isto é, $\langle \hat{\chi}^{(1)}(\eta) \rangle \ll \kappa$ (o valor esperado

representa um M específico, como o $L_M^{(1)}(\eta^2) = 0$), a equação principal na representação de interação deslocada é lida como (95)

$$\frac{d\hat{\rho}_m}{dt} = \frac{\kappa_{\text{eff}}}{2} \mathcal{D}[\hat{B}^\dagger] \hat{\rho}_m + \frac{\gamma}{2} (1 + \bar{n}_m) \mathcal{D}[\hat{b}] \hat{\rho}_m + \frac{\gamma}{2} \bar{n}_m \mathcal{D}[\hat{b}^\dagger] \hat{\rho}_m, \quad (3.21)$$

com a taxa de amortecimento efetiva $\kappa_{\text{eff}} = 4\langle \hat{\chi}^{(1)}(\eta) \rangle / \kappa$. Em contraste com a equação principal completa mostrada em Eq.(3.20), a partir da análise da equação mestra efetiva acima, encontramos prontamente a solução de estado estacionário sob a condição $\kappa_{\text{eff}} \gg \gamma$, já que qualquer estado inicial $\hat{\rho}_m = \sum_{l,m=0}^M p_{lm} |l\rangle\langle m|$ é assintoticamente bombeado para $\hat{\rho}(\infty)_m \approx |M\rangle\langle M|$. Além disso, se considerarmos os efeitos de um reservatório térmico (originalmente negligenciado em nossa derivação 3.20) com o número de ocupação $\bar{n}_c$, o estado estacionário final seria ligeiramente modificado como um estado Fock deslocado dado por $\hat{\rho}(\infty)_m = \hat{D}(\eta\bar{n}_c) |M\rangle\langle M| \hat{D}(\eta\bar{n}_c)$.

Confirmamos nosso protocolo tanto nos regimes de cavidades de fatores de qualidade altos e baixos resolvendo numericamente (96) a equação mestra completa (3.20), e investigamos os efeitos das taxas de amortecimento mecânico e da temperatura ^e. É relevante ressaltar, entretanto, que no regime de acoplamento forte, uma representação mais adequada para a dinâmica dissipativa segue uma equação mestra de estados vestidos (97). No entanto, devido ao regime de parâmetros considerados ao longo deste trabalho, ambas as equações-mestras (estado padrão e estado-vestido) levam ao mesmo estado estacionário encontrado na equação (3.20). Para mostrar que, de fato, o sistema se aproxima do estado de Fock desejado, apresentaremos um conjunto de medidas complementares, a saber: calculamos a fidelidade $\mathcal{F}(t) = \sqrt{\langle M | \hat{\rho}_m(\infty) | M \rangle}$ e a pureza associada $\mathcal{P}(t) = \text{Tr}[\hat{\rho}_m^2(\infty)]$ (1) e, finalmente, para caracterizar a natureza não-clássica do estado usamos a quantidade $\mathcal{I}$ (98) definida como

$$\mathcal{I} = -\frac{\pi}{2} \int dp dq W(q, p) \left(\frac{\partial^2}{\partial q^2} + \frac{\partial^2}{\partial p^2} + 1 \right) W(q, p). \quad (3.22)$$

Aqui, p e q são os operadores de momento e posição generalizados adimensionais para o grau de liberdade vibracional, $W(q, p)$ é a função Wigner e $\mathcal{I}$ vai de 0 (para estados clássicos, como estados gaussianos e térmicos) para $\text{Tr}[\hat{b}^\dagger \hat{b} \rho(\infty)_m] = \langle n \rangle$ (número médio de excitações no sistema) para estados quânticos puros, como superposição de estados coerentes, estados NOON e estados Fock. A grandeza $\mathcal{I}$ pode ser interpretada como

^e É relevante destacar que no regime de acoplamento optomecânico forte, uma melhor representação para a dinâmica dissipativa segue uma equação mestra com estados vestidos[46]; entretanto, devido ao regime de parâmetros aqui considerado, ambas equações mestras (usual e de estados vestidos) levam ao mesmo estado estacionário.

um quantificador de superposições macroscópicas, que é a função que designará neste trabalho. É importante enfatizar que $\mathcal{I}$ é invariante sob transformações unitárias. Assim, pode ser prontamente computado na representação de interação deslocada escolhida – vide (98) para mais detalhes.

CAPÍTULO 4

BOMBEIO DE BANDA LATERAL RESOLVIDA (AZUL) PARA PRODUÇÃO DE ESTADOS DE FOCK EM SISTEMAS OPTOMECÂNICOS

Neste capítulo, utilizaremos as equações obtidas no capítulo anterior no contexto de sistemas optomecânicos para obter estados de Fock fonônicos.

4.1 Resultados Numéricos

Vamos começar nossa análise escolhendo alguns estados Fock específicos: $|M = 5\rangle$ e $|M = 10\rangle$ – apenas para fins ilustrativos. Outros estados de Fock também podem ser preparados, desde que os zeros do polinômio de Laguerre generalizado possam ser resolvidos e alcançados em tal configuração optomecânica. Para mostrar a conexão entre o estado alvo $|M\rangle$ e o η necessário para alcançar $|M\rangle$, mostramos na Fig.4.1 o primeiro valor η para o qual o polinômio de Laguerre anula-se (seu primeiro zero), isto é, $L_M^{(1)}(\eta) = 0$. Observe que a engenharia de estados de Fock “pequenos” para o grau de liberdade mecânico pode consistir numa região de parâmetros desafiadora. Por exemplo, para $M \leq 2$, a força de acoplamento será comparável à frequência mecânica $g \geq \omega_m$. No entanto, várias configurações experimentais atuais alcançam tais regimes. Por exemplo, $\eta \sim 0,2$ (moderadamente forte, que por sua vez permitiria a produção de estados com $M \sim 15$) para a interação

Figura 4.1 – Acoplamento requerido η para eliminar o polinômio de Laguerre [i.e., $L_M^{(1)}(\eta^2) = 0$] como função do parâmetro M do estado $|M\rangle$. O *inset* mostra a diferença entre valores de acoplamentos vizinhos de forma a preparar estados de fock adjacentes, i.e., $\Delta\eta = |\eta_{M+1} - \eta_M|$, demonstrando a resolução necessária para η preparar cada estado de Fock.

Fonte: Elaborada pelo autor.

optomecânica já foi excedida em uma cavidade optomecânica (99, 100). Outros sistemas envolvendo arquiteturas de membrana (101) e microcavidades optomecânicas de alto fator de qualidade (36), para citar algumas, também atingem tal regime. Melhorias modestas em alguns sistemas on-chip podem ser feitas (102, 103) via, por exemplo, a diminuição de ambos ω_m , e $g \propto \omega_m^{-3/2}$, e κ por 1-2 ordens de magnitude. Propostas recentes promissoras para exceder o η requerido pelo nosso protocolo para proteção de estados de Fock fonônicos com $M < 5$ foram feitas (104, 105), e também em (106). No inset da Fig.4.1, mostramos o significado da resolução em $\eta = g/\omega_m$; à medida que M aumenta, a diferença entre o η requerido para preparar um M de estado estacionário específico diminui substancialmente. Portanto, um ligeiro desvio de η_M pode se transformar em geração de estados de fônons indesejáveis.

Figura 4.2 – Fidelidade e pureza para produção de dois estados de Fock fonônicos alvo diferentes como função da razão $\gamma/\kappa_{\text{eff}}$. No painel superior (a), consideramos $|M=10\rangle$, enquanto que em (b) mostramos o estado alvo $|M=5\rangle$. Os *insets* mostram a não-classicalidade $\mathcal{I}$ no mesmo intervalo; η foi calculado de forma a suprimir os polinômios de Laguerre, e fixamos $\bar{n}_m = 0.3$.

Fonte: Elaborada pelo autor.

