

UNIVERSIDADE DO ESTADO DE SANTA CATARINA - UDESC

CENTRO DE CIÊNCIAS TECNOLÓGICAS - CCT

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA - PPGF

ANNE LUISE KRÜGER

Efeitos de um Feixe Não Gaussiano em uma Armadilha
Magneto-Óptica

Orientador: Dr. André Luiz de Oliveira

Co-orientador: Dr. Ricardo Antônio de Simone Zanon

Joinville, SC

2013

ANNE LUISE KRÜGER

Efeitos de um Feixe Não Gaussiano em uma Armadilha
Magneto-Óptica

Dissertação apresentada para obtenção do título de Mestre em Física da Universidade do Estado de Santa Catarina, Centro de Ciências Tecnológicas - CCT.

Orientador: Dr. André Luiz de Oliveira

Co-Orientador: Dr. Ricardo A. de S. Zanon

Joinville, SC

2013

ANNE LUISE KRÜGER

Efeitos de um Feixe Não Gaussiano em uma Armadilha Magneto-Óptica

Esta dissertação foi julgada adequada para obtenção do título de

MESTRE EM FÍSICA

área de concentração em "física", e aprovada em sua forma pelo

CURSO DE MESTRADO ACADÊMICO EM FÍSICA

CENTRO DE CIÊNCIAS TECNOLÓGICAS DA

UNIVERSIDADE DO ESTADO DE SANTA CATARINA

Banca examinadora

Dr. André Luiz de Oliveira CCT/UDESC (presidente/orientador)

Dr. Holokx Abreu de Albuquerque CCT/UDESC

Dr. Vanderlei Salvador Bagnato IFSC-USP

Dr. Ricardo Antônio de Simone Zanon CCT/UDESC (suplente)

FICHA CATALOGRÁFICA

K94e

Krüger, Anne Luise.

Efeitos de um Feixe Não Gaussiano em uma Armadilha Magneto-Óptica /
Anne Luise Krüger; Orientador: Dr. André Luiz de Oliveira -
Joinville - SC

83 f.: il ; 30cm

Incluem referências.

Dissertação (mestrado) - Universidade do Estado de Santa Catarina,
Centro de Ciências Tecnológicas, Mestrado em Física, Joinville, 2013.

1. Armadilha Magneto-Óptica. 2. Átomos Frios.

CDD 535

À família e amigos

AGRADECIMENTOS

Ao professor André por me orientar, apoiar, incentivar, pela amizade e pelas oportunidades que sempre me ofereceu. Sem dúvida o apoio do professor foi indispensável durante estes 4 anos de iniciação científica e mestrado.

Ao professor Zanon pelo apoio, principalmente no laboratório e por sempre me incentivar.

Ao professor Vanderlei e a Kilvia pela oportunidade de passar períodos no laboratório em São Carlos, onde fui muito bem recebida e ganhei muito auxílio e orientação. Sem dúvida foi uma grande oportunidade para acompanhar trabalhos experimentais e iniciar o trabalho em laboratório. As sugestões e contribuições do professor Vanderlei foram fundamentais para a realização do trabalho. Também não tenho como deixar de agradecer a Kilvia por todo o conhecimento que me passou em relação aos lasers, pela paciência e amizade.

Ao professor Paulo Rech pela ajuda imprescindível nas simulações e ao professor Júlio pelo auxílio nas contas, quando precisei.

A todos os demais professores que eu tive aula na graduação e mestrado, pelo conhecimento e incentivo que me deram.

Aos meus amigos do mestrado que sempre me apoiaram, pela amizade, pela ajuda nas disciplinas, pelos momentos de descontração no mestrado, em churrascos e nas festas de aniversário. Com certeza sentirei muitas saudades de todos. Um agradecimento especial para o Amilson, Thiago e Iara pela amizade e ajuda no meu trabalho, e para a Kelaine e Juliana pela paciência nos momentos de desespero e pela amizade. Não vou citar aqui o nome de todos para não correr o risco de esquecer algum ou deixar os agradecimentos maiores do que o resto da dissertação.

Ao pessoal do lab de Sanca pela paciência infinita que tiveram comigo, me explicando tudo, por terem me recebido bem, pela amizade e também pela ajuda no meu trabalho quando estava em Joinville e ficava com alguma dúvida. Em especial, ao Pedro e ao Freddy pela ajuda com os lasers (inclusive me instruindo de madrugada pelo face) e aos rapazes do sódio, que eu tive a oportunidade de acompanhar no experimento. Agradeço também a Cora, a Hilde e a Jéssica por terem me recebido na casa delas no período que fiquei em São Carlos.

Aos demais amigos e em especial a minha comadre, pela amizade, apoio e por tudo o que fez por mim.

A minha família, que sempre me apoiou, incentivou e compreendeu quando precisei ficar um pouco ausente para estudar ou trabalhar no laboratório.

As minhas meninas, por elas existirem e deixarem a minha vida mais feliz.

Resumo

As armadilhas magneto-ópticas resfriam e aprisionam átomos em uma determinada região, formando nuvens de átomos frios. Conforme a configuração da armadilha, pode-se obter nuvens em diferentes geometrias, como esféricas ou em forma de anel. As armadilhas tem uma grande gama de aplicações, como a construção de relógios atômicos, a obtenção do condensado de Bose-Einstein e o estudo de colisões, no qual a geometria em anel se torna interessante para o estudo em baixas dimensões. Para conhecer os parâmetros da armadilha é necessário fazer sua caracterização. Parâmetros adequados permitem otimizar a armadilha e melhorar a performance da mesma. O objetivo de nosso trabalho é estudar o comportamento do movimento dos átomos e das forças que atuam sobre eles ao variar alguns parâmetros da armadilha, como por exemplo o gradiente de campo magnético, a dessintonia entre a frequência do laser e da transição atômica, a intensidade dos feixes laser e o perfil de intensidade dos feixes. Utilizando o método de integração de Runge-Kutta, apresentaremos simulações da trajetória de um átomo aprisionado e o raio da órbita variando os mesmos parâmetros da armadilha anteriormente citados. Na literatura encontra-se a descrição da força exercida sobre os átomos aprisionados com feixes laser de perfil gaussiano na configuração tradicional e também com um pequeno desalinhamento. A partir da dedução da força sobre os átomos aprisionados com feixes laser de perfil gaussiano, apresentaremos algumas considerações feitas para encontrar a força que atua sobre os átomos com feixes de perfil não gaussiano e simulações realizadas nesta nova consideração. Desta forma, poderá se verificar se existe a possibilidade de aprisionar átomos com feixes de outros perfis de intensidade.

Palavras-chave: Armadilhas magneto-ópticas, nuvem em forma de anel, feixes com perfil de intensidade não gaussiano

ABSTRACT

The magneto-optical traps cool and trap atoms in a given region, forming clouds of cold atoms. As the setting of the trap, clouds can be obtained in different geometries such as spherical or ring-shaped. Traps have a wide range of applications, such as building atomic clocks, to obtain the Bose-Einstein condensate and the study of collisions, wherein the ring geometry is interesting to study in low dimensions. The learning of the trap parameters implies in its characterization and thus the appropriate parameters allow to optimize the trap and improve the performance of it's. The objective of our work is to study the behavior of the motion of atoms and the forces that act upon them by varying some parameters of the trap, such as the magnetic field gradient, the detuning between the laser frequency and the atomic transition, the intensity of the laser beams and also the intensity beams profile of the beams. By using the integration method of Runge-Kutta, we present simulations of the trajectory of a trapped atom and the radius of the orbit varying the same parameters of the trap mentioned above. One can find in literature a description of the force exerted on the trapped atoms with Gaussian profile laser beams in the traditional configuration and also with a small misalignment. From the deduction of the force on the trapped atoms with laser beams of Gaussian profile, we present some considerations to find the force acting on the atoms with Gaussian beam profile and simulations in this new configuration. Thus, the possibility of trapping atoms with other intensity beam profiles can be tested.

Keywords: magneto-optical traps, cloud-shaped ring, beams with non-Gaussian intensity profile

Listas de Figuras

2.1	Feixes laser contrapropagantes sintonizados abaixo da frequência da transição atômica	16
2.2	Esquema da armadilha magneto-óptica	17
2.3	Perfil do campo magnético	18
2.4	Deslocamento dos níveis de energia devido ao efeito Zeeman	18
2.5	Diagrama dos níveis de energia do ^{85}Rb e ^{87}Rb . Figura extraída de ref. [24]	19
2.6	À esquerda, nuvem esférica de átomos de rubídio em imagem extraída de um visor infravermelho. À direita, nuvem de átomos de sódio em forma de anel, em imagem extraída de uma câmara CCD [16]	20
2.7	Esquema dos feixes em uma nuvem tipo anel	20
4.1	Compartimento x da velocidade do átomo em função do tempo.	37
4.2	Compartimento x da posição do átomo em função do tempo.	38
4.3	Trajetória do átomo em uma armadilha na configuração de nuvem esférica. .	38
4.5	Constante de amortecimento em função do tempo.	39
4.4	Termo da força de confinamento e constante de mola em função do tempo. .	39
4.7	Constante de amortecimento em função da intensidade.	40
4.6	Constante de mola em função da intensidade.	40
4.9	Constante de amortecimento variando a dessintonia.	41
4.8	Constante de mola variando a dessintonia.	41
4.11	Constante de amortecimento variando o gradiente de campo magnético. .	42
4.10	Constante de mola variando o gradiente de campo magnético.	42
4.12	Constante de mola em função da intensidade.	43
4.13	Constante de amortecimento em função da intensidade.	44
4.14	Força de vórtice em função da intensidade.	44
4.15	Raio da órbita em função da intensidade.	45
4.16	Constante de mola em função da dessintonia.	45
4.17	Constante de amortecimento em função da dessintonia.	46
4.18	Força de vórtice em função da dessintonia.	46
4.19	Raio do anel em função da dessintonia.	47
4.20	Força de vórtice em função da largura do feixe	47

4.21	Força de vórtice em função da posição na armadilha	48
4.22	Componentes x da força de vórtice.	48
4.23	Componente y da força de vórtice.	49
4.24	49
4.25	Constante de mola em função do gradiente de campo magnético.	49
4.26	Raio em função do gradiente de campo magnético.	50
4.27	Raio da nuvem em função do número de átomos armadilhados.	50
4.28	Trajetória do átomo em um MOT em configuração de anel, utilizando perfil de feixe laser gaussiano.	51
4.29	Perfil de intensidade dos feixes	52
4.30	Trajetória do átomo em uma armadilha com feixe de perfil não gaussiano com $a = 2$ e $n = 1, 2$ e 3	53
4.31	Análise da estabilidade para (a) $n=1$, (b) $n=2$, (c)=3, (d) $n=6$	54
4.33	Constante de amortecimento ao variar intensidade dos feixes laser com perfil não gaussiano.	55
4.32	Constante de mola ao variar intensidade dos feixes laser com perfil não gaussiano.	55
4.35	Raio do anel variando intensidade e utilizando feixes com perfil não gaussiano.	56
4.34	Força de vórtice variando intensidade e utilizando feixes com perfil não gaussiano.	56
4.36	Trajetória do átomo apenas sob a presença do gradiente de campo magnético, sem feixes laser	57
4.37	Constante de mola ao variar dessintonia, utilizando feixes laser com perfil não gaussiano.	57
4.38	Constante de amortecimento ao variar dessintonia, utilizando feixes laser com perfil não gaussiano.	58
4.39	Força de vórtice ao variar dessintonia, utilizando feixe com perfil de intensidade não gaussiano.	58
4.40	Raio da nuvem ao variar dessintonia, utilizando feixe com perfil de intensidade não gaussiano.	59
4.41	Trajetória do átomo com feixe laser sem dessintonia	59
4.43	Constante de amortecimento ao variar o gradiente de campo magnético, utilizando feixes laser com perfil não gaussiano.	60
4.42	Constante de mola ao variar o gradiente de campo magnético, utilizando feixes laser com perfil não gaussiano.	60
4.44	Força de vórtice (à esquerda) e raio da nuvem (à direita) ao variar gradiente de campo magnético, utilizando feixe com perfil de intensidade não gaussiano.	61

4.45	Força de vórtice (à esquerda) e raio da nuvem (à direita) ao variar gradiente de campo magnético, utilizando feixe com perfil de intensidade não gaussiano.	61
4.46	Trajetória do átomo sem a presença do gradiente de campo magnético	62
4.47	Constante de mola ao variar gradiente de campo magnético, utilizando feixe com perfil de intensidade não gaussiano.	63
4.48	Constante de amortecimento ao variar gradiente de campo magnético, utilizando feixe com perfil de intensidade não gaussiano.	63
4.49	Força de vórtice ao variar número de átomos, utilizando feixe com perfil de intensidade não gaussiano.	64
4.50	Raio da nuvem ao variar número de átomos, utilizando feixe com perfil de intensidade não gaussiano.	64
4.51	Constante de mola em função do tempo, utilizando feixes laser com perfil não gaussiano.	65
4.52	Constante de mola de amortecimento em função do tempo, utilizando feixes laser com perfil não gaussiano.	65
4.53	Força de vórtice em função do tempo, utilizando feixes laser com perfil de intensidade não gaussiano	66
5.1	Esquema do aparato experimental inicial em Joinville.	68
5.2	Esquema do aparato experimental em Joinville após as modificações	68
B.1	Constante de mola ao variar intensidade em um MOT de sódio, com $\Delta = 25\text{MHz}$ e $dB/dz = 20\text{G/cm}$	77
B.2	Constante de amortecimento ao variar intensidade em um MOT de sódio, com $\Delta = 25\text{MHz}$ e $dB/dz = 20\text{G/cm}$	77
B.3	Constante de mola ao variar intensidade em um MOT de sódio, com $I = 30\text{mW/cm}^2$ e $dB/dz = 20\text{G/cm}$	77
B.4	Constante de amortecimento ao variar intensidade em um MOT de sódio, com $I = 30\text{mW/cm}^2$ e $dB/dz = 20\text{G/cm}$	78
B.5	Constante de mola ao variar intensidade em um MOT de sódio, com $I = 30\text{mW/cm}^2$ e $\Delta = 10\text{MHz}$	78
C.1	Constante de mola e amortecimento ao variar intensidade, para MOT de sódio utilizando feixes de perfil não gaussiano.	80
C.2	Simulação da força de vórtice (à esquerda) e raio do raio do anel (à direita) para MOT de sódio utilizando feixes de perfil de intensidade não gaussianos, variando intensidade dos feixes.	80
C.3	Constante de mola e amortecimento ao variar dessintonia, para MOT de sódio utilizando feixes de perfil não gaussiano.	81

C.4 Força de vórtice (à esquerda) e raio do anel (à direita) em MOT de sódio variando dessintonia, com feixes laser de perfil de intensidade não gaussiano.	81
C.5 Constante de mola e amortecimento ao variar gradiente de campo magnético, para MOT de sódio utilizando feixes de perfil não gaussiano.	82
C.6 Simulação da força de vórtice (à esquerda) e raio do anel (à direita) para MOT de sódio utilizando feixes de perfil de intensidade não gaussianos, variando gradiente de campo magnético.	82
C.7 Constante de mola (à esquerda) e amortecimento (à direita) para MOT de sódio utilizando feixes de perfil de intensidade não gaussianos, variando número de átomos.	83
C.8 Força de vórtice e raio do anel de um MOT de sódio com perfil de intensidade não gaussiano em função do número de átomos	83

Sumário

1	Introdução	13
2	Princípio de funcionamento de uma armadilha magneto-óptica	16
3	Forças atuantes em uma armadilha magneto-óptica	22
3.1	Nuvem esférica	23
3.1.1	Trajetória do átomo	25
3.2	Nuvem do tipo anel	26
3.2.1	Trajetória do átomo	29
3.2.2	Órbitas estáveis	30
3.3	Uso de feixes laser não gaussianos na armadilha	31
3.3.1	Trajetória do átomo	33
3.3.2	Órbitas estáveis	34
4	Simulações realizadas	36
4.1	Nuvem esférica	36
4.2	Nuvem em forma de anel	43
4.3	Uso de perfil de intensidade não gaussiano	51
5	Sistema experimental	67
6	Conclusão	69
A	Valores das Constantes Utilizadas	74
A.1	Constante de Zeeman	74
A.2	Seções de choque	75
B	Simulações realizadas para átomos de sódio	76
C	Feixes Não Gaussianos: Simulações para Átomos de Sódio	79

Capítulo 1

Introdução

A armadilha magneto-óptica, também conhecida como MOT (magneto-optical trap), permite o resfriamento e captura de átomos neutros. Algumas das possíveis aplicações para os átomos frios são: espectroscopia de alta resolução, construção de relógios atômicos[1], a obtenção do Condensado de Bose-Einstein (BEC) [2, 3] e sensores de campo magnético de alta resolução espacial e sensibilidade de campo [4] . Também se tem interesse no estudo de colisões em baixa dimensão, no qual o sistema é configurado de tal forma que permita a formação da nuvem de átomos em uma geometria do tipo anel. Além disto, a distribuição não isotrópica dos átomos é importante para estudos de litografia, entre outros.

Uma série de estudos e experimentos que foram realizados com a finalidade de resfriar e/ou aprisionar átomos, permitiram a obtenção das armadilhas magneto-ópticas. O resfriamento dos átomos no MOT é feito através do uso da pressão de radiação dos feixes laser sobre os átomos. Com o surgimento do conceito de fóton, desenvolvido por Einstein em 1917, se iniciou o desenvolvimento da mecânica quântica e a idéia que a radiação carrega consigo momento através dos fótons. A interação entre luz e matéria se dá devido a transferência de momento por meio da absorção e emissão dos fótons pelos átomos.

Em 1933, Frisch [5] observou a deflexão de átomos de sódio sob a radiação ressonante emitida por uma lâmpada de sódio. Contudo, o estudo da pressão de radiação teve grande avanço apenas após o surgimento do laser, em 1960. O resfriamento de átomos através de feixes laser foi proposto de forma independente em 1975 por Hänsch e Shawlow [6] em Standford e por Wineland e Dehmelt [7] na Universidade de Washington.

O armadilhamento de átomos neutros era feito, até 1987, de duas formas. Uma emprega a força magnética que atua sob os átomos neutros em um campo magnético não homogêneo (armadilha magnética) e a outra forma era a armadilha óptica, que utiliza a pressão de radiação para confinar os átomos em uma dada região. A primeira armadilha magnética para átomos neutros foi demonstrada em 1985 por Midgall. Baseia-se no fato de surgir uma força restauradora para a direção de mínimo de campo, visto que para certos átomos com spins desemparelhados, o estado fundamental tem sua energia aumentada

com o campo magnético.

A armadilha óptica foi proposta por Ashkin [8] em 1978, quando se sugeriu a possibilidade de utilizar um par de feixes laser contrapropagantes para aprisionar os átomos. A primeira construção de uma armadilha óptica realizou-se em 1985 por Chu [9] em átomos de sódio, contudo em uma configuração tridimensional composta de três pares de feixes contrapropagantes sintonizados um pouco abaixo da frequência de ressonância. Devido a força viscosa, proveniente da troca de momento entre os átomos e os fótons do feixe contrapropagante ao movimento dos átomos, esta técnica ficou conhecida como melado óptico. Entretanto, ela não pode ser considerada, a rigor, como uma armadilha propriamente dita, visto que não há a presença de uma força restauradora que mantenha os átomos confinados durante um período considerável em uma dada região.

A primeira armadilha magneto-óptica foi construída por E. Raab e colaboradores em 1987 [10], sendo que havia sido proposta por Pritchard e colaboradores [11] no ano anterior. Os átomos para armadilhamento podem ser fornecidos de diferentes maneiras. Uma delas é pela técnica de desaceleração do feixe de átomos proveniente de um forno, que foi desenvolvida em 1982 por Phillips e colaboradores [12] e consiste, basicamente, em manter a frequência de transição dos átomos ressonante com a frequência do feixe laser contrapropagante. O aparato experimental da armadilha magneto-óptica foi simplificado quando Monroe [13], mais tarde, aprisionou átomos de célio de baixa velocidade fornecidas por uma célula de vapor. Atualmente os átomos fornecidos ao MOT são provenientes de um forno que produz um feixe de átomos, de células de vapor ou ainda por meio de dispensers, sendo que o último método citado é o que é utilizado em nosso laboratório.

Com o uso de armadilhas magnetos-ópticas foi possível obter amostras densas de átomos neutros extremamente frios, que permitiram a E. A. Cornell, C. E. Wiemann[14] e W. Ketterle [15] obter experimentalmente o Condensado de Bose-Einstein em 1995, que lhes rendeu o Prêmio Nobel de 2001. O estudo de técnicas de resfriamento com laser já havia dado um Prêmio Nobel anteriormente (1997), a Cohen Tannoudji, William Phillips e Steven Chu [12], devido a grande contribuição destes para o resfriamento atômico.

A análise da influência dos parâmetros envolvidos no MOT é de grande importância para a obtenção de nuvens de átomos frios com as características desejadas para determinada aplicação, como por exemplo, uma nuvem densa e tridimensional para o BEC, ou ainda, uma nuvem em forma de anel para o estudo de colisões frias. Este trabalho foi desenvolvido com o intuito de verificar o comportamento dos átomos na armadilha em diferentes configurações. Analisamos o comportamento da força de vórtice, constante de mola, amortecimento e o raio do anel variando a intensidade dos feixes laser, o gradiente de campo magnético e a dessintonia entre a frequência do laser e a frequência de ressonância da transição atômica. Consideramos primeiramente feixes com perfil de intensidade gaussianos e, em seguida, utilizamos um perfil de intensidade não gaussiano para realizar as simulações. O princípio de funcionamento de uma armadilha magneto-óptica

será apresentado de forma mais detalhada no próximo Capítulo. As forças que atuam sobre os átomos armadilhados e a equação de sua trajetória serão descritas no Capítulo 3. Serão consideradas as configurações de uma nuvem esférica e em anel quando o perfil de intensidade dos feixes laser é gaussiano e, em seguida, a configuração em anel para outro perfil de intensidade proposto neste trabalho. No capítulo 4 serão apresentados os resultados obtidos através de simulações numéricas para verificar o comportamento das forças atuantes sobre os átomos e a trajetória destes ao variar alguns parâmetros na armadilha.

Capítulo 2

Princípio de funcionamento de uma armadilha magneto-óptica

A armadilha magneto-óptica utiliza a pressão de radiação para resfriar os átomos e os aprisiona através de um gradiente de campo magnético e polarização adequada dos feixes laser. Embora seja um assunto vastamente discutido na literatura [16, 17, 18, 19, 20, 21, 22], afim de auxiliar àqueles que se iniciam no assunto, discutiremos neste capítulo o princípio de funcionamento de uma armadilha magneto-óptica. Primeiramente, consideremos um átomo de dois níveis sujeito a ação de dois feixes contrapropagantes com frequência ω , conforme mostra a figura 2.1. A frequência dos feixes laser é sintonizada um pouco abaixo da frequência de ressonância da transição atômica ω_0 , enquanto a diferença entre ambas denominaremos como sendo uma dessintonia Δ .

Devido ao efeito Doppler, o feixe contrapropagante ao movimento do átomo torna-se ressonante para átomos com determinada velocidade, pois há um deslocamento da frequência deste feixe para o azul. Contudo o outro feixe, que propaga-se no mesmo sentido que o átomo, sofre um deslocamento para o vermelho e portanto não se torna ressonante com a frequência da transição atômica. Com a absorção de um fóton na direção contrapropagante ao movimento do átomo ocorre uma transferência de momento $\hbar\kappa$, desacelerando desta forma o átomo.

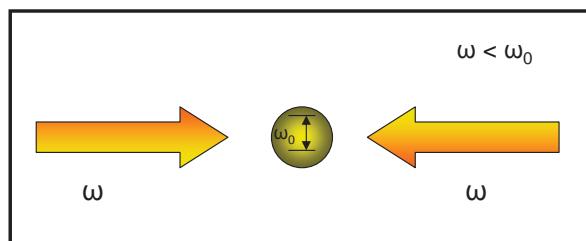


Figura 2.1: Feixes laser contrapropagantes sintonizados abaixo da frequência da transição atômica

Em termos das forças atuantes sobre os átomos, cada feixe exerce uma força de pressão de radiação sobre o átomo. A força de amortecimento que surge do desbalanço das forças de pressão de radiação, é resultante de vários ciclos de absorção-emissão de fótons pelos átomos. A cada emissão de fóton, o átomo sofre um recuo, mas como ela é feita em uma direção aleatória, em média as emissões não causam modificações no movimento dos átomos. Contudo promovem flutuações no movimento e permitem que o átomo escape após certo tempo.

Em uma armadilha magneto-óptica, há três pares de feixes contrapropagantes nas direções dos eixos x , y e z que sintonizados um pouco abaixo da frequência de ressonância da transição atômica, sendo que estes pares tem polarização circular oposta (figura 2.2). Isto permite o aprisionamento dos átomos, juntamente com o gradiente de campo magnético gerado por um par de bobinas na configuração anti-Helmholtz. As bobinas nesta configuração tem como característica gerar um gradiente de campo magnético linear, sendo este nulo no centro da armadilha (figura 2.3).

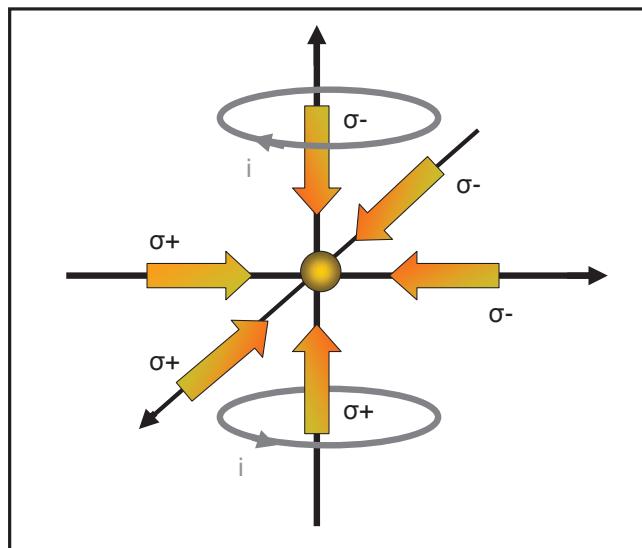


Figura 2.2: Esquema da armadilha magneto-ótica

O gradiente de campo magnético promove um deslocamento nos níveis de energia do átomo através do efeito Zeeman, como ilustra a figura 2.4. Neste caso considera-se um átomo hipotético que possua apenas dois níveis, o estado fundamental com momento angular $F = 0$ ($m_f = 0$) e o estado excitado $F' = 1$ ($m_f = -1, 0, 1$).

