

Optomecânica de microcavidades: do quente ao frio

Thiago P. Mayer Alegre e Gustavo S. Wiederhecker
*Instituto de Física "Gleb Wataghin",
 Universidade Estadual de Campinas,
 UNICAMP, 13083-859, Campinas, SP, Brasil**

O efeito mecânico da luz é amplamente usado em armadilhas ou “pinças” ópticas usadas na manipulação de micro partículas como células vivas, DNA e bactérias. Por este mesmo efeito, as paredes refletoras de uma cavidade óptica são constantemente submetidas a uma pequena força gerada pelo campo eletromagnético confinado na cavidade. Até pouco tempo atrás este efeito era pouco explorado ou mesmo ignorado. No entanto a evolução nas técnicas de micro- e nano-fabricação revelaram que, nesta escala, a pressão de radiação pode acoplar fortemente os sistemas ópticos e mecânicos. Neste artigo discutiremos os princípios básicos da interação optomecânica em microcavidades e também as aplicações desta interação no controle da população de fônons nestas cavidades.

Os primeiros pensamentos sobre os efeitos mecânicos da luz remontam ao século XVII, quando Johannes Kepler notou um intrigante fato acerca da orientação das caudas dos cometas: elas sempre apontavam em direção oposta ao sol. Kepler especulou que tal orientação das caudas era uma resposta à força exercida pela radiação solar sobre as partículas que as constituíam. Só no início do século XX, com os experimentos de Nichols e Hull [1], que a pressão de radiação foi verificada em laboratório.

Com o advento do laser, a pressão de radiação se mostrou importante em diversos contextos, por exemplo, no aprisionamento e manipulação de partículas neutras, incluindo átomos e células que culminaram nos experimentos pioneiros de armadilhas atômicas e pinças ópticas [2, 3]. Nestes experimentos, tipicamente, o movimento das partículas aprisionadas não influencia a dinâmica da armadilha criada pelas forças ópticas. Por outro lado, ao final da década de 60, o físico russo Vladimir B. Braginsky, na tentativa de medir experimentalmente ondas gravitacionais com interferômetros ópticos [4, 5], já considerava o conceito denominado *dynamical backaction* (ação dinâmica reversa) [6, 7]. Este conceito explora a interdependência entre a pressão de radiação, exercida pelos fótons nos espelhos de um interferômetro ou cavidade óptica, e a energia eletromagnética armazenada nessa cavidade. Esta interdependência entre a pressão de radiação e a posição dos espelhos define a optomecânica de cavidades ópticas: perturbações mecânicas que causem flutuações na frequência de ressonância óptica irão alterar a energia eletromagnética armazenada na cavidade e, reciprocamente, flutuações da energia eletromagnética irão alterar as vibrações mecânicas.

Os sistemas optomecânicos têm recebido grande atenção nos últimos anos por constituírem uma plataforma para diversos experimentos em física, alguns clássicos com aplicação eminente, como osciladores de rádio-frequência [8–12], atuação e controle de cavidades ópticas [13–15], memórias ópticas baseadas em transparência induzida [16–19]. Os outros são mais fundamentais e exploram a natureza quântica da matéria, como é o caso das medidas quânticas não-

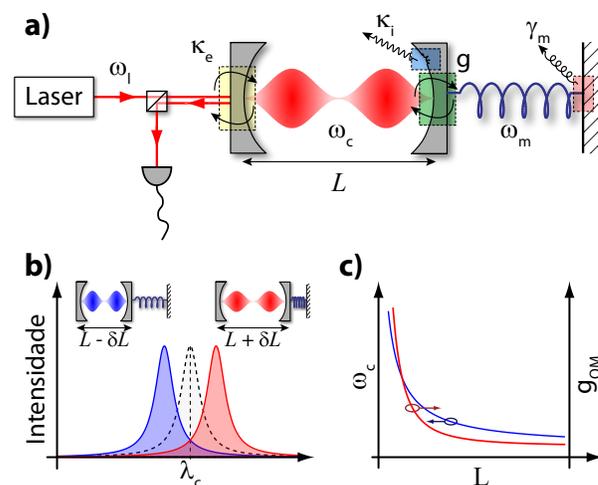


Figura 1. **Cavidade optomecânica.** **a**, Cavidade tipo Fabry-Perot mostrando as taxas de acoplamento entre os sistemas ópticos e mecânicos. **b**, O espelho suscetível ao movimento mecânico modula o tamanho da cavidade e portanto sua frequência de ressonância. **c**, variação da frequência (ω_c) e eficiência de sintonia (g_{OM}) como função do comprimento da cavidade L . As curvas azul e vermelha indicam, respectivamente, a frequência óptica e o acoplamento optomecânico.

