



**UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO**  
**INSTITUTO DE FÍSICA**

**Título da Tese (ou Dissertação)**

**Nome do Estudante**

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Instituto de Física da Universidade Federal do Rio de Janeiro - UFRJ, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Ciências (Física).

**Orientador: Paulo Américo Maia Neto**

**Coorientador: Nome do Coorientador**

**Rio de Janeiro**

**Março de 2013**

P436(mudar)      Fonseca, Arthur Luna da  
Interação de Momento Angular de Spin e Orbital na Pinça  
Ótica. / Arthur Luna da Fonseca - Rio de Janeiro: UFRJ/IF, 2019.  
xiv, 154f(mudar).  
Orientador: Paulo Américo Maia Neto  
Coorientador:  
Dissertação (mestrado) - UFRJ / Instituto de Física /  
Programa de Pós-graduação em Física, 2019.  
Referências Bibliográficas: f. 124-145.(mudar)  
1. Pinça ótica. 2. Momento angular ótico. 3. Feixes não  
paraxiais. 4. Interação spin-órbita. 5. Astigmatismo. I. Wotzasek,  
Clóvis José. II. Guimarães, Marcelo Santos. III. Universidade Federal  
do Rio de Janeiro, Instituto de Física, Programa de Pós-graduação  
em Física. IV. Abordagem de Julia-Toulouse para condensação de  
correntes topológicas e aplicações.(mudar)

# Resumo

**Título da Tese**

**Nome do Estudante**

**Orientador: Nome do Orientador**

**Coorientador: Nome do Coorientador**

Resumo da Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Instituto de Física da Universidade Federal do Rio de Janeiro - UFRJ, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Ciências (Física).

Resumo da tese.

**Palavras-chave:** Insira as palavras-chave aqui.

# Abstract

## Title of the Thesis

Name of the Student

**Orientador:** Name of the Advisor

**Coorientador:** Name of the Coadvisor

*Abstract* da Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Instituto de Física da Universidade Federal do Rio de Janeiro - UFRJ, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Ciências (Física).

Abstract in English.

**Keywords:** Insert the keywords here.

## Agradecimentos

Listar agradecimentos aqui, inclusive à agência de fomento que concedeu a bolsa de pós-graduação.

# Sumário

Sumário	vi
Lista de Figuras	vii
Lista de Tabelas	viii
<b>1 Introdução</b>	<b>1</b>
<b>2 Teoria da Pinça Ótica</b>	<b>2</b>
2.1 Introdução . . . . .	2
2.2 Modelo Mie-Debye . . . . .	3
2.3 Interação Spin-Órbita. . . . .	6
<b>3 Título do Terceiro Capítulo</b>	<b>7</b>
<b>4 Título do Quarto Capítulo</b>	<b>8</b>
<b>5 Considerações Finais</b>	<b>9</b>
<b>A Título do Primeiro Apêndice</b>	<b>12</b>
<b>B Título do Segundo Apêndice</b>	<b>13</b>

# Lista de Figuras

2.1	Operadores vetoriais no espaço de Fourier usados para encontrar as soluções vetoriais. . . . .	5
-----	---	---

# Lista de Tabelas



# Capítulo 1

## Introdução

blablabla...

blablabla...

blablabla...

## Capítulo 2

# Teoria da Pinça Ótica

### 2.1 Introdução

A presente dissertação é um resultado do trabalho do grupo de pinças óticas da UFRJ, que tem sido desenvolvido há quase duas décadas. Os trabalhos de teoria do grupo têm como objetivo descrever o aparato de pinças óticas, descoberta por Arthur Ashkin em 1986[3] [2]. Suas contribuições para o ramo de armadilhamento ótico vêm desde 1970, com seu primeiro artigo publicado sobre o assunto[1]. Em 2018, seus trabalhos sobre a pinça ótica e toda a sua importancia para aplicação em biologia lhe renderam o prêmio Nobel de 2018.

A importância desse aparato exigiu uma descrição teórica satisfatória. Os primeiros modelos que tentam descrever as forças da pinça ótica fazem uso de diversas aproximações para descrever o feixe que sai da objetiva e a interação da esfera com o campo. Falarei brevemente destes na próxima seção.