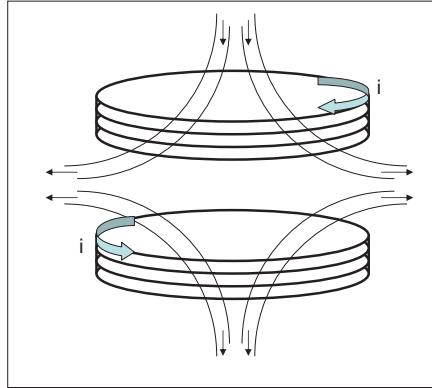


Figura 2.3: Perfil do campo magnético

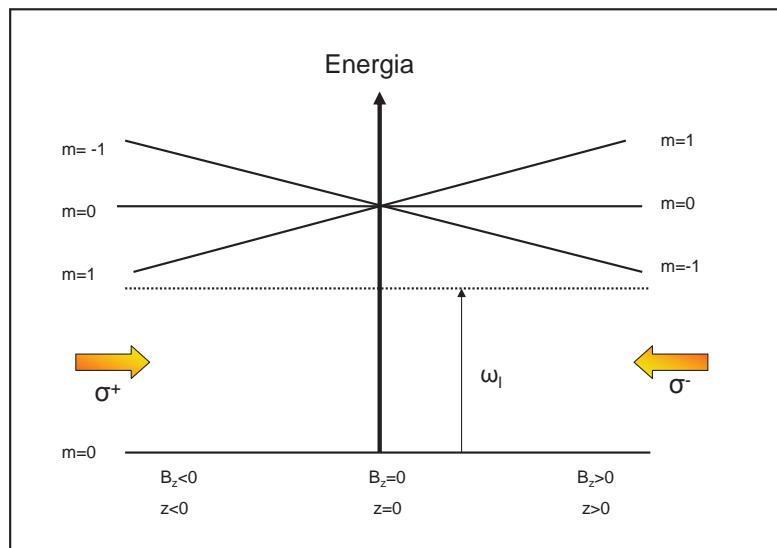


Figura 2.4: Deslocamento dos níveis de energia devido ao efeito Zeeman

Devido a conservação do momento angular (regra de seleção), o feixe com polarização σ^+ promove apenas a transição para $m_f = 1$, enquanto que o feixe com polarização σ^- promove apenas a transição para $m_f = -1$. Sendo assim, quando o átomo estiver $z > 0$, é mais provável que absorva fôtons do feixe σ^- , visto que a dessintonia para fazer a transição para $m_f = -1$ é menor para este subnível (frequência do laser mais próxima da frequência de ressonância desta transição atômica em $z > 0$). Por outro lado, quando o átomo estiver em $z < 0$, é mais provável que ocorra a transição para $m_f = 1$, portanto ele absorverá fôtons do feixe com polarização σ^+ e desta forma o átomo estará sujeito a uma força que o faça retornar à posição central da armadilha. Pode-se utilizar um raciocínio análogo para os eixos x e y .

O átomo com o qual trabalhamos é o rubídio. A figura 2.5 apresenta o diagrama com os principais níveis de energia do rubídio (^{85}Rb e ^{87}Rb) para o processo de resfriamento e aprisionamento na armadilha. A quebra da degenerescência dos níveis se dá através do

efeito Zeeman quando o átomo é submetido a um campo magnético, como mencionado anteriormente.

A transição de captura e aprisionamento representada é $5S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 4)$ e, após excitado, o átomo decai novamente para o estado $5S_{1/2}(F = 3)$. Contudo transições indesejadas podem ocorrer [23]. O átomo tem uma probabilidade de $\frac{7}{12}$ para fazer uma transição $5S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 5P_{3/2}(F' = 4)$ e depois uma probabilidade de $\frac{5}{12}$ para decair no estado $5S_{1/2}(F=2)$. O laser não tem a frequência necessária para excitar o átomo neste estado, logo este passaria a estar fora do processo de aprisionamento. Para evitar esta perda de átomos, um segundo laser é sintonizado para promover a transição $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$, recuperando assim os átomos para o processo de aprisionamento.

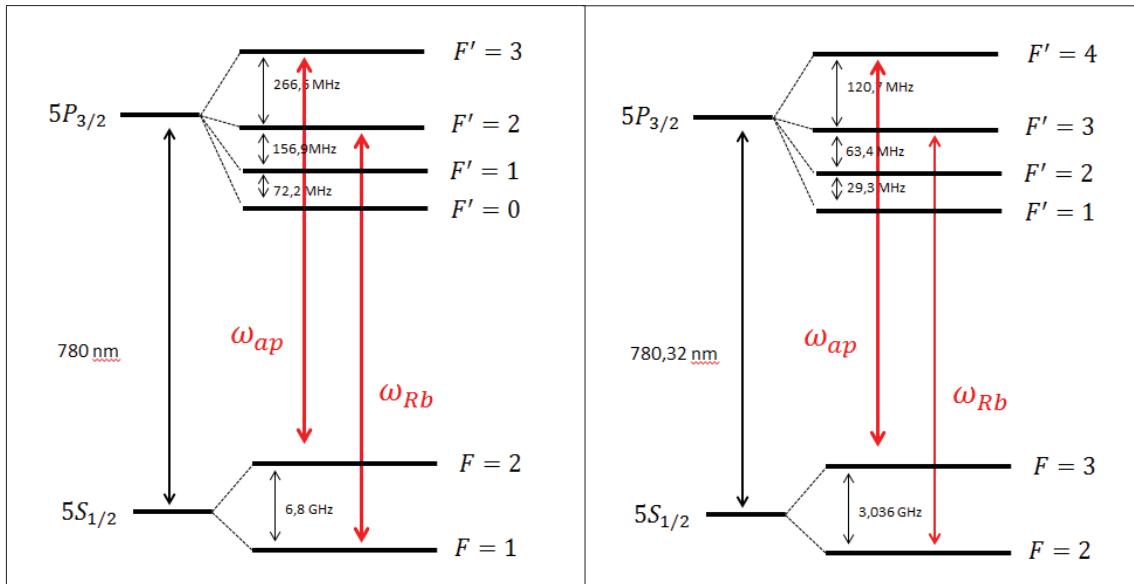


Figura 2.5: Diagrama dos níveis de energia do ^{85}Rb e ^{87}Rb . Figura extraída de ref. [24]

Dependendo dos parâmetros e da configuração dos feixes laser na armadilha, pode-se modificar a forma da nuvem. Se os três pares de feixes contrapropagantes estão perfeitamente alinhados, observa-se a formação de uma nuvem esférica. Porém, ao introduzir um pequeno desalinhamento entre dois pares de feixes, verifica-se a formação da nuvem em uma geometria tipo anel (figura 2.6).

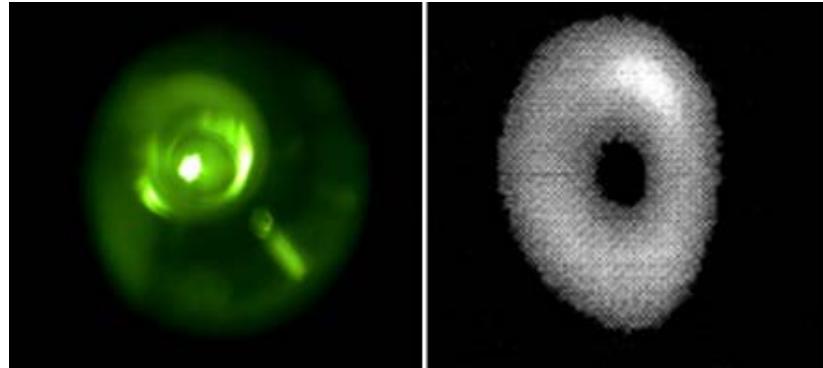


Figura 2.6: À esquerda, nuvem esférica de átomos de rubídio em imagem extraída de um visor infravermelho. À direita, nuvem de átomos de sódio em forma de anel, em imagem extraída de uma câmara CCD [16]

A nuvem em forma de anel já foi observada na primeira realização do MOT, por E. Raab e colaboradores[10], mas o primeiro estudo mais sistemático destas estruturas foi feito por T. Walker e colaboradores [25]. Algumas teorias surgiram então para explicar este tipo de formação de estruturas e sua dependência com parâmetros inerentes ao aprisionamento. Entre elas, há um modelo baseado apenas na força de pressão de radiação dos feixes gaussianos de aprisionamento sobre cada átomo, tendo sido proposto por V. Bagnato e colaboradores [19]. Neste modelo, os feixes gaussianos desalinhados no plano xy (figura 2.7) promovem uma força de vórtice dependente das coordenadas e capazes de produzir um torque sobre a nuvem de átomos, possibilitando a formação de órbitas estáveis. O modelo considera apenas que a estrutura de anel está sob a ação de uma soma de quatro forças espontâneas de pressão de radiação, provenientes dos dois pares de feixes com desalinhamento s .

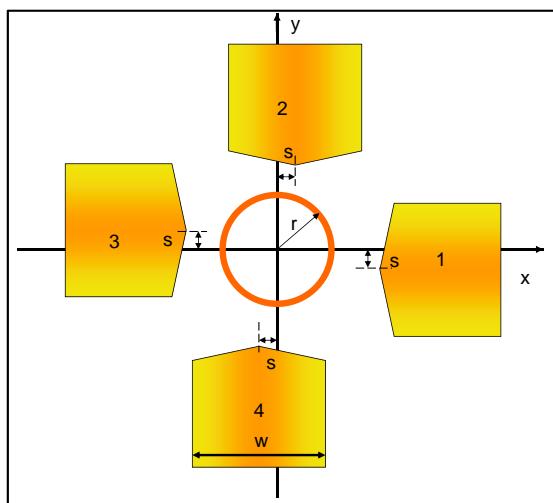


Figura 2.7: Esquema dos feixes em uma nuvem tipo anel

Cada feixe pode ter uma influência diferente em cada posição. Para um átomo localizado na posição $(x, 0)$ a uma distância r da origem está sujeito a interação dos quatro feixes, dos quais 1 e 3 de mesma intensidade. Porém o feixe 4 exercerá uma força maior que aquela correspondente ao feixe 2, sendo assim, o átomo será acelerado tangencialmente à trajetória, na direção $+\hat{y}$. Estendendo a situação para qualquer ponto obtém-se o movimento circular, no qual a força resultante do desalinhamento e perfil gaussiano dos feixes é chamado força de vórtice. No próximo capítulo as forças atuantes sobre os átomos no MOT serão descritas de forma mais detalhada.

Capítulo 3

Forças atuantes em uma armadilha magneto-óptica

A força da pressão de radiação exercida por um feixe laser sobre um átomo foi derivada por Cook [26] em 1979, utilizando uma teoria semi-clássica. Considera-se que o átomo seja de dois níveis e que a frequência do laser seja sintonizada próximo à frequência de ressonância da transição atômica. A força de pressão de radiação pode ser descrita por dois termos, denominados força espontânea e força de dipolo. A força espontânea está associada à absorção dos fôtons do feixe laser incidente e emissão espontânea de fôtons pelo átomo. Por outro lado, a força de dipolo pode ser associada a interação entre o dipolo atômico do átomo e o gradiente de intensidade do feixe. Quando o gradiente de campo elétrico é muito pequeno, o que ocorre por exemplo quando o perfil de intensidade do feixe laser é gaussiano, a força de dipolo pode ser desprezada. Neste caso a força que atua sobre o átomo se resume à força espontânea, dada pela seguinte expressão:

$$F = \frac{\hbar \kappa \Gamma \Omega^2}{4(|\Delta| - \kappa v)^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2}, \quad (3.1)$$

onde

$\hbar = \frac{h}{2\pi}$ - sendo h a constante de Planck,

κ - vetor de onda do feixe laser,

Γ - largura de linha natural da transição atômica,

$\Omega = \frac{\Gamma}{\sqrt{2I_s}} \sqrt{I}$ - frequência de Rabi (I é a intensidade do feixe laser e I_s é a intensidade de saturação),

$|\Delta| = |\omega - \omega_l|$ - diferença entre a frequência do laser e a frequência de ressonância da transição atômica (deshintonia) e

v - velocidade do átomo.

Pode-se notar que há uma dependência espacial da força atuante sobre o átomo. Esta dependência é proveniente da desintonia e da frequência de Rabi. A desintonia é alterada pela presença do campo magnético devido ao deslocamento dos níveis de energia pelo efeito Zeeman e será considerada por um termo ΥB_z a partir da expressão 3.2. Além disto, como

os feixes laser possuem um perfil de intensidade, a frequência de Rabi passa a ter uma dependência espacial através do termo da intensidade, sendo considerado para um MOT com deslocamento em dois pares de feixes laser, ou seja, em uma nuvem em anel (com laser de perfil de intensidade gaussiano e não gaussiano).

A partir da equação (3.1), obtém-se a expressão da força que atua sobre um átomo aprisionado em uma armadilha magneto-óptica e, consequentemente, as expressões que descrevem a trajetória do átomo. Na seção 3.1 será apresentada a força atuante em um átomo em uma nuvem tipo esférica e sua trajetória. Na seção seguinte irá se considerar um pequeno desalinhamento em dois pares de feixes laser e analisar a força atuante no átomo em uma nuvem tipo anel, que é obtida nesta configuração de armadilha. Também serão apresentadas as equações da trajetória para esta configuração e a equação que descreve o raio da órbita estável. Até a seção 3.2, utiliza-se um perfil de intensidade gaussiano nos feixes laser para a dedução das forças. Contudo, na seção 3.3 será introduzido um novo perfil de intensidade nos feixes laser e analisada a força atuante sobre um átomo com dois pares de feixes desalinhados, bem como a trajetória do átomo e o raio da nuvem.

Utilizando as equações apresentadas aqui, no capítulo seguinte serão apresentadas algumas das simulações realizadas para o estudo do comportamento das forças atuantes na armadilha variando a intensidade dos feixes, dessintonia, gradiente de campo magnético e o perfil de intensidade dos feixes laser. Também serão apresentadas simulações da trajetória do átomo e o comportamento do raio do anel ao variar os parâmetros anteriormente mencionados.

3.1 Nuvem esférica

Nesta seção iremos verificar a força atuante sobre o átomo armadilhado em um MOT com feixes laser de perfil gaussiano perfeitamente alinhados em três pares de feixes contrapropagantes nos eixos x , y e z . Para tal, consideremos, por exemplo, um par de feixes contrapropagantes na direção do eixo z e sintonizados um pouco abaixo da frequência de ressonância da transição atômica com polarizações circulares ortogonais σ^+ e σ^- . Vamos considerar, ainda, que estes feixes interagem com um átomo sujeito a um campo magnético fraco. A partir da equação 3.1, podemos descrever a força da pressão da radiação nesta situação, que será dada por [16]

$$F = \frac{\hbar\kappa\Gamma\Omega_+^2}{4(|\Delta| - \vec{\kappa} \cdot \vec{v} - \Upsilon B_z)^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2} - \frac{\hbar\kappa\Gamma\Omega_-^2}{4(|\Delta| + \vec{\kappa} \cdot \vec{v} + \Upsilon B_z)^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2}, \quad (3.2)$$

onde Υ está relacionado com a abertura dos níveis de energia devido à presença do campo magnético (constante Zeeman), que é melhor descrita no apêndice A. As frequências de Rabi são dadas por Ω_+ e Ω_- para as polarizações σ^+ e σ^- ; respectivamente e $B_z = bz$ o campo magnético (b é o gradiente de campo magnético).

Para tornar a expressão mais simples, definimos $\beta = \vec{\kappa} \cdot \vec{v} + \Upsilon B_z$. Assim teremos

$$F = \frac{\hbar\kappa\Gamma}{4} \left(\frac{\Omega_+^2}{\Delta^2 - 2\beta\Delta + \beta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega^2}{2}} - \frac{\Omega_-^2}{\Delta^2 + 2\beta\Delta + \beta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega^2}{2}} \right). \quad (3.3)$$

Considerando baixos campos magnéticos e baixas velocidades, teremos $\Delta > \vec{\kappa} \cdot \vec{v} + \Upsilon B_z$, portanto o termo β^2 pode ser expandido. Chamando ainda $\lambda = \Delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega^2}{2}$, reescrevemos a equação anterior na forma

$$F = \frac{\hbar\kappa\Gamma}{4} \left(\frac{\Omega_+^2}{\lambda - 2\beta\Delta} - \frac{\Omega_-^2}{\lambda + 2\beta\Delta} \right). \quad (3.4)$$

Expandindo os denominadores em série de Taylor, visto que $\lambda \gg 2\beta\Delta$, obtemos $\frac{1}{\lambda - 2\beta\Delta} = \frac{1}{\lambda} + \frac{2\beta\Delta}{\lambda^2} + \dots$ e $\frac{1}{\lambda + 2\beta\Delta} = \frac{1}{\lambda} - \frac{2\beta\Delta}{\lambda^2} + \dots$. Sendo $\Omega_+ = \Omega_-$,

$$F = \frac{\hbar\kappa\Gamma}{4} \left[\left(\frac{\Omega^2}{\lambda} + \frac{2\beta\Delta\Omega^2}{\lambda^2} \right) - \left(\frac{\Omega^2}{\lambda} - \frac{2\beta\Delta\Omega^2}{\lambda^2} \right) \right], \quad (3.5)$$

logo

$$F = \frac{\hbar\kappa\Gamma\beta\Delta\Omega^2}{\left(\Delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega^2}{2} \right)^2} \quad (3.6)$$

e portanto

$$F = \frac{16\hbar\kappa\Gamma\beta\Delta\Omega^2}{(4\Delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2)^2}. \quad (3.7)$$

Lembrando que $\Delta < 0$, portanto $\Delta = -|\Delta|$ e substituindo β , finalmente teremos

$$F_z = -\frac{16\hbar\kappa\Gamma|\Delta|\Omega^2\Upsilon b}{(4\Delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega_0)^2} z - \frac{16\hbar\kappa^2\Gamma|\Delta|\Omega^2}{(4\Delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega_0)^2} v_z. \quad (3.8)$$

Ao considerarmos os três pares de feixes, podemos fazer a correção necessária utilizando um fator de multiplicação 6 no denominador da equação 3.8 [17]. Esta correção corresponde a soma dos N feixes presentes, visto que todos contribuem para a saturação da transição atômica. Podemos notar que a equação assemelha-se à de um oscilador harmônico amortecido

$$F = -kz - \gamma v_z, \quad (3.9)$$

sendo o primeiro termo relacionado à força restauradora

$$k = \frac{16\hbar\kappa\Gamma|\Delta|\Omega^2\Upsilon b}{(4\Delta^2 + \Gamma^2 + 12\Omega_0)^2} \quad (3.10)$$

e o segundo à força de amortecimento

$$\gamma = \frac{16\hbar\kappa^2\Gamma|\Delta|\Omega^2}{(4\Delta^2 + \Gamma^2 + 12\Omega_0)^2}. \quad (3.11)$$

O átomo, ao absorver um fóton do feixe laser irá para o estado excitado, porém após certo tempo irá decair para o estado fundamental, emitido um fóton em uma direção aleatória. Este fóton poderá ser reabsorvido por outro átomo, o que faz surgir um novo termo na expressão a cima, a força de confinamento. Quanto maior a densidade de átomos na nuvem, maior a força confinamento. Levando em consideração os três pares de feixes e a força de confinamento, teremos:

$$\vec{F} = -k\vec{r} - \gamma \frac{d\vec{r}}{dt} + \alpha \frac{N'}{r^3} \vec{r}, \quad (3.12)$$

onde

$$\alpha = \frac{I\sigma_l^2 \left(\frac{\sigma_r}{\sigma_l} - 1 \right)}{4\pi c} \quad (3.13)$$

e sendo:

N' o número efetivo de átomos na armadilha,

σ_l - seção de choque do átomo ao absorver fóton do campo de radiação,

σ_r - seção de choque do átomo ao absorver fótons rerradiados e

c - velocidade da luz.

A força de confinamento surge devido ao espalhamento de fótons em dois átomos na armadilha. Considerando dois átomos, ambos podem absorver um fóton do feixe laser e desta forma, ao interajir com o campo de radiação, um átomo tende se aproximar do outro, produzindo assim uma força atrativa entre os dois. Contudo, ao emitir um fóton em uma direção aleatória, o mesmo átomo afasta-se do outro átomo, surgindo assim uma força repulsiva. A força atrativa é descrita por $\vec{F}_a = \frac{I\sigma_l^2}{4\pi c r^2} \hat{r}$, enquanto a força repulsiva é dada por $\vec{F}_r = \frac{I\sigma_l \sigma_r}{4\pi c r^2} \hat{r}$. Considerando ambas, encontra-se a força de confinamento, conforme descrito anteriormente. É importante salientar que a força de confinamento é apenas relevante quando consideramos um número elevado de átomos, contudo como este termo torna-se desprezível para um número de átomos reduzido, as simulações que serão apresentadas posteriormente não são prejudicadas por mantermos este termo em todos os casos.

A equação (3.12) representa as forças atuantes em uma nuvem esférica e assemelha-se agora à um oscilador harmônico superamortecido forçado. A seguir serão descritas as equações que descrevem a trajetória do átomo na configuração da armadilha abordada nesta seção.

3.1.1 Trajetória do átomo

Partindo da expressão (3.12) podemos descrever um sistema de equações diferenciais, cuja solução define a trajetória exercida pelo átomo aprisionado. Para solucionar o sistema de equações

$$\ddot{x} = -\frac{k}{m}x + \alpha \frac{N'}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}}x - \frac{\gamma}{m}\dot{x}, \quad (3.14)$$

$$\ddot{y} = -\frac{k}{m}y + \alpha \frac{N'}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}}y - \frac{\gamma}{m}\dot{y} \quad (3.15)$$

e

$$\ddot{z} = -\frac{k}{m}z + \alpha \frac{N'}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}}z - \frac{\gamma}{m}\dot{z}, \quad (3.16)$$

utilizamos o método de Runge-Kutta de 4^a ordem [27]. Para tal, promovemos a seguinte substituição de variáveis: $\dot{x} = p_1$, $x = p_2$, $\dot{y} = p_3$, $y = p_4$, $\dot{z} = p_5$ e $z = p_6$.

Assim, obtemos

$$\dot{p}_1 = \left[-\frac{k}{m} + \alpha \frac{N'}{m(p_2^2 + p_4^2 + p_6^2)} \right] p_2 - \frac{\gamma}{m}p_1, \quad (3.17)$$

$$\dot{p}_2 = p_1, \quad (3.18)$$

$$\dot{p}_3 = \left[-\frac{k}{m} + \alpha \frac{N'}{m(p_2^2 + p_4^2 + p_6^2)} \right] p_4 - \frac{\gamma}{m}p_3, \quad (3.19)$$

$$\dot{p}_4 = p_3, \quad (3.20)$$

$$\dot{p}_6 = \left[-\frac{k}{m} + \alpha \frac{N'}{m(p_2^2 + p_4^2 + p_6^2)} \right] p_5 - \frac{\gamma}{m}p_6 \quad (3.21)$$

e

$$\dot{p}_6 = p_5. \quad (3.22)$$

sendo que este novo sistema de equações é composto apenas de equações diferenciais de 1^a ordem e pode, portanto, ser resolvido pelo método numérico proposto. A seguir será verificado quais as forças que atuam em um átomo em uma armadilha na configuração que permite a formação de uma nuvem em forma de anel.

3.2 Nuvem do tipo anel

Na seção anterior tratamos a força atuante sobre um átomo no MOT, considerando que os três pares de feixes laser gaussianos fossem perfeitamente contrapropagantes [16]. Vamos verificar agora qual a força atuante sobre o átomo ao promovermos um pequeno deslocamento s nos feixes que propagam-se nos eixos x e y (figura 2.7). Os feixes contra-

propagantes na direção z permanecem perfeitamente alinhados. Partindo da expressão (3.4), podemos calcular a força atuante sobre o átomo nesta nova configuração. Note que na equação (3.4) já foi introduzida a condição de existência de um campo magnético fraco e de dois feixes laser contrapropagantes no eixo x com polarizações circulares ortogonais.

Como estamos tratando com feixes de perfil de intensidade gaussianos

$$I = I_0 e^{-\frac{r^2}{w^2}}, \quad (3.23)$$

a frequência de Rabi Ω_{\pm} pode ser descrita por

$$\Omega_{\pm}^2 = \Omega_0^2 \exp\left\{\frac{-2[(y \mp s)^2 + z^2]}{w^2}\right\}, \quad (3.24)$$

onde $\Omega_0 = \frac{\Gamma}{\sqrt{2I_s}} \sqrt{I_0}$. Considerando $\frac{s}{w} \ll 1$ podemos expandir a expressão (3.24) em série de Taylor. Em $z=0$ teremos

$$\Omega_+^2 = \Omega_0^2 \exp\left\{\frac{-2[(y^2 - 2ys)]}{w^2}\right\} \exp\left\{\frac{-2s^2}{w^2}\right\} = \Omega_0^2 \exp\left(-\frac{2y^2}{w^2}\right) \left[1 + \frac{4y}{w} \left(\frac{s}{w}\right)\right] \exp\left\{\frac{-2s^2}{w^2}\right\} \quad (3.25)$$

e

$$\Omega_-^2 = \Omega_0^2 \exp\left\{\frac{-2[(y^2 + 2ys)]}{w^2}\right\} \exp\left\{\frac{-2s^2}{w^2}\right\} = \Omega_0^2 \exp\left\{-\frac{2y^2}{w^2}\right\} \left[1 - \frac{4y}{w} \left(\frac{s}{w}\right)\right] \exp\left\{\frac{-2s^2}{w^2}\right\} \quad (3.26)$$

Substituindo a frequência de Rabi na equação (3.4)

$$F_x = \frac{\hbar\kappa\Gamma\Omega_0^2}{4} \left[e^{-\frac{2(y^2+s^2)}{w^2}} \left(1 + \frac{4ys}{w^2}\right) \left(\frac{1}{\lambda} + \frac{2\beta\Delta}{\lambda^2}\right) - e^{-\frac{2(y^2+s^2)}{w^2}} \left(1 - \frac{4ys}{w^2}\right) \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{2\beta\Delta}{\lambda^2}\right) \right], \quad (3.27)$$

onde $\beta = \kappa.v + \Upsilon B_z$ e $\lambda = \Delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega^2}{2}$. Ou ainda

$$F_x = \frac{\hbar\kappa\Gamma\Omega_0^2}{4} \left[\frac{4\beta\Delta \exp\left\{-\frac{2(y^2+s^2)}{w^2}\right\}}{\lambda^2} + \exp\left\{-\frac{2(y^2+s^2)}{w^2}\right\} \frac{4y}{w} \left(\frac{s}{w}\right) \frac{2}{\lambda} \right]. \quad (3.28)$$

Para simplificar a expressão ainda mais, podemos considerar a exponencial do primeiro termo e igual a 1 [16]

$$F_x = \frac{\hbar\kappa\Gamma\Omega_0^2}{4} \left[\frac{4\beta\Delta}{\lambda^2} + \frac{1}{\lambda} \exp\left\{-\frac{2(y^2+s^2)}{w^2}\right\} \frac{8ys}{w^2} \right]. \quad (3.29)$$

Reescrevendo nas variáveis originais obtemos

$$F_x = \hbar\kappa\Gamma \left[\frac{\Omega_0^2}{(\Delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega^2}{2})^2} (\kappa v_x + \Upsilon b x) \Delta + \frac{2\Omega_0^2}{\Delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega^2}{2}} \exp\left(-\frac{2(y^2 + s^2)}{w^2}\right) \frac{ys}{w^2} \right] \quad (3.30)$$

e portanto

$$F_x = \hbar\kappa\Gamma \left[\frac{-16\Omega_0^2}{(4\Delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2)^2} (\kappa v_x + \Upsilon b x) |\Delta| + \frac{8\Omega_0^2}{4\Delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2} \exp\left(-\frac{2(y^2 + s^2)}{w^2}\right) \frac{ys}{w^2} \right] \quad (3.31)$$

Os primeiros termos são idênticos ao caso de uma nuvem esférica, enquanto que o último termo é a força de vórtice, proveniente do deslocamento dos pares de feixes laser. Considerando ainda a força de confinamento e a correção ao tratarmos o sistema com três pares de feixes laser, obtemos

$$\vec{F} = -k\vec{r} - \gamma \frac{d\vec{r}}{dt} + \alpha \frac{N'}{r^3} \vec{r} + \vec{F}_v, \quad (3.32)$$

onde γ , k e α são descritos na expressão (3.11), 3.10 e 3.13. Neste caso o número efetivo de átomos no anel é dado por $N' = \frac{N \ln(\frac{2N}{\pi})}{2\pi}$ [18]. A força de vórtice em coordenadas esféricas é dada por:

$$\vec{F}_v = \varepsilon(r) \hat{z} \times \vec{r}, \quad (3.33)$$

sendo

$$\varepsilon(r) = \varepsilon_0 \exp\left[-\frac{(r^2 + 2s^2)}{w^2}\right]$$

e

$$\varepsilon_0 = \frac{8\hbar\kappa\Gamma\Omega_0^2}{(4\Delta^2 + \Gamma^2 + 12\Omega_0)} \frac{s}{w^2}. \quad (3.34)$$

Ou ainda, em coordenadas retangulares

$$F_{vx} = \varepsilon_0 y \exp\left(-\frac{2(y^2 + s^2)}{w^2}\right) \quad (3.35)$$

e

$$F_{vy} = \varepsilon_0 x \exp\left(-\frac{2(x^2 + s^2)}{w^2}\right). \quad (3.36)$$

3.2.1 Trajetória do átomo

A partir da expressão obtida para descrever as forças atuantes sobre um átomo em uma armadilha magneto óptica, apresentaremos nesta subseção um sistema de equações que descreve a trajetória do átomo na armadilha e o método utilizado para obter a solução das equações.