destrutivas de intensidade da luz (*quantum non-demolition measurements*) [10, 20–22], estados mecânicos não-clássicos, tais como superposição e emaranhamento de osciladores mecânicos [22–25] e resfriamento de modos mecânicos ao estado fundamental [16, 26–29]. Neste artigo faremos uma breve descrição da interação optomecânica baseando-nos em um modelo simples de uma cavidade óptica do tipo Fabry-Perot. Descreveremos os principais sistemas optomecânicos utilizados atualmente enfatizando os dois limites destes sistemas: muitos e poucos fônons.

Tipicamente os sistemas optomecânicos são tratados utilizando um modelo de parâmetros concentrados (*lumped model*), que considera uma cavidade do tipo Fabry-Perot na qual um dos espelhos é acoplado a uma mola, como ilustramos na Fig. 1(a) [11, 30, 31]. Qualquer movimento do espelho que altere o comprimento da cavidade, L , mudará portanto sua frequência de ressonância óptica ω_c , como mostrado na Fig. 1(b). Na ausência de forças externas, as flutuações tér-

*<http://nanophoton.ifi.unicamp.br>

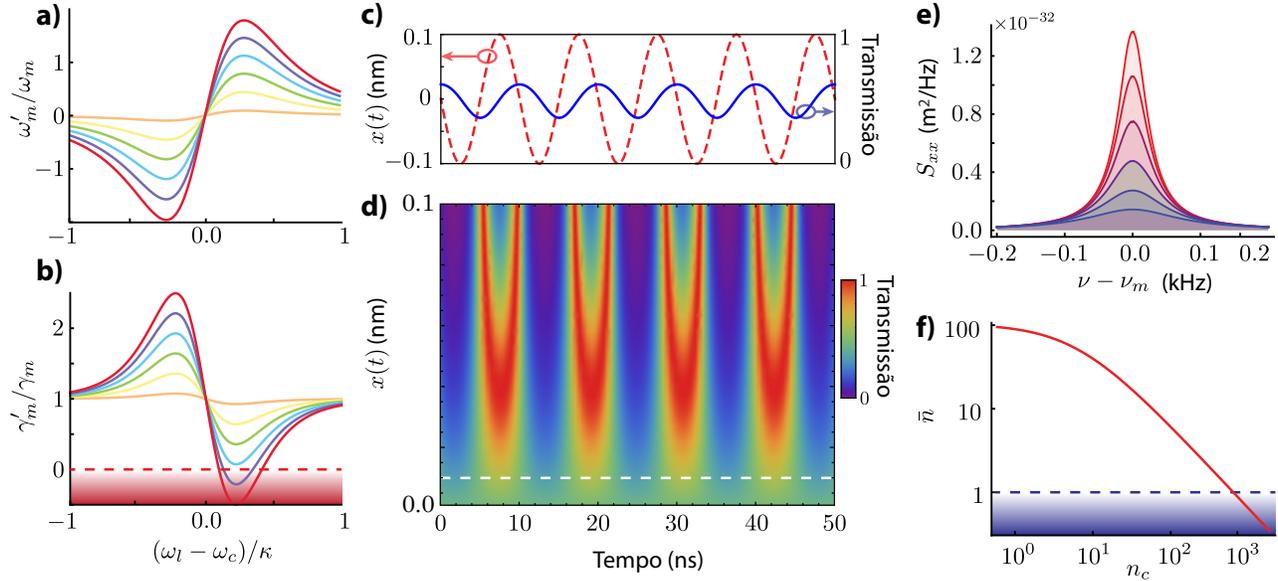


Figura 2. Amplificação e resfriamento. Mudança na frequência mecânica, $\omega'_m = \omega_m + \Delta\omega_m$, (a), e no amortecimento, (b), de um sistema optomecânico como função da dessintonia efetiva $(\omega_l - \omega'_c)$ e da potência do laser de bombeio. A linha vermelha pontilhada indica o limiar para oscilações regenerativas. **c** série temporal mostrando a transmissão do laser (linha azul) e a amplitude de oscilação mecânica (linha vermelha pontilhada, $x(t)$) que corresponde a linha branca tracejada em **d**. Neste último a escala de cor indica o percentual de transmissão. As figuras **a-d** foram baseadas no sistema optomecânico mostrado na Fig. 3(a) (Ref. [14]), sendo os principais parâmetros dados por: $g/2\pi = 300$ kHz, $\omega_m/2\pi = 100$ MHz, $\gamma_m/2\pi = 1$ MHz, $m_{\text{eff}} = 100$ pg, $\omega_c/2\pi = 200$ THz, $\kappa/2\pi = 4$ GHz, $\kappa_e/2\pi = 2$ GHz, $T = 300$ K. **e**, espectro de radio-frequência como função da potência do laser de bombeio. Em **f** é mostrado o número médio de fônons \bar{n} calculado em função do número de fótons na cavidade n_c . As figuras **e** e **f** foram baseadas no sistema optomecânico mostrado na Fig. 3(c) (Ref. [29]), sendo os principais parâmetros dados por: $g/2\pi = 900$ kHz, $\omega_m/2\pi = 4$ GHz, $\gamma_m/2\pi = 40$ kHz, $m_{\text{eff}} = 300$ fg, $\omega_c/2\pi = 200$ THz, $\kappa/2\pi = 500$ MHz, $\kappa_e/2\pi = 50$ MHz, $T = 20$ K.