A seguir, investigamos até quais valores nos canais dissipativos $\{\gamma, \kappa, \kappa_{\text{eff}}\}$ nosso esquema de produção de estado de Fock pode ser acomodado. Por uma questão de simplicidade, negligenciaremos $\bar{n}_c$ em nossas simulações ^a, enquanto que o número médio de

^a Como o número médio de fótons térmicos, $\bar{n}_c$, é muito menor do que o número médio de fônons térmicos (devido a diferença entre as duas escala de frequência), negligenciar os termos que aparecem nos casos de temperatura finita nos graus de liberdade da cavidade faz sentido e torna as simulações computacionais mais rápidas. Em alguns regimes de parâmetros, principalmente no caso de acoplamentos fortes entre os fótons da cavidade e os fônons, se isso não fosse feito, teríamos uma equação mestra para estados vestidos

ocupação dos fônons será fixado em $\bar{n}_m = 0,3$ - valores térmicos fonônicos tão baixos quanto $\bar{n}_m \approx 0,3$ podem ser obtidos experimentalmente em ressonadores mecânicos operando no regime de microondas a temperaturas miliKelvin (38). Primeiro, apresentamos nossos resultados para o regime de cavidades de baixo fator de qualidade [$\langle \hat{\chi}^{(1)}(\eta) \rangle \ll \kappa$] na Fig.4.2. Lá, descrevemos a fidelidade e pureza para a produção dissipativa dos estados de Fock $|5\rangle$ (painel inferior) e $|10\rangle$ (painel superior) com relação a $\gamma/\kappa_{\text{eff}}$, onde $\kappa_{\text{eff}} = 4\langle \hat{\chi}^{(1)}(\eta) \rangle/\kappa$. Como observado no plot principal, o estado de Fock pode ser gerado até valores $\gamma/\kappa \sim 10^{-4}$, onde $\mathcal{P}_{\text{steady}} \approx 0,9$ e $\mathcal{F}_{\text{steady}} \approx 0,96$. Em seus respectivos *insets* da Fig.4.2, mostramos $\mathcal{I}$. Para valores $\gamma/\kappa_{\text{eff}} < 10^{-4}$ pode ser visto que $\mathcal{I} \approx M$, portanto, reforçando o fato de que a preparação de estados não-clássicos para o grau de liberdade mecânico é viável e fidedigna.

Figura 4.3 – Fidelidade e pureza para produção de estado de Fock fonônico $|M = 10\rangle$ no regime de cavidades boas $\langle \hat{\chi}^{(1)}(\eta) \rangle = \kappa$. Novamente, o *inset* mostra $\mathcal{I}$ no intervalo de γ/κ . É visível que a pureza, a fidelidade e o parâmetro $\mathcal{I}$ deviam dos esperados para o estado alvo quando a magnitude da dissipação aumenta com relação ao nosso protocolo de engenharia.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Finalmente, gostaríamos de mostrar a validade de nosso esquema dissipativo sob o regime operacional de único fóton sob cavidades com alto fator de qualidade em acoplamento forte [$\langle \hat{\chi}^{(1)}(\eta) \rangle \sim \kappa$]. Para calcular estes resultados, solucionamos numericamente a equação mestra total do sistema. Na Fig.4.3, observamos que a produção do estado

mais complexa de ser simulada.

$|M = 10\rangle$, em ordens maiores the grandeza de γ/κ no regime de cavidades com alto fator de qualidade, em contraste com o regime de cavidades de baixo fator de qualidade. Em outras palavras, para fidelidades ($> 0,95$) e purezas ($> 0,9$) desejadas, a geração de estados fonônicos não-clássicos no regime de cavidades de alto fator de qualidade é mais robusta contra a decoerência, em contraste com o limite de cavidades de baixos fatores de qualidade. Ambos os casos, $\gamma/\kappa_{\text{eff}} \sim 10^{-4}$ e $\gamma/\kappa \sim 10^{-3}$, podem ser obtidos experimentalmente (32). Na Fig.4.4, exibimos o caráter quântico do estado de Fock gerado, apresentando a distribuição de quase-probabilidade de Wigner para $|M = 10\rangle$ no regime de cavidades de alto fatores de qualidade, juntamente com as probabilidades de ocupação.

Figura 4.4 – No painel esquerdo apresentamos a função de quaseprobabilidade de Wigner para o estado engendrado $|M = 10\rangle$ no regime de cavidade boa $\langle \hat{\chi}^{(1)}(\eta) \rangle = \kappa$ com $\gamma/\kappa = 10^{-3}$. No painel direito, apresentamos as probabilidades de ocupação dos níveis, onde o estado mais provável é centrado em $M = 10$, mostrando alta fidelidade com relação ao estado do alvo $|10\rangle$.

Fonte: Elaborada pelo autor.

4.2 Comentário final

Apresentamos um protocolo dissipativo para preparar estados de número fonônico no regime não-linear de único fóton sob interação forte (nos casos nos quais $\eta \sim 1$ ou $\eta \geq 1$). Ao alcançarmos o hamiltoniano efetivo, surgem dois processos físicos principais. Por um lado, embora um laser externo bombeie a cavidade, ocorrem apenas transições de fótons de único fóton na cavidade, da mesma maneira que no efeito de *blockade*. Por outro lado,

uma seleção precisa da força de acoplamento optomecânico faz com que o polinômio de Laguerre associado desapareça para um estado específico de número de M . Este último processo pode ser visto, portanto, como o corte do espaço de Hilbert do grau de liberdade do fônon via engenharia dissipativa.

Notamos prontamente que nossa proposta requer fortes interações optomecânicas $g > \omega_m$ para $M \leq 5$, enquanto que para produções de fônons com números principais maiores funcionam para acoplamentos optomecânicos fortes-moderados $g/\omega_m \sim 0,4$, que são alcançáveis experimentalmente (7). Mostramos que nossos resultados são promissores tanto nos regimes de cavidades de fatores de qualidade altos como nos regimes de baixos fatores de qualidade, com fidelidades acima de $\mathcal{F} > 0,95$ e purezas acima de $\mathcal{P} > 0,9$. A “não classicalidade” do estado estacionário do fônon no estado de Fock foi fornecida via o parametro $\mathcal{I}$, e também com a distribuição de quase-probabilidade de Wigner. Finalmente, além da preparação dos estados de Fock, outras aplicações podem surgir do presente protocolo, como a produção de estado estacionário emaranhado em arranjos de osciladores optomecânicos.

CAPÍTULO 5

PREPARAÇÃO DE ESTADOS EMARANHADOS PARA UMA CADEIA DE SPIN

5.1 Introdução

Neste capítulo, mostraremos um esquema de engenharia dissipativa para uma cadeia de spins. Esse esquema se baseia na construção de um Liouvilliano ($\mathcal{L}$) para o qual o estado estacionário (ρ_S) segue a condição $\mathcal{L}\rho_S = 0$. Se o Liouvilliano é engendrado de maneira tal que ρ_S é o estado alvo $\rho_t = |\psi_t\rangle\langle\psi_t|$, o protocolo dissipativo é bem sucedido. Aqui a técnica de engenharia de reservatórios vai cumprir o propósito de preparação dissipativa de estados quânticos de muitos corpos (48, 49).

A possibilidade de preparar estados maximamente emaranhados através de processos dissipativos tem sido mostrada tanto em teoria (107) como experimentalmente (50). No entanto, a maioria dos esquemas propostos se concentra na preparação de estados atômicos maximamente emaranhados de dois (108) e três qubits (W -states) (109) e estados emaranhados de cluster (110). Extensões para casos de variáveis contínuas foram apresentadas para o estudo de emaranhados de dois e três osciladores acoplados a um reservatório comum (111). Mais recentemente, também foi relatada uma proposta para a preparação de emaranhamentos estacionários em redes dissipativas bosônicas ((112)).

De particular interesse para a computação quântica e a informação quântica são os chamados estados quânticos de muitos corpos (113). Por causa da intrincada natureza

dos hamiltonianos que os descrevem, a preparação de estados quânticos de muitos corpos é geralmente desafiadora. Propostas recentes para preparar tais estados são baseadas, por exemplo, em um sistema de spins acoplado a um oscilador harmônico amortecido (114) ou uma série de impulsos de bombeios coerentes otimizados seguidos por operações de feedback (115).

Neste capítulo, propomos um protocolo dissipativo simples, porém eficiente, para gerar estados emaranhados de muitos corpos ^a. Nossa abordagem segue a prescrição descrita em (116), onde o regime de acoplamento fraco entre o sistema-reservatório é assumido. O esquema constitui-se por sistemas quânticos sintonizáveis de dois níveis (sistema de dois níveis) com um acoplamento comutável para um sistema de spin que possui autoestados não-degenerados como o estado alvo. Um bombeio inicial adequado do sistema de dois níveis para os estados excitados fornece um superoperador Liouvillian que dirige o sistema de interesse para o estado estacionário desejado (o estado alvo). A fim de contrabalançar os efeitos inevitáveis do ambiente (não-engendrado) e a necessidade de polarização dos spin iniciais, empregamos outro sistema de dois níveis para resfriar os auto-estados remanescentes (não desejados). Além disso, à semelhança das propostas encontradas em Refs. (114,115), precisamos da resolução espectral na vizinhança do estado alvo (para evitar a transferência espúria da população).