Na seção anterior vimos que as forças atuantes sobre os átomos são descritas pela equação (3.32). Sendo assim, em coordenadas retangulares obtemos o seguinte sistema de equações diferenciais de 2^a ordem:

$$m\ddot{x} = \left[-k + \alpha \frac{N'}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} \right] x - \gamma \dot{x} + F_{vx}, \quad (3.37)$$

$$m\ddot{y} = \left[-k + \alpha \frac{N'}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} \right] y - \gamma \dot{y} + F_{vy} \quad (3.38)$$

e

$$m\ddot{z} = \left[-k + \alpha \frac{N'}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} \right] z - \gamma \dot{z}. \quad (3.39)$$

Lembrando que

$$F_{vx} = \varepsilon_0 y \exp\left(\frac{-2(y^2 + s^2)}{w^2}\right), \quad (3.40)$$

$$F_{vy} = \varepsilon_0 x \exp\left(\frac{-2(x^2 + s^2)}{w^2}\right), \quad (3.41)$$

$$k = \frac{16\hbar\kappa\Gamma|\Delta|\Omega^2\Upsilon b}{(4\Delta^2 + \Gamma^2 + 12\Omega_0)^2} \quad (3.42)$$

$$\alpha = \frac{I\sigma_l^2 \left(\frac{\sigma_r}{\sigma_l} - 1\right)}{4\pi c} \quad (3.43)$$

e

$$\gamma = \frac{16\hbar\kappa^2\Gamma|\Delta|\Omega^2}{(4\Delta^2 + \Gamma^2 + 12\Omega_0)^2}. \quad (3.44)$$

Para solucionar este sistema de equações podemos utilizar o método de Runge-Kutta de 4^a ordem, assim como foi feito na seção anterior. Promovendo a substituição de variáveis: $\dot{x} = p_1$, $x = p_2$, $\dot{y} = p_3$, $y = p_4$, $\dot{z} = p_5$ e $z = p_6$ obtemos o seguinte sistema de equações:

$$\dot{p}_1 = \left[-\frac{k}{m} + \alpha \frac{N'}{m(p_2^2 + p_4^2 + p_6^2)} \right] p_2 - \frac{\gamma}{m} p_1 + \varepsilon_0 p_4 \exp\left(\frac{-2(p_4^2 + s^2)}{w^2}\right), \quad (3.45)$$

$$\dot{p}_2 = p_1, \quad (3.46)$$

$$\dot{p}_3 = \left[-\frac{k}{m} + \alpha \frac{N'}{m(p_2^2 + p_4^2 + p_6^2)} \right] p_4 - \frac{\gamma}{m} p_3 + \varepsilon_0 p_2 \exp \left(\frac{-2(p_2^2 + s^2)}{w^2} \right), \quad (3.47)$$

$$\dot{p}_4 = p_3, \quad (3.48)$$

$$\dot{p}_5 = \left[-\frac{k}{m} + \alpha \frac{N'}{m(p_2^2 + p_4^2 + p_6^2)} \right] p_6 - \frac{\gamma}{m} p_5 \quad (3.49)$$

e

$$\dot{p}_6 = p_5. \quad (3.50)$$

3.2.2 Órbitas estáveis

As condições necessárias para que tenhamos uma órbita estável são que $\dot{r} = \ddot{r} = 0$ e que $\dot{\theta} = \omega$, onde ω deve ser uma constante [18]. Sendo assim, é preciso analisar as partes tangencial e radial da expressão (3.32). Considerando as condições a cima, obtemos:

$$mr\omega^2\hat{r} = \left[-k + \alpha \frac{N'}{r^3} \right] r\hat{r} + \gamma r\dot{\theta}\hat{\theta} - \varepsilon(r)r\hat{\theta} \quad (3.51)$$

Assim obtemos as expressões

$$mr\omega^2 = \left(k - \alpha \frac{N'}{r^3} \right) r \quad (3.52)$$

e

$$\gamma r\omega = \varepsilon(r)r. \quad (3.53)$$

Pela expressão (3.52), dada pela componente radial da expressão (3.51), obtemos o raio da órbita

$$r = \left(\frac{\alpha N'}{k - m\omega^2(r)} \right)^{1/3}, \quad (3.54)$$

onde ω é a frequência angular dada pela componente tangencial ((3.53)) da expressão (3.51)

$$\omega = \frac{\varepsilon(r)}{\gamma}. \quad (3.55)$$

A força de vórtice é igual a força de amortecimento, como pode ser visto na expressão (3.53). Se a força de vórtice fosse maior do que a força de amortecimento, o átomo escaparia da armadilha. Por outro lado, se a força de amortecimento fosse maior do que a força de vórtice, o átomo tenderia a colapsar para o centro da armadilha. A força de confinamento tem sinal contrário à força restauradora, portanto tende a fazer com que o raio do anel aumente. Estas equações foram descritas considerando um perfil de intensidade gaussiano dos feixes laser. Na próxima seção será tratado o caso da força em um MOT com feixes com um perfil de intensidade que será proposto em breve, sendo diferente do gaussiano.

3.3 Uso de feixes laser não gaussianos na armadilha

Nesta seção iremos verificar a força atuante sobre um átomo em uma armadilha em que os feixes, além de desalinhados, tem um perfil de intensidade não gaussiano. Para tal, foram utilizados os mesmos procedimentos realizados na seção anterior para feixes gaussianos, contudo considerando agora um perfil de intensidade genérico da forma

$$I = I_o \left[1 - \left(\frac{y}{a} \right)^n \right]. \quad (3.56)$$

Partimos novamente da expressão (3.4), sendo que para esta intensidade a frequência de Rabi é dada por:

$$\Omega_{\pm} = \Omega_0 \sqrt{1 - \left(\frac{y}{a} \right)^n}, \quad (3.57)$$

Promovendo um pequeno desalinhamento obtemos nos feixes, conforme figura 2.7, teremos

$$\Omega_{\pm}^2 = \Omega_0^2 \left[1 - \left(\frac{y \mp s}{a} \right)^n \right]$$

$$F_x = \frac{\hbar\kappa\Gamma\Omega_0^2}{4} \left\{ \left[\frac{1 - \left(\frac{y-s}{a} \right)^n}{\lambda} + \frac{2\beta\Delta \left(1 - \left(\frac{y-s}{a} \right)^n \right)}{\lambda^2} \right] - \left[\frac{1 - \left(\frac{y+s}{a} \right)^n}{\lambda} - \frac{2\beta\Delta \left(1 - \left(\frac{y+s}{a} \right)^n \right)}{\lambda^2} \right] \right\}, \quad (3.58)$$

onde $\Omega_0 = \frac{\Gamma}{\sqrt{2I_s}} \sqrt{I_0}$, $\beta = \kappa.v + \Upsilon B_z$ e $\lambda = \Delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega^2}{2}$. Assim teremos

$$F_x = \frac{\hbar\kappa\Gamma\Omega_0^2}{4\lambda} \left\{ \frac{(y+s)^n}{a^n} - \frac{(y-s)^n}{a^n} + \frac{2\beta\Delta \left[2 - \frac{(y+s)^n}{a^n} - \frac{(y-s)^n}{a^n} \right]}{\lambda} \right\}. \quad (3.59)$$

Expandindo $(y \pm s)^n$ em uma série de Taylor, visto que $s \ll 1$, teremos

$$(y + s)^n = y^n + ny^{n-1}s + \dots \quad (3.60)$$

e

$$(y - s)^n = y^n - ny^{n-1}s + \dots \quad (3.61)$$

Substituindo em (3.58)

$$F = \frac{\hbar\kappa\Gamma\Omega_0^2}{4\lambda} \left\{ \frac{2ny^{n-1}s}{a^n} + \frac{4\beta\Delta(1 - \frac{y^n}{a^n})}{\lambda} \right\}. \quad (3.62)$$

Lembrando que $\Delta < 0$ e reescrevendo a equação nas variáveis originais obtemos:

$$F_x = \frac{\hbar\kappa\Gamma\Omega_0^2}{4\Delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2} \frac{2ny^{n-1}s}{a^n} - \frac{16\hbar\kappa\Gamma\Omega_0^2(\kappa v_x + \Upsilon bx)|\Delta|(1 - \frac{y^n}{a^n})}{(4\Delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2)^2}, \quad (3.63)$$

ou ainda, considerando a força de confinamento e os três pares de feixes (assim como foi feito na seção 3.1)

$$F_x = \left[-k_x + \alpha \frac{N'}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} \right] x - \gamma_x \frac{dx}{dt} + F'_{vx}, \quad (3.64)$$

onde

$$k_x = \frac{16\hbar\kappa\Gamma\Omega_0^2\Upsilon b|\Delta|(1 - \frac{y^n}{a^n})}{(4\Delta^2 + \Gamma^2 + 12\Omega^2)^2}, \quad (3.65)$$

$$\gamma_x = \frac{16\hbar\kappa^2\Gamma\Omega_0^2|\Delta|(1 - \frac{y^n}{a^n})}{(4\Delta^2 + \Gamma^2 + 12\Omega^2)^2} \quad (3.66)$$

e

$$F'_{vx} = \frac{\hbar\kappa\Gamma\Omega_0^2}{4\Delta^2 + \Gamma^2 + 12\Omega^2} \frac{2ny^{n-1}s}{a^n}. \quad (3.67)$$

No eixo y teremos de forma análoga:

$$F_y = \left[-k_y + \alpha \frac{N'}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} \right] y - \gamma_y \frac{dy}{dt} + F'_{vy}, \quad (3.68)$$

onde

$$k_y = \frac{16\hbar\kappa\Gamma\Omega_0^2\Upsilon b|\Delta|(1 - \frac{x^n}{a^n})}{(4\Delta^2 + \Gamma^2 + 12\Omega^2)^2}, \quad (3.69)$$

$$\gamma_y = \frac{16\hbar\kappa^2\Gamma\Omega_0^2|\Delta|(1 - \frac{x^n}{a^n})}{(4\Delta^2 + \Gamma^2 + 12\Omega^2)^2} \quad (3.70)$$

e

$$F'_{vy} = \frac{\hbar\kappa\Gamma\Omega_0^2}{4\Delta^2 + \Gamma^2 + 12\Omega^2} \frac{2nx^{n-1}s}{a^n}, \quad (3.71)$$

No eixo z os feixes estão perfeitamente alinhados, portanto a dedução da força é análoga à da nuvem esférica:

$$F_z = \left[-k_z + \alpha \frac{N'}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} \right] z - \gamma_z \frac{dz}{dt}, \quad (3.72)$$

sendo

$$k_z = \frac{16\hbar\kappa\Gamma\Omega_0^2\Upsilon b|\Delta|}{(4\Delta^2 + \Gamma^2 + 12\Omega^2)^2} \quad (3.73)$$

e

$$\gamma_z = \frac{16\hbar\kappa^2\Gamma\Omega_0^2|\Delta|}{(4\Delta^2 + \Gamma^2 + 12\Omega^2)^2}. \quad (3.74)$$

Algumas propriedades importantes para se conhecer melhor as forças que atuam sobre os átomos são o rotacional e o divergente da força. Após algumas manipulações algébricas, obtemos:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \vec{F} &= -k_x - k_y - k_z \\ \nabla \times \vec{F} &= -\frac{16\hbar\kappa\Gamma\Omega_0^2|\Delta|n}{a^n(4\Delta^2 + \Gamma^2 + 12\Omega^2)^2} [x^{n-1}(\kappa v_y + \Upsilon by) - y^{n-1}(\kappa v_x + \Upsilon bx)] + \\ &\quad \frac{\hbar\kappa\Gamma\Omega_0^2}{4\Delta^2 + \Gamma^2 + 12\Omega^2} \frac{2ns(n-1)}{a^n} [x^{n-2} - y^{n-2}] \end{aligned}$$

3.3.1 Trajetória do átomo

As equações (3.64), (3.68) e (3.72) descrevem as forças atuantes em um átomo numa armadilha com dois pares de feixes desalinhados e perfil de intensidade dos feixes dado por (3.56). A partir das equações da força mencionadas anteriormente, obtemos o seguinte conjunto de equações diferenciais

$$m\ddot{x} = \left[-k'_x + \alpha \frac{N'}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} \right] x - \gamma'_x \dot{x} + F_{vx}, \quad (3.75)$$

$$m\ddot{y} = \left[-k'_y + \alpha \frac{N'}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} \right] y - \gamma'_y \dot{y} + F'_{vy} \quad (3.76)$$

e

$$m\ddot{z} = \left[-k'_z + \alpha \frac{N'}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} \right] z - \gamma'_z \dot{z}. \quad (3.77)$$

Para resolver este sistema de equações, promovemos a substituição de variáveis: $\dot{x} = p_1$, $x = p_2$, $\dot{y} = p_3$, $y = p_4$, $\dot{z} = p_5$ e $z = p_6$. Desta forma, obtemos o seguinte

conjunto de equações diferenciais:

$$\dot{p}_1 = \left[-\frac{k_x}{m} + \alpha \frac{N'}{m(p_2^2 + p_4^2 + p_6^2)} \right] p_2 - \frac{\gamma_x}{m} p_1 + F'_{vx}, \quad (3.78)$$

$$\dot{p}_2 = p_1, \quad (3.79)$$

$$\dot{p}_3 = \left[-\frac{k_y}{m} + \alpha \frac{N'}{m(p_2^2 + p_4^2 + p_6^2)} \right] p_4 - \frac{\gamma_y}{m} p_3 + F'_{vy} \quad (3.80)$$

$$\dot{p}_4 = p_3, \quad (3.81)$$

$$\dot{p}_5 = \left[-\frac{k_z}{m} + \alpha \frac{N'}{m(p_2^2 + p_4^2 + p_6^2)} \right] p_6 - \frac{\gamma_z}{m} p_5 \quad (3.82)$$

e

$$\dot{p}_6 = p_5. \quad (3.83)$$

Este sistema de equações pode ser resolvido utilizando o método de Runge Kutta de 4^a ordem, da mesma forma proposta nas seções anteriores.

3.3.2 Órbitas estáveis

Foi visto na seção 3.2.2 que, em uma armadilha com feixes gaussianos, as condições necessárias para que tenhamos uma órbita estável são que $\dot{r} = \ddot{r} = 0$ e que $\dot{\theta} = \omega$, onde ω deve ser uma constante. Estas condições permanecem inalteradas em uma armadilha magneto-óptica que utiliza feixes com perfil de intensidade não gaussiano. Na seção 3.2.2 obtivemos a expressão do raio do anel, dada pela equação 3.54. De forma análoga, teremos para feixes gaussianos a expressão 3.87

Considerando as condições a cima, teremos:

$$mr\omega^2\hat{r} = \left[-k' + \alpha \frac{N'}{r^3} \right] r\hat{r} + \gamma'r\dot{\theta}\hat{\theta} - F'_v(r)\hat{\theta} \quad (3.84)$$

Assim obtemos as expressões

$$mr\omega^2 = \left(k' - \alpha \frac{N'}{r^3} \right) r \quad (3.85)$$

e

$$\gamma'r\omega = F'_v(r). \quad (3.86)$$

Pela expressão (3.85), dada pela componente radial da expressão (3.84), obtemos o

raio da órbita

$$r = \left(\frac{\alpha N'}{k' - m\omega^2(r)} \right)^{1/3}, \quad (3.87)$$

onde ω é a frequência angular dada pela componente tangencial ((3.86)) da expressão (3.84)

$$\omega = \frac{Fv'(r)}{r\gamma'}. \quad (3.88)$$

Assim como para feixes gaussianos, neste caso a força de vórtice também deve ser igual ao amortecimento. Se a força de vórtice fosse maior do que a força de amortecimento, o átomo escaparia da armadilha e caso o contrário, o átomo tenderia a colapsar para o centro da armadilha. A força de confinamento é contrária à força restauradora, fazendo com que o raio do anel também aumente.

A estabilidade da nuvem pode ser verificada sabendo-se que a energia perdida pelo amortecimento é reposta com a força de vórtice, então, desprezando a força de confinamento, temos que $\gamma'v = F'_v$ e $\frac{1}{2}mv^2 = k'\frac{x^2}{2}$. Sendo assim:

$$\gamma' \sqrt{k'/mr} = F'_v \quad (3.89)$$

onde $\gamma' \sqrt{k'/mr}$ é conhecida como força efetiva de aprisionamento e, por comodidade, denominaremos aqui como sendo F_{ef} .

Quando $F'_v = F_{ef}$, ou seja, as curvas que descrevem as forças para cada posição se cruzam, temos um ponto de estabilidade. Portanto, para uma nuvem em forma de anel com raio r_0 , temos que para $r < r_0$ a força de vórtice é maior, enquanto que para $r > r_0$ a força efetiva é predominante, fazendo com que o átomo sempre retorne para r_0 . Em uma nuvem esférica temos que a a força efetiva é maior do que a força de vórtice, fazendo com que o átomo permaneça no centro da armadilha.

Capítulo 4

Simulações realizadas

No capítulo anterior foram descritas as forças que atuam sobre os átomos na armadilha magneto-óptica em diferentes configurações e as equações que descrevem a trajetória de um átomo aprisionado. Aqui serão apresentadas as simulações realizadas para descrever o comportamento das forças atuantes sobre o átomo aprisionado no MOT nas três configurações mencionadas, ou seja, com os feixes alinhados para a formação de uma nuvem esférica, em anel e com feixes de perfil de intensidade gaussiano e não gaussiano.

4.1 Nuvem esférica

Nesta seção iremos analisar o comportamento do átomo e das forças que agem sobre ele em um MOT com os feixes laser perfeitamente alinhados e com perfil de intensidade gaussiano. Para tal, vamos analisar o comportamento das constantes de mola, confinamento e amortecimento em função do tempo, bem como a velocidade do átomo e sua posição. Também analisaremos o comportamento da constante de mola e de amortecimento variando a intensidade, dessintonia e gradiente de campo magnético. Por último verificaremos a trajetória do átomo nestas condições.

Utilizou-se o método de Runge-Kutta de 4^a ordem para as simulações, no qual foi utilizado 10^6 passos, com tamanho 10^{-5} . As componentes iniciais da velocidade foram definidas com o valor de 250cm/s e todas as componentes da posição inicial em 0.2cm. A intensidade estabelecida foi de 30mW/cm², com uma dessintonia de 10MHz em relação à frequência de transição atômica. Se assumiu um gradiente de campo magnético de 20G/cm e a largura do feixe laser sendo de 0.8cm. É importante salientar que escolha destes parâmetros foi realizada com base em valores que são normalmente utilizados experimentalmente.

Para iniciar nossa análise, observemos a figura 4.1, nela podemos notar que a velocidade do átomo diminui rapidamente. Pelo fato da expressão ser análoga à de um oscilador harmônico super amortecido podemos notar que o átomo alcança sua posição de equilíbrio, sem oscilar em torno deste ponto. Para descrever a velocidade e a posição do átomo

em função do tempo, se fez uma conversão do tempo de integração para tempo real. Para tal, verificou-se que o átomo estabilizava em $5 \cdot 10^{-3}$ nas simulações, enquanto o tempo de carregamento e estabilização do MOT era de 2s. Sendo assim a conversão do tempo de integração para o tempo real foi feita multiplicando-se o tempo de integração por 400. É importante salientar que este procedimento tem o intuito de apenas fazer uma estimativa do comportamento temporal do átomo, visto que a conversão se baseia no tempo de carregamento do MOT, podendo portanto variar. O interesse deste estudo é, desta forma, de caráter apenas qualitativo.

As simulações foram obtidas resolvendo o sistema descrito pelas equações 3.17, 3.18, 3.19, 3.20, 3.21 e 3.22. No gráfico à direita da figura 4.1 temos o comportamento da componente x da velocidade em função do tempo e em 4.2 a posição em coordenadas esféricas em função do tempo, sendo $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$. Podemos notar que o átomo é rapidamente desacelerado e deixa de se afastar do centro da armadilha. Quando a velocidade torna-se negativa notamos que o átomo se aproxima do centro da armadilha, devido à força restauradora, até a velocidade tornar-se muito baixa.

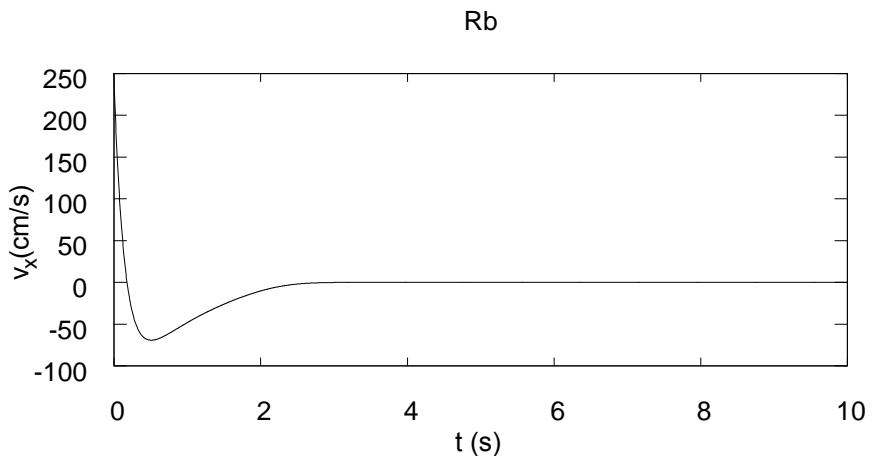


Figura 4.1: Componente x da velocidade do átomo em função do tempo.

O comportamento da posição do átomo em função do tempo é típico de um oscilador super amortecido, visto que a constante de amortecimento é menor que a frequência de oscilação ω_0 , ou seja $\gamma < \omega_0$, com $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$. Ao analisar a trajetória do átomo sobre o plano xy verificamos novamente que o átomo movimenta-se até próximo ao centro da armadilha e estabiliza em uma posição fixa. Contudo em uma armadilha há um grande número de átomos e não os observamos colapsando em um mesmo ponto. Isto ocorre porque os átomos estão absorvendo fótons e emitindo em uma direção aleatória, criando um equilíbrio entre o resfriamento e aquecimento dos átomos e fazendo com que se forme uma nuvem de átomos esférica, de volume finito. Esta variação no movimento do átomo

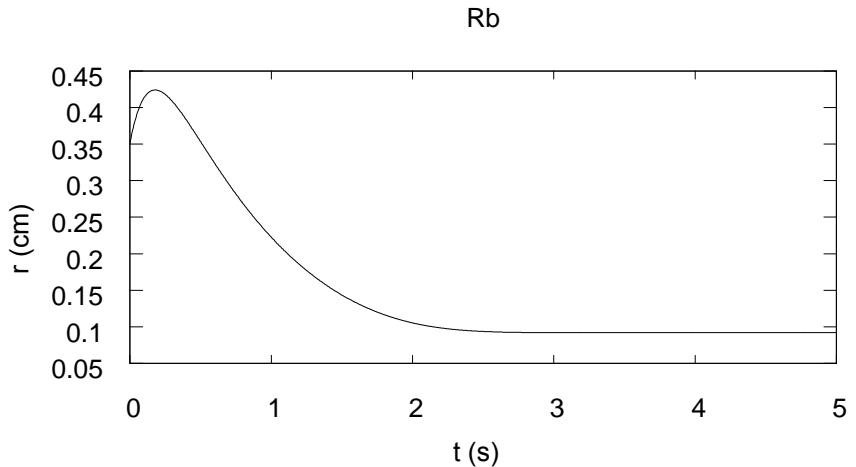


Figura 4.2: Componente x da posição do átomo em função do tempo.

não é levada em consideração nas simulações, contudo é possível notar a diferença na trajetória do átomo em uma nuvem esférica, observada nesta seção (figura 4.3) e em anel, que será apresentada na seção seguinte.

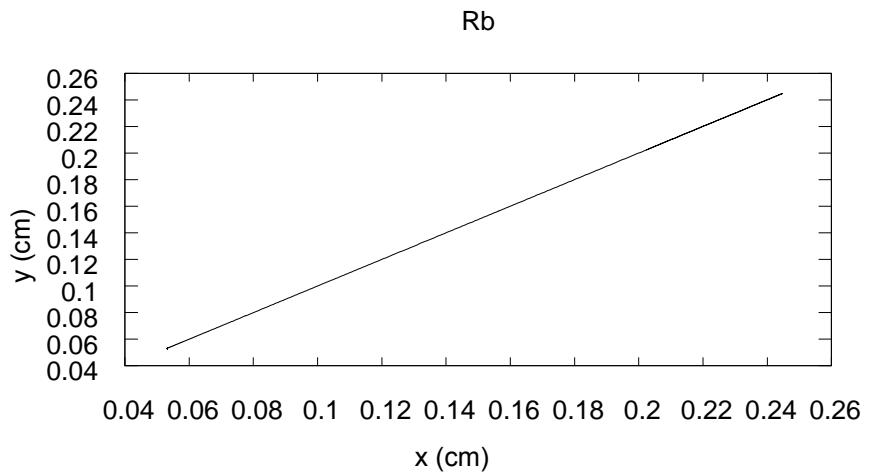


Figura 4.3: Trajetória do átomo em uma armadilha na configuração de nuvem esférica.

Verificamos que a constante de amortecimento, descrita pela equação 3.11, permanece inalterada com o tempo, assim como a constante de mola (equação 3.10). O termo relacionado a força de confinamento aumenta até se igualar à constante de mola, relacionada com a força restauradora. Desta forma o átomo permanece em um ponto fixo. Como o termo da força de confinamento está relacionado com a posição, é coerente observarmos um aumento do termo de confinamento conforme a posição radial diminui em função do tempo.