micas, como no movimento Browniano, induzem pequenas flutuações de posição no espelho, $L(t) = L_0 + x(t)$, que oscilam com a mesma frequência de ressonância (ω_m) do sistema massa-mola. Consequentemente, estas oscilações alteram a frequência óptica de ressonância, $\omega_c(t) = \omega_0 + g_{\text{OM}}x(t)$; a constante g_{OM} caracteriza a eficiência desta transdução optomecânica. Em cavidades do tipo Fabry-Perot, g_{OM} é inversamente proporcional ao tamanho da cavidade: cavidades menores produzem maior acoplamento optomecânico, como pode ser visto na Fig. 1(c). As flutuações da frequência óptica, por sua vez, traduzem-se em flutuações da energia armazenada na cavidade, $U(t) = n_c \hbar \omega_c(t)$, sendo n_c o número de fótons armazenados na cavidade. Ora, se a energia óptica armazenada depende da posição do espelho, em razão das flutuações de posição e pelo princípio do trabalho virtual [32], surge uma força óptica no espelho que é dada por $F_{\text{opt}}(t) = -d(n_c \hbar \omega_0)/dx = -n_c \hbar g_{\text{OM}}$. Este é o princípio da ação dinâmica reversa que acopla, bilateralmente, o número de fótons na cavidade com a amplitude de vibração mecânica.

Em razão do espalhamento por imperfeições, da absorção óptica na cavidade e também da refletividade parcial do espelho de entrada, introduzimos as taxas de dissipação óptica intrínseca, κ_i , e extrínseca, κ_e , da cavidade. A taxa de dissipação total, $\kappa = \kappa_i + \kappa_e$, não-nula implica que os fótons circulantes têm um tempo de vida finito na cavidade. Portanto, a força exercida por eles nas paredes da cavidade também terá uma dinâmica temporal, que depende não apenas

do tempo de vida dos fótons, mas também da dessintonia entre o laser de bombeio e a frequência óptica da cavidade, $\Delta = \omega_l - \omega_c$. Analogamente a um oscilador harmônico forçado, a relação de fase entre a força e o movimento do oscilador depende da dessintonia entre ambos; dependendo desta defasagem, a pressão de radiação produz dois efeitos distintos. A contribuição da força que oscila em fase, $\propto x(t)$, altera a rigidez do sistema mecânico ou, efetivamente, a frequência mecânica de ressonância (lembre que $k = m\omega_m^2$), este efeito é denominado *optical spring effect*. A outra componente da força, em quadratura de fase com o movimento mecânico, $\propto \dot{x}(t)$, contribui para alterar a viscosidade do oscilador harmônico, sendo então a responsável pela amplificação (*optical heating/amplification*) ou amortecimento (*optical damping/cooling*) da oscilação mecânica.

