Pinças Óticas

Pedro Miguel Madeira da Silva

May 29, 2018

Abstract

Efetuamos uma montagem simples e económica para realizar experiências de pinças óticas, na qual utilizamos um laser com comprimento de onda $532\,nm$ e potência $5\,mW$ para controlar pequenas partículas de leveduras. Conseguimos controlar essas pequenas partículas, com deslocamentos nas três direções e velocidade com magnitudes variadas. Mostramos que a luz pode ser uma importante ferramenta de manipulação da matéria.

1 Introdução

Há 48 anos, Arthur Ashkin[1] reportou que partículas podiam ser aceleradas e aprisionadas utilizando potenciais óticos estáveis, ficando assim registada a primeira instância de aprisionamento ótico. Passados 16 anos, observou o aprisionamento de uma partícula dielétrica utilizando apenas um feixe. Desde então, a área de micromanipulação ótica sofreu um desenvolvimento acentuado. Esta disciplina contém aplicações em biologia onde se estuda o movimento de motores biológicos moleculares, e em química onde se investigam micro reações utilizando lipossomas ou outros nanocontentores poliméricos mais robustos e facilmente aprisionados. Existem muitas outras aplicações em microfluídica, na física, que não serão exploradas neste relatório.

2 Teorias

O mecanismo que permite o *trapping* ótico depende, em parte, do tamanho da partícula que queremos aprisionar. Se esta for maior que o comprimento de onda do feixe de luz ($a >> \lambda$), estamos no regime de Mie. Se esta tiver, aproximadamente, a mesma dimensão que o comprimento de onda ($a \approx \lambda$), estamos no regime de Mie-Lorentz. Por fim, se for menor ($a << \lambda$), estamos no regime de Rayleigh. Os mecanismos que permitem o aprisionamento ótico de uma partícula de grandes dimensões, relativamente a λ, e os que provocam o de uma partícula de pequenas dimensões são diferentes. Em ambos os regimes, estamos a fornecer momento linear às partículas. Contudo, esta pode não ser a única alteração provocada à partícula; se o material que as compõe for birrefringente, esta pode adquirir momento angular.

2.1 Momento Linear

A radiação eletromagnética pode ser vista como partículas, designadas fotões, que não possuem massa de repouso, nunca estão imóveis, e têm associado um dado momento $p = \frac{h}{\lambda}$. Imaginemos um fotão a viajar no vácuo, com índice de refração 1. Quando este atingir uma interface com um índice de refração $n \neq 1$, pode ser refletido ou transmitido. Seja qual for a sua trajetória, haverá transferências de momento para o novo meio. Se estivermos a focar um feixe de fotões, todas as transferências de energia que ocorrem com partículas na vizinhança do foco, irão atraí-las na direção do feixe, como podemos ver na Figura 1[2]. A intensidade do foco, o seu tamanho e forma são fatores que determinam quão forte é o aprisionamento das partículas. No entanto, da análise que fizemos anteriormente, concluimos que a transparência destas partículas tem um papel categórico no fenómeno de *trapping* para partículas no regime de Mie. É relevante referir que é fundamental tentar sempre utilizar

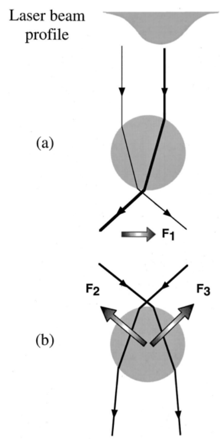

Figure 1: Vemos em a) o traçado de reais que demonstra o efeito de *trapping* em xy e em b) o traçado para o z. A grossura da luz representa a intensidade da luz.

um material que não absorva facilmente o feixe de luz.

Quando estamos no regime de Rayleigh, a partícula pode ser considerada um dipolo elétrico que tenta minimizar a sua energia no campo gradiente criado pela luz.

As forças óticas que atuam sobre a partícula têm sobre ela um efeito semelhante ao de uma mola Hookeana, ou seja, a força aplicada na partícula é proporcional ao seu deslocamento. O movimento Browniano, segundo a teoria de Einstein-Ornstein-Uhlenbeck, pode ser descrito para uma partícula de massa m, com um amortecimento viscoso γ_0, à temperatura T pela equação de Langevin:

$$m\frac{\partial^2 x}{\partial t^2} + \gamma_0 \frac{\partial x}{\partial t} + \kappa x = (2k_B T \gamma_0)^{\frac{1}{2}} \eta(t). \qquad (1)$$

Em (1), κ é a rigidez do material e k_B a constante de Boltzmann. Na presença de um meio aquoso, devemos considerar o sistema em análise como sobre-amortecido, pelo que o coeficiente de resistência de Stokes será dado por $\gamma_0 = 6\pi r \rho v$,onde ρ é a densidade do fluido, v a viscosidade cinética e r o raio da partícula. O segundo termo da equação (1) representa o processo de ruído aleatório Gaussiano e tem em conta todas as forças Brownianas numa partícula aprisionada, onde $\eta(t)$ é o processo estocástico de movimento de um objeto ao longo do tempo.

