

**Plasma ultrafrio em armadilha atômica**

Dulce Cristina Jacinto Rezende

**USP/IFSC/SBI**



**8-2-001661**

Dissertação apresentada ao Instituto de Física de São Carlos, da Universidade de São Paulo, para obtenção do título de Mestre em Ciências: Física Básica.

Orientador: Prof. Dr. Luis Gustavo Marcassa

São Carlos - 2005

IFSC-UNICAMP SERVIÇO DE BIBLIOTECA E  
INFORMAÇÃO

Rezende, Dulce Cristina Jacinto

"Plasma ultrafrio em armadilha atômica."

Dulce Cristina Jacinto Rezende - São Carlos, 2005

Dissertação (Mestrado) - Área de Física Básica do  
Instituto de Física de São Carlos da Universidade de  
São Paulo

2005 - Páginas: 71

Orientador: Prof. Dr. Luis Gustavo Marcassa

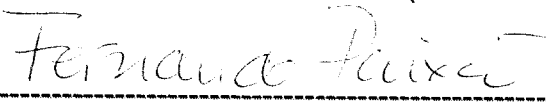
I Amostras frias, plasma ultrafrio.

I. Título

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE  
**DULCE CRISTINA JACINTO REZENDE** APRESENTADA AO INSTITUTO DE FÍSICA  
DE SÃO CARLOS, UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EM 23-03-2005.

COMISSÃO JULGADORA:

  
-----  
Prof. Dr. Luis Gustavo Marcassa (Orientador e Presidente) – IFSC/USP

  
-----  
Prof. Dr. Fernando Jorge da Paixão Filho – UNICAMP

  
-----  
Dr. Samuel Leite de Oliveira – IFSC/USP

Dedico este trabalho...

Aos meus pais Dilva e Romário e  
a minha irmã Daiana, por todo o  
amor e por serem minha base.

Ao meu marido Reginaldo, pela  
total dedicação e amor.

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECAS  
INFORMAÇÃO

## **Agradecimentos**

Ao prof. Dr. Luis Gustavo Marcassa pela orientação, amizade e apoio sem os quais este trabalho não teria sido realizado e também ao prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato por sua hospitalidade e amizade.

Aos meus pais, Dilva e Romário, e a minha irmã Daiana, pelo seu amor e por tudo que fizeram e fazem por mim. E mesmo eu estando longe me apoiaram e me deram forças para que eu pudesse seguir o meu caminho e concluir esta etapa. Vocês são os meus exemplos.

Ao meu marido Reginaldo pelo seu companheirismo, amizade e compressão que vem desde a faculdade, quando éramos somente namorados. Por ter estado sempre ao meu lado, me ajudando a superar todos os momentos.

Aos amigos que fiz aqui em São Carlos, Stella e Danilo, por sempre estarem presentes quando precisei, sem medir esforços, e por dividirem todos os bons momentos que passei aqui.

Ao Valter e ao Anderson pelo trabalho em conjunto, tanto na preparação quanto na realização dos experimentos, e pelas válidas discussões e amizade.

À Isabel, as secretárias, ao Daniel e aos técnicos da eletrônica e das oficinas mecânica e de óptica por todo apoio fornecido e inestimáveis ajudas.

Finalmente, a todos os amigos e companheiros do grupo de óptica pela amizade e a todos os amigos e familiares que de longe sempre torceram por mim e me apoiaram em todos os momentos.

À FAPESP, CNPq e CAPES pelo apoio financeiro.