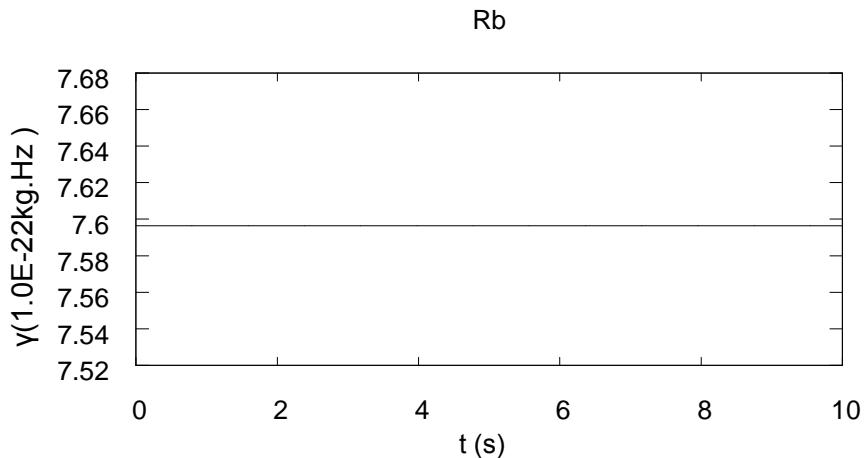


Figura 4.5: Constante de amortecimento em função do tempo.

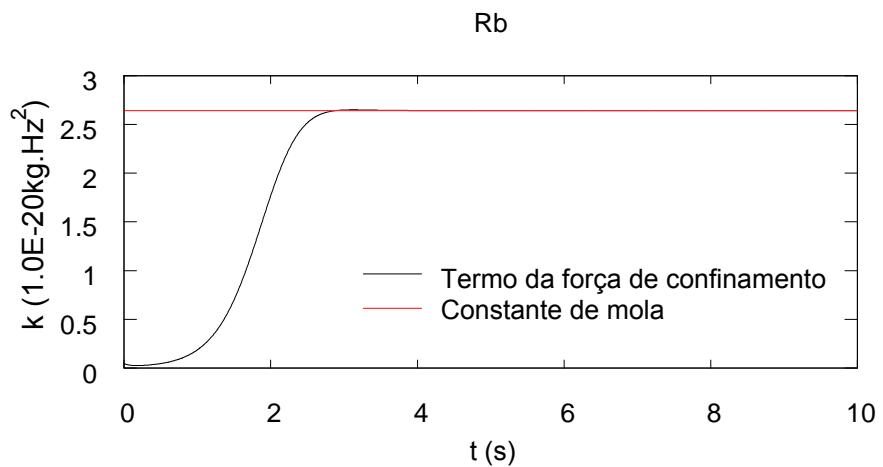


Figura 4.4: Termo da força de confinamento e constante de mola em função do tempo.

De acordo com os parâmetros estabelecidos na armadilha, as forças atuantes sobre o átomo aprisionado poderão ser alteradas. Para compreendermos a influência da intensidade dos feixes, da dessintonia da frequência do laser com a frequência de ressonância da transição atômica e do gradiente de campo magnético, analisamos o comportamento das constantes de mola, de mola efetiva e de amortecimento variando estes parâmetros.

Espera-se que as forças restauradora e de amortecimento não aumentem indefinidamente. Para regimes de altas intensidades que podem ser obtidos experimentalmente, a interação do átomo com altos campos eletromagnéticos pode causar uma mudança na frequência de ressonância da transição atômica, deixando os átomos fora da sintonia da frequência do laser. A teoria descreve o caso de baixa intensidade, contudo prevê uma

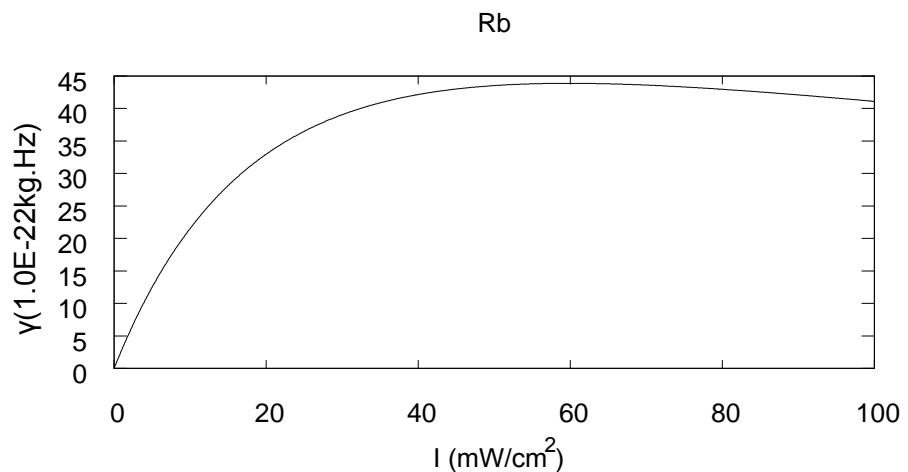


Figura 4.7: Constante de amortecimento em função da intensidade.

diminuição das constantes por considerar a contribuição dos 6 feixes laser, que resultam também um alargamento na frequência de transição atômica.

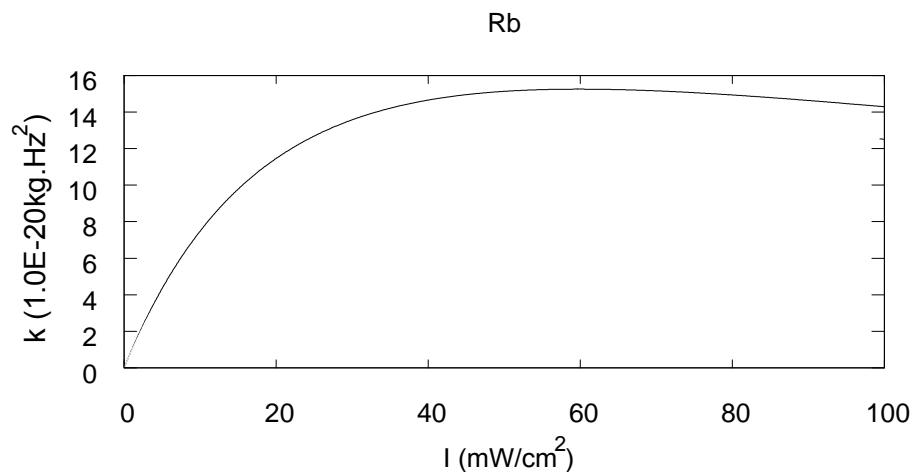


Figura 4.6: Constante de mola em função da intensidade.

Grandes dessintonias também diminuem as constantes de mola e amortecimento. Neste caso o laser fica longe da frequência de ressonância da transição atômica, portanto os átomos deixam de absorver fótons, diminuindo assim as forças atuantes sobre eles.

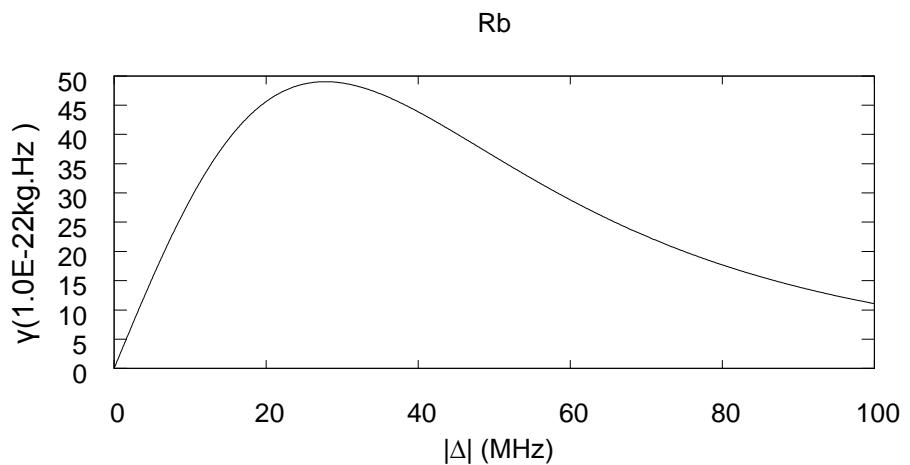


Figura 4.9: Constante de amortecimento variando a dessintonia.

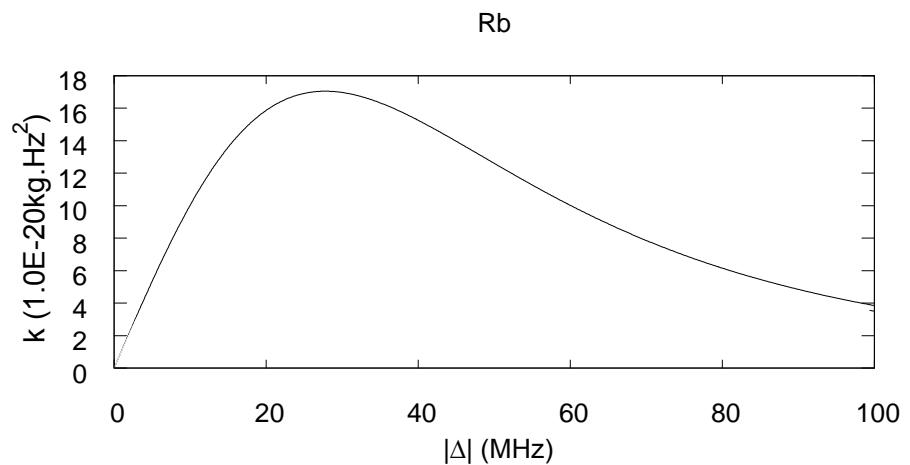


Figura 4.8: Constante de mola variando a dessintonia.

Já o gradiente de campo magnético está apenas relacionado com a força restauradora, visto que ele é responsável pela abertura dos níveis de energia em função da posição do átomo através do efeito Zeeman, conforme discutido no capítulo 2.

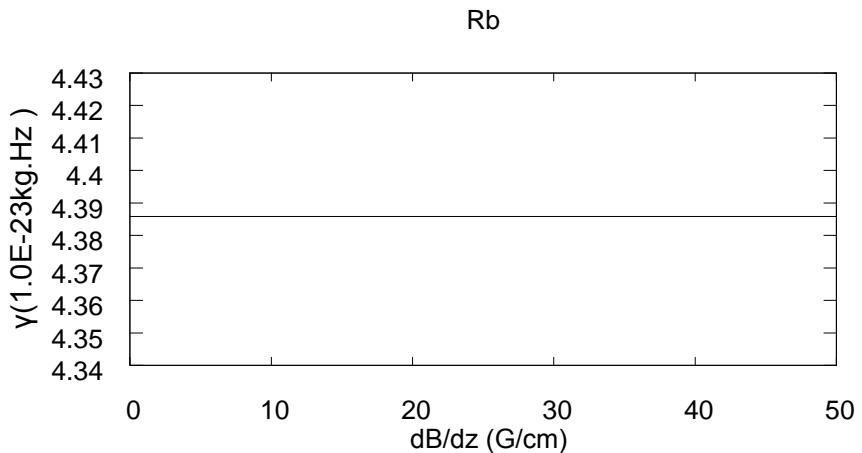


Figura 4.11: Constante de amortecimento variando o gradiente de campo magnético.

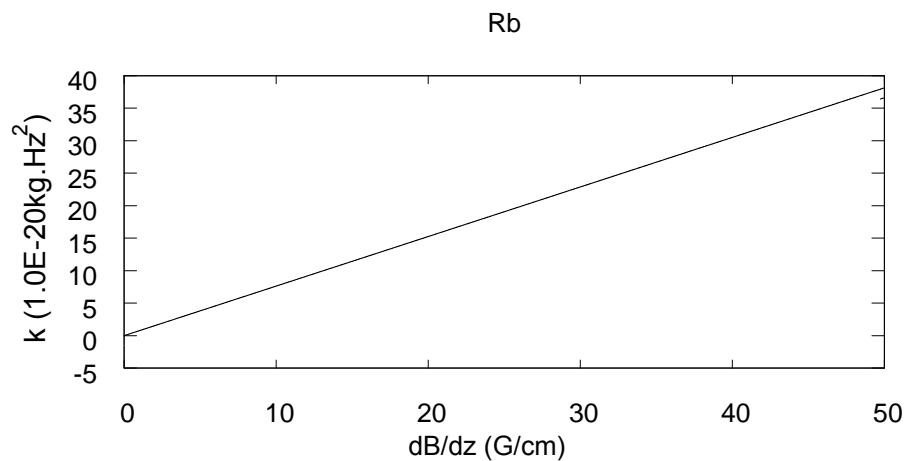


Figura 4.10: Constante de mola variando o gradiente de campo magnético.

Para verificar se nossas simulações são condizentes com resultados obtidos anteriormente [16], também realizamos simulações para armadilhas com átomos de sódio. Os resultados obtidos encontram-se no apêndice B. Analisou-se o comportamento das constantes de mola e amortecimento em função da intensidade, dessintonia e gradiente de campo magnético.

Na seção seguinte serão realizadas simulações semelhantes, contudo, levando em consideração o desalinhamento de dois pares de feixes laser.

4.2 Nuvem em forma de anel

Primeiramente, vamos verificar o comportamento das constantes e forças que atuam sobre um átomo na armadilha que utiliza feixes laser de perfil gaussiano, sendo dois pares desalinhados sobre os eixos x e y . As forças que atuam sobre os átomos nesta configuração de armadilha estão descritas na seção 3.2.

As constantes de amortecimento e de mola a estão descritas nas equações (3.11) e (3.10), respectivamente. Para as simulações, utilizou-se uma dessintonia de $|15|\text{MHz}$ entre a frequência do laser e a transição atômica, um feixe com largura de $0,8\text{cm}$ de diâmetro e um gradiente de campo magnético de 20G/cm . O valor máximo encontrado para a constante de mola está em torno de $17,5\text{mW/cm}^2$, sendo que após este valor, a constante de mola tende a diminuir com o aumento da intensidade. A constante de amortecimento também tende a diminuir com a intensidade após alcançar os $14,0\text{mW/cm}^2$, aproximadamente. Na simulação estamos considerando a contribuição dos 6 feixes laser, o que causa um alargamento por potência da frequência de transição, conforme discutido na seção anterior, onde consideramos a formação de uma nuvem esférica.

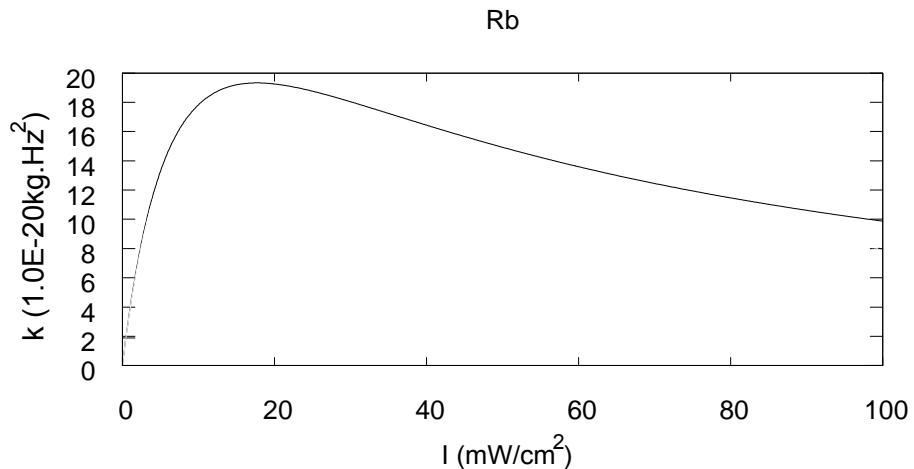


Figura 4.12: Constante de mola em função da intensidade.

Conforme podemos ver nas figuras 4.14 e 4.15, a força de vórtice tende a aumentar com o aumento de intensidade, bem como o raio do anel. A simulação da força de vórtice foi realizada utilizando-se a expressão 3.33. Para descrever o raio do anel em função da intensidade foi utilizada a expressão do raio de uma órbita estável (equação 3.52).

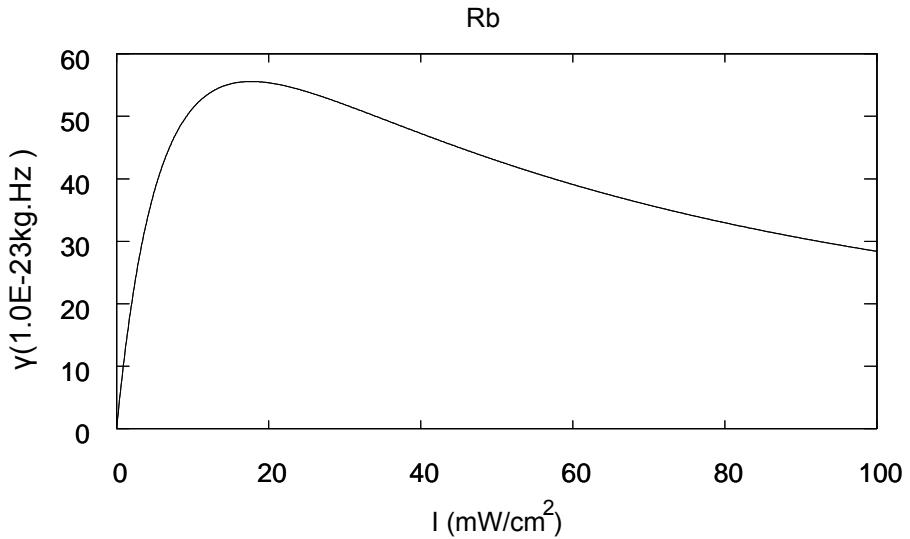


Figura 4.13: Constante de amortecimento em função da intensidade.

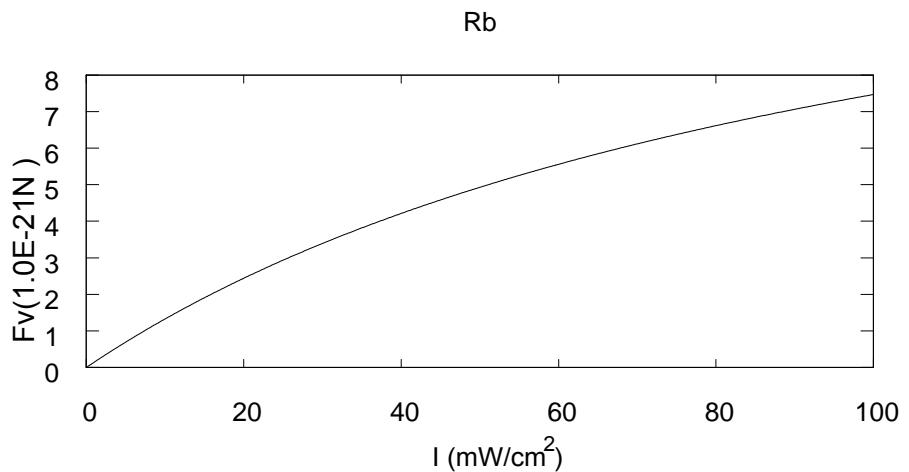


Figura 4.14: Força de vórtice em função da intensidade.

Na figuras 4.16 e 4.17o comportamento da constante de mola (equação 3.10) e de amortecimento (equação 3.11) são analisados em função da dessintonia. A intensidade estabelecida foi de 30mW/cm^2 , para estas simulações. Nota-se que o valor máximo para a constante de mola e amortecimento é de 21MHz . Após estes valores, ocorre uma diminuição das constantes. Para valores elevados de dessintonia, os feixes deixam de ter uma frequência ressonante com a frequência da transição dos átomos, diminuindo assim as constantes de mola e amortecimento. Tanto para valores muito altos quanto para muito baixos de dessintonia, o MOT tende a desaparecer pelos átomos deixarem de interagir com os fôtons. Quando os valores das constantes de mola e amortecimento são altos, se

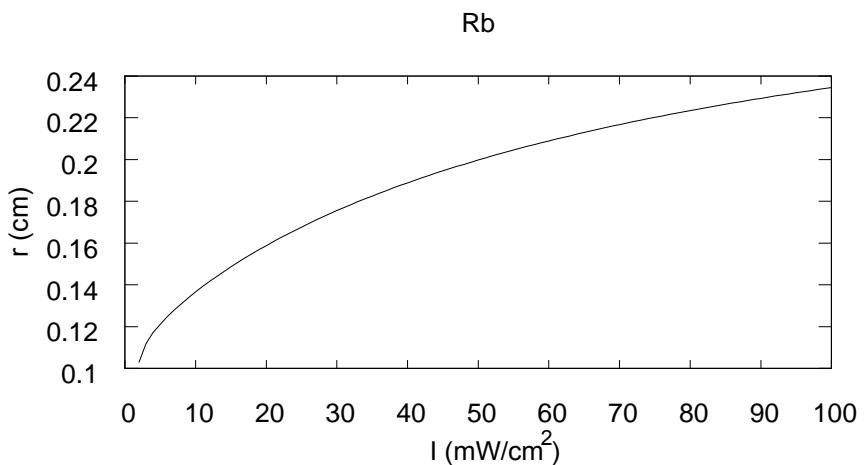


Figura 4.15: Raio da órbita em função da intensidade.

tem um MOT cujos átomos são resfriados e aprisionados de forma eficiente. A força de vórtice também tende a diminuir com o aumento da dessintonia, conforme mostra a figura 4.18. Em torno de 15MHz o raio do anel tende a não variar o aumento da dessintonia (figura 4.19).

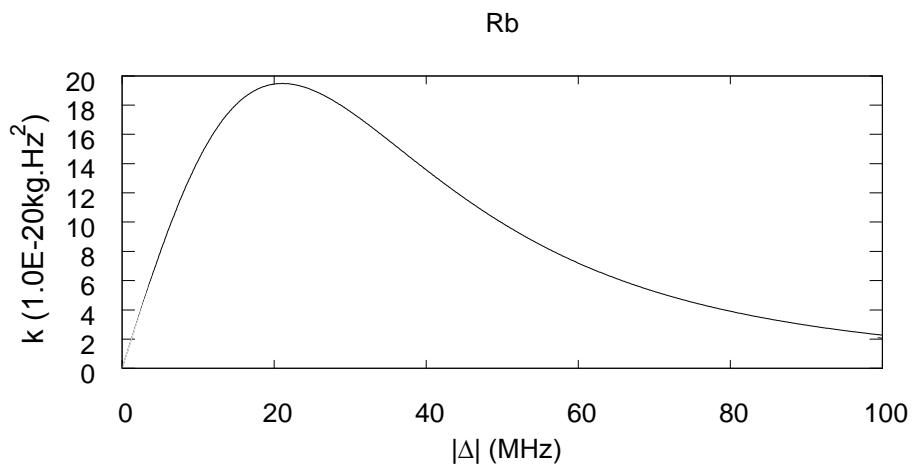


Figura 4.16: Constante de mola em função da dessintonia.

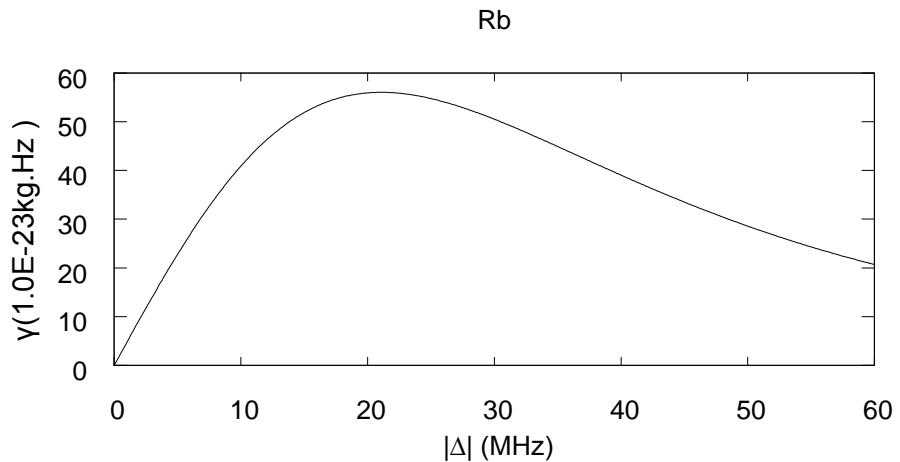


Figura 4.17: Constante de amortecimento em função da dessintonia.

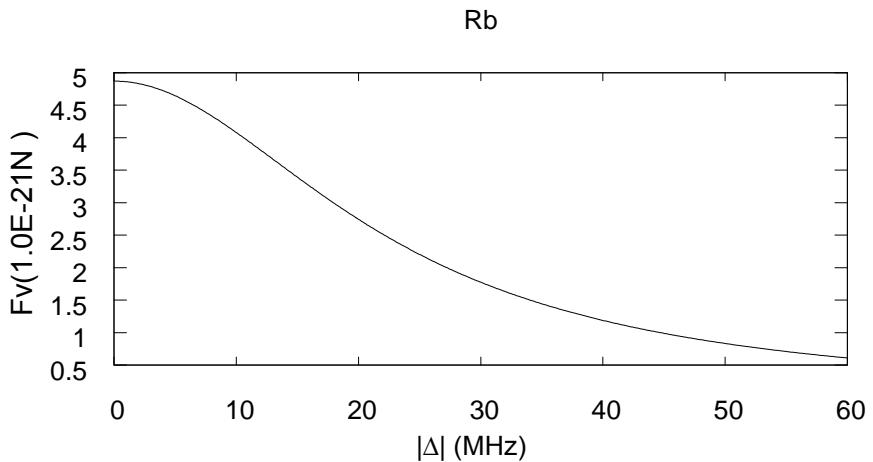


Figura 4.18: Força de vórtice em função da dessintonia.

A força de vórtice (determinada pela equação 3.33) tem dependência com a largura do feixe laser, como pode ser visto na figura 4.20. Contudo, não ocorre variação na força de vórtice em relação a posição do átomo no anel (figura 4.21). Porém ao analisar as componentes x e y da força de vórtice (equações 3.35 e 3.36), podemos perceber uma dependência em relação a y e x , respectivamente (figuras 4.22 e 4.23). Estas simulações foram feitas estabelecendo-se os seguintes parâmetros: intensidade de cada feixe de 30mW/cm^2 , dessintonia de $|15|\text{MHz}$ entre a frequência do laser e a transição atômica, um feixe com largura de 0,6 cm de diâmetro e um gradiente de campo magnético de 20G/cm .

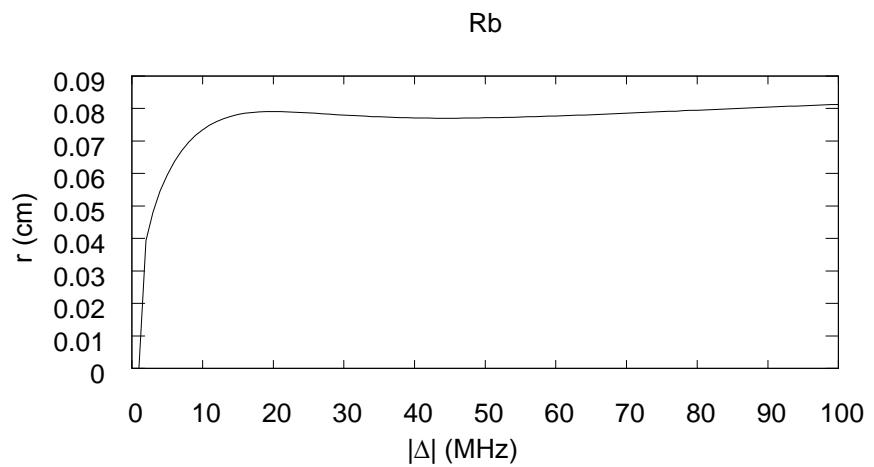


Figura 4.19: Raio do anel em função da dessintonia.