Podemos caracterizar uma dada armadilha ótica através do valor Q. Se movermos a amostra a velocidades sucessivamente superiores, esta irá deslocar-se em direção ao limite do poço de potencial, até atingir o limiar no qual um pequeno incremento de momento provocaria a saída da partícula do controlo do feixe. Podemos mostrar que o momento da luz transferido para um objeto resulta numa força $F = \frac{nP}{c}$, onde c é a velocidade da luz, n o índice de refração e P a potência do laser. Se multiplicarmos essa força pelo valor adimensional Q, podemos ter a relação:

$$F = Q\frac{nP}{C} = \gamma_0 \dot{x}. \qquad (2)$$

Podem ser necessárias correções às equações descritas anteriormente se considerarmos a proximidade a uma dada fronteira (correção de Flaxen).

2.2 Momento Angular

O momento angular total de um campo eletromagnético é dado pela expressão

$$\boldsymbol{J} = \epsilon_0 \int dr^3 \boldsymbol{r} \times (\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{B}) \qquad (3)$$

onde contabilizamos as contribuições do momento angular orbital e do momento angular de spin. A contribuição de spin é

$$\boldsymbol{J}_{spin} = \frac{\epsilon_0}{2i\omega} \int dr^3 (\boldsymbol{E}^* \times \boldsymbol{E}). \qquad (4)$$

Quando um feixe de luz atravessa um material birrefringente, este fica polarizado e por isso vê alterado o seu momento angular de spin. Isto leva a um torque sobre o material, fazendo com que ele rode. O valor do momento angular de spin transferido pode ser calculado comparando o momento angular do raio laser antes e depois de atravessar o meio birrefringente. Nos cálculos que se seguem iremos utilizar momento angular relativo ao eixo do feixe, ou seja à componente z do momento angular incidente sobre a área transversal σ da partícula aprisionada. Temos um torque de

$$\tau = j_{antes} - j_{depois}$$
$$= \frac{\epsilon_0}{2i\omega}\int_\sigma dr^2[\boldsymbol{E}^*_{antes}\times\boldsymbol{E}_{antes} - \boldsymbol{E}^*_{depois}\times\boldsymbol{E}_{depois}] \quad (5)$$

Se tivermos um feixe de luz circularmente polarizado, $E = E_0 e^{-i\omega t}(\hat{\imath}+i\hat{\jmath})$, mas seguindo a (4), vemos que podemos escrever a amplitude do campo elétrico em termos de componentes paralelas e perpendiculares aos eixos óticos da nossa partícula birrefringente

$$E_{antes} = E_0 e^{-i\omega t}[(cos\,\theta - i\,sin\,\theta)\hat{\imath} + (sin\,\theta + i\,cos\,\theta)\hat{\jmath}].$$

Na equação acima, θ denota o ângulo entre o eixo rápido de um dado polarizador de quarto comprimento de onda que produz o nosso feixe de luz polarizado e o eixo ótico do nosso material birrefringente. Sabendo que a nossa partícula tem índices de refração ordinário, n_o, e extraordinário, n_e, um feixe que atravesse esse meio terá um desvio de fase $\Delta\varphi = kdn$. Obtemos então a amplitude do campo elétrico depois de atravessar o meio

$$E_{depois} = E_0 e^{-i\omega t}[e^{ikdn_e}(cos\,\theta - i\,sin\,\theta)\hat{\imath} + e^{ikdn_o}(sin\,\theta + i\,cos\,\theta)\hat{\jmath}].$$

A partir das equações de amplitude antes e depois e da equação do torque descrita em (3), deduzimos

$$\tau \propto \frac{\epsilon_0}{2\omega}E_0^2[1 - cos(kd(n_o - n_e))] \quad (6)$$

De (6) podemos também concluir que uma partícula aprisionada por uma luz circularmente aprisionada está sobre um torque constante. Podemos ver que o torque máximo ocorre quando $kd(n_o - n_e) = \pi$. Como a partícula está submergida num meio aquoso irá haver uma resistência viscosa $\tau_{res} = D\Omega$, onde D é o coeficiente de resistência e Ω é a velocidade angular da partícula.