Como exemplo concreto, aplicamos nosso protocolo para preparar um estado de vários corpos em um modelo de cadeia de spin (117). Como esse modelo também pode ser entendido como um modelo férmionico quadrático, os resultados também podem ser interessantes para átomos férmionicos em redes óticas (118).

Experimentalmente, “reservatórios” de sistema de dois níveis podem ser implementados sob a tecnologia atual em EQC (116), em íons aprisionados (89) e em sistemas supercondutores (119), onde um feixe de átomos simulando o reservatório pode ser alcançado via excitação pulsada. No primeiro dos sistemas mencionados, o campo clássico é usado para acoplar o campo vibracional de forma intermitente com os estados iônicos internos, enquanto que no último, é usado para trazer a ilhas de pares de Cooper em ressonância com

^a Aqui cabe uma observação muito importante: como medir emaranhamento de muitos corpos é um assunto delicado, decidimos usar a concurrence entre os vários pares de spins do sistema, e mostramos o comportamento desta para um par, traçando posteriormente o resto dos graus de liberdade; a fim de que a comparação possa ser feita, obviamente, ao comparar os estados obtidos via nosso protocolo com o estado alvo, elegemos o mesmo par de spins no estado obtido e alvo, calculamos a concurrence para ambos, eliminando os graus de liberdade restantes. Isso foi feito para todos pares de spin no caso da cadeia de spins com $N = 5$ (existem 10 pares distintos, sendo a dinâmica de cada par relativamente similar), de forma que elegemos um par arbitrário para representar tal fenômeno. Talvez alguma medida de correlação quântica para um número elevado de graus de liberdade fosse mais propícia, mas não parece haver consenso na literatura sobre como proceder adequadamente em todos os casos, ou seja, para qualquer N .

o modo da fita supercondutora. Além disso, cadeias de spin similares às aqui tratadas já foram implementadas experimentalmente em redes óticas (118), íons aprisionados (120) e circuitos EQC (121).

Nossos resultados revelam que o protocolo não só funciona na presença de defasagem (que é especialmente crítico para estados quânticos de muitos corpos), efeitos térmicos e flutuações de parâmetros, mas também tem o potencial de ser escalável em relação ao número de partículas. Notavelmente, nossos resultados mostram-se robustos contra flutuações nos parâmetros do modelo, o que é de suma importância para realizações experimentais.

Figura 5.1 – Representação esquemática do sistema composto por uma cadeia de spin (nosso sistema de interesse) descrito por um Hamiltoniano XY. O reservatório consiste em um conjunto de sistemas de dois níveis que mediam a dissipação e o bombeamento dos modos normais da cadeia de spin. Ao controlar os acoplamentos sistema-reservatório, pode-se, em princípio, encontrar um hamiltoniano cujo espectro é suficientemente resolvível, portanto, através de bombeios, podemos acessar o estado alvo ($|s_j\rangle$) individualmente. $|s_i\rangle$ é o i -ésimo autoestado do Hamiltoniano do sistema de interesse com ω_i sua auto-energia correspondente. γ_{+i} (γ_{-i}) é a taxa de bombeamento (resfriamento) do nível i -ésimo do Hamiltoniano, $J_{i,i+1} = J$ é o acoplamento do sistema entre os spins enquanto $\lambda_{i,k}$ é o acoplamento entre o i -ésimo spin do sistema e o k -ésimo spin do reservatório. No esquema acima $i = k$.

Fonte: Elaborada pelo autor.

5.2 Modelo

Nosso protocolo de proteção de estado baseia-se em um acoplamento ressonante entre um autoestado fermiônico (modo de uma cadeia de spin com N elementos) e um conjunto de sistema de dois níveis, sendo este o reservatório engendrado. A configuração é esquematicamente representada na Fig.5.1. A dissipação nesses modos é projetada de tal maneira que o estado estacionário (estado alvo) é um auto-estado do Hamiltoniano da cadeia de spin. Assim, o estado alvo é bombeado seletivamente para o intervalo espectral relevante em relação ao estado fundamental do Hamiltoniano – com acoplamentos remanescentes fortemente fora de ressonância. O estado estacionário do sistema de interesse é impulsionado por uma soma de N Lindbladianos engendrados, um dos quais leva o sistema ao estado alvo desejado, enquanto os outros $N - 1$ Lindbladianos são necessários para contrabalançar os efeitos inevitáveis do amortecimento de amplitude e fase, ambos emergindo naturalmente do ambiente (não-engendrado). Demonstramos que, uma vez que o Hamiltoniano do sistema tenha sido diagonalizado (analiticamente ou numericamente), e desde que o espectro seja resolvido e os modos fermiônicos possam ser diretamente acoplados ao reservatório de spin, nosso método pode ser usado para tratar diversos estados emaranhados. Vamos começar definindo o Hamiltoniano total $H = H_c + H_r + H_I$, onde H_c e H_r correspondem aos Hamiltonianos do sistema ^b e dos reservatórios, respectivamente. Especificamente, H_c corresponde a um Hamiltoniano de cadeia de spin e pode ser expresso por

$$H_c = \sum_{i,j=1}^N O_i^\dagger H_{ij} O_j, \quad (5.1)$$

com $H_{ij} = \omega_i \delta_{ij} + \zeta_{ij}(1 - \delta_{ij})$, $O_i^\dagger$ (O_i) sendo os operadores fermiônicos de criação (aniquilação), ω_i denotando a i ésima frequência fermiônica, e ζ_{ij} representando a amplitude de acoplamento entre o par de férmions, e δ_{ij} é o delta de Kronecker. O reservatório é composto por um conjunto de sistema de dois níveis com frequências Ω_j cujo Hamiltoniano, pode ser escrito como

$$H_r = \sum_{j=1}^N \frac{\Omega_j}{2} \sigma_j^z, \quad (5.2)$$

no qual σ_j^z é o operador de Pauli usual. Finalmente, a interação entre o sistema e o reservatório é descrita por

^b Sim, aqui H_c denota o hamiltoniano do sistema... O "c" vem da palavra "chain", que significa cadeia.

$$H_I = \sum_{j=1}^N \lambda_j (O_j^\dagger \sigma_j^- + O_j \sigma_j^+). \quad (5.3)$$

onde λ_j é a força do acoplamento entre o férmion e o reservatório quando a aproximação RWA já é levada em consideração. Em geral, a expressão acima conteria vários termos dependentes do tempo, portanto, para superar essa dificuldade, escolhemos dessintonias de modo a evitar acoplamentos irrelevantes (pequenos ou nulos) e, dessa maneira, sermos capazes de gerar o estado alvo desejado. As frequências dos modos e sistema de dois níveis já são ressonantes com uma transição de interesse relevante.

Agora, diagonalizamos o Hamiltoniano H_I usando a transformação $R_m = \sum_n T_{mn}^{-1} O_n$, onde os coeficientes da n ésima coluna da matriz ortonormal T ($T^{-1} = T^\dagger$) fornecem os autovetores associados aos autovalores $\tilde{\omega}_i$. Isso nos permite expressar o Liouvilliano em termos do operador que protegerá o estado alvo após traçar os graus de liberdade do reservatório. Para engendrar estados quânticos, usamos a técnica de reservatório atômico (116,122), na qual, tradicionalmente, um feixe de átomo que passa por um modo de cavidade (um átomo por vez) é usado para gerar um Liouvilliano artificial. Dentro dessa técnica, assume-se o regime de acoplamento fraco para o parâmetro de interação do hamiltoniano, i. e., $\lambda_i \tau \ll 1$, onde τ é o tempo médio de interação, produzindo um Liouvilliano Markoviano

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{eng}} \rho &= \frac{\Gamma_-}{2} (2O\rho O^\dagger - \rho O^\dagger O - O^\dagger O \rho) \\ &+ \frac{\Gamma_+}{2} (2O^\dagger \rho O - \rho O O^\dagger - O O^\dagger \rho). \end{aligned}$$

Acima, a taxa efetiva Γ_+ (Γ_-) é responsável pelo bombeamento (resfriamento) do estado alvo ρ_T . $\Gamma_\pm = r_\pm (\lambda_i \tau)^2$, com r_+ (r_-) sendo a taxa de ativação (desativação) da interação que leva o sistema de dois níveis ao estado excitado (fundamental) ^c. O Liouvilliano total também inclui termos dissipativos associados a perdas térmicas e de fase, que também são levadas em conta em nosso modelo. Ilustramos esse protocolo a seguir e esclarecemos os princípios mencionados acima no Hamiltoniano da cadeia de spin XY .