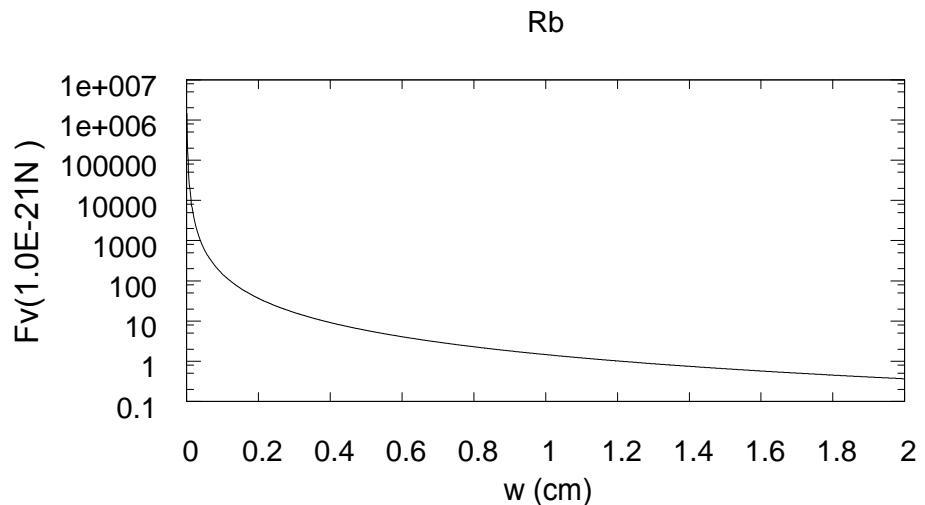


Figura 4.20: Força de vórtice em função da largura do feixe

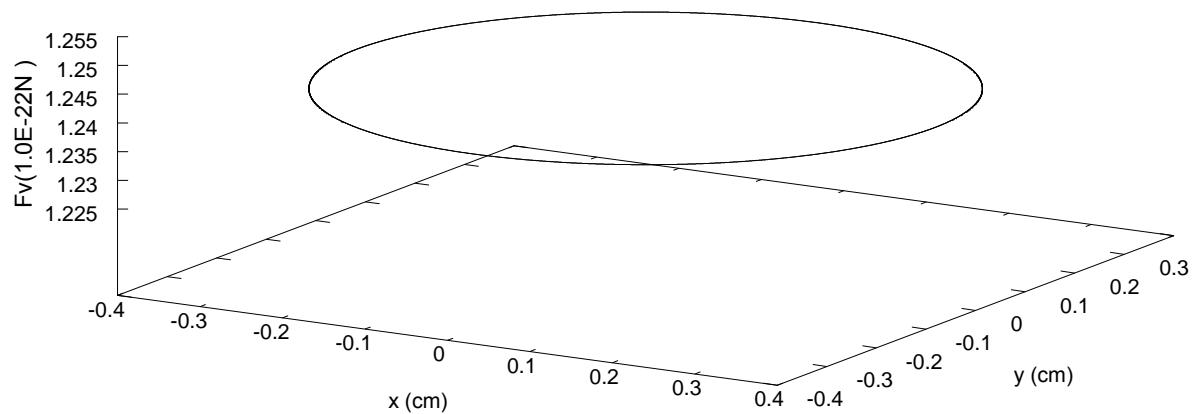


Figura 4.21: Força de vórtice em função da posição na armadilha

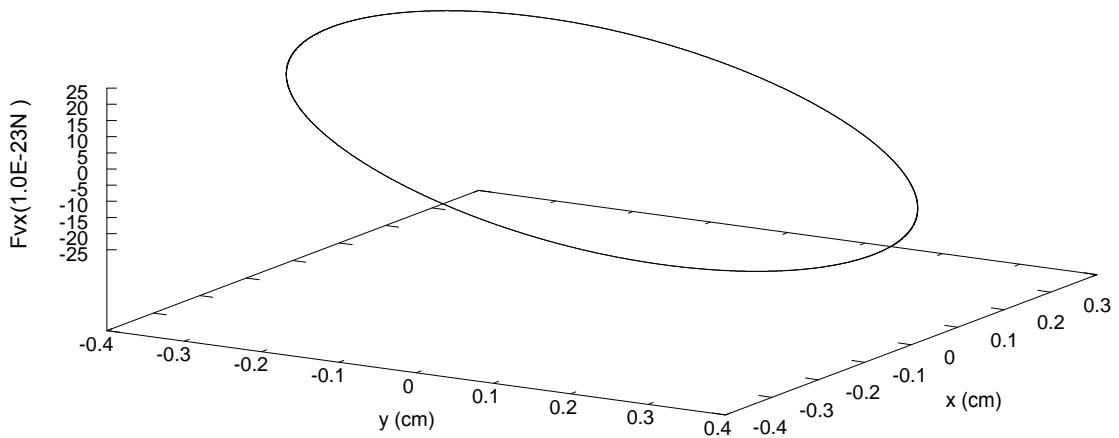


Figura 4.22: Componentes x da força de vórtice.

O gradiente de campo magnético influencia apenas na força restauradora. Na figura 4.25 pode-se verificar o aumento da constante de mola com o gradiente de campo magnético e em 4.26 a diminuição do raio do anel. Quanto maior a constante de mola, menor o raio do anel.

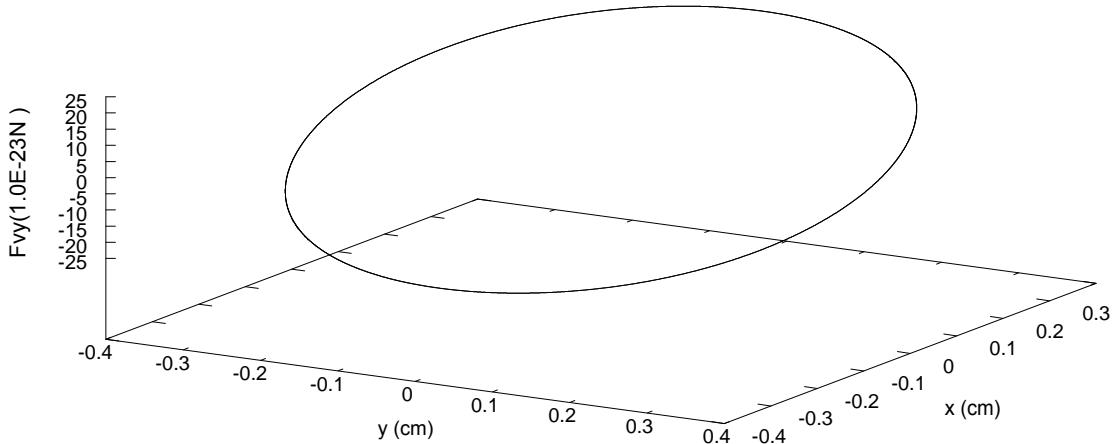


Figura 4.23: Componente y da força de vórtice.

Figura 4.24:

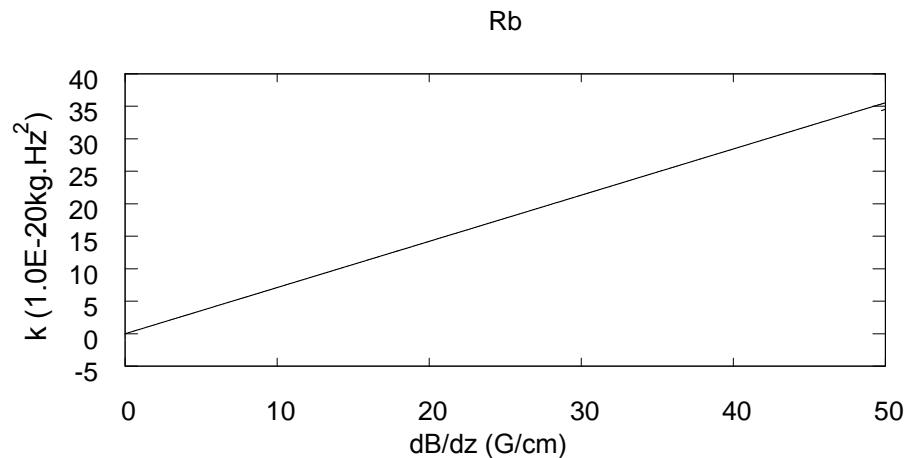


Figura 4.25: Constante de mola em função do gradiente de campo magnético.

O raio da nuvem também depende do número de átomos aprisionados, conforme mostra a figura abaixo. As forças restauradora e de amortecimento não dependem do número de átomos, contudo a força de confinamento é proporcional ao número de átomos. Então é coerente observarmos um aumento no raio do anel com o aumento do número de átomos.

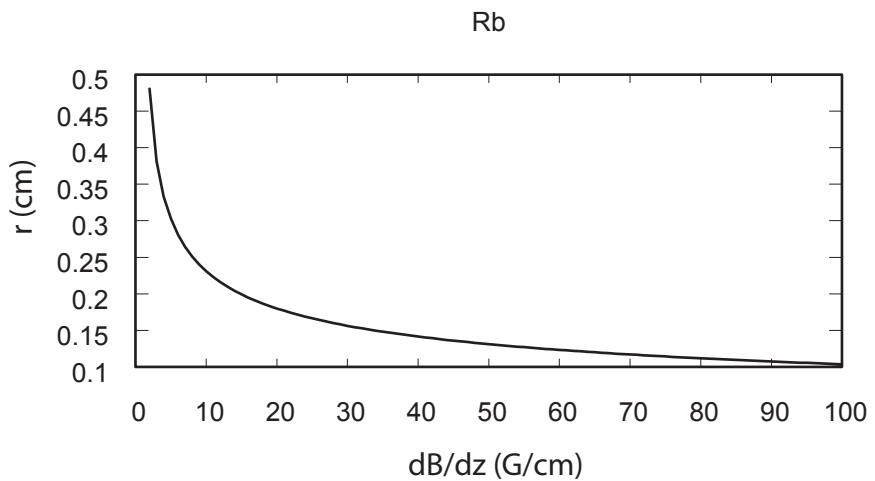


Figura 4.26: Raio em função do gradiente de campo magnético.

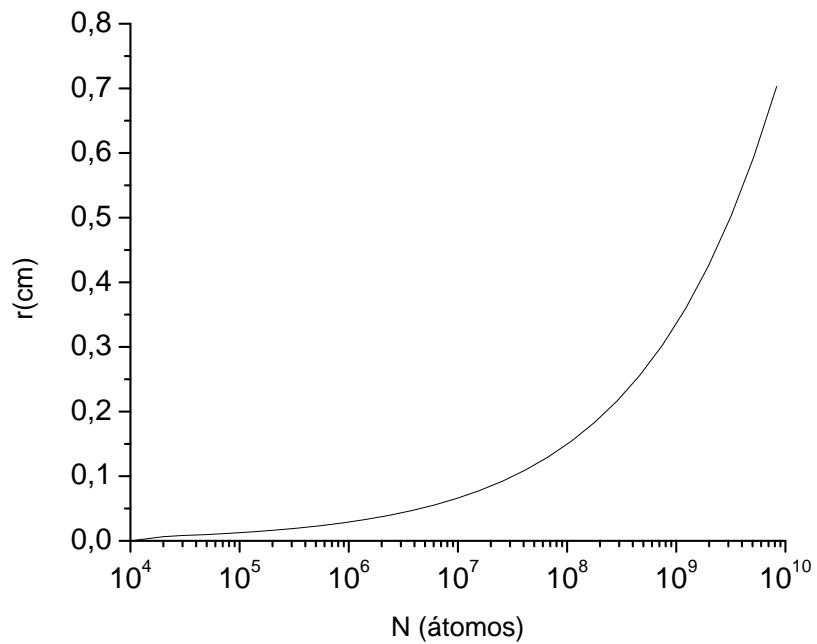


Figura 4.27: Raio da nuvem em função do número de átomos armadilhados.

Podemos ainda verificar a trajetória do átomo, resolvendo o sistema de equações diferenciais definido na seção 3.2.1 através do método de Runge-Kutta de 4^a ordem. Utilizou-se 10^6 passos, sendo os passos com tamanho 10^{-5} . As componentes iniciais da velocidade foram definidas com o valor de 250cm/s e todas as componentes da posição inicial em 0.2cm.

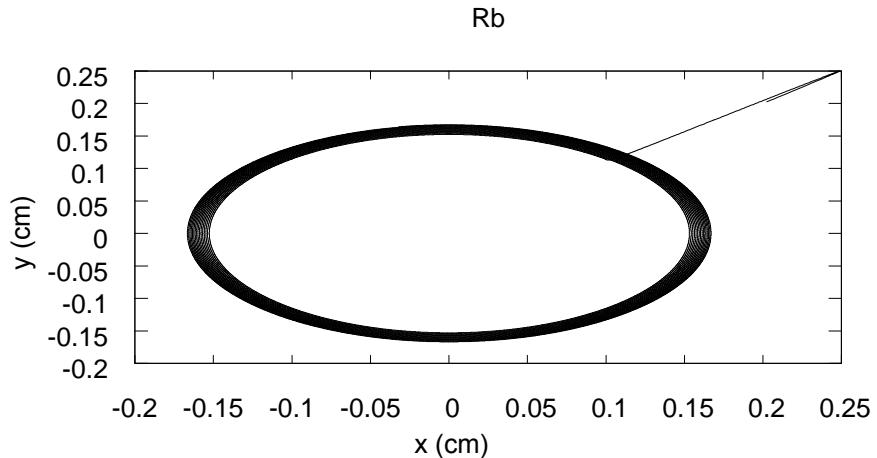


Figura 4.28: Trajetória do átomo em um MOT em configuração de anel, utilizando perfil de feixe laser gaussiano.

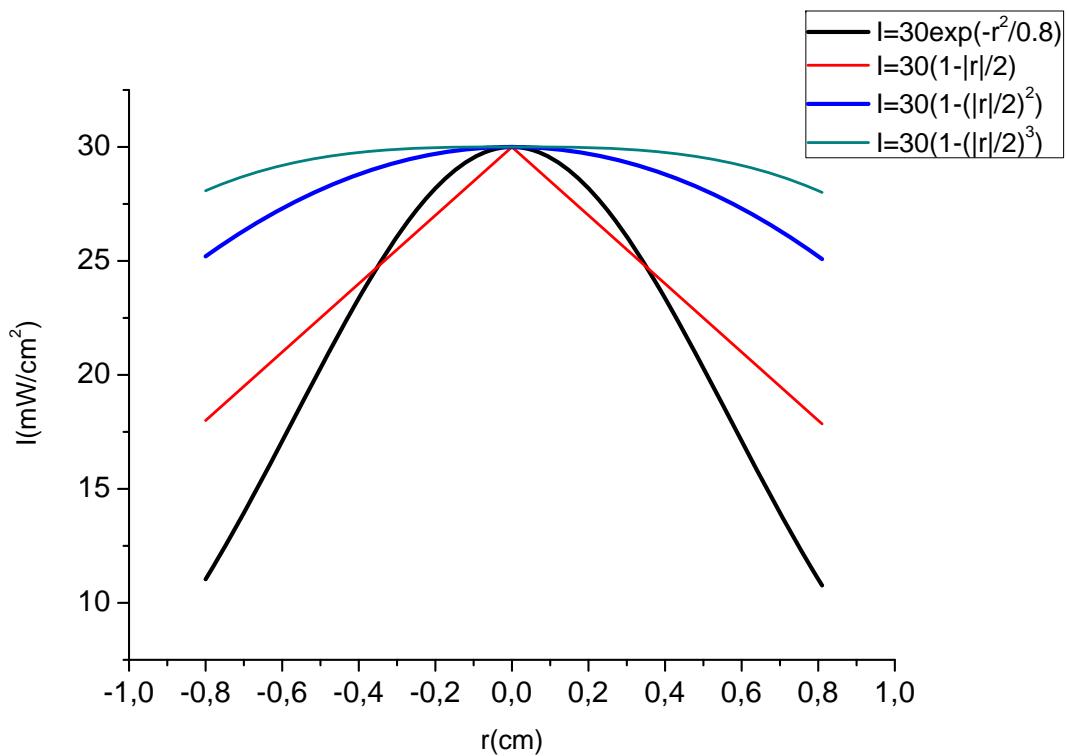
Conforme previsto, podemos observar a trajetória em forma de anel do átomo, diferentemente do que a figura 4.3, na qual ocorre a formação da nuvem esférica .

Ainda utilizamos um perfil gaussiano para realizar as simulações, contudo na seção seguinte utilizaremos outro perfil de intensidade do feixe, proposto na seção 3.3 do capítulo anterior.

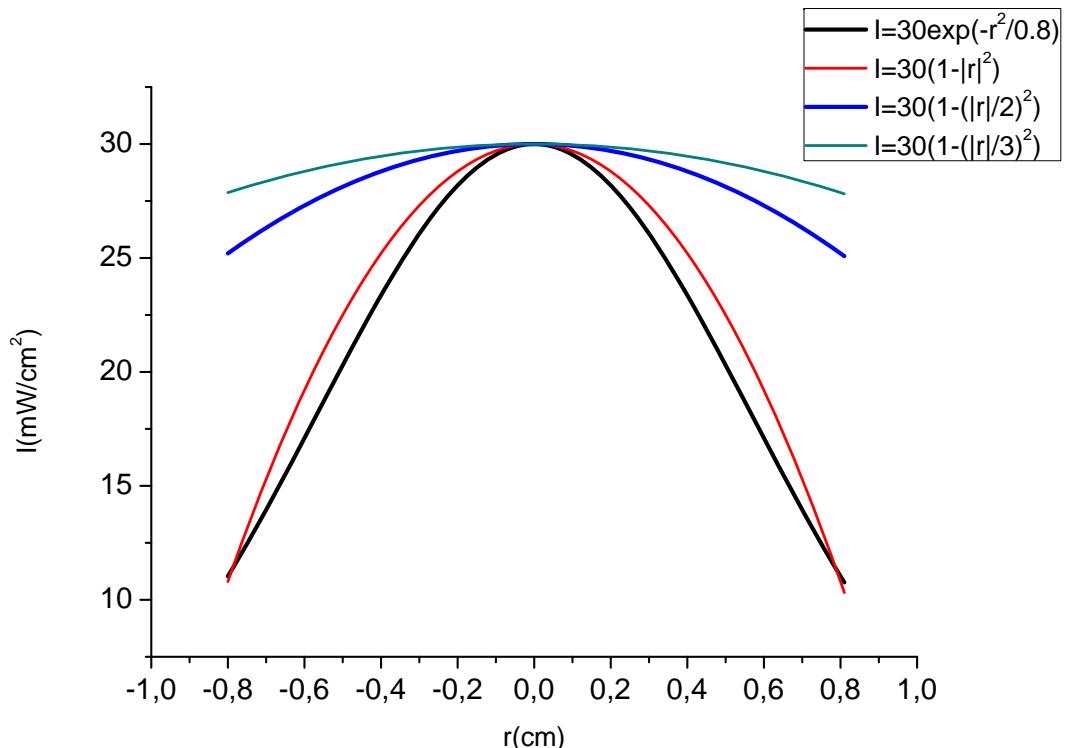
4.3 Uso de perfil de intensidade não gaussiano

Da mesma forma realizada na seção anterior, iremos considerar aqui um pequeno desalinhamento em dois pares de feixes e apresentar as simulações feitas para esta configuração. Contudo, o perfil de intensidade dos feixes utilizado para as simulações deixa de ser gaussiano e passa a ter a forma descrita pela expressão 3.56.

Foram realizadas diversas simulações para perfis de intensidade que obedecem a expressão genérica $I = I_0[1 - (\frac{x}{a})^n]$, mas um estudo mais detalhado realizou-se para o perfil de intensidade específico: $I = I_0(1 - (\frac{x}{2})^2)$. A escolha realizada deve-se ao fato deste perfil de intensidade apresentar a possibilidade de se armadilhar os átomos e apresentar um perfil interessante do ponto de vista experimental. A figura abaixo mostra o perfil gaussiano e compara com outros perfis não gaussianos. O gráfico (a) representa os perfis de intensidade com o denominador $a = 2$ e o expoente variando ($n = 1, 2$ e 3). Já a figura (b) mostra os perfis com o expoente n fixo em 2 e o denominador a variando ($a = 1, 2$ e 3).



(a)



(b)

Figura 4.29: Perfil de intensidade dos feixes

Para obter a trajetória utilizou-se o método de Runge-Kutta de 4^a or-

dem com passo fixo, sendo que foram estabelecidos 10^6 passos com tamanho 10^{-5} . As componentes iniciais da velocidade foram definidas com o valor de 250 cm/s e todas as componentes da posição inicial em 0.2cm. As equações que descrevem a trajetória do átomo nesta configuração da armadilha estão descritas na seção 3.3.1.

As trajetórias obtidas através de simulações para diferentes perfis de intensidade são apresentadas na figura 4.30. Foi estabelecido $I_0 = 30mW/cm^2$, $\Delta = -15MHz$ e $dB/dz = 20G/cm$. A variação no valor de a não representou mudanças significativas na trajetória do átomo. Para $n = 2$ observou-se a formação de uma nuvem em geometria tipo anel, enquanto para $n = 1$ e $n = 3$ observamos o comportamento típico de uma nuvem esférica, possivelmente deslocada do centro da armadilha.

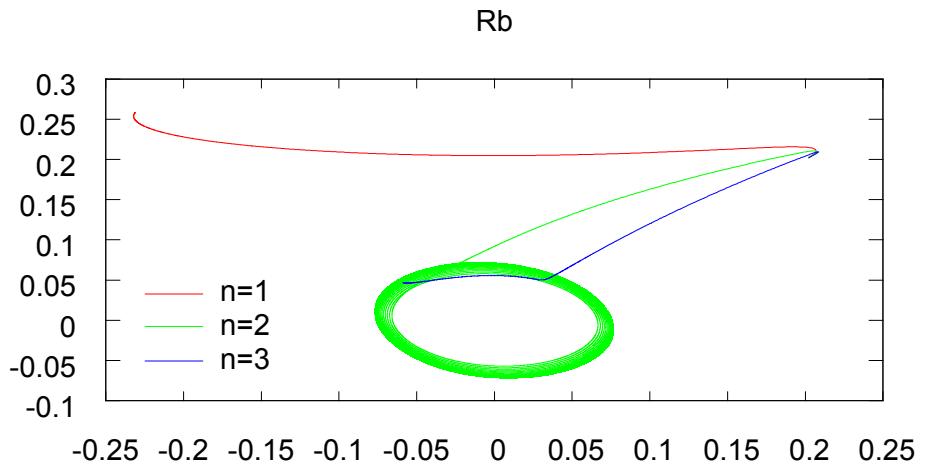


Figura 4.30: Trajetória do átomo em uma armadilha com feixe de perfil não gaussiano com $a = 2$ e $n = 1, 2$ e 3 .

A estabilidade da trajetória foi analisada para diferentes expoentes, sendo que as condições de estabilidade foram discutidas no capítulo anterior (seção 3.3.2) . Para $n=1$ nota-se que o ponto no qual as curvas se cruzam é longe do centro da armadilha, portanto o átomo pode escapar de tal forma que não se tenha a formação de uma nuvem de átomos frios e aprisionados. Para $n=2$ é possível notar o ponto de estabilidade, sendo que para posições inferiores a posição do ponto de intersecção das curvas a força de vórtice é maior do que a força efetiva de aprisionamento, enquanto que para valores de x maiores do que a posição de intersecção das curvas, a força efetiva de aprisionamento é maior, mostrando assim um ponto de estabilidade. Para valores elevados de n , por exemplo, $n=6$, a intersecção ocorre apenas na origem, sendo que para valores maiores de x a força

efetiva de aprisionamento é predominante, o que indica a formação de uma nuvem esférica. No caso de $n=3$ pode-se ver a aproximação para a condição de n grande, ou seja, o ponto de estabilidade próximo ao centro da armadilha, como é o caso de uma nuvem esférica. Contudo, é um caso intermediário entre os casos $n=2$ e $n=6$ e a influência da força de vórtice ainda pode ser notada nas simulações, conforme indica a figura 4.30 através da mudança na direção da trajetória do átomo até se estabilizar em um ponto, assumindo a partir de então a característica de uma nuvem esférica.

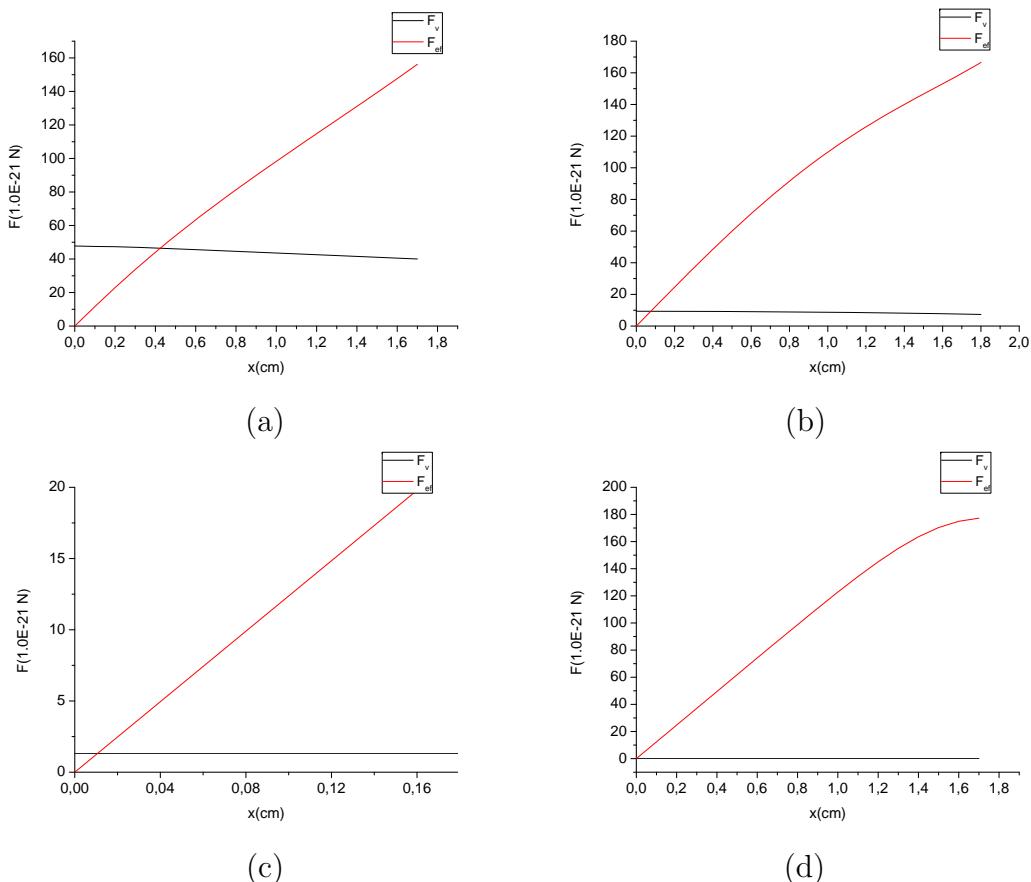


Figura 4.31: Análise da estabilidade para (a) $n=1$, (b) $n=2$, (c)=3, (d) $n=6$

O perfil de intensidade dos feixes laser para as próximas simulações foi definido estabelecendo $a = 2$ e $n = 2$, devido ao interesse de estudar a nuvem em forma de anel. As simulações do comportamento da constante de mola e de amortecimento são obtidas pelas expressões 3.65 e 3.66, respectivamente (figuras 4.32 e 4.33). Definiu-se $\Delta = -15\text{MHz}$ e $dB/dz = 20\text{G/cm}$. Nota-se que com o aumento da intensidade ocorre um acréscimo nestas constantes, contudo para altas intensidades, elas praticamente estabilizam em torno de um valor fixo. O alargamento por potência da frequência de transição atômica, causada pelo uso dos 6 feixes laser, impede que as constantes de mola e amortecimento aumentem indefinidamente com a intensidade.