O efeito de amortecimento óptico no sistema mecânico é especialmente interessante. Em particular, quando o tempo de vida dos fótons dentro da cavidade, $1/\kappa$, é comparável ou maior que o período de oscilação mecânica, $2\pi/\omega_m$, a pressão de radiação altera fortemente a dinâmica do sistema, podendo esta resfriar ou amplificar substancialmente a amplitude de vibração do espelho. Outra maneira de descrever este efeito é notando sua analogia ao espalhamento inelástico de luz por vibrações moleculares (espalhamento Raman): o movimento do espelho modula, temporalmente, a fase do laser dentro da cavidade, gerando assim bandas laterais de modulação *stokes* ($\omega_S = \omega_l - \omega_m$) e *anti-stokes* ($\omega_{AS} = \omega_l + \omega_m$). O número

de fótons espalhados, da frequência central do laser ω_l para estas bandas laterais, é proporcional a probabilidade de transição fotônica entre estas duas frequências, determinada pela largura de linha da cavidade e pela dessintonia entre o laser e a cavidade óptica. Além disto, estas bandas laterais representam quanticamente processos de criação (*stokes*) ou destruição de fônons (*anti-stokes*). Quando a dessintonia do laser é vermelha ($\Delta < 0$) ou azul ($\Delta > 0$), a assimetria na probabilidade de transição fotônica favorece, respectivamente, o processo de destruição de fônons (resfriamento), ou o processo de criação de fônons (amplificação) [11]. Quando excitada por uma fonte coerente externa na frequência ω_l , a dinâmica da cavidade optomecânica, descrita em termos das amplitudes do campo eletromagnético (\hat{a}) e da posição do espelho (\hat{x}), é governada pelas equações:

$$\dot{\hat{a}} = -\left(i\omega_c - \frac{\kappa}{2}\right)\hat{a} + ig_{\text{OM}}\hat{a}\hat{x} + i\sqrt{\kappa_e}\alpha_{\text{in}}e^{-i\omega_l t} \quad (1a)$$

$$\ddot{\hat{x}} = -\frac{\gamma_m}{2}\dot{\hat{x}} - \omega_m^2\hat{x} + \frac{\hbar g_{\text{OM}}|\hat{a}|^2}{m_{\text{eff}}} + \frac{F_{\text{termo}}}{m_{\text{eff}}} \quad (1b)$$

onde α_{in} é a amplitude do campo óptico de bombeio; γ_m é a taxa de dissipação intrínseca do modo mecânico, cuja massa efetiva é dada por m_{eff} . F_{termo} é a força térmica de Langevin responsável pelo movimento Browniano, que é caracterizada por um processo estocástico Markoviano com correlação dada por $\langle F_{\text{termo}}(t)F_{\text{termo}}(t+\tau) \rangle = 2m_{\text{eff}}\gamma_mk_B T\delta(\tau)$, sendo k_B a constante de Boltzmann e T a temperatura do banho térmico.

As equações acopladas (1) podem ser resolvidas de forma perturbativa para pequenas oscilações mecânicas $x(t) \approx x_0 + \varepsilon x_1(t)$, $a(t) \approx a_0 + \varepsilon a_1(t)$, ao redor da posição e amplitude de equilíbrio x_0 e a_0 . As soluções de ordem zero fornecem o número de fótons e o deslocamento de equilíbrio da cavidade, que podem ser também obtidas tomando $(\dot{x}, \dot{a}) = 0$ em (1),

$$n_c = |a_0|^2 = \frac{\alpha_{\text{in}}^2 \kappa_e}{(\omega_l - \omega'_c)^2 + \kappa^2/4}, \quad (2a)$$

$$x_0 = \frac{\hbar g_{\text{OM}}}{m_{\text{eff}}} n_c = \frac{\hbar g_{\text{OM}}}{m_{\text{eff}}} \frac{\alpha_{\text{in}}^2 \kappa_e}{(\omega_l - \omega'_c)^2 + \kappa^2/4}, \quad (2b)$$

sendo que $\omega'_c = \omega_c - g_{\text{OM}}x_0$ é a frequência de ressonância óptica na nova posição de equilíbrio mecânico x_0 . Note que tanto n_c quanto x_0 dependem de ω'_c e também x_0 , portanto as equações (2) representam um sistema cúbico que admite três soluções de equilíbrio. Estes pontos de equilíbrio do sistema optomecânico, estáveis ou instáveis, podem ser explorados para sintonizar microcavidades [13–15].