O primeiro artigo publicado pelo grupo que diz respeito a teoria de pinças óticas foi em 2000 [9], e deriva a força axial (na direção  $z$ ) na microesfera em cima do eixo para um feixe de polarização circular. Resultados seguintes estendem o anterior para uma posição arbitrária da microesfera em relação ao foco do feixe e derivam forças nas demais direções (em coordenadas cilíndricas: azimutal e radial) [8]. O caso da polarização linear é discutido em [5]. Posteriormente, eles também inserem correções à aberração esférica

em [10] (para interface vidro-água no porta-amostra) e ao astigmatismo e coma em [6].

Na seção **inserir seção**, discutirei brevemente o modelo desenvolvido pelo grupo (MDSA+, do inglês Mie-Debye Spherical Aberration, com correção de outras aberrações). Este foi usado para obter os resultados da presente dissertação. Ele leva em conta diversos efeitos [CITAR EXEMPLOS] que são ignorados pelos demais, além de ser válido para um espectro maior de razões entre o comprimento de onda  $\lambda$  e o raio  $a$  (também chamado de parâmetro de tamanho, ou  $\beta$ ).

Ajustes de dados experimentais com o modelo MDSA foram feitos e publicados pelo grupo [?, ?]. Uma vez demonstrada que a teoria tem boa concordância com o experimento, podemos tentar prever parâmetros experimentais a partir dela. Esse é um dos objetivos do presente trabalho, e, para tal, discutiremos nas próximas seções um pouco sobre o modelo Mie-Debye e suas extensões. Esse tema já foi abordado em teses de doutorado de ex-alunos do grupo [7, ?], que tomaremos e recomendamos como referência para este texto.

O modelo MD levam em conta um efeito que a princípio não se apresenta com clareza: a interação de momento angular de spin e orbital do feixe. A alta abertura numérica da objetiva e o espalhamento Mie são dois elementos importantes levados em consideração e que são responsáveis por efeitos de conversão de momentos angulares[4]. Faremos uma breve discussão nesse capítulo sobre esses efeitos, a fim de elucidar não só os mesmos, mas os resultados obtidos nas simulações e no experimento. **(rever esse paragrafo)**

## 2.2 Modelo Mie-Debye

Discutiremos brevemente nessa seção o modelo MDSA+. Os detalhes de tais cálculos podem ser encontrados em [?] e [?], e não estarão no presente trabalho para evitar repetição.

Começamos pela forma como se faz o cálculo da força em uma amostra na pinça ótica ([?]):

$$\vec{F} = \oint_{\sigma} \hat{n} \cdot T d\sigma - \mu\epsilon \frac{d}{dt} \int_{\nu} \vec{S} d\nu, \quad (2.1)$$

onde  $\sigma$  é uma superfície que envolve a amostra na pinça ótica,  $\nu$  é o interior dessa superfície,  $T$  é o tensor das tensões de Maxwell e  $\mu$  e  $\epsilon$  são a permeabilidade magnética e a permissividade elétrica do meio envolvendo a amostra, respectivamente.

O primeiro passo, portanto, é calcular o campo eletromagnético incidente e espalhado nessa amostra (centro espalhador). O campo incidente na amostra trata-se de um campo com formato cônico (focado). Montaremos esse campo superpondo ondas planas. Para tanto, começamos tratando do caso de uma onda plana se propagando na direção  $z$ , com polarização circular. Essa é a polarização conveniente para expansão do campo em multipolo (ondas esféricas ou ondas parciais). Outros casos de polarização serão discutidos adiante. A base de multipolos é a ideal para problemas com simetria esférica, pois são compostas pelos harmônicos esféricos na parte radial, que são autofunções dos operadores de momento angular  $L^2$  e  $L_z$ . Esse fato será importante para obter os campos vetoriais a partir dos potenciais de Debye, que serão definidos a seguir:

$$\Pi^E = \sum_J \Pi_J^E = \sum_J \frac{(\mathbf{r} \cdot \mathbf{E})_J}{J(J+1)} \quad e \quad \Pi^M = \sum_J \Pi_J^M = \sum_J \frac{(\mathbf{r} \cdot \mathbf{H})_J}{J(J+1)}. \quad (2.2)$$

com

$$\mathbf{E} = E_0(\hat{x} \pm i\hat{y})e^{ikz-i\omega t} \quad e \quad \mathbf{H} = \frac{n_1}{\mu c}(\mp i)\mathbf{E}. \quad (2.3)$$