Para concretizar o que foi dito acima, vamos considerar uma cadeia de spin finita composta de N spins acoplados pelo Hamiltoniano XY isotrópico com cada spin acoplado a um sistema de dois níveis. o Hamiltoniano total $H = H_c + H_r + H_I$ deste sistema é dado

^c Essas taxas simulam algo análogo a o que ocorria no caso da passagem atômica no sistema de letrodinâmica quântica de cavidades.

por ($\hbar = 1$)

$$H_c = J \sum_{j=1}^{N-1} (S_j^+ S_{j+1}^- + S_j^- S_{j+1}^+), \quad (5.4)$$

$$H_r = \sum_{j=1}^N \frac{\Omega_j}{2} \sigma_j^z, \quad (5.5)$$

$$H_l = \sum_{j=1}^N \lambda_j (S_j^+ \sigma_j^- + S_j^- \sigma_j^+), \quad (5.6)$$

onde $S_j^l(\sigma_j^l)$ (com $l = +, -$) denota o operador de elevação (abaixamento) de Pauli do j -ésimo spin (sistema de dois níveis), J é a força do acoplamento entre spins vizinhos imediatos dentro do sistema de interesse, λ_j é a força do acoplamento cadeia-reservatório entre o j -ésimo spin da cadeia e o j -ésimo spin do reservatório sistema de dois níveis, Ω_j é a frequência do j -ésimo sistema de dois níveis. Realizando uma transformação de Jordan-Wigner, é possível fermionizar (e diagonalizar) o hamiltoniano do sistema de interesse, levando a $\tilde{H}_{spins} = \sum_{k=1}^N \omega_k f_k^\dagger f_k$, onde $\omega_k = 2J \cos\left(\frac{k\pi}{N+1}\right)$ (123), com $k = 1, \dots, N$ e $f_k^\dagger, f_k$ sendo, respectivamente, os operadores fermiônicos de criação e aniquilação e $\tilde{H}_{spins}$ é o Hamiltoniano diagonalizado da cadeia. Com este termo de cadeia diagonalizado, é possível definir uma representação de interação executando a transformação unitária $U = \exp\left\{-i\left[\sum_{k=1}^N \omega_k f_k^\dagger f_k + \sum_{j=1}^N \frac{\Omega_j}{2} \sigma_j^z\right]t\right\}$, então H_l assume a forma

$$\begin{aligned} \tilde{H}_l = \sum_{j=1}^N \sum_{k=1}^N \lambda_{jk} \left\{ f_k^\dagger \sigma_j^- \exp[i(\omega_k - \Omega_j)t] \right. \\ \left. + f_k \sigma_j^+ \exp[-i(\omega_k - \Omega_j)t] \right\}, \end{aligned} \quad (5.7)$$

com $\lambda_{jk} = \sqrt{\frac{2}{N+1}} \sin\left(\frac{jk\pi}{N+1}\right)$. Agora ajustamos cada sistema de dois níveis de modo ressonante com um modo normal $\omega_k = \Omega_j$ (com k e j escolhidos para evitar acoplamentos indesejados) com dessintonias $\omega_{k\pm 1} - \Omega_j \approx J/N$. Assumindo que $J/N \gg \lambda_{jk}$ podemos escrever o hamiltoniano efetivo (dentro da aproximação de ondas girantes) como

$$\tilde{H}_l = \sum_{i=1}^N \lambda_i (f_i^\dagger \sigma_i^- + f_i \sigma_i^+). \quad (5.8)$$

A validade desta aproximação com relação ao Hamiltoniano completo foi analisada em

detalhes nos Refs.(124) e (125).

Seguindo Refs.(116) e (122), assumimos um regime de acoplamento fraco para os parâmetros de interação, ou seja, $\lambda_i \tau \ll 1$ (com τ sendo o tempo em que o sistema de dois níveis interage com o sistema de spin). Quando os sistema de dois níveis são preparados no modo fundamental $|g\rangle$ ou no estado excitado $|e\rangle$, obtemos o Liouvilliano engendrado

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{eng}}\rho = & \sum_{i=1}^N \frac{\gamma_{i-}}{2} \left(2f_i \rho f_i^\dagger - \rho f_i^\dagger f_i - f_i^\dagger f_i \rho \right) \\ & + \sum_{i=1}^N \frac{\gamma_{i+}}{2} \left(2f_i^\dagger \rho f_i - \rho f_i f_i^\dagger - f_i f_i^\dagger \rho \right), \end{aligned} \quad (5.9)$$

onde $\gamma_{i-} = r_g(\lambda_i \tau)^2$, $\gamma_{i+} = r_e(\lambda_i \tau)^2$ e $r_{g(e)}$ a taxa de ativação / desativação da interação sistema de dois níveis-Spin. A dinâmica dissipativa do sistema aberto é assumida como sendo markoviana e governada por uma equação mestra da forma de Lindblad.

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{nat}}\rho = & \sum_i \frac{\kappa}{2} (1 + \bar{n}) \left(2S_i^- \rho S_i^+ - \rho S_i^+ S_i^- - S_i^+ S_i^- \rho \right) \\ & + \sum_i \frac{\kappa}{2} \bar{n} \left(2S_i^+ \rho S_i^- - \rho S_i^- S_i^+ - S_i^- S_i^+ \rho \right) \\ & + \sum_i \frac{\kappa_\phi}{2} (2S_i^z \rho S_i^z - \rho), \end{aligned} \quad (5.10)$$

com taxas de decaimento κ , de modo que κ_ϕ é a taxa de decaimento de fase e $\bar{n}$ é o número médio de bósons no banho térmico. Queremos direcionar o sistema de interesse para um estado estacionário alvo. Para esse efeito, escolhemos um modo normal do sistema de interesse e preparamos o reservatório associado em $|e\rangle$ enquanto os outros $N - 1$ sistema de dois níveis que agem como reservatórios são preparados no $|g\rangle$ - e, como será mostrado mais tarde na seção de resultados numéricos, pode não ser necessário usar todos os $N - 1$ termos de "resfriamento". Para validar nosso protocolo, resolvemos numericamente a equação mestra completa

$$\frac{d\rho}{dt} = -i \left[\tilde{H}_I, \rho \right] + \mathcal{L}_{\text{nat}}\rho + \mathcal{L}_{\text{eng}}\rho, \quad (5.11)$$

executando o processo numérico em QuTIP (96) e calculando a matriz densidade de estado estacionário ρ_S como a obtida a partir de $t \rightarrow \infty$.

Figura 5.2 – (a) Fidelidade $\mathcal{F}_{\text{steady}} = \sqrt{\text{Tr}(|\phi\rangle\langle\phi|\rho_{ss})}$ em função de γ/κ para várias temperaturas (representadas por $\tilde{n}$) para a cadeia de spin $N = 5$, com estado estacionário como dado pela Eq.(5.12). Aqui nós consideramos apenas um reservatório engendrado conectado com o Liouvilliano de bombeio com $\gamma_+ = \gamma$ e $\gamma_- = \kappa_\phi = 0$. (b) O mesmo que em (a) mas para cinco diferentes números de reservatórios (conforme indicado na figura). Aqui nós definimos $\gamma_+ = \gamma_- = \gamma$, $\kappa_\phi = \kappa$. A temperatura de todos os reservatórios é assumida como igual, com $\bar{n} = 0.001$. (c) pureza $\mathcal{P}_{\text{steady}} = \text{Tr}[\rho_{ss}^2]$ e (d) *concurrence* entre o segundo e terceiro spins contra γ/κ para os mesmos parâmetros do painel (b). (e) Evolução do tempo ($\tau = t/\gamma$) da fidelidade e pureza $\mathcal{P}(t)$ para três diferentes graus de aleatoriedade (10, 20, 30)% das taxas de decaimento efetivo γ_+ e γ_- . (f) Fidelidade e Pureza são obtidas para o estado $|\phi\rangle_N$ versus o número N de spins na cadeia com os outros parâmetros mantidos os mesmos que no painel (e).

Fonte: Elaborada pelo autor.