As soluções de primeira ordem das equações (1), $x_1(t)$ e $a_1(t)$, revelam os efeitos dinâmicos do acoplamento optomecânico. Quando $\omega_m \ll \kappa$, as bandas de modulação (ω_S e ω_{AS}) são simultaneamente ressonantes na cavidade. Neste regime pode-se obter expressões simples para o efeito de mola óptica, e também para a taxa de amplificação ou resfriamento optomecânico [11, 12, 39],

$$\left(\frac{\omega'_m}{\omega_m}\right)^2 = 1 + \frac{4g^2 n_c \Delta'}{\omega_m \left((\Delta')^2 + \kappa^2/4\right)} \quad (3a)$$

$$\frac{\gamma'_m}{\gamma_m} = 1 - \frac{16g^2 \kappa_e n_c \Delta' \omega_m}{\gamma_m \left((\Delta')^2 + \kappa^2/4\right)^2} \quad (3b)$$

onde ω'_m e γ'_m são, respectivamente, a frequência e a taxa de dissipação mecânica induzidas pelo campo óptico, $\Delta' = \omega_l - \omega'_c$ é a dessintonia na posição de equilíbrio, e $g = g_{\text{OM}}x_{\text{zpf}}$ é a taxa de acoplamento optomecânico, que corresponde fisicamente à mudança na frequência do modo óptico devido às flutuações quânticas do oscilador harmônico mecânico, $x_{\text{zpf}} = \sqrt{\hbar/(2m_{\text{eff}}\omega_m)}$. O comportamento das funções dadas pelas equações (3) são mostradas na Fig. 2(a), para a Eq. (3a), e na Fig. 2(b), para a Eq. (3b); os parâmetros utilizados foram valores típicos para cavidades anulares duplas das Refs. [14, 15]. Dois regimes distintos devem ser notados em função da dessintonia efetiva (Δ') entre o laser de bombeio e a cavidade óptica.

Para dessintonia azul ($\Delta' > 0$), a frequência mecânica aumenta, enquanto que a viscosidade diminui, veja Fig. 2(a,b). Contudo, o aumento na frequência mecânica é sempre acompanhado de uma amplificação da vibração. Quando esta amplificação optomecânica é suficiente para compensar as perdas mecânicas intrínsecas ($\gamma'_m/\gamma_m = 0$), o sistema optomecânico inicia oscilações regenerativas ou instabilidade paramétrica [11, 40]; este limite é indicado pela linha vermelha pontilhada na Fig. 2(b). Nas figuras Fig. 2(c) e Fig. 2(d) mostramos a dinâmica temporal destas cavidades no regime de oscilações regenerativas. A oscilação mecânica $x(t)$ é indicada pela linha vermelha pontilhada na Fig. 2(c), enquanto que a curva sólida azul mostra a transmissão óptica correspondente. Nestas figuras, o laser de bombeio foi sintonizado exatamente em $\Delta' = \kappa/2$ e, portanto, a curva de transmissão óptica é centralizada em 50%. Na Fig. 2(d) enfatizamos o impacto da amplitude de oscilação na transmissão óptica, quando a oscilação mecânica é amplificada. Quando $x(t) \approx \kappa/g_{\text{OM}}$, fica evidente o caráter não-linear (Lorentziana, veja Fig. 1b) da função de transferência da cavidade óptica; a amplitude de oscilação da ressonância óptica, $\delta\omega_c$, é maior que sua própria largura de linha, $\delta\omega_c = g_{\text{OM}}x(t) \gg \kappa$. Neste regime, ao invés de medirmos uma simples reprodução do movimento mecânico, como na curva azul da Fig. 2(c), observa-se formação de pulsos curtos na transmissão óptica [8, 9]. Note que as oscilações não crescem indefinidamente com o número de fótons, como prevê a Eq. (3b), e eventualmente atingirão um ciclo-limite estável. Este efeito é similar, em muitos aspectos, à emissão estimulada de fótons em lasers [41].