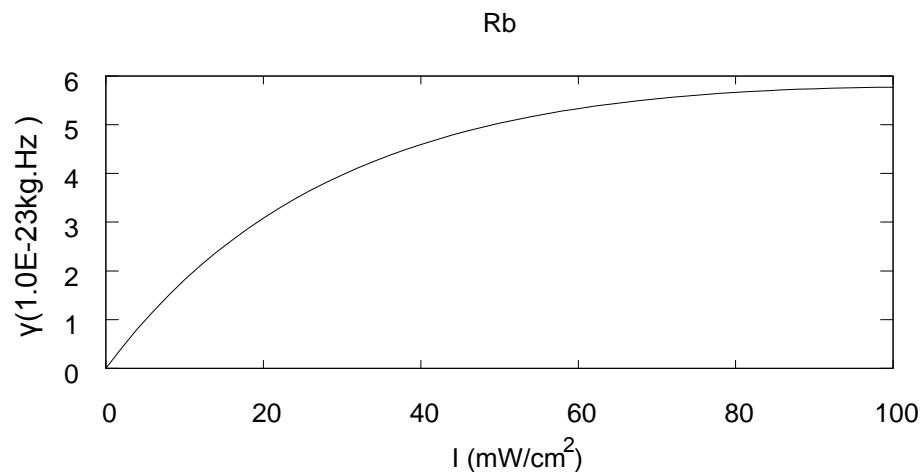


Figura 4.33: Constante de amortecimento ao variar intensidade dos feixes laser com perfil não gaussiano.

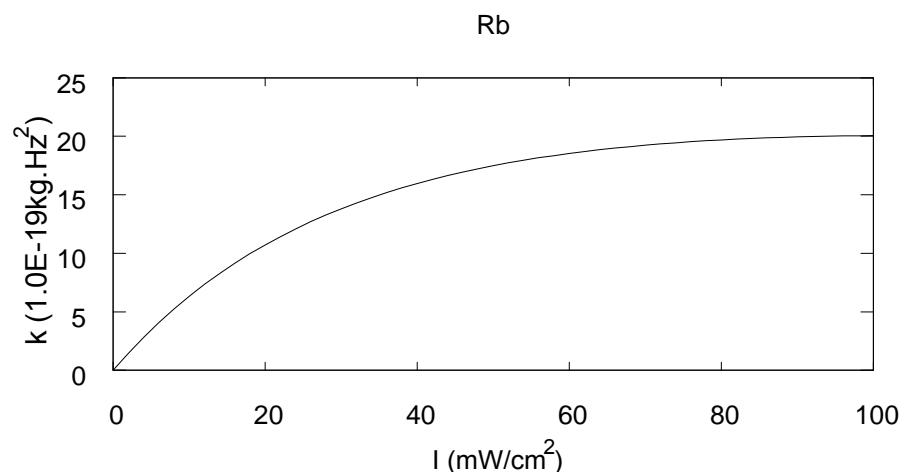


Figura 4.32: Constante de mola ao variar intensidade dos feixes laser com perfil não gaussiano.

Ao comparar as figuras 4.32, 4.33 e 4.12, 4.13, nota-se que a constante de amortecimento é menor ao utilizar feixes com perfil de intensidade $I = I_0(1 - (\frac{x}{2})^2)$ do que ao utilizar perfil gaussiano. Por outro lado, a constante de mola é maior em armadilhas com o feixe não gaussiano.

Nas figuras 4.34 e 4.35 verifica-se que o aumento da intensidade tende a aumentar a força de vórtice, bem como o raio do anel. A força de vórtice é obtida pela equação 3.67,

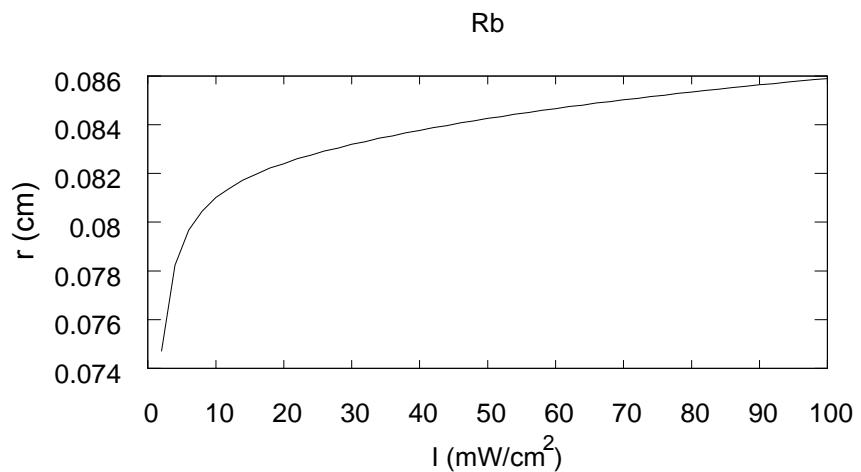


Figura 4.35: Raio do anel variando intensidade e utilizando feixes com perfil não gaussiano.

enquanto que a expressão do raio é obtida pela expressão 3.87.

O comportamento da força de vórtice para este perfil de feixe assemelha-se qualitativamente ao comportamento observado com feixes gaussiano ao variar a intensidade, assim como para o raio. Contudo o raio tende a ser menor, o que pode ser considerado plausível, visto que a força restauradora é maior nesta configuração.

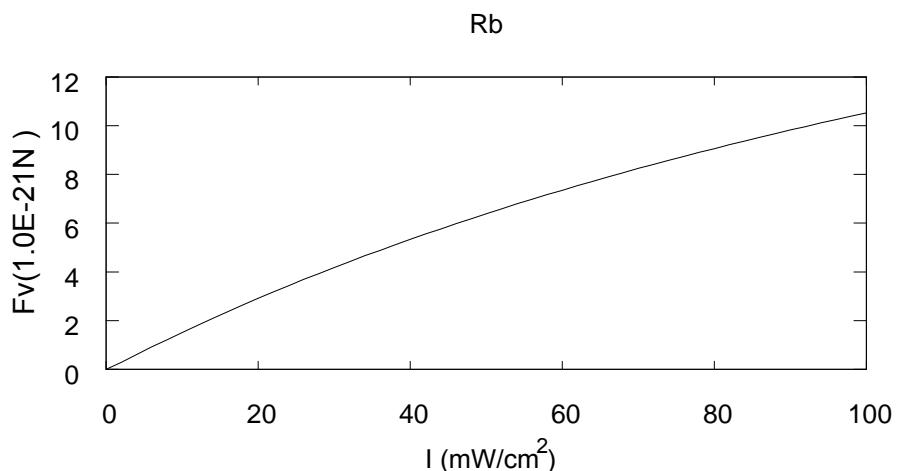


Figura 4.34: Força de vórtice variando intensidade e utilizando feixes com perfil não gaussiano.

Apenas a presença do campo magnético, sem a presença dos feixes laser, não é suficiente para aprisionar os átomos, visto que o resfriamento dos mesmos ocorre pela transferência de momento entre os fótons do laser e os átomos.

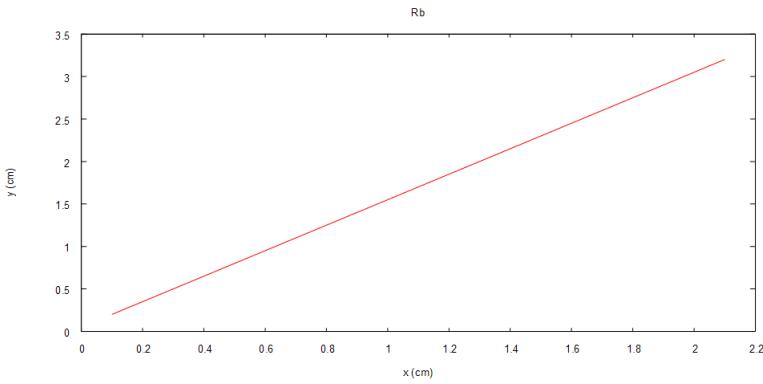


Figura 4.36: Trajetória do átomo apenas sob a presença do gradiente de campo magnético, sem feixes laser

Ao variar a dessintonia, observa-se que o comportamento das constantes de mola e amortecimento é qualitativamente semelhante para o perfil de intensidade gaussiano (figura 4.16) e não gaussiano (figuras 4.37 e 4.38). Para altas dessintonias os feixes laser deixam de ser ressonantes com a frequência de transição dos átomos e portanto as forças amortecedora e restauradora diminuem para altas dessintonias. Foi estabelecido $I_0 = 30 \text{ mW/cm}^2$ e $dB/dz = 20 \text{ G/cm}$ para as simulações apresentadas nas figuras 4.37, 4.38, 4.39 e 4.40.

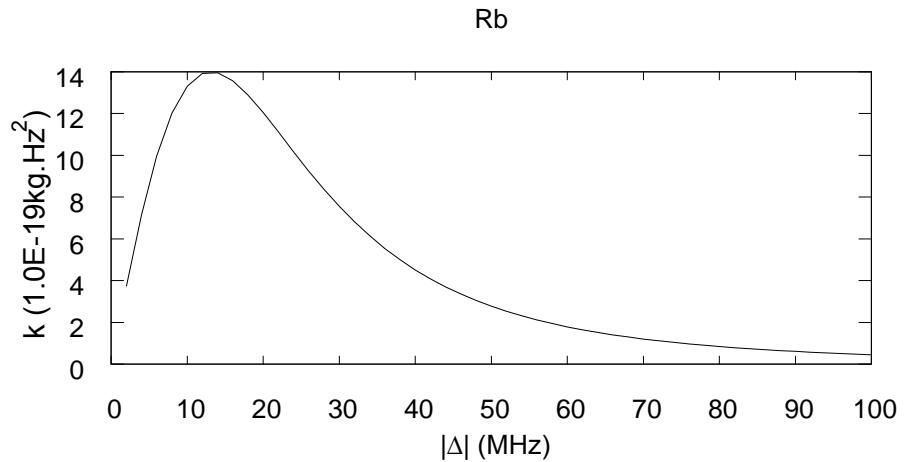


Figura 4.37: Constante de mola ao variar dessintonia, utilizando feixes laser com perfil não gaussiano.

Pela figura 4.39, nota-se que a força de vórtice após atingir seu valor máximo tende a diminuir com a dessintonia. O raio da nuvem tende a aumentar com a dessintonia,

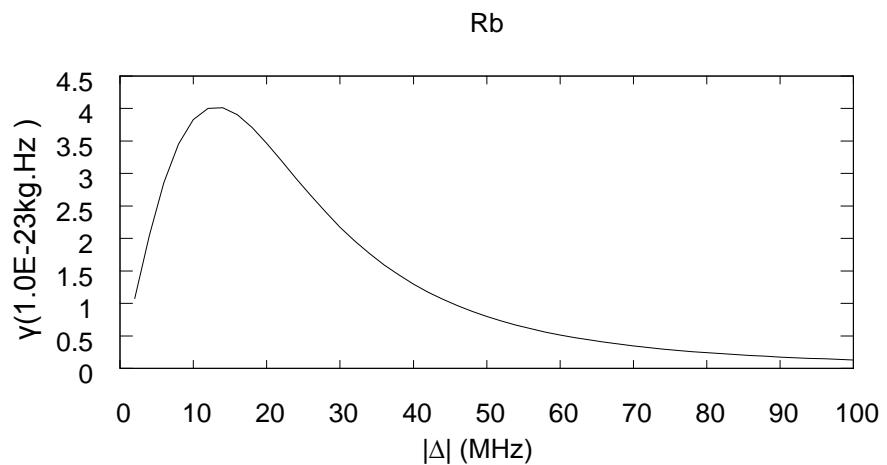


Figura 4.38: Constante de amortecimento ao variar dessintonia, utilizando feixes laser com perfil não gaussiano.

como pode-se esperar sabendo que a força restauradora sofre uma diminuição para altas dessintonias.

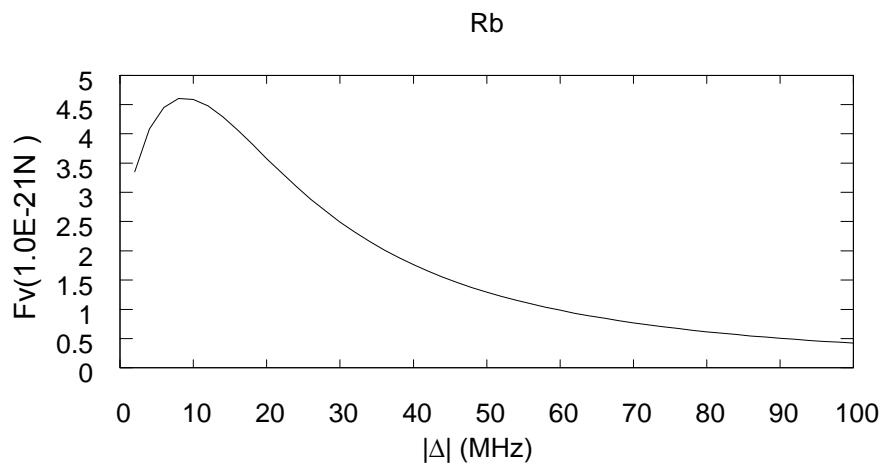


Figura 4.39: Força de vórtice ao variar dessintonia, utilizando feixe com perfil de intensidade não gaussiano.

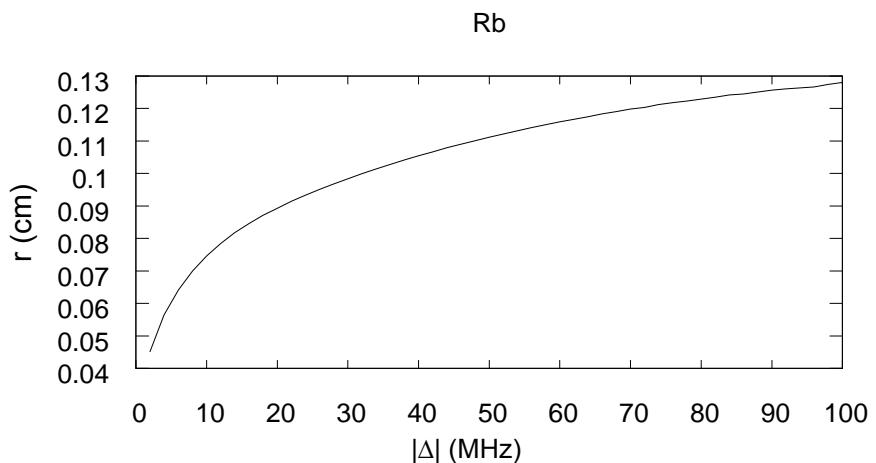


Figura 4.40: Raio da nuvem ao variar dessintonia, utilizando feixe com perfil de intensidade não gaussiano.

As simulações também indicam que não é possível aprisionar os átomos sem uma dessintonia entre a frequência da transição atômica do átomo e a frequência de sintonização do feixe laser.

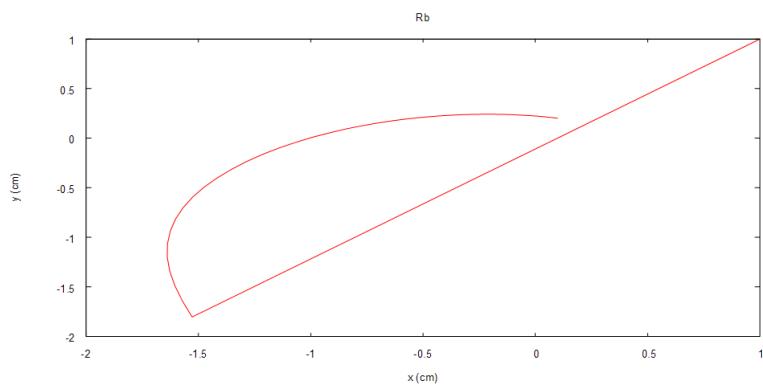


Figura 4.41: Trajetória do átomo com feixe laser sem dessintonia

A força restauradora tem dependência linear com o gradiente de campo magnético, portanto quanto maior o gradiente de campo magnético, maior será a constante de mola. A constante de amortecimento, por sua vez, não apresenta grande variação após determinado gradiente. Isto se dá porque a força de amortecimento não tem dependência direta com este parâmetro e a variação observada em função do gradiente de campo magnético se dá indiretamente, devido a alteração do raio da nuvem. Note que para feixes gaussianos o parâmetro da força amortecedora permanece constante, visto que não há dependência da constante de amortecimento com a posição do átomo.

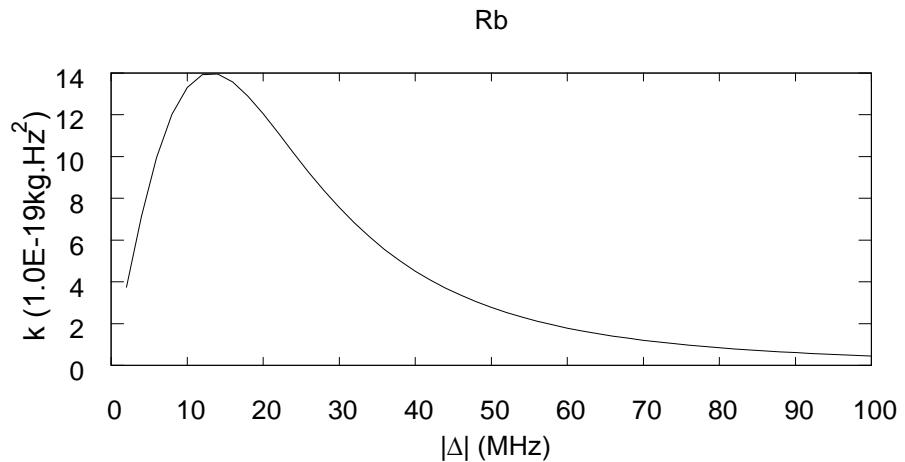


Figura 4.43: Constante de amortecimento ao variar o gradiente de campo magnético, utilizando feixes laser com perfil não gaussiano.

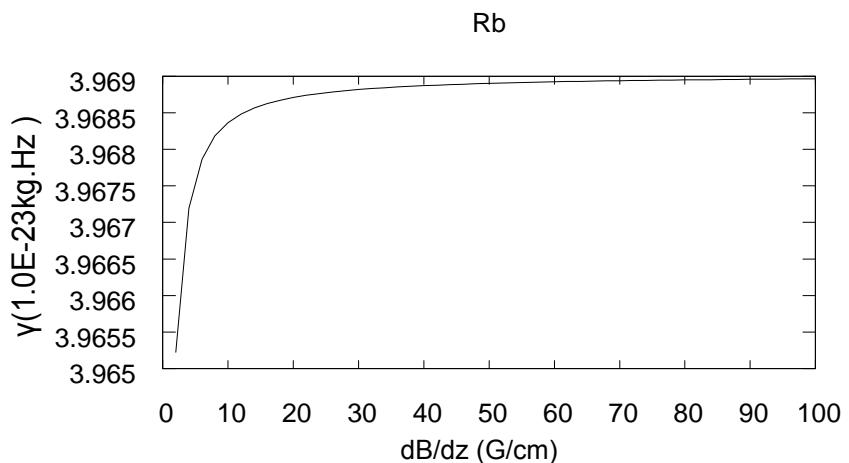


Figura 4.42: Constante de mola ao variar o gradiente de campo magnético, utilizando feixes laser com perfil não gaussiano.

A força de vórtice tende a diminuir com o gradiente de campo magnético, bem como o raio do anel. A força restauradora tende a aumentar com este parâmetro, portanto é de se esperar que o raio diminua. Para as simulações apresentadas nas figuras 4.42, 4.43, 4.44 e 4.45 utilizou-se $I_0 = 30mW/cm^2$ e $\Delta = -15MHz$.

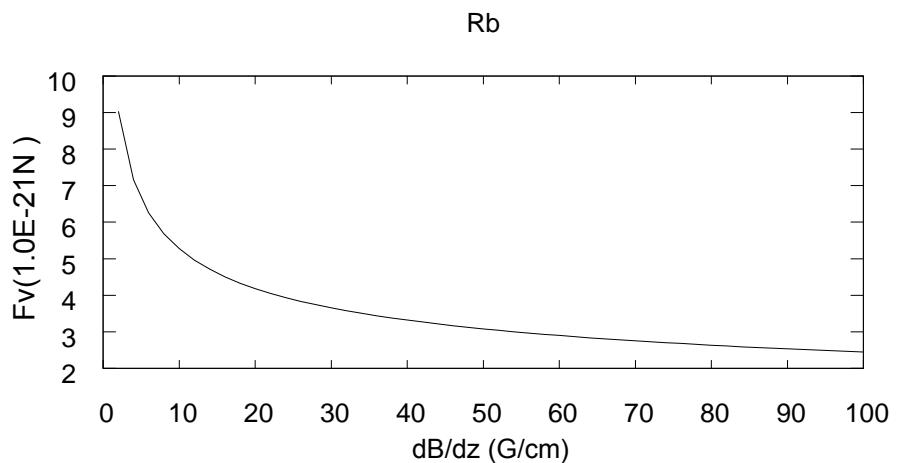


Figura 4.44: Força de vórtice (à esquerda) e raio da nuvem (à direita) ao variar gradiente de campo magnético, utilizando feixe com perfil de intensidade não gaussiano.

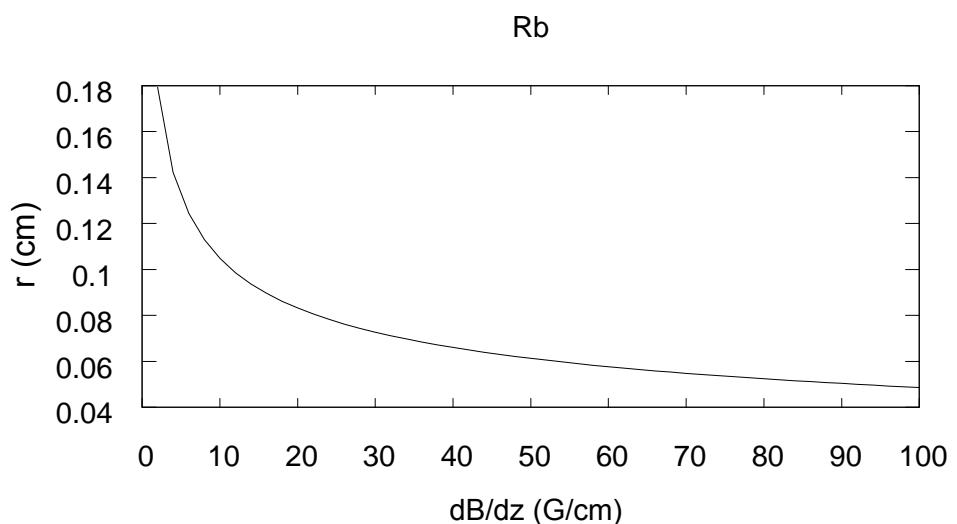


Figura 4.45: Força de vórtice (à esquerda) e raio da nuvem (à direita) ao variar gradiente de campo magnético, utilizando feixe com perfil de intensidade não gaussiano.

Quando o gradiente de campo é nulo, obtemos uma trajetória na qual o átomo se afasta do centro da armadilha, ou seja, escapa.

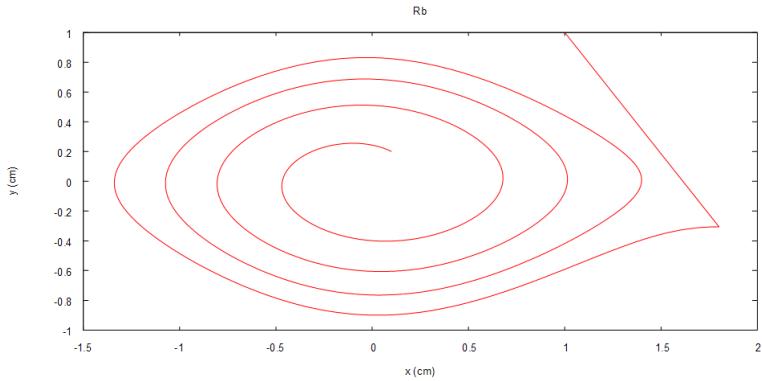


Figura 4.46: Trajetória do átomo sem a presença do gradiente de campo magnético

A influência do número de átomos na armadilha foi estudada e as simulações se apresentam nas figuras 4.47 e 4.49, abaixo. Como os parâmetros de cada termo da força dependem da posição (e o raio é alterado com o número de átomos pela força de confinamento), os parâmetros da força restauradora e de confinamento deixam de ser constantes em relação ao número de átomos. Para um número elevado de átomos, as constantes de mola e amortecimento diminuem, visto que há um aumento no raio da nuvem pela força de confinamento. Nota-se que o aumento do raio e a diminuição da constante de mola são coerentes, assim como foi visto na variação de outros parâmetros.

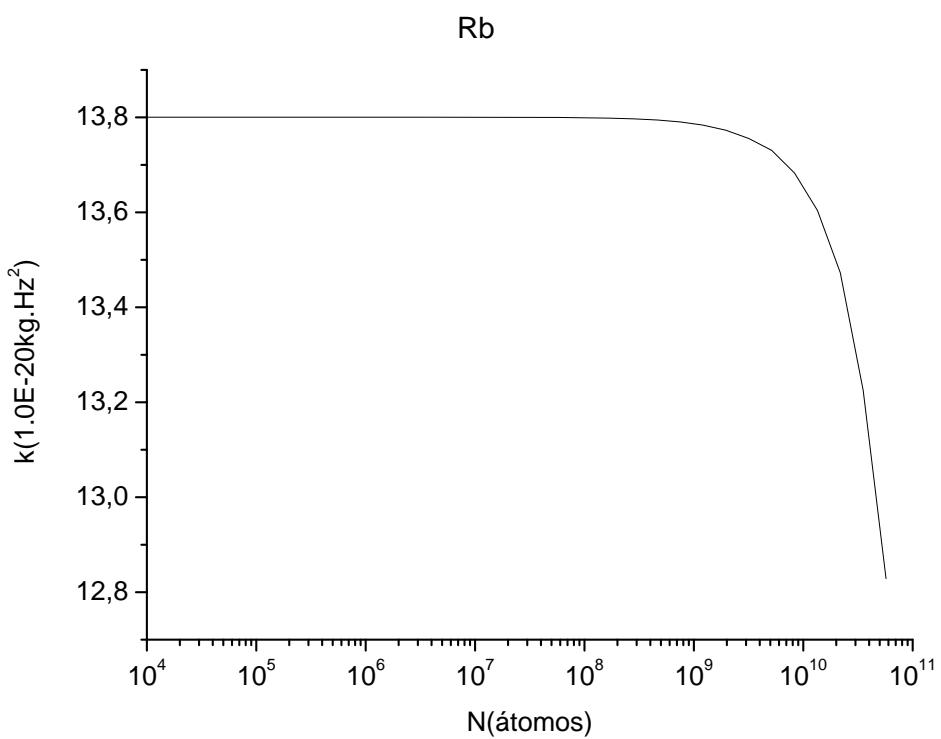


Figura 4.47: Constante de mola ao variar gradiente de campo magnético, utilizando feixe com perfil de intensidade não gaussiano.