5.3 Resultados Numéricos

Vamos começar considerando o efeito da temperatura na preparação do estado estacionário (emaranhado):

$$\begin{aligned}
|\phi\rangle = & \frac{1}{2\sqrt{3}} |\uparrow\downarrow\downarrow\downarrow\rangle + \frac{1}{2} |\downarrow\uparrow\downarrow\downarrow\rangle + \frac{1}{\sqrt{3}} |\downarrow\downarrow\uparrow\downarrow\rangle \\
& + \frac{1}{2} |\downarrow\downarrow\downarrow\uparrow\rangle + \frac{1}{2\sqrt{3}} |\downarrow\downarrow\downarrow\uparrow\rangle
\end{aligned} \tag{5.12}$$

em uma cadeia de $N = 5$, na qual apenas um reservatório engendrado está presente, isto é, possui somente um Liouvilliano de bombeio com $\gamma_+ = \gamma$ e $\gamma_- = \kappa_\phi = 0$. Para mostrar que de fato o sistema se aproxima do estado alvo, na Fig. 5.2 (a) mostramos a fidelidade $\mathcal{F}_{\text{steady}} = \sqrt{\text{Tr}|\phi\rangle\langle\phi|\rho_{ss}}$ para o qual o estado estacionário é obtido para diferentes $\bar{n}$ como uma função de γ/κ . Observamos que, para qubits típicos (átomos, íons, supercondutores) em experimentos de microondas, onde $\bar{n} \approx 0.001$ (126), podemos alcançar fidelidades acima de 0.9 com $\gamma/\kappa \approx 50$ e $r_e \approx 10^3$, como atualmente feito na eletrodinâmica quântica de cavidades (26). Para esclarecer o papel desempenhado pelos $N - 1$ Liouvillianos de resfriamento, e para mostrar como nosso protocolo desempenha em comparação a trabalhos anteriores (115), na Fig.5.2 (b) plotamos a fidelidade do estado de equilíbrio versus γ/κ para diferentes números de reservatórios engendrados. Aqui escolhemos $\gamma_+ = \gamma_- = \gamma$, $\kappa_\phi = \kappa$ e $\bar{n} = 0.001$. Observe que quando apenas um bombeio é usado, a fidelidade diminui para 0,6, mesmo para altas razões de γ/κ devido à perda de coerência do estado estacionário via defasagem, ou seja, a sensibilidade do estado estacionário com relação a defasagem é alta. Dito isto, nosso esquema mostra como contornar esse efeito indesejado, adicionando outros reservatórios agindo para depopular os modos indesejáveis. Portanto, quando todos os reservatórios estão ligados, podemos obter $\mathcal{F}_{\text{steady}}$ perto da unidade (ver, por exemplo, a linha magenta para 5 reservatórios). Sabe-se que a fidelidade por si só não é suficiente para avaliar a qualidade do estado estacionário. Portanto, na Fig.5.2 (c) e 5.2 (d) (com os mesmos parâmetros da Fig.5.2 (b)), mostramos a pureza $\mathcal{P}_{\text{steady}} = \text{Tr}[\rho_{ss}^2]$, como uma medida complementar, uma vez que quantifica o grau de mistura. Na Fig.5.2 (d) calculamos a *concurrence* (127) entre o segundo e o terceiro spins^d. Como apontado, a $\mathcal{F}_{\text{steady}}$ é duvidosa como um parâmetro de mérito (é possível obter alta fidelidade para um estado razoavelmente misto, como uma comparação entre as figuras (b) e (c) revela após inspeção^e), e observa-se alta pureza apenas com todos os cinco reservatórios ligados. Nesse caso, atingimos $\mathcal{P}_{\text{steady}}$ acima de 0,9 e *concurrence* perto da encontrada em um estado alvo $|\phi\rangle$.

^d Não há nada de especial sobre o segundo e o terceiro spins; medidas análogas à concurrence usada aqui podem ser usadas para outros pares de spins

^e Note que conforme o número de partículas aumenta, a mudança total do estado de um componente do sistema altera cada vez menos a fidelidade do estado total do sistema com relação a um estado engendrado.

Um dos fatores importantes para realizações experimentais é testar a robustez do protocolo contra variações nos parâmetros do sistema. Para analisar isso, na Fig.5.2 (e) usamos os mesmos parâmetros da Fig.5.2 (b) com todos os Liouvillianos "ligados", configurando $\gamma/\kappa = 10^2$. Mostramos a evolução de $\mathcal{F}(t) = \sqrt{\text{Tr}(|\phi\rangle\langle\phi|\rho(t))}$ e $\mathcal{P}(t) = \text{Tr}[\rho(t)^2]$ versus o tempo escalado $\tau = t/\gamma$, para três diferentes graus de aleatoriedade num parâmetro (10, 20, 30)% nas taxas de decaimento efetivo γ_+ e γ_- . Neste cenário, estamos efetivamente introduzindo flutuações no parâmetro de interação $\lambda\tau$, bem como nas taxas $r_+(r_-)$ de ativação (desativação) da interação. Como mostrado na Fig.5.2 (e), apesar do amplo intervalo de flutuação de parâmetro, nosso esquema mostra-se muito robusto dentro das flutuações de parâmetro aleatórias consideradas. Finalmente, na Fig.5.2 (f) investigamos a escalabilidade do nosso protocolo, e mais uma vez plotamos o $\mathcal{F}_{\text{steady}}$ e $\mathcal{P}_{\text{steady}}$ para obter o estado de destino $|\phi\rangle_N = f_1^\dagger |0\rangle_N = \sqrt{\frac{2}{N+1}} \sum_{j=1}^N \sin\left(\frac{j\pi}{N+1}\right) S_j^+ |0\rangle_N$, onde $|0\rangle_N = |\downarrow\downarrow\downarrow \dots \downarrow\rangle_N$, considerando os mesmos parâmetros da Fig.5.2 (e) como função do número dos spins. Embora $\mathcal{F}_{\text{steady}}$ pareça ser independente de N , o grau de mistura aumenta com N como revelado pela diminuição de $\mathcal{P}_{\text{steady}}$, indicando a necessidade de aumentar a taxa γ/κ . Como dito anteriormente, nosso método também pode ser usado para outros hamiltonianos. Assim, outros estados emaranhados podem ser preparados, desde que o espectro de tal hamiltoniano seja resolvido, e os termos fortemente ressonantes não estejam acoplados a outros modos com mais de um spin de reservatório ($\sqrt{N}\lambda_i \ll J$ no Hamiltoniano isotrópico XY).

5.4 Conclusão

Em conclusão, propusemos uma abordagem simples para a preparação de estados emaranhados de muitos corpos no limite Markoviano. Nossa proposta baseia-se em engenharia dissipativa via cadeia de spins (qubits) que intermediam a dissipação e o bombeio dos modos normais do sistema. O principal requisito para nosso protocolo é que o espectro do sistema seja resolvido, o que é possível via escolha conveniente de Hamiltonianos, e também permitindo o controle local de campos transversais. Notavelmente, nosso protocolo não requer preparação inicial do estado nem dinâmica unitária ou controle de feedback. Além disso, o método é robusto contra flutuações nos parâmetros, bem como dissipação e defasamento. Dentro dessa abordagem, qualquer modo normal pode ser escolhido como um estado de alvo. O fator limitante para escalabilidade do protocolo é a resolução espectral. Nossos resultados também sugerem que a pureza diminui à medida que o número de spins no sistema aumenta para uma taxa fixa de γ/κ . Portanto, para obter um estado estaci-

onário altamente puro, devemos aumentar $r_{g(e)}$, o que pode ser um desafio experimental. Esforço adicional ainda é necessário para estender nossa abordagem para incorporar a preparação de estados estacionários em sistemas degenerados. Outro aspecto que merece ser investigado é como a não-Markovianidade (quando a condição $\lambda_i \tau \ll 1$ não é cumprida) afeta a preparação do estado estacionário de muitos corpos.

CAPÍTULO 6

CONCLUSÃO E OBSERVAÇÕES FINAIS

Neste trabalho mostramos técnicas para obtenção de estados não-clássicos via engenharia de reservatório em alguns contextos experimentais, exibindo-se quão fidedigno e puro cada protocolo apresentou-se em cada contexto e desvendamos diversas maneiras pelas quais avaliamos a não-classicalidade dos estados obtidos.

Nossos protocolos foram engendrados de forma a produzir estados não-clássicos de muitos corpos ou com números de excitação elevados. Note que ambos protocolos possuem limitações. No caso do protocolo para geração de fônons de Fock $|n\rangle$, a resolução do parâmetro η limita o intervalo de estados que podemos obter – ora por exigir acoplamentos fortes para estados de n pequeno ($n = 1, 2$), ora por exigir certa resolução na seleção do mesmo parâmetro no caso de estados com $n \gg 1$. No caso do protocolo da cadeia de spins, o que é necessário é a resolução espectral do hamiltoniano do sistema de interesse, além da necessidade de um determinado número de reservatórios auxiliares – o que certamente deve gerar problemas no aspecto experimental das técnicas baseadas em engenharia dissipativa do tipo aqui apresentado.