Quando o laser de bombeio é dessintonizado para o vermelho ($\Delta' < 0$), ocorre um aumento na taxa de amortecimento do sistema mecânico acompanhado de uma redução na frequência mecânica de ressonância, veja Fig. 2(a, b). Esse aumento na taxa de amortecimento representa um resfriamento do modo de vibração mecânico; o acoplamento com o campo

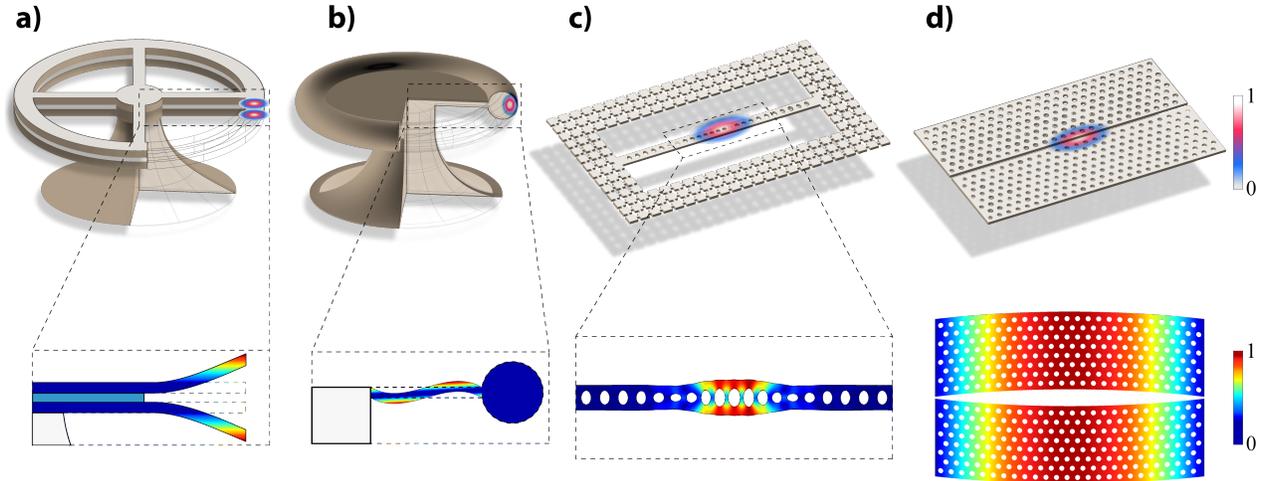


Figura 3. **Exemplos de sistemas optomecânicos.** **a**, Cavidades anulares dupla [12–15]. **b**, Toróides [16, 33, 34] **c**, Nanovigas [29, 35]. **d**, Cristal optomecânico 2D [36–38]. Na parte superior a escala de cor representa o perfil ilustrativo do modo óptico das cavidades. Na parte inferior são mostrados o perfil de deformação exagerado, induzida pelo modo mecânico com maior acoplamento optomecânico, e a amplitude da deformação mecânica (escala de cores).

óptico reduz a população de fônons que ocupam este modo de vibração. Este efeito é ilustrado nas curvas de densidade espectral mostradas na Fig. 2(e); a amplitude de oscilação mecânica é reduzida com o aumento da potência do laser de bombeio. A Fig. 2(f) mostra este efeito explicitamente levando-se em consideração o alargamento da densidade espectral mostrada na Fig. 2(e). A área sob as curvas é proporcional à temperatura efetiva daquele modo de oscilação mecânica, ou ao número médio de fônons, \bar{n} , no oscilador mecânico. Note na Fig. 2(f) que \bar{n} decai com o aumento do número de fótons (n_c) na cavidade. Se o número de fótons for suficientemente alto, $n_c > 1000$ no caso da Fig. 2(f), um único fônion pode ocupar o oscilador mecânico; atinge-se então o estado quântico fundamental deste oscilador. É intrigante perceber que mesmo com esta diminuta vibração, a transdução optomecânica permite monitorar esta oscilação de amplitude quântica.

O efeito de resfriamento optomecânico foi previsto por Braginsky em seus primeiros artigos [7] de forma clássica, e estendido para o domínio quântico algumas décadas depois [26, 42]. Neste último caso, deve-se considerar as flutuações quânticas no campo óptico (ruído *shot*) quando se calcula a taxa de amortecimento optomecânico. Na presença de ruído *shot* mostra-se que, ao aumentarmos n_c , a taxa de resfriamento não cresce indefinidamente como sugere a Eq. (3b). No limite assintótico, $n_c \rightarrow \infty$, o menor número médio de fônons associados ao modo mecânico será dado por $\bar{n}_{\min} = [(\kappa/2)/(2\omega_m)]^2$. Consequentemente, o estado fundamental ($\bar{n} \leq 1$) só pode ser atingido no regime de bandas laterais resolvidas, i.e., $\omega_m \gg \kappa/2$. O resfriamento optomecânico ao estado fundamental foi recentemente demonstrado [28, 29] e

constitui um marco inicial para experimentos que envolvam o acoplamento quântico entre estados ópticos e mecânicos em estruturas macroscópicas.