# Sumário

Dedicatória. . . . .	i
Agradecimentos. . . . .	ii
Lista de Figuras. . . . .	v
Lista de Tabelas. . . . .	vii
Resumo. . . . .	viii
Abstract. . . . .	ix
<b>1 Introdução. . . . .</b>	<b>1</b>
<b>2 Considerações teóricas. . . . .</b>	<b>10</b>
2.1 Conceito de plasma. . . . .	10
2.1.1 Oscilações de plasma. . . . .	13
2.2 Critérios de existência do plasma. . . . .	14
2.2.1 Quasi-neutralidade. . . . .	15
2.2.2 Comportamento coletivo. . . . .	16
2.2.3 Baixa taxa colisional. . . . .	17
2.3 Ondas em plasma. . . . .	17
2.4 Temperatura. . . . .	21
2.5 Plasma ultrafrio. . . . .	22
2.5.1 Oscilações no plasma ultrafrio. . . . .	24
2.5.2 Processo de recombinação no plasma. . . . .	25
2.5.3 Temperatura no plasma ultrafrio. . . . .	28
<b>3 Montagem experimental utilizada para a produção de um plasma ultrafrio. . . . .</b>	<b>33</b>
3.1 Montagem experimental. . . . .	33
<b>4 Procedimento experimental e resultados. . . . .</b>	<b>42</b>
4.1 Procedimento experimental. . . . .	42
4.1.1 Características do plasma. . . . .	45
4.2 Resultados. . . . .	46
4.2.1 Modelo analítico para a temperatura do plasma ultrafrio. . . . .	52
<b>5 Conclusões. . . . .</b>	<b>60</b>
<b>Anexo. . . . .</b>	<b>63</b>
<b>Referências Bibliográficas. . . . .</b>	<b>68</b>

## Lista de Figuras

- Figura 1 - Representa um plasma neutro e um plasma com um eletrodo positivo dentro dele, onde podemos observar que ocorre a blindagem de Debye. . . . . (12)
- Figura 2 - Plasma neutro com os elétrons deslocados de sua posição de equilíbrio gerando um campo elétrico. . (14)
- Figura 3 - Forma do potencial de confinamento dos elétrons no plasma ultrafrio. . . . . (23)
- Figura 4 - Representa a medida da temperatura pelo tempo de evolução do plasma para diferentes valores de  $\Delta E/k_B$ , referência 21. . . . . (29)
- Figura 5 - Temperatura do íon para pequenos tempos de expansão de um plasma de estrôncio, referência 20. . . (31)
- Figura 6 - Diagrama de níveis de energia do  $^{85}\text{Rb}$ , mostrando as transições eletrônicas envolvidas no processo de aprisionamento. . . . . (36)
- Figura 7 - Grade colocada dentro da câmara de aprisionamento para termos um campo mais bem definido. . (37)
- Figura 8 - Diagrama do processo de fotoionização do átomo de Rubídio realizada a partir do estado  $5P_{3/2}$ . . . . (38)
- Figura 9 - Representação esquemática da montagem experimental usada para produzir plasma ultrafrio. . . . (39)
- Figura 10 - Fotografia tirada da montagem experimental onde podemos observar a câmara de aprisionamento, as bobinas e o detector. . . . . (40)
- Figura 11 - Fotografia da montagem experimental onde podemos observar o laser de aprisionamento, a célula de absorção saturada e no fundo o laser de corante pulsado. (41)
- Figura 12 - Diagrama temporal do experimento envolvendo a produção de um plasma ultrafrio. . . . . (43)
- Figura 13 - Típico espectro de um plasma ultrafrio, obtido pela técnica de tempo-de-vôo. . . . . (44)