onde  $n_1$  é o índice de refração do meio ao redor da amostra. Tais potenciais serão úteis para resolver o problema do espalhamento Mie. Estes decompõem os campos em dois modos, um deles com o campo  $\mathbf{E}$  paralelo à superfície do objeto espalhador ( $\Pi^M$ , modo transversal elétrico) e outra perpendicular ( $\Pi^E$ , modo transversal magnético). Essa decomposição forma a base para se aplicar as condições de contorno e obter os coeficientes de Mie,

que podemos entender como as amplitudes de espalhamento de cada onda parcial. Os coeficientes de Mie para o espalhamento são:

$$a_J = \frac{\psi_J(\beta)\psi'_J(\alpha) - N\psi'_J(\beta)\psi_J(\alpha)}{\zeta_J^{(1)}(\beta)\psi'_J(\alpha) - N\zeta_J'^{(1)}(\beta)\psi_J(\alpha)} \quad e \quad b_J = \frac{\psi'_J(\beta)\psi_J(\alpha) - N\psi_J(\beta)\psi'_J(\alpha)}{\zeta_J'^{(1)}(\beta)\psi_J(\alpha) - N\zeta_J^{(1)}(\beta)\psi'_J(\alpha)}, \quad (2.4)$$

onde  $\beta = ka$ ,  $\alpha = Nka$ ,  $a$  é o raio da esfera,  $\psi_J = xj_J(x)$  e  $\zeta_J^{(1)} = xh_J^{(1)}(x)$  são as funções de Bessel-Riccati e  $j_J(x)$  e  $h_J^{(1)}(x)$  são as funções esféricas de Bessel e Henkel, respectivamente.

Assim, uma vez encontradas as soluções escalares para os campos espalhados e incidentes, temos que reobter os campos vetoriais. Fazemos isso usando um conjunto de operadores vetoriais que comutam com  $\nabla^2$  e são perpendiculares entre si:  $-i\mathbf{r} \times \nabla = \mathbf{L}, \nabla \times \mathbf{L}$  e  $\nabla$ . No espaço de Fourier, esses operadores são proporcionais a  $\mathbf{k} \times \nabla_{\mathbf{k}}$ ,  $\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \nabla_{\mathbf{k}}) \propto \nabla_{\mathbf{k}}$  e  $\mathbf{k}$ , respectivamente. A figura 2.1 mostra os vetores em questão. O operador  $\mathbf{k}$  fornece a soluções com campos na direção de propagação, ou seja, campos com divergência não nula e que não são soluções do nosso problema. Obtemos, até então, os potenci-

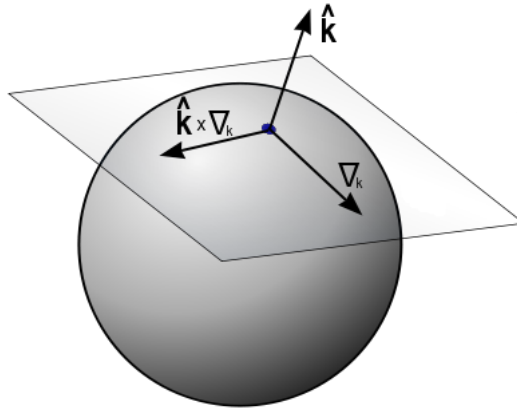


Figura 2.1: Operadores vetoriais no espaço de Fourier usados para encontrar as soluções vetoriais.

ais de ondas planas incidentes na direção  $z$  em coordenadas esféricas. Queremos usa-las

para montar um feixe cônico de alta abertura numérica. Faremos isso rotacionando e superpondo diversas ondas planas usando o operador  $\mathbf{J}$ , que é o gerador de rotações no espaço. Como a dependência angular dos potenciais de Debye estão contidas nos harmônicos esféricos, o procedimento se resume em fazer a rotação dos mesmos. Usando o operador  $D(\alpha, \beta, \gamma) = e^{-i\alpha J_z} e^{-i\beta J_y} e^{-i\gamma J_z}$  e o fato de que os harmônicos esféricos são autofunções de  $J_z$ , obtemos:

$$Y_{JM}(\theta', \phi') = \sum_{M'=-J}^J Y_{JM'}(\theta, \phi) e^{-i(\alpha M' + \gamma M)} d_{M'M}^J(\beta), \quad (2.5)$$

que representa um harmônico esférico em um eixo rodado com coordenadas  $\theta'$  e  $\phi'$ , onde  $d_{M',M}^J(\beta) = e^{-i\beta J_y}$  é o elemento da matriz- $d$  de Wigner e  $\alpha$ ,  $\beta$ , e  $\gamma$  são os ângulos de Euler. A rotação é feita de forma que o eixo  $z$  coincida com o eixo  $\hat{\mathbf{k}}$  de propagação. Para isso,  $\alpha = \phi_k$  e  $\beta = \theta_k$ . Usamos o último ângulo de Euler para determinar corretamente a direção de polarização do feixe fazendo  $\gamma = -\phi_k$ . Substituindo em 2.2, os potenciais de Debye rotacionados ficam:

$$\Pi^E = \pm \frac{E_0 e^{-i\omega t}}{k} \sum_{J=1}^{\infty} \inf(i)^{J+1} j_J(kr) \sqrt{\frac{4\pi(2J+1)}{J(J+1)}} \sum_{M'=-J}^J e^{i\phi_k(M' \mp 1)} d_{M', \pm 1}^J(\theta_k) Y_{JM'}(\theta, \phi), \quad (2.6)$$

e

$$\Pi^M = \frac{H_0 e^{-i\omega t}}{k} \sum_{J=1}^{\infty} \inf(i)^J j_J(kr) \sqrt{\frac{4\pi(2J+1)}{J(J+1)}} \sum_{M'=-J}^J e^{i\phi_k(M' \mp 1)} d_{M', \pm 1}^J(\theta_k) Y_{JM'}(\theta, \phi). \quad (2.7)$$

## 2.3 Interação Spin-Órbita.

blablabla...

blablabla...

## Capítulo 3

### Título do Terceiro Capítulo

blablabla...

blablabla...

blablabla...

## Capítulo 4

### Título do Quarto Capítulo

blablabla...

blablabla...

blablabla...



## Capítulo 5

# Considerações Finais

blablabla...

blablabla...

blablabla...

# Referências Bibliográficas

- [1] A. Ashkin. Acceleration and trapping of particles by radiation pressure. *Physical Review Letters*, 24(4):156–159, jan 1970. 2
- [2] A. Ashkin and J. M. Dziedzic. Observation of Resonances in the Radiation Pressure on Dielectric Spheres. *Physical Review Letters*, 38(23):1351–1354, jun 1977. 2
- [3] A. Ashkin, J. M. Dziedzic, J. E. Bjorkholm, and Steven Chu. Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles. *Optics Letters*, 11(5):288, may 1986. 2
- [4] K. Y. Bliokh, F. J. Rodríguez-Fortuño, F. Nori, and A. V. Zayats. Spin–orbit interactions of light. *Nature Photonics*, 9(12):796–808, nov 2015. 3
- [5] R S Dutra, N B Viana, P A Maia Neto, and H M Nussenzveig. Polarization effects in optical tweezers. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 9(8):S221–S227, jul 2007. 2
- [6] R. S. Dutra, N. B. Viana, P. A. Maia Neto, and H. M. Nussenzveig. Absolute calibration of forces in optical tweezers. *Physical Review A*, 90(1), jul 2014. 3
- [7] A. Mazolli. *Teoria das Pinças Óticas*. PhD thesis, 2003. 3
- [8] A. Mazolli, P. A. Maia Neto, and H. M. Nussenzveig. Theory of trapping forces in optical tweezers. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 459(2040):3021–3041, dec 2003. 2

- [9] P. A. Maia Neto and H. M Nussenzveig. Theory of optical tweezers. *Europhysics Letters (EPL)*, 50(5):702–708, jun 2000. 2
- [10] N. B. Viana, M. S. Rocha, O. N. Mesquita, A. Mazolli, P. A. Maia Neto, and H. M. Nussenzveig. Towards absolute calibration of optical tweezers. *Physical Review E*, 75(2), feb 2007. 3

# Apêndice A

## Título do Primeiro Apêndice

blablabla...

blablabla...

blablabla...

## Apêndice B

### Título do Segundo Apêndice

blablabla...

blablabla...

blablabla...