Na exploração dos efeitos anteriores fica claro que para maximizá-los, busca-se o maior acoplamento optomecânico e as mínimas perdas ópticas e mecânicas nestes sistemas. Cavidades optomecânicas se apresentam das mais diversas formas e tamanhos e vão desde cavidades com alguns quilômetros de comprimento até micro- e nano-cavidades [5, 11]. Na Fig. 3 são mostrados alguns dos sistemas mais usados atualmente na micro- e nano-escala [11–14, 18, 29, 36]. Abaixo de cada um dos dispositivos é mostrado o modo mecânico que se acopla mais fortemente ao campo óptico ilustrado. Todos estes sistemas buscam baixas perdas e alto fator de acoplamento e a diversidade de dispositivos mostra que ainda não há uma solução definitiva.

A pesquisa em optomecânica de cavidades mostra um amplo espectro de possibilidades, tanto no âmbito de aplicações quanto em pesquisa fundamental. Estas cavidades podem ser integradas à sistemas micro eletromecânicos (MEMS), possibilitando a concepção de moduladores e chaves ópticas *on-chip* de resposta rápida e baixo consumo de energia. Quando acoplados a outras cavidades, permitem também a exploração de efeitos interessantes como dinâmica coletiva e sincronismo [43]. Os primeiros experimentos de resfriamento ao estado fundamental também já mostram o potencial destes sistemas para revolucionar experimentos quânticos com sistemas macroscópicos.

Agradecimentos: Os autores agradecem o convite dos editores da revista *Physica* para a publicação deste trabalho e à FAPESP e INCT/FOTONICOM pelo apoio financeiro.

[1] E. F. Nichols and G. F. Hull, *Phys. Rev. (Series I)* **13**, 307 (1901).

[2] A. Ashkin, *IEEE J. Sel. Top. Quant* **6**, 841 (2000).