- Figura 14 - Esquema demonstrando como foi feito o estudo da população de íon evaporada em função do tempo-de-vôo. . . . . (47)
- Figura 15 - Resultado da população de íon evaporada em função do tempo para diferentes comprimentos de onda. (48)
- Figura 16 - Ajuste feito na população de íon evaporada para encontrar o número de partículas que evaporam em função do tempo. . . . . (49)
- Figura 17 - Número de partículas que evaporam em um determinado tempo ( $dRb^+/dt$ ) em função da energia que é dada ao sistema (energia recebida pelo elétron). . . . . (50)
- Figura 18 - Resultados publicados em [19] mostrando comportamento semelhante ao observado em nossos experimentos. . . . . (51)
- Figura 19 - Distribuição de energia de Maxwell-Boltzmann em um primeiro passo de evaporação (parte rachurada). . . . . (54)
- Figura 20 - Temperatura normalizada pela menor temperatura, referente ao maior comprimento de onda, em função da temperatura inicial dos elétrons. . . . . (58)
- Figura 21 - Resultados publicados na referência [21] mostrando o comportamento semelhante ao observado em nossos resultados, onde eles obtiveram a temperatura do elétron em função do tempo de expansão do plasma. . . . . (58)
- Figura 22 - Esquema mostrando abertura dos níveis de energia devido ao efeito Zeeman na região de confinamento e a escolha apropriada das polarizações. . . . . (67)
- Figura 23 - Esquema da armadilha magneto-óptica em três dimensões, onde temos três pares de feixes contrapropagantes e um par de bobinas montadas na configuração anti-Helmholtz. . . . . (67)

## Lista de Tabelas

Tabela 1 - Característica do nosso plasma ultrafrio de Rb... (45)

Tabela 2 - Mostramos a taxa de evaporação do sistema e também a sua normalização (razão  $dRb^+/dt$ )... (53)

## Resumo

Neste trabalho nós produzimos um plasma neutro ultrafrio de  $^{85}\text{Rb}$  através da fotoionização dos átomos aprisionados em uma armadilha magneto-óptica. Medimos o número de partículas que evaporam do plasma no momento de sua criação usando a técnica de tempo-de-vôo. A partir disto realizamos o estudo da taxa de evaporação com relação a energia cinética inicial do elétron fornecida ao sistema, onde para isto criamos o plasma com diferentes comprimentos de onda do laser de fotoionização. Nossos resultados indicam que conforme fornecemos mais energia ao sistema mais partículas evaporam e constatamos que está de acordo com a literatura. Interpretamos o resultado com um modelo analítico que considera a distribuição de energia de Maxwell-Boltzmann e encontramos a temperatura do plasma com relação a temperatura inicial dos elétrons.

## Abstract

In this work we produced an ultracold neutral plasma of  $^{85}\text{Rb}$  formed by the photoionization of laser-cooled atoms. We measured the number of particles evaporated from the plasma in the moment of its formation using the time-of-flight technique. After this, we studied the evaporation rate as a function of the initial electron kinetic energy, for this we created the plasma at different wavelengths of the photoionization laser. Our results indicate that as we supplied more energy to the system more particles evaporate and we verified that it is in agreement with the literature. We interpreted the result with an analytic model that considers the Maxwell-Boltzmann energy distribution and we found the plasma temperature as a function initial electron temperature.

# CAPÍTULO 1

## Introdução

Os estados da matéria seguem da idéia que à medida que é acrescentado calor o sistema sofre uma transição de fase de um estado para um novo estado. Assim de sólido passa a líquido. E se mais calor é adicionado a um líquido, ele sofre uma transição de fase para o estado gasoso. A adição de ainda mais energia no gás resulta na ionização de alguns átomos. Este é o quarto estado da matéria com íons e elétrons livres, que foi identificado em 1879 pelo físico Inglês William Crookes como uma forma de gás ionizado [1].

A maioria dos conhecimentos sobre plasma foram obtidos durante um século de pesquisa envolvendo experimentos em descargas elétricas em gases [2] e durante algumas décadas de intensos esforços no campo de pesquisa termonuclear. O estudo de descargas elétricas em gases foi concentrado em

plasmas com um pequeno grau de ionização (usualmente muito menor que 1%). A investigação do espectro emitido por descargas elétricas em gases foi de fundamental importância para esclarecer a estrutura do átomo e estabelecer a mecânica quântica.