Nossos resultados indicam que a possibilidade de atingir quaisquer estados do espaço de Hilbert relevante pode ser bastante desafiador para os casos de altos números de excitação ou para os casos de muitas partículas. Também indicam a necessidade de se desenvolver um ferramental quântico mais adequado aos casos de muitas partículas, tanto no aspecto teórico, quanto no aspecto experimental.

Gostaríamos de delinear algumas das perspectivas futuras deste trabalho. A mais imediata é a de aplicar técnicas parecidas com a técnica apresentada no capítulo 5 para investigar a possibilidade de produzir estados não-clássicos coletivos no contexto optome-

cânico. Um dos problemas de tratar esse tipo de sistema do ponto de vista computacional é que as simulações destes necessitam de supercomputadores quando envolvem por volta de uma dezena de bósons. Além disso, é claro que a investigação experimental de métodos inspirados por nossos resultados também seria extremamente desejável.

Outra aplicação interessante dos sistemas optomecânicos (já mencionada brevemente) seria a de utilizá-lo para estabelecer a validade das desigualdades de Leggett-Garg via a engenharia de estados não-clássicos macroscópicos. Este tipo de teste poderia ser usado para estudar características específicas do sistema em questão para estabelecer, experimentalmente diferenciação entre diferentes modelos teóricos da mecânica quântica. Tal tipo de teste experimental tem potencial de elucidar muitos aspectos fundamentais da mecânica quântica.

REFERÊNCIAS

- 1 NIELSEN, M.; CHUANG, I. L. *Quantum computation and quantum information*. Cambridge: Cambridge University Press, 2000.
- 2 SHOR, P. W. Polynomial-time algorithms for prime factorization and discrete logarithms on a quantum computer. *SIAM Review*, v. 41, n. 2, p. 303-332, 1999.
- 3 BOOZER, A. D. et al. Reversible state transfer between light and a single trapped atom. *Physical Review Letters*, v. 98, n. 19, p. 193601, 2007.
- 4 KIMBLE, H. J. Strong interactions of single atoms and photons in cavity QED. *Physica Scripta*, v. 1998, n. T76, p. 127, 1998.
- 5 HIGGINBOTTOM, D. B. et al. Pure single photons from a trapped atom source. *New Journal of Physics*, v. 18, n. 9, p. 093038, 2016.
- 6 WANG, X.-L. et al. 18-qubit entanglement with six photons' three degrees of freedom. *Physical Review Letters*, v. 120, n. 26, p. 260502, 2018.
- 7 BRENNECKE, F. et al. Cavity Optomechanics with a Bose-Einstein condensate. *Science*, v. 322, n. 5899, p. 235-238, 2008.
- 8 BRUNE, M. et al. Observing the progressive decoherence of the "meter" in a quantum measurement. *Physical Review Letters*, v. 77, n. 24, p. 4887-4890, 1996.
- 9 BRUNE, M. et al. Process tomography of field damping and measurement of fock state lifetimes by quantum nondemolition photon counting in a cavity. *Physical Review Letters*,

v. 101, n. 24, p. 240402, 2008.

- 10 LAMBERT, N.; JOHANSSON, R.; NORI, F. Macrorealism inequality for optoelectromechanical systems. *Physical Review B*, v. 84, n. 24, p. 245421, 2011.
- 11 EREMEEV, V. et al. Thermally generated long-lived quantum correlations for two atoms trapped in fiber-coupled cavities. *Physical Review A*, v. 85, n. 3, p. 032315, 2012.
- 12 COTO, R. et al. Generation and protection of a maximally entangled state between many modes in an optical network with dissipation. *Physical Review A*, v. 93, n. 6, p. 062302, 2016.
- 13 EINSTEIN, A.; PODOLSKI, B.; ROSEN, N. Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete?. *Physical Review*, v. 47, n. 10, p. 0777-0780, 1935.
- 14 BELL, J. S. On the Einstein-Podolsky-Rosen paradox. *Physics*, v. 1, n. 3, p. 195-200, 1964.
- 15 BELL, J. S. On the problem of hidden variables in quantum mechanics. *Review of Modern Physics*, v. 38, n. 3, p. 447-452, 1966.
- 16 ASPECT, A.; GRANGLER, P.; ROGER, G. Experimental tests of realistic local theories via Bell's theorem. *Physical Review Letters*, v. 47, n. 7, p. 460-463, 1981.
- 17 GIUSTINA, M. et al. Bell violation using entangled photons without the fair-sampling assumption. *Nature*, v. 497, n. 7448, p. 227-230, 2013.
- 18 LEIBFRIED, D. et al. Quantum dynamics of a single trapped ion. *Reviews of Modern Physics*, v. 75, n. 1, p. 281-324, 2003.
- 19 TURCHETTE, Q. A. et al. Deterministic entanglement of two trapped ions. *Physical Review Letters*, v. 81, n. 17, p. 3631-3634, 1998.
- 20 MONROE, C. et al. Demonstration of a fundamental quantum logic gate. *Physical Review Letters*, v. 75, n. 25, p. 4714-4717, 1995.

- 21 BRUNE, M. et al. Observing the progressive decoherence of the 'meter' in a quantum measurement. *Physical Review Letters*, v. 77, n. 24, p. 4887-4890, 1996.
- 22 MONROE, C. et al. A Schrödinger cat superposition state of an atom. *Science*, v. 272, n. 5265, p. 1131-1136, 1996.
- 23 MEEKHOF, D. M. et al. Generation of nonclassical motional states of a trapped atom. *Physical Review Letters*, v. 76, n. 11, p. 1796-1799, 1996.
- 24 LEIBFRIED, D. et al. Experimental determination of the motional quantum state of a trapped atom. *Physical Review Letters*, v. 77, n. 21, p. 4281-4285, 1996.
- 25 BRATTKE, S.; VARCOE, B. T. H.; WALTHER, H. Generation of photon number states on demand via cavity quantum electrodynamics. *Physical Review Letters*, v. 86, n. 16, p. 3534-3537, 2001.
- 26 BRUNE, M. et al. Quantum Rabi oscillation: a direct test of field quantization in a cavity. *Physical Review Letters*, v. 76, n. 11, p. 1800-1803, 1996.
- 27 KNIGHT, P. The discrete charm of the photon. *Nature*, v. 380, n. 6573, p. 392-393, 1996.
- 28 JAMES, D. F. V. Quantum dynamics of cold trapped ions with application to quantum computation. *Applied Physics B*, v. 66, n. 2, p. 181-190, 1998.
- 29 SØRENSEN, A.; MØLMER, K. Quantum computation with ions in thermal motion. *Applied Physics B*, v. 82, n. 9, p. 1971-1974, 1999.
- 30 GERRITSMA, R. et al. Quantum simulation of the Dirac equation. *Nature*, v. 463, n. 7277, p. 68-72, 2010.
- 31 GERRITSMA, R. et al. Quantum simulation of the Klein paradox with trapped ions. *Physical Review Letters*, v. 106, n. 6, p. 0503-1 - 0503-4, 2011.
- 32 ASPELMEYER, M.; KIPPENBERG, T. J.; MARQUARDT, F. Cavity optomechanics. *Reviews of Modern Physics*, v. 86, n. 4, p. 1391, 2014.