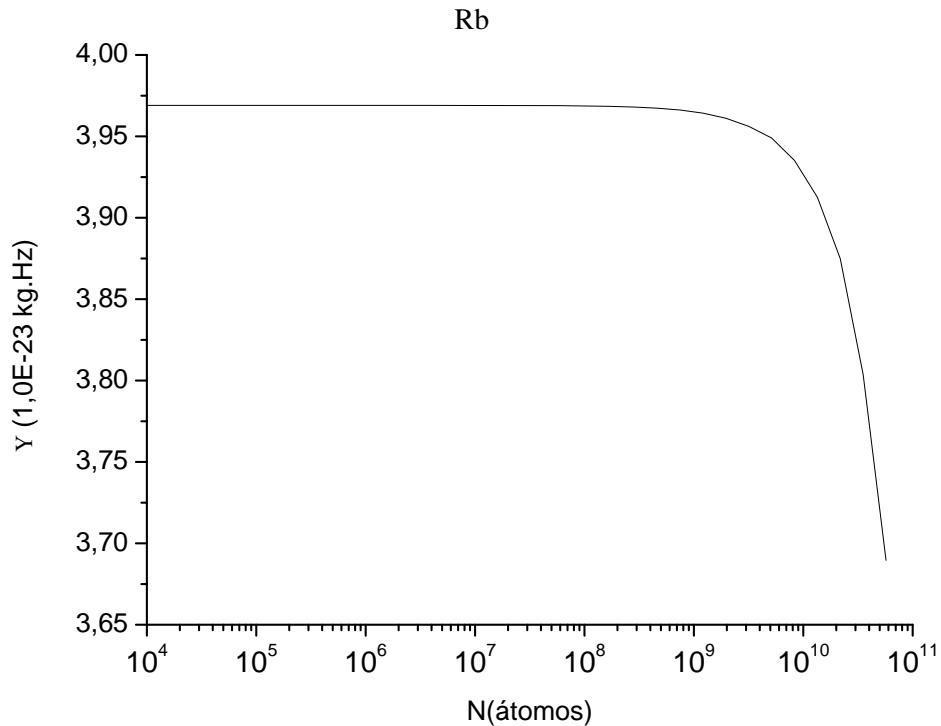


Figura 4.48: Constante de amortecimento ao variar gradiente de campo magnético, utilizando feixe com perfil de intensidade não gaussiano.

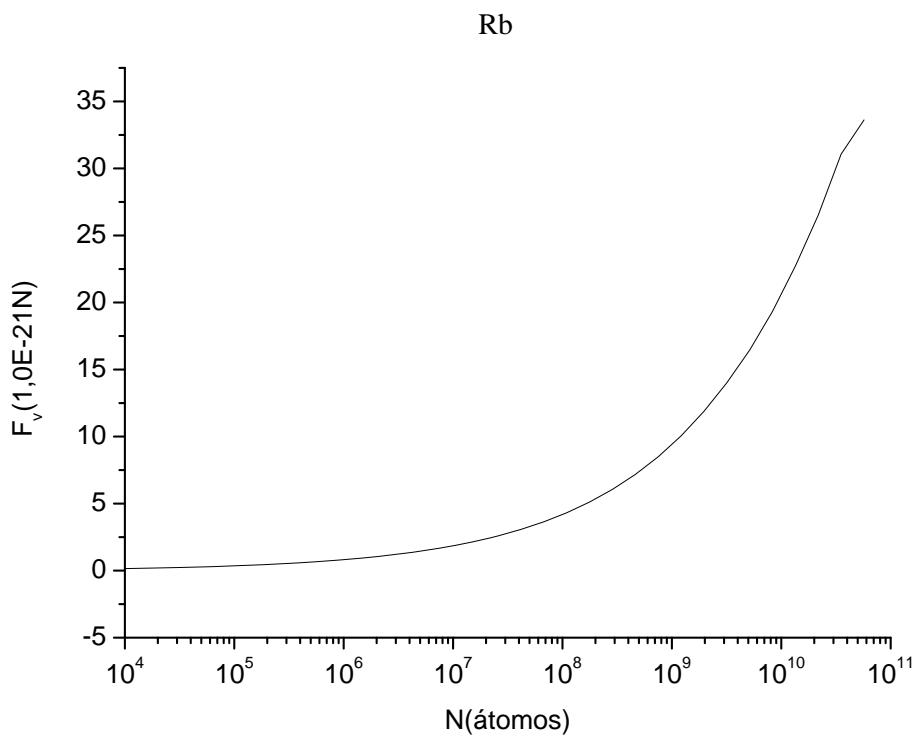


Figura 4.49: Força de vórtice ao variar número de átomos, utilizando feixe com perfil de intensidade não gaussiano.

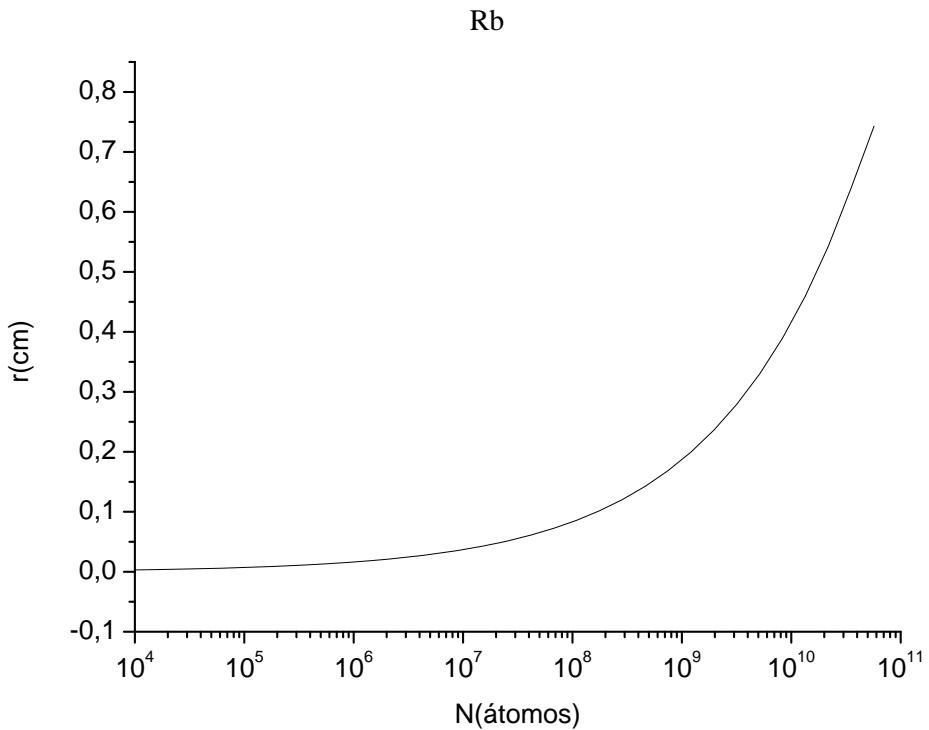


Figura 4.50: Raio da nuvem ao variar número de átomos, utilizando feixe com perfil de intensidade não gaussiano.

Verifica-se ainda que as constantes de mola, confinamento, amortecimento e a força de vórtice evoluem temporalmente de forma semelhante ao caso do feixe com perfil gaussiano. As contantes de mola e de confinamento se igualam rapidamente e permanecem constantes depois disto, bem como a constante de amortecimento.

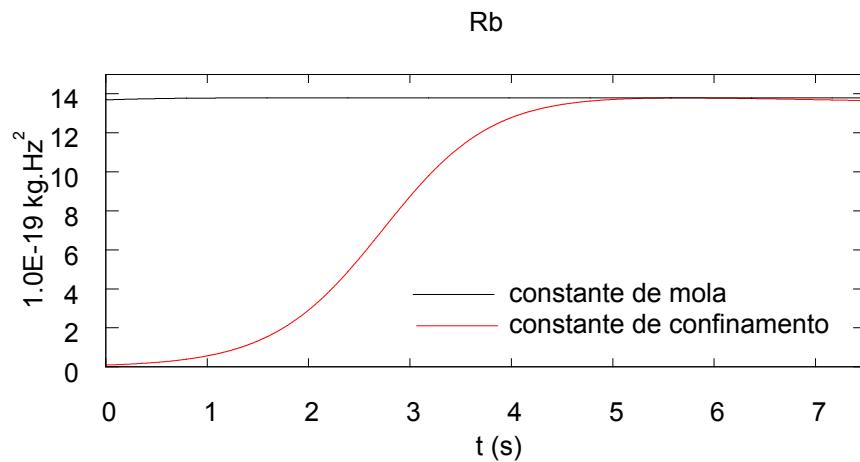


Figura 4.51: Constante de mola em função do tempo, utilizando feixes laser com perfil não gaussiano.

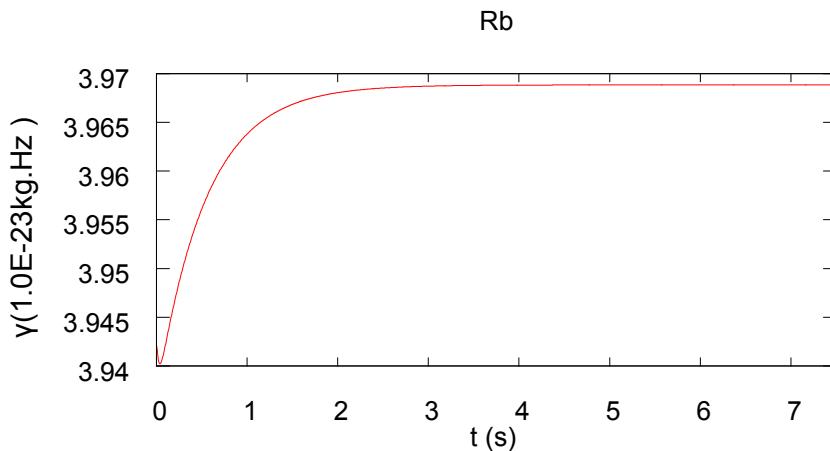


Figura 4.52: Constante de mola de amortecimento em função do tempo, utilizando feixes laser com perfil não gaussiano.

A força de vórtice aumenta e em seguida torna-se praticamente constante com o tempo.

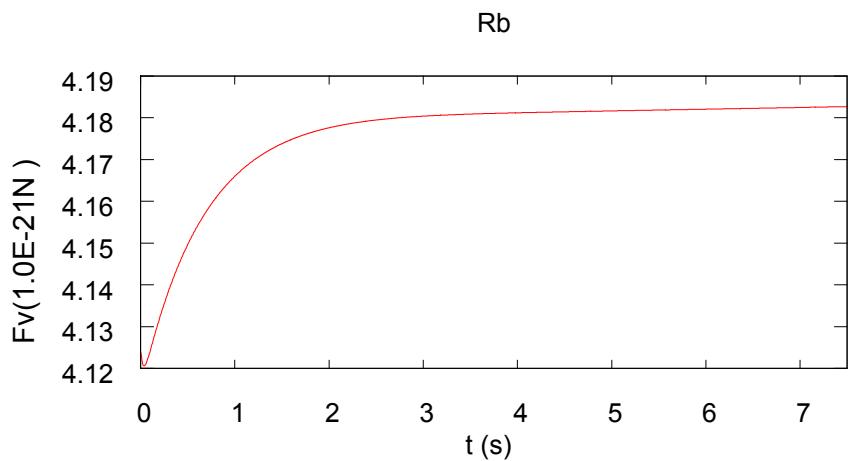


Figura 4.53: Força de vórtice em função do tempo, utilizando feixes laser com perfil de intensidade não gaussiano

Capítulo 5

Sistema experimental

Nos capítulos anteriores, verificou-se o princípio de funcionamento da armadilha, as forças atuantes sobre os átomos em diferentes configurações de MOT e em seguida foram simulações realizadas para verificar o comportamento das forças, raio da nuvem e trajetória dos átomos nestas configurações de armadilha. Também se variou alguns parâmetros, como dessintonia, gradiente de campo magnético, intensidade e perfil dos feixes laser. Neste capítulo iremos apresentar a configuração da armadilha magneto óptica do laboratório em Joinville no início do mestrado e em seguida as mudanças realizadas para possibilitar a obtenção de uma nuvem em forma de anel. Infelizmente não foi possível obter resultados experimentais até o momento por uma série de problemas que ocorreram com o laser, impossibilitando a obtenção do MOT, nas condições que desejávamos para realização do experimento. A idéia neste capítulo é trazer ao leitor uma visão geral da montagem que foi preparada para a realização do experimento.

A configuração da armadilha magneto óptica do laboratório da UDESC em Joinville apresentava-se de forma simplificada da maneira ilustrada na figura 5.1. Este sistema já se encontrava construído no início do período de mestrado. O sistema óptico construído permite a divisão do feixe de rebombeio e de aprisionamento para a obtenção dos 3 pares de feixes na armadilha e ainda para o sistema de absorção saturada, que será descrito a seguir. Os cubos são utilizados para fazer a divisão dos feixes, visto que estes permitem a transmissão de parte do feixe com determinada polarização linear e refletem a polarização contrária. A intensidade do feixe transmitido e refletido pode ser controlada através das lâminas $\lambda/2$, que controlam a polarização linear dos feixes. Próximo da câmera há um conjunto de lentes que aumenta a cintura do feixe para o tamanho desejado e também lâminas $\lambda/4$, que tornam a polarização do feixe circular. As íris tem a função de facilitar o alinhamento dos feixes.

A câmara de vácuo na qual é feito o aprisionamento tem pressão em torno de $1.5 \cdot 10^{-9}$ Torr. O vácuo é mantido através de uma bomba iônica e o fornecimento de átomos para a armadilha é feito pelo *dispenser*. Os *dispensers* são cápsulas que contém os átomos de rubídio; e quando submetidos a uma corrente, são aquecidos de tal forma

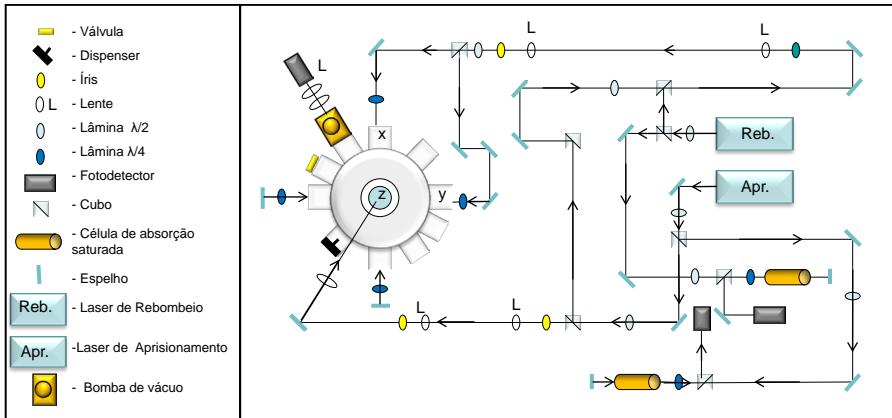


Figura 5.1: Esquema do aparato experimental inicial em Joinville.

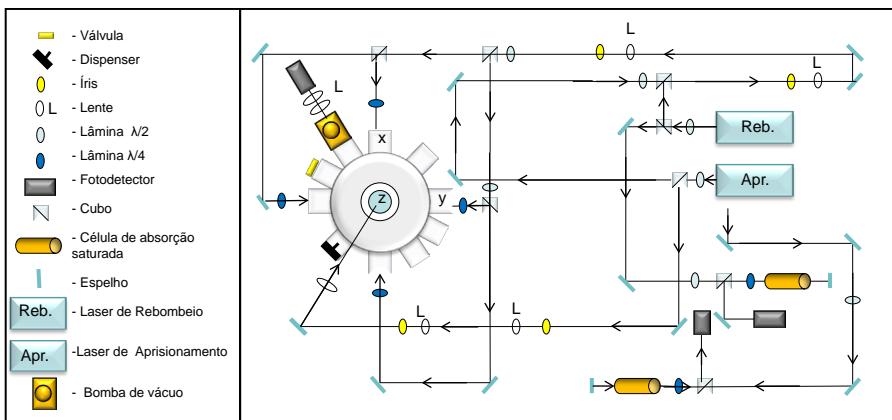


Figura 5.2: Esquema do aparato experimental em Joinville após as modificações

que liberam um vapor átomos. O sistema de absorção saturada é utilizado para permitir o ajuste do laser na frequência correta para a transição atômica desejada.

Capítulo 6

Conclusão

Nesta dissertação estão descritos os principais resultados obtidos durante o período de mestrado. O enfoque da pesquisa era estudar o comportamento dos átomos em uma armadilha magneto óptica em diferentes configurações. Se fez uma análise das forças atuantes sobre os átomos, o raio da nuvem e a trajetória de um átomo aprisionado variando diversos parâmetros: intensidade, dessintonia, perfil de intensidade dos feixes laser, gradiente de campo magnético e número de átomos.

A primeira observação que podemos destacar é que as simulações demonstram que é possível armadilhar utilizando feixes com perfis de intensidade diferentes do perfil gaussiano. Foi possível simular a trajetória dos átomos em diferentes situações, observar a formação de uma trajetória de átomo em uma nuvem tipo anel e comparar com a trajetória se considerarmos a armadilha com os feixes perfeitamente alinhados, formando assim uma nuvem esférica. Para o perfil de intensidade escolhido, notou-se que o raio da nuvem tende a ser menor que no caso de se utilizar feixes com perfil de intensidade gaussianos.

Além disto, pode-se perceber que em um MOT com a nuvem esférica ou em anel (utilizando feixes de perfil de intensidade gaussianos ou não), as forças restauradora e de amortecimento não aumentam indefinidamente com a intensidade, devido ao alargamento por potência da frequência de transição atômica, causada pelo uso dos 6 feixes laser.

Em todas as situações também percebe-se que para grandes dessintonias as forças atuantes sobre os átomos decaem, o que é coerente se pensarmos que para frequências longe da frequência da transição atômica os átomos à baixa velocidade deixam de absorver fôtons. O gradiente de campo magnético está diretamente ligado à força restauradora em todos os casos estudados e o seu aumento acarreta na diminuição do raio da nuvem. Por sua vez o número de átomos está relacionado à força de confinamento. Portanto com o aumento do números de átomos armadilhados se observou também o aumento do raio da nuvem.

O obtenção de amostras de átomos frios tem se mostrado de grande interesse para diversos estudos em Física Atômica, tais como colisões espectroscopia, obtenção de condensados de Bose Einstein. Tais amostras podem apresentar diferentes características,

dependendo dos parâmetros estabelecidos nas armadilhas nas quais foram obtidas. Desta forma, acreditamos que o estudo realizado nesta dissertação, pode contribuir na escolha destes parâmetros e consequentemente na melhoria das amostras de átomos frios (densidade, número, por exemplo).

Referências Bibliográficas

- [1] S. Bize etal "Cold atom clocks and applications" Journal of Physics B: Atomic, molecular and optical physics, 38,9, p. 449-468 (2005).
- [2] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman and E. A. Cornell "Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor" Science, 269, 5221, p. 198-201 (1995).
- [3] Ph.W.Courteille, V.S.Bagnato, V.I.Yukalov "Bose-Einstein Condensation of Trapped Atomic Gases" Laser Physics, 11, 659 (2001).
- [4] S. Wildermuth, S. Hofferberth, I. Lesanovsky, E. Haller, L. M. Andersson, S. Groth, I. Bar-Joseph, P. Krüger, J. Schmiedmayer "Bose-Einstein condensates: Microscopic magnetic-field imaging" Nature, 435, 440 (2005).
- [5] [8] R. Frisch, Z. Physics 86, 42 (1933).
- [6] T. W. Hänsch, A. L. Schawlow. Cooling of gases with laser radiation, Optical Communication, 13, 68 (1975).
- [7] D. Wineland, R. Drullinger, F. Walls. Radiation-pressure cooling of bound resonant absorbersPhysical Review Letters, 40, 1639 (1978).
- [8] Ashkin "Trapping of Atoms by Resonance Radiation Pressure" Physical Review Letters, 40, 729 (1978).
- [9] S. Chu, L. Hollberg, J. Bjorkholm, A. Cable and A. Ashkin, Physical Review Letters, 55, 48 (1985).
- [10] E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu and D. Pritchard, Physical Review Letters 59, 2631 (1987).
- [11] D. E. Pritchard, E. L. Raab, V. S. Bagnato, C. E. Wieman and R. N. Watts, Physical Review Letters 57, 310 (1986).
- [12] W.D.Phillips, Laser Cooling and Trapping of neutral atoms. Nobel Lecture December,8 (1997)

- [13] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, C. Wieman, Very Cold Atoms in Vapor Cell, Phys. Rev. Lett. 65, 1571 (1990).
- [14] E.A Cornell, Bose-Einstein condensation in a dilute Gas; the first 70 years and some recent Experiments. Nobel Lecture. December 8, (2001).
- [15] W. Ketterle, When atoms behave as waves: Bose-Einstein Condensation and the atom laser. Nobel Lecture. December 8, (2001).
- [16] M.T. de Araújo "Medidas das Constantes da Mola, de Amortecimento e da Temperatura para Átomos Aprisionados e para uma de suas Variantes Espaciais", São Carlos/SP: USP, 1995. (Tese de Doutorado).
- [17] A.M. Tuboy, "Preparação de Laser de Diodo e sua Utilização no Estudo e aprisionamento de Átomos Frios", São Carlos / SP: USP 1996. (Tese de Doutorado).
- [18] I. Guedes, M. T. de Araujo, D. M. B. P. Milori, G. I. Surdodovich, V. S. Bagnato, S. C. Zilio "Forces acting on magneto-optically trapped atoms" Journal Optical Society America B, 11, 1995 (1994).
- [19] V. S. Bagnato, L.G. Marcassa, M. Oria, G. I. Surdodovich, L. Vitlina, S. C. Zilio "Spatial distribution of atoms in a magneto-optical trap" Physical Review A, 48, 3371 (1993).
- [20] I.G. da Silva "Estruturas Espaciais de Átomos de Na em Armadilha Magneto-Óptica", São Carlos/SP : USP, 1994. (Tese de Doutorado).
- [21] M. V. Alves "Manipulação Transversal de feixes Atômicos para Possível Aplicação Uso em Litografia Atômica"; São Carlos / SP: USP 1997. (Dissertação de Mestrado).
- [22] R. R. de Paiva "Investigação do Processo de Fotoionização Associativa em Situações com Baixa Dimensão"; São Carlos / SP: USP 2009. (Dissertação de Mestrado)
- [23] K. M. F. Magalhães "Medida do Tempo de Vida de Estados de Rydberg em Átomos Frios de ^{85}Rb "; São Carlos / SP: USP 1999. (Dissertação de Mestrado).
- [24] A.R. Fritsch "Caracterização de uma Armadilha Magneto-Óptica para Experimentos de Colisões", Joinville / SC, 2010. (Dissertação de Mestrado) ..
- [25] D. Sesko, T. Walker, and C. Wieman, J. Opt. Soc. Am. B 8, 946 (1991).
- [26] R. J. Cook, "Atomic motion in resonant radiation: An application of Ehrenfest theorem", Physical Review A. 20, 224 (1979).
- [27] S. E. Koonin, D. C. Merdith, "Computacional Physics Fortran Version". New York: Addison-Wesley, 1990. 635 p.

- [28] H. J. Metcalf, P. van der Straten , "Laser Cooling and Trapping". New York: Springer - Verlag,1999. 323 p.
- [29] M. R. Loos, S. B. Massardo, R. A. De S. Zanon, A. L. de Oliveira, "Secondary scattering on the intensity dependence of the capture velocity in a magneto-optical trap" Physical Review A, 72, 025403 (2005).
- [30] D. W. Sesko, T. G. Walker, and C. E. Wieman, J. Opt. Soc. Am. B 8, 946 1991.

Apêndice A

Valores das Constantes Utilizadas

Para a realização das simulações alguns valores de constantes foram utilizadas e se encontram neste apêndice. Primeiramente são descritas as constantes e em seguida é definida a constante de Zeeman e as seções de choque, que também foram utilizadas nas simulações.

	^{85}Rb	^{23}Na
Transição $n^{(2s+1)}L_J \rightarrow n'^{(2S'+1)}L'_J$	$5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ I=5/2	$3^2S_{1/2} \rightarrow 3^2P_{3/2}$ I=5/2
Comprimento de onda (λ)	$780, 24 \cdot 10^{-7}$ [cm]	$589, 16 \cdot 10^{-7}$ [cm]
Largura da Linha de transição (Γ)	$5, 98 \cdot 2\pi$ [MHz]	$10, 01 \cdot 2\pi$ [MHz]
Intensidade de Saturação (I_s)	$1,64$ [mW/cm ²]	$6,40$ [mW/cm ²]
Constante de Zeeman (Υ)	$1,4$ [MHz/G]	$1,4$ [MHz/G]
Massa (m)	$1, 42 \cdot 10^{-25}$ [kg]	$3.8 \cdot 10^{-26}$ [kg]

Tabela A.1: Valores utilizados para as simulações

Constante	Valor
Velocidade da luz (c)	$3 \cdot 10^8$ [cm/s]
Constante de Plank (h)	$6.626068 \cdot 10^{-36} / 2\pi$ [cm ² .kg.MHz]

Tabela A.2: Constantes

A.1 Constante de Zeeman

A força de restauração depende da abertura dos níveis de energia, e portanto a constante de Zeeman é utilizada ao fazer as simulações. Ela é definida pela seguinte expressão [16]:

$$\Upsilon = \frac{\mu_B}{h} (g_{F'} m_{F'} - g_F m_F),$$

sendo m_F e $m_{F'}$ as projeções dos momentos angulares totais F e F' dos estados fundamental e excitado, respectivamente. Para um estado (J, I, F) o fator de Landé g , também conhecido como fator giromagnético, é dado por:

$$g_F = g_J \frac{F(F+1) - J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)},$$

em que

$$g_J = \frac{3J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}.$$

Lembrando ainda que $F = I + J$, onde J é o momento angular eletrônico e I é o de spin nuclear [16, 28].

A.2 Seções de choque

Ao tratar das forças atuantes na armadilha magneto óptica, foi considerada também a força de confinamento proveniente do segundo espalhamento. Ou seja, a absorção de fótons emitidos por outros por outros átomos no processo de resfriamento e aprisionamento. Foi visto que a força de confinamento é proporcional ao número de átomos. Esta força também está relacionada a seção de choque nos átomos. Aqui apresentaremos a equação que descreve a seção de choque do átomo ao absorver fótons do campo de radiação, σ_l , e reabsorver fótons reirradiados por outros átomos, σ_r [29, 30].

A seção de choque σ_r está relacionada ao parâmetro de saturação s , definido por

$$s = \frac{\Omega^2/2}{\Delta^2 + \Gamma^2/4},$$

sendo σ_r descrita pela expressão

$$\sigma_r = \frac{\sigma_l}{s + 1 + (1 - \frac{1}{s+1}) \cdot \frac{s+1}{s+\Gamma^2/(4\Delta^2+\Gamma^2)}}.$$

Por sua vez, a seção de choque relacionada a absorção dos fótons pelo campo de radiação (feixes laser) é dada pela expressão

$$\sigma_l = \frac{\sigma_o}{\sqrt{(1 + \frac{6I}{I_s} + 4\frac{\Delta^2}{\Gamma^2}) \cdot (1 + 4\frac{\Delta^2}{\Gamma^2})}},$$

onde σ_o é a seção de choque com o feixe na frequência de ressonância [28, 29, 30].