Se tivessemos uma luz linearmente polarizada o nosso torque seria

$$\tau \propto -\frac{\epsilon_0}{2\omega}E_0^2 sin(kd(n_o - n_e))sin\,2\theta,$$

Assim, ao contrário do que se constatou com a luz circularmente polarizada, agora τ não será constante e a partícula apenas gira até estar alinhada paralelamente com o eixo rápido ou o eixo lento. Quando alinhada com esses eixos a polarização da luz não varia.

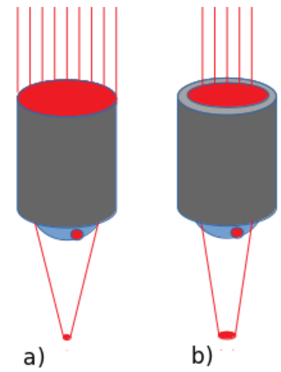

Figure 2: Foco para feixe expandido a) e Mara o feixe normal b)

3 Montagem

A nossa fonte de luz é um laser com comprimento de onda $532\,nm$ e $5\,mW$ de potência. Este feixe passa por um polarizador, algo que nos permite controlar a intensidade de luz que vamos utilizar no nosso *trapping* ótico. De seguida passa por 2 lentes convergentes, a primeira com distância focal $f_1 = 10\,cm$ e a segunda com $f_2 = 25\,cm$. As lentes distam um da outra em $30\,cm$, pelo que o feixe vai ser expandido, algo que permite preencher a *back aperture* do microscópio, garantindo um feixe bem focado, como esquematizado na Figura 2. É de notar que a relação entre o tamanho do foco e o diâmetro do feixe incidente, para diâmetros pequenos, é dada por

$$\phi_{foco} = \frac{4\lambda M^2 f}{\pi D},$$

onde M^2 é um fator de qualidade do feixe, f é a distância focal e D o diâmetro do feixe incidente. Para diâmetros "grandes" temos de ter em conta um fator adicional para aberrações. Depois de expandido, o feixe passa por um espelho dióptrico e é refletido para a nossa amostra. Temos agora um LED que ilumina essa mesma amostra. Essa luz vai passar no sentido oposto ao do laser, atravessar o espelho dióptrico, passar por mais uma lente e por fim pelo filtro que nos permite filtrar o comprimento de onda do laser que pode ter ultrapassado o espelho dióptrico e ver melhor a amostra. Podemos ver todo este esquema

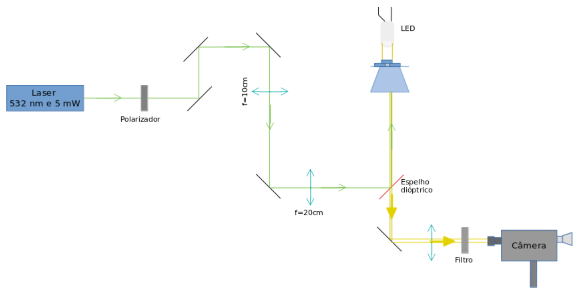

Figure 3: Montagem experimental utilizada.

Figure 4: Setup da amostra.

na Figura 3.

Como temos uma lente de imersão temos de ter o cuidado de utilizar um líquido de imersão, de forma a haver um index matching com o vidro, evitamos desta forma aberrações no nosso foco.

A nossa amostra vai ser uma solução de água e um pouco de fermento. Colocamos uma ou duas gotas da nossa solução numa lamela, viramos-la ao contrário e pousamos-la num suporte de 2 lamelas, como podemos ver na Figura 4.

4 Resultados

Utilizando os manípulos do microscópio, aproximamos o foco do laser de partículas e constatamos que estas são de facto atraídas na sua direção, ou seja, observa-se o efeito de *trapping* ótico. Ao deslocar o foco, a partícula continuava presa a este. Contudo, se o fizéssemos demasiado rápido, esta sairia da armadilha. Ao aumentarmos a intensidade conseguimos deslocar a partícula a uma velocidade mais elevada e se colocassemos um foco pouco intenso à beira de uma levedura esta seria lentamente atraída na sua direção. Aproximando e afastando a imagem, a partícula continua focada mas o *background* não, pelo que confirmamos que esta está presa a 3 dimensões.

References

[1] Ashkin, A. Accelaration and trapping of particles by radiation pressure. Phys. Rev. Lett. 1970 , 24, 156-159.

[2] DOI: 10.1119/1.1309520

[3] DOI: 10.1039/b512471a

[4] R. Ribeiro. Optical Fiber tools for single cell trapping and manipulation Doctoral Thesis- University of Porto 2017 .

[5] Stephen P., Sammer R. Inexpensive optical tweezers for undergraduate laboratories. Am. J. Phys., Vol. 67, No. 1, January 1999

[6] http://www.iiviinfrared.com/resources/spot_size.html