- 33 BOSE, S.; JACOBS, K.; KNIGHT, P. L. Preparation of nonclassical states in cavities with a moving mirror. *Physical Review A*, v. 56, n. 5, p. 4175, 1997.
- 34 KLECKNER, D. et al. Optomechanical trampoline resonators. *Optics Express*, v. 19, n. 20, p. 24, 2011.
- 35 VERHAGEN, E. et al. Quantum-coherent coupling of a mechanical oscillator to an optical cavity mode. *Nature*, v. 63, n. 26, p. 482, 2012.
- 36 VANNER, M. R. et al. Pulsed quantum optomechanics. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, v. 108, n. 39, p. 16182-16187, 2011.
- 37 VANNER, M. R. et al. Cooling-by-measurement and mechanical state tomography via pulsed optomechanics. *Nature Communications*, v. 4, n. 26, p. 2295, 2013.
- 38 O'CONNELL, A. D. et al. Quantum ground state and single-phonon control of a mechanical resonator. *Nature*, v. 464, n. 26, p. 697, 2010.
- 39 OJANEN, T.; BØRKJE, K., Ground-state cooling of mechanical motion in the unresolved sideband regime by use of optomechanically induced transparency. *Physical Review A*, v. 90, n. 1, p. 013824, 2014.
- 40 MARTIN, I. et al. Ground-state cooling of mechanical resonators. *Physical Review B*, v. 69, n. 12, p. 125339, 2014.
- 41 RAO, D. D. B.; MOMENZADEH, S. A.; WRACHTRUP, J. Heralded control of mechanical motion by single spins. *Physical Review Letters*, v. 117, n. 7, p. 077203, 2016.
- 42 LATMIRAL, L.; MINTERT, F., Deterministic preparation of highly non-classical macroscopic quantum states. *Quantum Information*, v. 4, n. 44, p. 44, 2018.
- 43 WOLLMAN, E. E. et al. Quantum squeezing of motion in a mechanical resonator. *Science*, v. 349, n. 26, n. 6251, 2015.
- 44 POYATOS, J. F.; CIRAC, J. I.; ZOLLER, P. Quantum reservoir engineering with laser cooled trapped ions. *Physical Review Letters*, v. 77, n. 23, p. 4728, 1996.

- 45 LIAO, J.-Q.;TIAN, L., Macroscopic quantum superposition in cavity optomechanics. *Physical Review Letters*, v. 116, n. 16, p. 163602, 2016.
- 46 ASJAD, M.; VITALI, D. J. Reservoir engineering of a mechanical resonator: generating a macroscopic superposition state and monitoring its decoherence. *Journal of Physics B*, v. 47, n. 26, p. 045502, 2014.
- 47 MYATT, C. J. et al. Decoherence of quantum superpositions through coupling to engineered reservoirs. *Nature*, v. 403, n. 26, p. 269, 2000.
- 48 REITER,F. ; REEB, D. ; SØRENSEN, A. S., Scalable dissipative preparation of many-body entanglement. *Physical Review Letters*, v. 117, n. 4, p. 040501, 2016.
- 49 VERSTRAETE, F.; WOLF, M. W.; CIRAC, J. I. Quantum computation and quantum-state engineering driven by dissipation. *Nature Physics*, v. 5, n. 26, p. 633, 2009.
- 50 BARREIRO, J. T. et al. An open-system quantum simulator with trapped ions. *Nature*, v. 470, n. 26, p. 486, 2011.
- 51 STEANE, A. M. Error correcting codes in quantum theory. *Physical Review Letters*, v. 77, n. 5, p. 793-797, 1996.
- 52 STEANE, A. M. *Introduction to quantum computation and information*. Singapore: World Scientific, 1999. ISBN 0471164348.
- 53 SHOR, P. W. Scheme for reducing decoherence in quantum computer memory. *Physical Review A*, v. 52, n. 4, p. R2493-R2496, 1995.
- 54 MYATT, C. J. et al. Decoherence of quantum superposition through coupling to engineered reservoirs. *Nature*, v. 403, n. 6767, p. 269-273, 2000.
- 55 CARVALHO, A. R. R. et al. Decoherence, pointer engineering, and quantum state protection. *Physical Review Letters*, v. 86, n. 22, p. 4988-4991, 2001.
- 56 LUTKENHAUS, N.; CIRAC, J. I.; ZOLLER, P. Mimicking a squeezed-bath interaction: quantum-reservoir engineering with atoms. *Physical Review Letters*, v. 57, n. 1, p. 548-558, 1998.

- 57 AGARWAL, G. S.; SCULLY, M. O.; WALTHER, H. Inhibition of coherence due to decay in a continuum. *Reviews of Modern Physics*, v. 86, n. 19, p. 4271–4274, 2001.
- 58 PRADO, F. O. et al. Nonadiabatic coherent evolution of two-level systems under spontaneous decay. *Physical Review Letters*, v. 102, n. 7, p. 073008-1 – 073008-4, 2009.
- 59 ZANARDI, P.; RASETTI, M. Noiseless quantum codes. *Physical Review Letters*, v. 79, n. 17, p. 3306–3309, 1997.
- 60 LIDAR, D. A.; CHUANG, I. L.; WHALEY, K. B. Decoherence-free subspaces for quantum computation. *Physical Review Letters*, v. 81, n. 12, p. 2594–2597, 1998.
- 61 BOSCO, A. R. M.; NEMES, M. C. Searching for decoherence-free subspaces in cavity quantum electrodynamics. *Physical Review A*, v. 70, n. 5, p. 053825-1 – 053825-8, 2004.
- 62 LIDAR, D. A.; WHALEY, K. B. *Decoherence-free subspaces and subsystems*. Berlim: Springer-Verlag, 2003. ISBN 978-3-540-40223-7.
- 63 KNILL, E.; LAFLAME, R.; VIOLA, L. Theory of quantum error correction for general noise. *Physical Review Letters*, v. 84, n. 11, p. 2525–2528, 2000.
- 64 DE PONTE, M. A.; MIZRAHI, S. S.; MOUSSA, M. H. Y. Relaxation and decoherence-free subspaces in networks of weakly and strongly coupled resonators. *Annals of Physics*, v. 322, n. 9, p. 2077–2084, 2007.
- 65 PRADO, F. O. et al. Bilinear and quadratic hamiltonians in two-mode cavity quantum electrodynamics. *Physical Review A*, v. 73, n. 4, p. 043803, 2006.
- 66 SCULLY, M. O.; LAMB, W. E. Quantum theory of an optical maser. *Physical Review*, v. 159, n. 2, p. 208–226, 1967.
- 67 LARIONOV, N. V.; MIKHAIL, I. K. Analytical results from the quantum theory of a single-emitter nanolaser. *American Physical Society*, v. 84, n. 5, p. 4, 2011.
- 68 MU, Y.; SAVAGE, C. M. One-atom lasers. *Physical Review A*, v. 46, n. 9, p. 42–55, 1992.

- 69 ZBINDEN, H. et al. Practical aspects of quantum cryptographic key distribution. *Journal of Cryptology*, v. 13, n. 2, p. 207–220, 2000.
- 70 ENK, S. J. van; CIRAC, J. I.; ZOLLER, P. Ideal quantum communication over noisy channels: a quantum optical implementation. *Physical Review Letters*, v. 78, n. 22, p. 4293–4296, 1997.
- 71 CIRAC, J. I. et al. Quantum state transfer and entanglement distribution among distant nodes in a quantum network. *Physical Review Letters*, v. 78, n. 16, p. 3221–3224, 1997.
- 72 JENNEWAIN, T. et al. Quantum cryptography with entangled photons. *Physical Review Letters*, v. 84, n. 20, p. 4729–4732, 2000.
- 73 RAUSCHENBEUTEL, A. et al. Step-by-step engineered multiparticle entanglement. *Science*, v. 288, n. 5473, p. 2024–2028, 2000.
- 74 RAUSCHENBEUTEL, A. et al. Coherent operation of a tunable quantum phase gate in cavity qed. *Physical Review Letters*, v. 83, n. 24, p. 5166–5169, 1999.
- 75 ZHOU, X. et al. Field locked to a fock state by quantum feedback with single photon corrections. *Physical Review Letters*, v. 108, n. 24, p. 243602, 2012.
- 76 BRUNE, M. et al. Process tomography of field damping and measurement of fock state lifetimes by quantum nondemolition photon counting in a cavity. *Physical Review Letters*, v. 101, n. 24, p. 240402, 2008.
- 77 BLAIS, A.; GAMBETTA, J. M. Filling a cavity with photons, and watching them leave. *Physics*, v. 1, n. 1, p. 39, 2008.
- 78 HOFHEINZ, M. et al. Generation of fock states in a superconducting quantum circuit. *Nature*, v. 454, n. 7202, p. 310–314, 2008.
- 79 WANG, H. et al. Measurement of the decay of fock states in a superconducting quantum circuit. *Physical Review Letters*, v. 101, n. 24, p. 240401, 2008.
- 80 ROOS, C. et al. Bell states of atoms with ultralong lifetimes and their tomographic

state analysis. *Physical Review Letters*, v. 92, n. 22, p. 220402, 2004.

81 DOWLING, J. P. Quantum optical metrology—the lowdown on high- N 00N states. *Contemporary Physics*, v. 49, n. 2, p. 125–143, 2008.

82 CHEN, CHEN, Y.-X. Classification of GHZ-type, W-type, and GHZ-W-type multiqubit entanglement. *Physical Review A*, v. 74, n. 6, p. 062310, 2006.