Temos que

$$\sigma_o = \frac{3\lambda^2}{2\pi}.$$

Apêndice B

Simulações realizadas para átomos de sódio

O enfoque da pesquisa realizada durante o período de mestrado foi dado para armadilhas magneto-ópticas que aprisionam átomos de rubídio. O estudo do aprisionamento destes átomos é de grande interesse, considerando que muitos laboratórios utilizam o rubídio para resfriamento e aprisionamento nas armadilhas magneto ópticas, entre eles o laboratório da Udesc. Contudo foram realizadas simulações para átomos de sódio com o intuito de comparar os resultados das simulações com resultados já obtidos anteriormente [16] (gráficos à esquerda de cada figura deste capítulo) e verificar se são coerentes com estes outros trabalhos já realizados.

Nota-se que as simulações assemelham-se aos resultados experimentais e simulações apresentadas na tese de doutoramento da Maria Tereza de Araújo [16]. Há uma diferença de caráter quantitativo nas medidas obtidas com as simulações, contudo qualitativamente, a aproximação para um átomo de dois níveis mostra-se coerente com os resultados experimentais. No modelo utilizado para as simulações considera-se que os átomos são independentes e que os feixes laser são de baixa intensidade, de tal forma que pode-se tratar a contribuição destes de forma independente. Nos experimentos entretanto, os feixes laser utilizados são de alta intensidade. Estes promovem um deslocamento da frequência de ressonância dos átomos e a produção de átomos fora da dessintonia, proveniente deste deslocamento, acarreta na diminuição das constantes de mola e amortecimento[16]. Sendo assim, são obtidos valores inferiores aos previstos nas simulações.

Nas figuras B.1 e B.2 verifica-se o comportamento das constantes de mola e amortecimento ao variar a intensidade. A pouca dependência da constante de mola com a intensidade deve-se ao fato de existir a radiação de confinamento, que compensa a força restauradora. Além disto, todas as simulações foram feitas de acordo com uma teoria que leva em consideração um regime de baixa intensidade, enquanto que o experimento é realizado com feixes de alta intensidade, muito acima da intensidade de saturação [16].

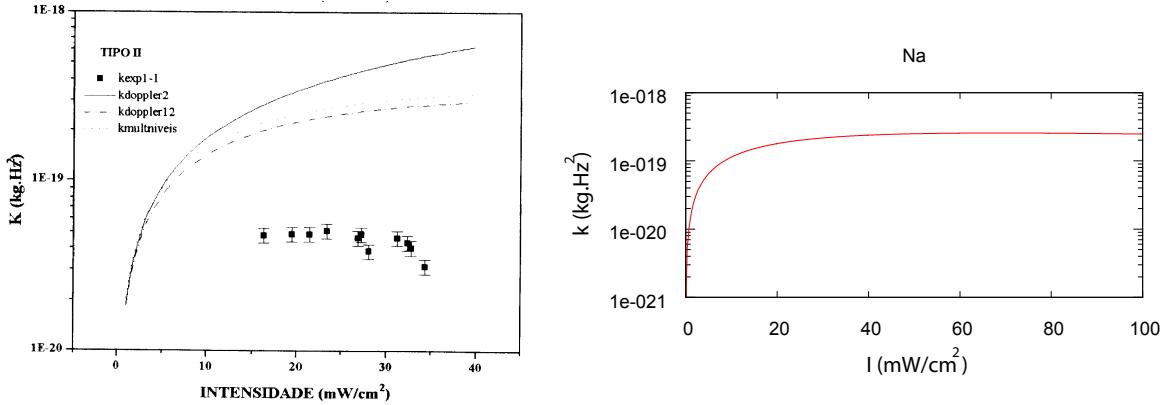


Figura B.1: Constante de mola ao variar intensidade em um MOT de sódio, com $\Delta = 25\text{MHz}$ e $dB/dz = 20\text{G/cm}$.

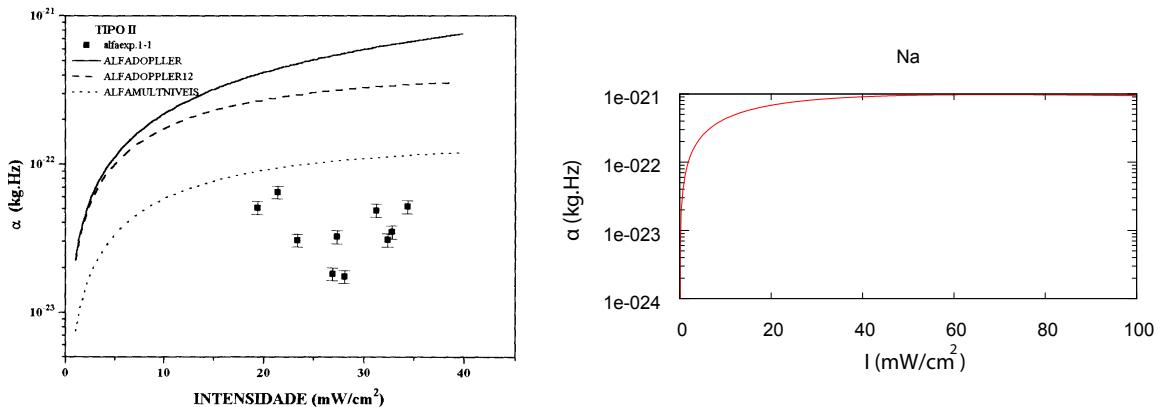


Figura B.2: Constante de amortecimento ao variar intensidade em um MOT de sódio, com $\Delta = 25\text{MHz}$ e $dB/dz = 20\text{G/cm}$.

Analisou-se também o comportamento das constantes de mola e amortecimento ao variar a dessintonia (figuras B.3 e B.4, respectivamente). Novamente as aproximações realizadas para descrever os átomos e armadilha promovem uma diferença entre os resultados experimentais e as simulações realizadas.

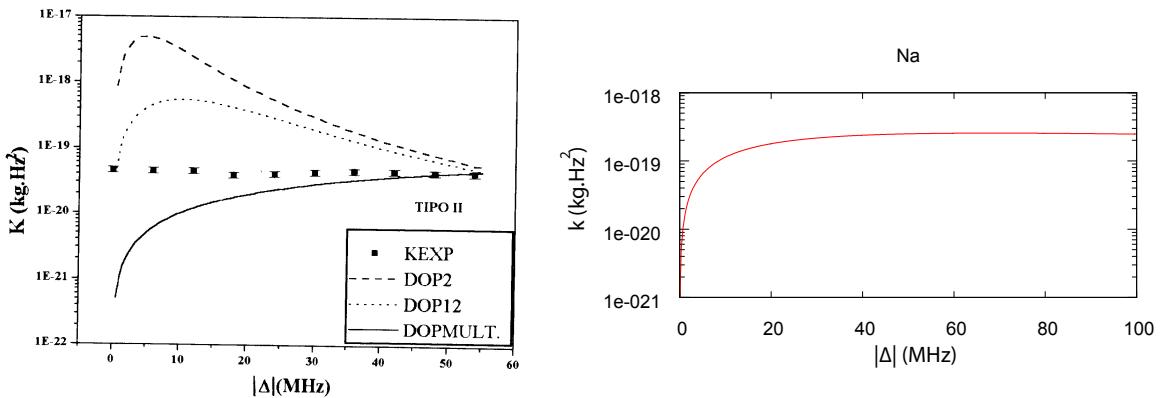


Figura B.3: Constante de mola ao variar intensidade em um MOT de sódio, com $I = 30\text{mW/cm}^2$ e $dB/dz = 20\text{G/cm}$.

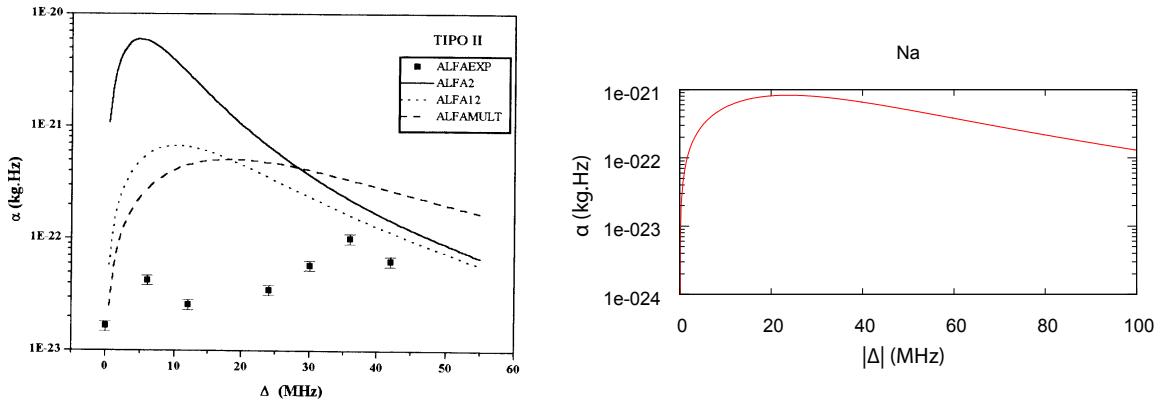


Figura B.4: Constante de amortecimento ao variar intensidade em um MOT de sódio, com $I = 30\text{mW/cm}^2$ e $dB/dz = 20\text{G/cm}$.

O comportamento linear da constante de mola ao variar o campo magnético (figura B.5) pode ser observado nas simulações e nos resultados resultados experimentais [16], embora observa-se uma diferença entre ambos.

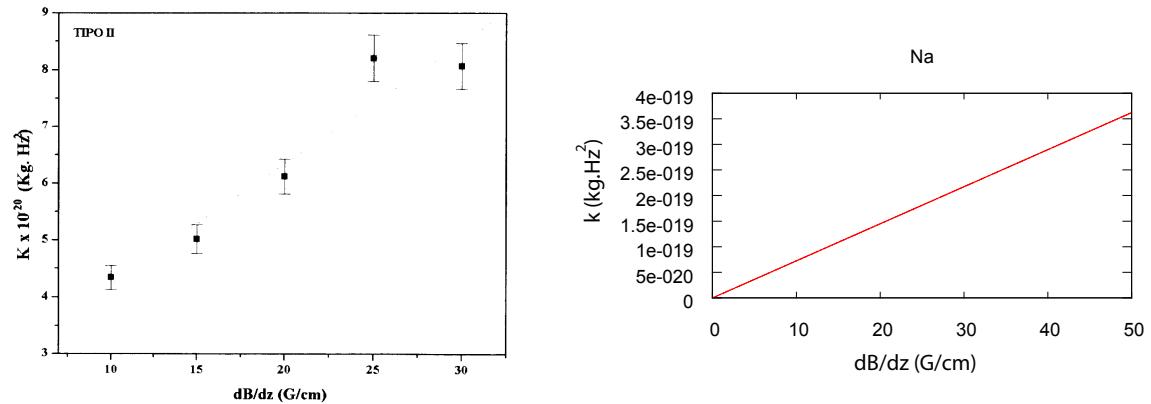


Figura B.5: Constante de mola ao variar intensidade em um MOT de sódio, com $I = 30\text{mW/cm}^2$ e $\Delta = 10\text{MHz}$.

Apêndice C

Feixes Não Gaussianos: Simulações para Átomos de Sódio

Com o intuito de complementar o estudo do uso de feixes não gaussianos em uma armadilha magneto-óptica, se fez o estudo do comportamento das forças atuantes sobre átomos de sódio em uma armadilha na configuração do tipo anel. Além disto se analisou o comportamento do raio do anel variando intensidade, dessintonia, gradiente de campo magnético e número de átomos armadilhados, bem como a trajetória do átomo aprisionado. No capítulo 4 se fez uma análise mais detalhada das simulações das forças e raio da nuvem em um MOT de rubídio ao utilizar feixes de perfil não gaussiano. Pelo fato de se poder fazer uma análise qualitativa semelhante em ambos os casos, neste apêndice a discussão dos resultados será feita de forma sucinta. Contudo os resultados são de interesse por indicarem a possibilidade de resfriar e aprisionar outros átomos além do rubídio utilizando feixes com perfil de intensidade não gaussiano. A escolha do átomo de sódio foi realizada por ser um elemento utilizado em outros laboratórios para diversos estudos.

O perfil de intensidade dos feixes laser que foi utilizado para as simulações no MOT de sódio é idêntico ao utilizado para átomos de rubídio, com $I = I_0(1 - (x/2)^2)$.

Nas figuras C.1 e C.6 o valor do gradiente de campo magnético foi definido como sendo de 20G/cm e se considerou uma dessintonia de 15MHz. Assim como nas simulações feitas para o rubídio, as constantes de mola e amortecimento não aumentaram indefinidamente com o aumento da intensidade devido a saturação e o raio do anel diminui devido ao aumento da força restauradora.

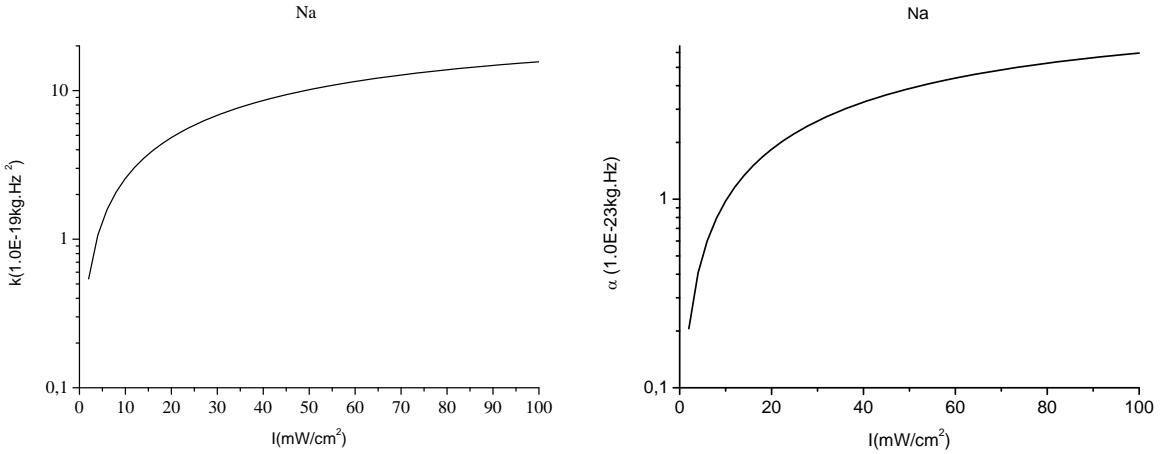


Figura C.1: Constante de mola e amortecimento ao variar intensidade, para MOT de sódio utilizando feixes de perfil não gaussiano.

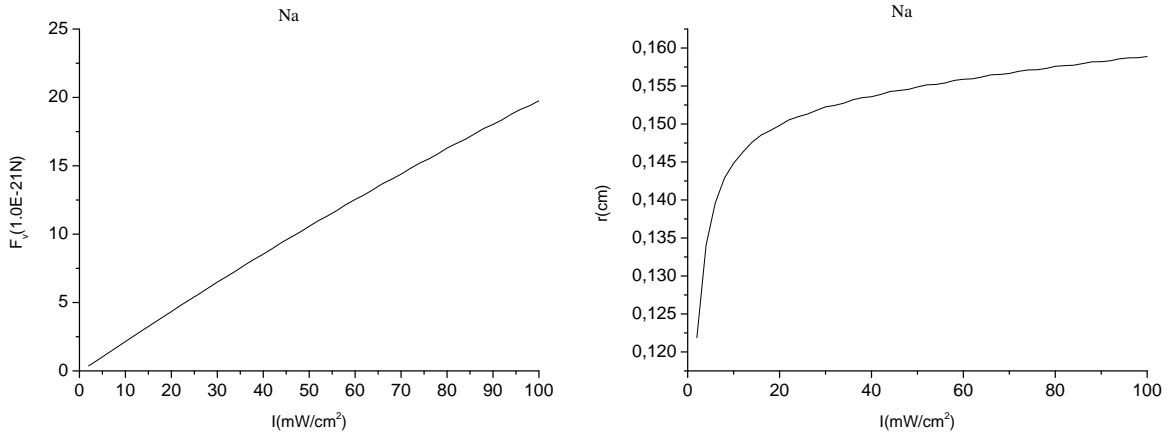


Figura C.2: Simulação da força de vórtice (à esquerda) e raio do raio do anel (à direita) para MOT de sódio utilizando feixes de perfil de intensidade não gaussianos, variando intensidade dos feixes.

Conforme esperado, as forças atuantes no MOT diminuem com o aumento da desintonia utilizando átomos de sódio. Nota-se também o aumento do raio da nuvem com esta diminuição das forças atuantes sobre os átomos. Ao variar a dessintonia, se utilizou $I = 30\text{mW/cm}^2$ e $dB/dz = 20\text{G/cm}$.

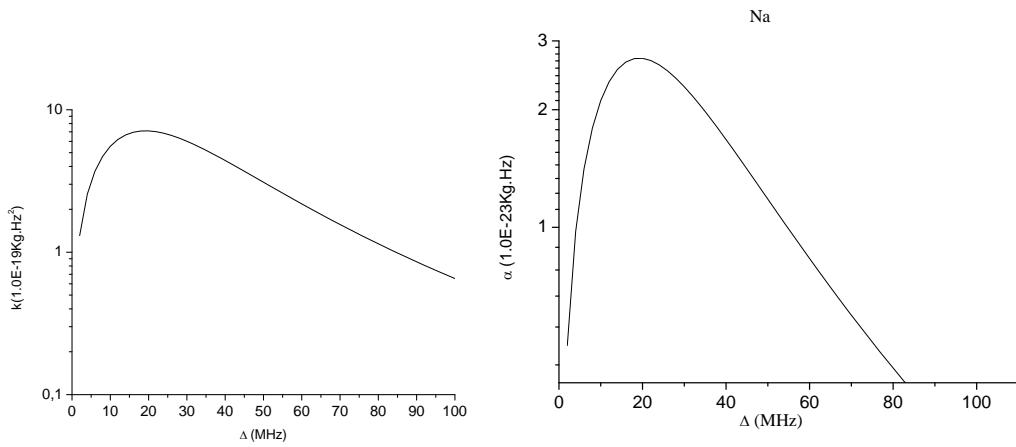


Figura C.3: Constante de mola e amortecimento ao variar dessintonia, para MOT de sódio utilizando feixes de perfil não gaussiano.

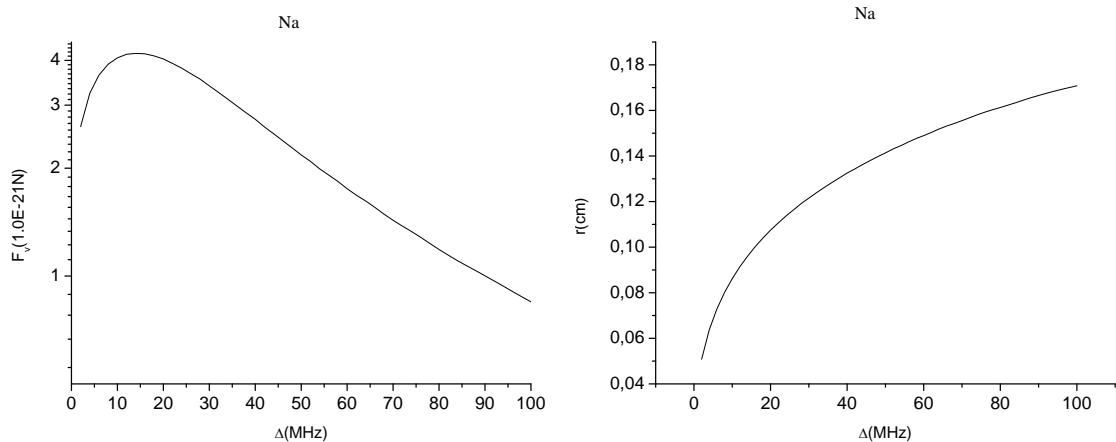


Figura C.4: Força de vórtice (á esquerda) e raio do anel (à direita) em MOT de sódio variando dessintonia, com feixes laser de perfil de intensidade não gaussiano.

Podemos notar que o aumento no gradiente de campo magnético acarreta no aumento da força restauradora, que mantém o átomo aprisionado, portanto ocorre uma diminuição do raio do anel também para o MOT de sódio. Nas figuras C.5 e C.6 $I = 30\text{mW/cm}^2$ e $\Delta = 15\text{MHz}$.

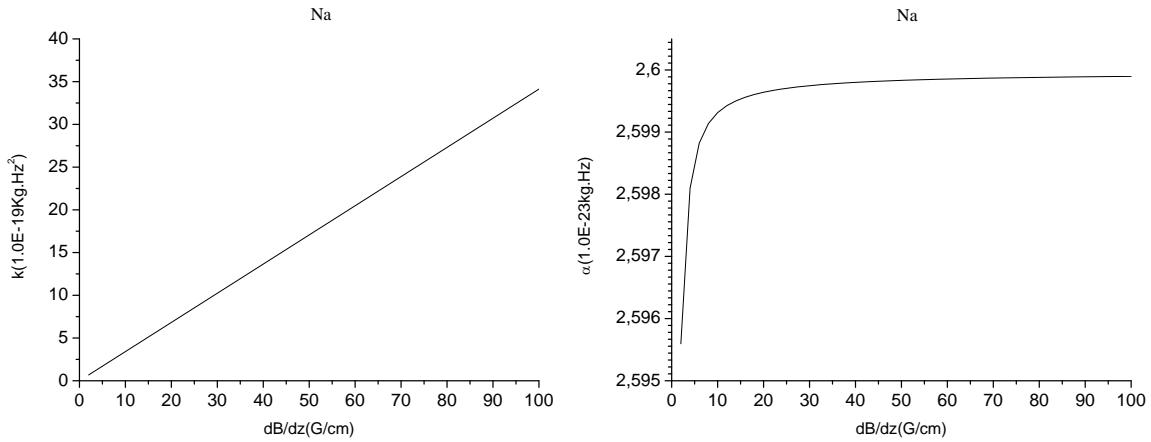


Figura C.5: Constante de mola e amortecimento ao variar gradiente de campo magnético, para MOT de sódio utilizando feixes de perfil não gaussiano.

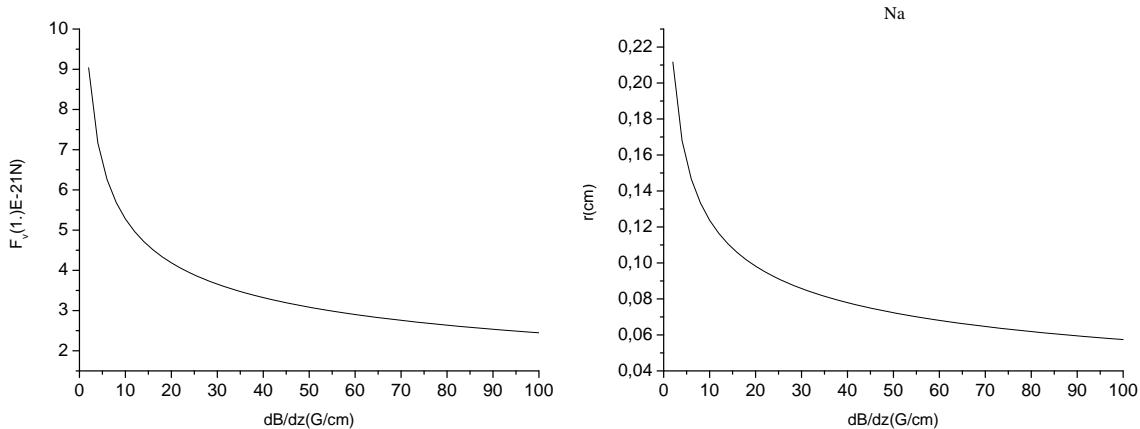


Figura C.6: Simulação da força de vórtice (à esquerda) e raio do anel (à direita) para MOT de sódio utilizando feixes de perfil de intensidade não gaussianos, variando gradiente de campo magnético.

O aumento do número de átomos na armadilha acarreta em um aumento na força de confinamento e desta forma observa-se um aumento no raio da nuvem em anel. Nas simulações realizadas variando-se o número de átomos, se estabeleceu: $I = 30\text{mW/cm}^2$, $dB/dz = 15\text{G/cm}$ e $\Delta = 20\text{MHz}$.

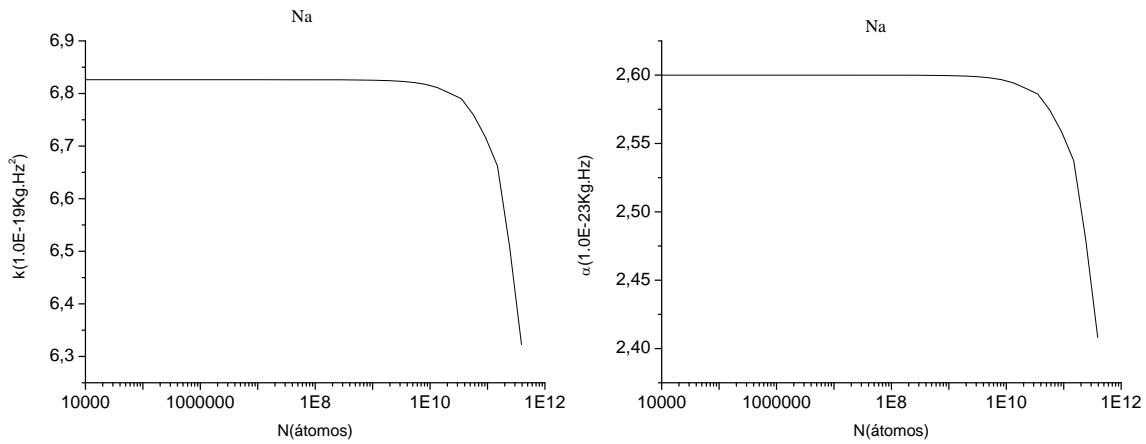


Figura C.7: Constante de mola (à esquerda) e amortecimento (à direita) para MOT de sódio utilizando feixes de perfil de intensidade não gaussianos, variando número de átomos.

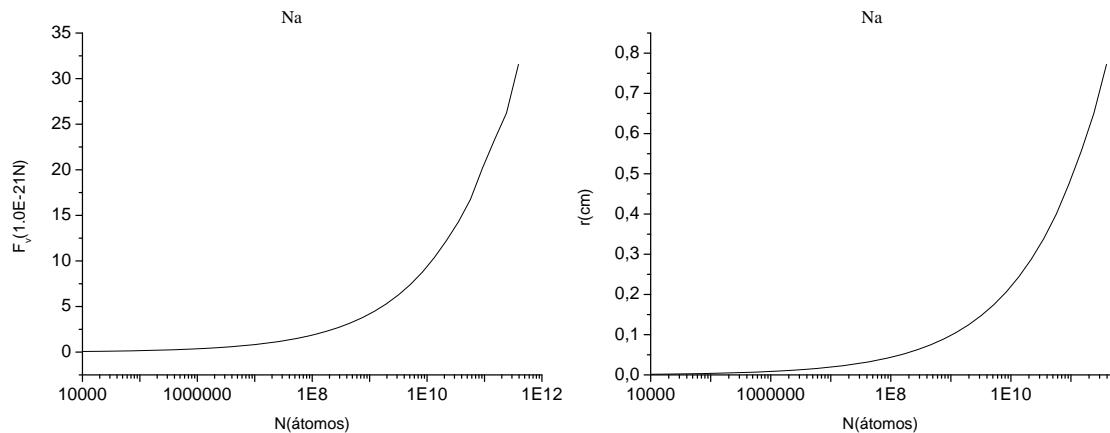


Figura C.8: Força de vórtice e raio do anel de um MOT de sódio com perfil de intensidade não gaussiano em função do número de átomos