Mas o termo plasma só foi introduzido por L. Tonks e Irving Langmuir [3], em 1929, para designar descargas elétricas em gases no qual as densidades dos íons e elétrons são altas ( $\sim 10^{21}$  partículas carregadas/m<sup>3</sup>) mas substancialmente iguais. Porém, o aspecto mais característico do estado de plasma, o fato que por causa do longo alcance da força de Coulomb as partículas carregadas exibem um comportamento coletivo, foi reconhecido muito mais cedo, e provavelmente foi descrito primeiro por Rayleigh [4], em 1906, em sua análise das oscilações de elétrons no modelo de átomo de Thomson.

Plasmas são formas de matéria no qual uma fração significativa dos átomos neutros e moléculas são ionizados para formar elétrons livres e íons. Tradicionalmente física de plasma estuda sistemas com temperaturas de milhares de kelvin ou maiores, porque a ionização colisional dos átomos requer energia cinética nesta escala.

As propriedades do plasma são parâmetros interessantes

na física cósmica porque 99% da matéria visível no universo está no estado de plasma; quer dizer, na forma de um gás eletrificado com os átomos dissociados em íons e elétrons. Esta estimativa pode não ser muito precisa, mas é certamente razoável devido ao fato que existem plasmas: i) Na ionosfera da Terra com alta e baixa concentração iônica, ii) No interior das estrelas, onde o gás é quase completamente ionizado, iii) Na fotosfera do sol, camada mais profunda da atmosfera solar, tem uma espessura de ~500Km e uma temperatura de 5.785K, onde o grau de ionização não é muito alto. Também na cromosfera, camada da atmosfera solar logo acima da fotosfera, tem uma extensão de 10.000Km e uma temperatura de 15.000K, e na corona, camada que encontra-se acima da cromosfera e abrange mais de 588.000Km e uma temperatura de 1 milhão de graus Kelvin, a ionização é alta novamente (quase 100%). Logo temos que a atmosfera e muito do hidrogênio interestelar são plasma.

Existem plasmas de diversas temperaturas e densidades, alguns quentes e densos, como o centro das estrelas ( $3 \times 10^7$ K,  $10^{33}$  partículas carregadas/m<sup>3</sup>) e outros de baixa temperatura e pouco densos, como o caso do meio interestelar ( $10^2$ K e  $10^3$  a  $10^4$  partículas carregadas/m<sup>3</sup>).

No espaço interestelar o plasma através de

recombinação pode levar a formação de átomos de Rydberg. Estes átomos são muito importantes, pois como eles têm um grande intervalo de número quântico principal, o estudo de suas excitações e emissões espontâneas dão uma grande contribuição para se entender alguns ambientes físicos. Como o caso das regiões do centro de Galáctea e as regiões onde as estrelas nascem, que podem ser investigadas por meio de emissões [5], logo as linhas espectrais de certos átomos são de enorme importância para astronomia.

As pesquisas sobre o plasma estão rendendo uma maior compreensão do universo e também muitos usos práticos: técnicas industriais novas e o prospecto de energia abundante. Estudos experimentais de plasma são usualmente complicados pelo fato que é necessário primeiro criar o plasma, pois não existe plasma na forma de matéria na Terra, por causa da sua baixa temperatura e alta densidade. Os métodos de se criar plasma em laboratório são muito variados [6], e dependendo do método de criação, o plasma pode ser de alta ou baixa densidade, alta ou baixa temperatura, estável ou instável e assim por diante.

Apesar dos diversos métodos de criação de plasma não era possível obter plasma a baixa temperatura (1K - 1000K),



devido à dificuldade de se produzir amostras neste intervalo de temperatura. Contudo recentemente, partindo-se de amostras atômicas frias aprisionadas foi possível a obtenção de plasma neste intervalo. Mas os estudos que permitiram a obtenção de tais amostras iniciaram-se na década de 70, quando várias técnicas começaram a serem desenvolvidas para o resfriamento de átomos. Contudo, apenas na década de 80 foram introduzidos, com sucesso, os primeiros experimentos e teorias demonstrando que a luz poderia ser usada para confinar e esfriar amostras atômicas.