83 DENG, F.-G.; LONG, G.; LIU, X.-S. Two-step quantum direct communication protocol using the einstein-podolsky-rosen pair block. *Physical Review A*, v. 68, n. 4, p. 042317, 2003.

84 WALLS, D. F.; MILBURN, G. J. *Quantum optics*. Berlin: Springer-Verlag, 2008.

85 ENGLERT, B. G.; MORIGI, G. Five lectures on dissipative master equations. In: BUCHLEITNER, A.; HORNBERGER, K. (Ed.) *On coherent evolution in noisy environments*. Berlin: Springer-Verlag, 2002. p.55

86 BLATT, R.; WINELAND, D. J. Entangled states of trapped atomic ions. *Nature*, v. 453, n. 7198, p. 1008–1015, 2008.

87 LIU, L. et al. Cavity optomechanics: Manipulating photons and phonons towards the single-photon strong coupling. *Chinese Physics B*, v. 27, n. 2, p. 024204, 2018.

88 LEÓNSKI, W.; KOWALEWSKA-KUDŁASZYK, A. Quantum scissors – finite-dimensional states engineering. *Progress in Optics*, v. 56, n. 26, p. 131–185, 2011.

89 ROSSETTI, R. F. et al. Slicing the Fock space for state production and protection. *Physical Review A*, v. 90, n. 3, p. 033840, 2014.

90 XU, X.-W. et al. Engineering of nonclassical motional states in optomechanical systems. *Physical Review A*, v. 88, n. 6, p. 063819, 2013.

91 MACRÍ, V. et al. Deterministic synthesis of mechanical NOON states in ultrastrong optomechanics. *Physical Review A*, v. 94, n. 1, p. 013817, 2016.

- 92 XU, G.-F.; LAW, C. K. Dark states of a moving mirror in the single-photon strong-coupling regime. *Physical Review A*, v. 87, n. 5, p. 053849, 2013.
- 93 RABL, P. Photon blockade effect in optomechanical systems. *Physical Review Letters*, v. 107, n. 6, p. 063601, 2011.
- 94 VENTURA-VELAZQUEZ, C.; RODRIGUEZ-LARA, B. M.; MOYA-CESSA, H. M. Operator approach to quantum optomechanics. *Physica Scripta*, v. 90, n. 6, p. 068010, 2015.
- 95 CARMICHAEL, H. *Statistical methods in quantum optics 2: nonclassical fields*. Berlin: Springer, 2007.
- 96 JOHANSSON, J. R.; NATION, P. D.; NORI, F. QuTiP: An open-source Python framework for the dynamics of open quantum systems. *Computer Physics Communications*, v. 183, n. 8, p. 1760, 2012.
- 97 HU, D. et al. Quantum coherence in ultrastrong optomechanics. *Physical Review A*, v. 91, n. 1, p. 013812, 2015.
- 98 LEE, C. W.; JEONG, H. Quantification of macroscopic quantum superpositions within phase space. *Physical Review Letters*, v. 106, n. 22, p. 220401, 2011.
- 99 KRAUSE, A. G.; BLASIUS, T. D.; PAINTER, O. *Optical read out and feedback cooling of a nanostring optomechanical cavity*. 2015. arXiv:1506.01249. Disponível em: <<https://arxiv.org/abs/1506.01249>>. Acesso em: 18 fev. 2019.
- 100 LEIJSEN, R.; VERHAGEN, E. Strong optomechanical interactions in a sliced photonic crystal nanobeam. *Scientific Reports*, v. 5, n. 26, p. 15974, 2015.
- 101 NEUMEIER, L.; NORTHUP, T. E.; CHANG, D. E. Reaching the optomechanical strong-coupling regime with a single atom in a cavity. *Physical Review A*, v. 97, n. 6, p. 063857, 2018.
- 102 SAFAVI-NAEINI, A. H. et al. Electromagnetically induced transparency and slow light with optomechanics. *Nature*, v. 472, n. 26, p. 69–73, 2011.

- 103 CHAN, J. et al. Laser cooling of a nanomechanical oscillator into its quantum ground state. *Nature*, v. 478, p. 89–92, 2011.
- 104 XUEREB, A.; GENES, C.; DANTAN, A. Strong coupling and long-range collective interactions in optomechanical arrays. *Physical Review Letters*, v. 109, n. 22, p. 223601, 2012.
- 105 KAVIANI, H. et al. Nonlinear optomechanical paddle nanocavities. *Optica*, v. 2, n. 3, p. 271, 2015.
- 106 CHILDRESS, L. et al. Cavity optomechanics in a levitated helium drop. *Physical Review A*, v. 96, n. 6, p. 063842, 2017.
- 107 DIEHL, S. et al. Preparation of entangled states by quantum Markov processes. *Nature Physics*, v. 4, n. 4, p. 878, 2008.
- 108 KASTORYANO, M. J.; REITER, F.; SØRENSEN, A. S. Dissipative preparation of entanglement in optical cavities. *Physical Review Letters*, v. 106, n. 9, p. 090502, 2011.
- 109 CHEN, X. et al. Engineering W-type steady states for three atoms via dissipation in an optical cavity. *Journal of the Optical Society of America B*, v. 29, n. 6, p. 1535, 2012.
- 110 CHO, J.; BOSE, S.; KIM, M. S. Optical pumping into many-body entanglement. *Physical Review Letters*, v. 106, n. 2, p. 020504, 2011.
- 111 LIU, K. L.; GOAN, H. S. Non-Markovian entanglement dynamics of quantum continuous variable systems in thermal environments. *Physical Review A*, v. 76, n. 2, p. 022312, 2007.
- 112 DE MORAES NETO, G. D. et al. Steady entanglement in bosonic dissipative networks. *Physical Review A*, v. 90, n. 6, p. 062322, 2014.
- 113 AMICO, L. et al. Entanglement in many-body systems. *Reviews of Modern Physics*, v. 80, n. 2, p. 517, 2008.
- 114 CORMICK, C. et al. Dissipative ground-state preparation of a spin chain by a structured environment. *New Journal of Physics*, v. 15, n. 1, p. 073027, 2013.

- 115 MORIGI, G. et al. Dissipative quantum control of a spin chain. *Physical Review Letters*, v. 115, n. 13, p. 200502, 2015.
- 116 PIELAWA, S. et al. Generation of Einstein-Podolsky-Rosen-entangled radiation through an atomic reservoir. *Physical Review Letters*, v. 98, n. 24, p. 240401, 2007.
- 117 KAY, A. Generating quantum states through spin chain dynamics. *New Journal of Physics*, v. 19, n. 26, p. 043019, 2017.
- 118 BLOCH, I.; DALIBARD, J.; NASCIMBÈNE, S. Quantum simulations with ultracold quantum gases. *Nature Physics*, v. 8, n. 4, p. 267, 2012.
- 119 YOU, J. Q.; LIU, Y. X.; NORI, F. Simultaneous cooling of an artificial atom and its neighboring quantum system. *Physical Review Letters*, v. 100, n. 4, p. 047001, 2008.
- 120 ISLAM, R. et al. Onset of a quantum phase transition with a trapped ion quantum simulator. *Nature Communications*, v. 2, n. 1, p. 377, 2011.
- 121 HOUCK, A. A.; TÜRECI, H. E.; KOCH, J. On-chip quantum simulation with superconducting circuits. *Nature Physics*, v. 8, n. 4, p. 292, 2012.
- 122 PRADO, F. O. et al. Steady Fock states via atomic reservoir. *EPL*, v. 107, n. 1, p. 13001, 2014.
- 123 LIEB, E.; SCHULTZ, T.; MATTIS, D. Two soluble models of an antiferromagnetic chain. *Annals of Physics*, v. 16, n. 3, p. 407, 1961.
- 124 DE MORAES NETO, G. D. et al. Quantum state transfer in optomechanical arrays. *Physical Review A*, v. 93, n. 6, p. 062339, 2016.
- 125 YABU-UTI, B. F. C.; ROVERSI, J. A. High fidelity and flexible quantum state transfer in the atom-coupled cavity hybrid system. *Quantum Information Processing*, v. 12, n. 1, p. 189, 2013.
- 126 XIANG, Z. L. et al. Hybrid quantum circuits: Superconducting circuits interacting with other quantum systems. *Reviews of Modern Physics*, v. 85, n. 2, p. 623, 2013.

- 127 HORODECKI, R. et al. Quantum entanglement. *Reviews of Modern Physics*, v. 81, n. 2, p. 865, 2009.