- [3] A. Ashkin, *Optical trapping and manipulation of neutral particles using lasers* (World Scientific, Hackensack, NJ, 2006), ISBN 9810240570.
- [4] The LIGO Scientific Collaboration, *Nature Phys.* **7**, 962 (2011).
- [5] A. Abramovici, W. E. Althouse, R. W. Drever, Y. Gürsel, S. Kawamura, F. J. Raab, D. Shoemaker, L. Sievers, R. E. Spero, K. S. Thorne, et al., *Science* **256**, 325 (1992).
- [6] V. B. Braginsky and S. P. Vyatchanin, *Phys. Lett. A* **293**, 228 (2002).
- [7] V. B. Braginsky, *Measurement of Weak Forces in Physics Experiments* (Univ. of Chicago Press, Chicago, 1977).
- [8] T. Carmon, H. Rokhsari, L. Yang, T. J. Kippenberg, and K. J. Vahala, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 223902 (2005).
- [9] F. Marquardt, J. Harris, and S. Girvin, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 103901 (2006).
- [10] O. Arcizet, P. Cohadon, T. Briant, M. Pinard, and A. Heidmann, *Nature* **444**, 71 (2006).
- [11] T. Kippenberg and K. Vahala, *Opt. Express* **15**, 17172 (2007).
- [12] Q. Lin, J. Rosenberg, X. Jiang, K. J. Vahala, and O. Painter, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 103601 (2009).
- [13] J. Rosenberg, Q. Lin, and O. Painter, *Nature Photon.* **3**, 478 (2009).
- [14] G. S. Wiederhecker, L. Chen, A. Gondarenko, and M. Lipson, *Nature* **462**, 633 (2009).
- [15] G. S. Wiederhecker, S. Manipatruni, S. Lee, and M. Lipson, *Opt. Express* **19**, 2782 (2011).
- [16] A. Schliesser, O. Arcizet, R. Riviere, G. Anetsberger, and T. J. Kippenberg, *Nature Phys.* **5**, 509 (2009).
- [17] S. Weis, R. Rivière, S. Deléglise, E. Gavartin, O. Arcizet, A. Schliesser, and T. J. Kippenberg, *Science* **330**, 1520 (2010).
- [18] A. H. Safavi-Naeini, T. P. M. Alegre, J. Chan, M. Eichenfield, M. Winger, Q. Lin, J. T. Hill, D. E. Chang, and O. Painter, *Nature* **472**, 69 (2011).
- [19] A. H. Safavi-Naeini and O. Painter, *New J. Phys.* **13**, 013017 (2011).
- [20] C. M. Caves, K. S. Thorne, R. W. P. Drever, V. D. Sandberg, and M. Zimmermann, *Rev. Mod. Phys.* **52**, 341 (1980).
- [21] M. Pinard, Y. Hadjar, and A. Heidmann, *Eur. Phys. J. D* **7**, 747 (1999).
- [22] D. Bouwmeester, A. K. Ekert, and A. Zeilinger, *The physics of quantum information: quantum cryptography, quantum teleportation, quantum computation* (Springer, Berlin, 2001), 1st ed., ISBN 3540667784 (alk. paper).
- [23] M. Pinard, A. Dantan, D. Vitali, O. Arcizet, T. Briant, and A. Heidmann, *Europhys. Lett.* **72**, 747 (2005).
- [24] W. Marshall, C. Simon, R. Penrose, and D. Bouwmeester, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 130401 (2003).
- [25] O. Romero-Isart, A. C. Pflanzner, F. Blaser, R. Kaltenbaek, N. Kiesel, M. Aspelmeyer, and J. I. Cirac, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 020405 (2011).
- [26] I. Wilson-Rae, N. Nooshi, W. Zwerger, and T. J. Kippenberg, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 093901 (2007).
- [27] C. Genes, D. Vitali, P. Tombesi, S. Gigan, and M. Aspelmeyer, *Phys. Rev. A* **77**, 033804 (2008).
- [28] J. D. Teufel, T. Donner, D. Li, J. W. Harlow, M. S. Allman, K. Cicak, A. J. Sirois, J. D. Whittaker, K. W. Lehnert, and R. W. Simmonds, *Nature* **475**, 359 (2011).
- [29] J. Chan, T. P. M. Alegre, A. H. Safavi-Naeini, J. T. Hill, A. Krause, S. Groblacher, M. Aspelmeyer, and O. Painter, *Nature* **478**, 89 (2011).
- [30] C. K. Law, *Phys. Rev. A* **51**, 2537 (1995).
- [31] V. Braginsky, S. Strigin, and S. Vyatchanin, *Phys. Lett. A* **287**, 331 (2001).
- [32] M. Povinelli, S. Johnson, M. Lonèar, M. Ibanescu, E. Smythe, F. Capasso, and J. Joannopoulos, *Opt. Express* **13**, 8286 (2005).
- [33] A. Schliesser, P. Del'Haye, N. Nooshi, K. J. Vahala, and T. J. Kippenberg, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 243905 (2006).
- [34] T. J. Kippenberg, H. Rokhsari, T. Carmon, A. Scherer, and K. J. Vahala, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 033901 (2005).
- [35] M. Eichenfield, R. Camacho, J. Chan, K. J. Vahala, and O. Painter, *Nature* **459**, 550 (2009).
- [36] A. H. Safavi-Naeini, T. P. M. Alegre, M. Winger, and O. Painter, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 181106 (2010), ISSN 00036951.
- [37] E. Gavartin, R. Braive, I. Sagnes, O. Arcizet, A. Beveratos, T. J. Kippenberg, and I. Robert-Philip, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 203902 (2011).
- [38] T. P. M. Alegre, A. Safavi-Naeini, M. Winger, and O. Painter, *Opt. Express* **19**, 5658 (2011).
- [39] R. Riviere, S. Deleglise, S. Weis, E. Gavartin, O. Arcizet, A. Schliesser, and T. J. Kippenberg, *Phys. Rev. A* **83**, 063835 (2011).
- [40] T. Corbitt, D. Ottaway, E. Innerhofer, J. Pelc, and N. Mavalvala, *Phys. Rev. A* **74**, 021802 (2006).
- [41] I. S. Grudinin, H. Lee, O. Painter, and K. J. Vahala, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 083901 (2010).
- [42] F. Marquardt, J. P. Chen, A. A. Clerk, and S. M. Girvin, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 093902 (2007).
- [43] G. Heinrich, M. Ludwig, J. Qian, B. Kubala, and F. Marquardt, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 043603 (2011).