Migdall e colaboradores demonstraram a primeira armadilha de átomos neutros em 1985 [7]. Essa armadilha é denominada armadilha magnética pois o aprisionamento atômico é obtido pela ação da força, gradiente de campo magnético, sobre o momento magnético do átomo.

Ao mesmo tempo em que estavam sendo desenvolvidas as armadilhas magnéticas ocorria à concepção das primeiras armadilhas ópticas, que fazem uso da pressão da radiação para a realização do aprisionamento. A idéia de um resfriamento de átomos pela utilização de uma geometria de três pares de feixes tridimensionais foi introduzida por Hansch e Schawlow [8] que observaram a influência do efeito

Doppler entre a interação de um átomo e um laser contrapropagante ao movimento atômico. Este arranjo de três pares de feixes é denominado "melaço óptico" em função da natureza viscosa da força. O melaço óptico é caracterizado pelo eficiente resfriamento da amostra. Contudo esta técnica não permitiu o aprisionamento em uma região específica do espaço.

Em 1986, David Pritchard e colaboradores [9] propuseram a armadilha magneto-óptica (MOT), baseada no processo de emissão espontânea. Esta armadilha é capaz de confinar átomos neutros utilizando a contribuição da força dissipativa devido os feixes de aprisionamento em conjunção com a força restauradora proveniente do campo magnético, criando um meio confinante e dissipativo para os átomos. No ano seguinte a primeira armadilha magneto-óptica foi realizada experimentalmente por Raab e colaboradores [10]. Essa armadilha tinha caráter confinador, mas necessitava que os átomos fossem desacelerados inicialmente. E isto complicava o sistema experimental, pois havia a necessidade de um sistema de desaceleração antes da armadilha.

A popularização do MOT só foi possível com o trabalho de Monroe e colaboradores [11] que realizaram o aprisionamento de átomos a partir de uma célula fechada que

continha vapor do metal, eliminando a necessidade de um feixe desacelerado. Esta técnica simplificou a obtenção de amostras frias e densas de átomos. Devido a isto, atualmente várias áreas de pesquisa dispõem deste tipo de armadilha.

Todos estes recentes avanços no resfriamento e aprisionamento de átomos tem aberto muitas novas áreas de pesquisa, como por exemplo, o estudo do BEC (Condensado de Bose-Einstein) [12 - 14] e a produção de moléculas frias [15 - 17]. Em particular, o MOT permite obter uma amostra atômica onde a ionização de átomos frios por laser produz plasma de preciso controle de temperatura. Criando um sistema completamente novo para se explorar, que são os plasmas neutros ultrafrios.

A história do plasma ultrafrio começou no final da década de 90 no NIST (National Institute of Standards and Technology), onde foi produzido o primeiro plasma ultrafrio por fotoionização direta partindo de um estado fundamental [18]. Desde então estes e demais grupos vêm produzindo plasma e estudando seus modos coletivos [19], a temperatura dos íons [20] e dos elétrons [21] e a expansão do plasma [22]. Estes grupos também têm observado a recombinação entre íons e elétrons e a formação de átomos de Rydberg (em

estados altamente excitados) na expansão do plasma ultrafrio [23] e a evolução espontânea de um denso gás ultrafrio de átomos de Rydberg em um plasma ultrafrio [24].

Predições teóricas sobre o acoplamento forte [25] e simulações sobre a evolução do plasma ultrafrio [26, 27], onde são consideradas a recombinação de três corpos a baixa temperatura e as correlações íon-íon e elétron-elétron, também foram investigadas, e alguns destes tópicos serão discutidos nesta dissertação.

Plasmas ultrafrios são sistemas interessantes por várias razões. O plasma tem condições iniciais muito bem caracterizadas que podem ser controladas com precisão, como por exemplo, a manipulação de átomos com laser, a energia cinética dos elétrons liberados pode ser controlada e corresponder a uma temperatura tão baixa quanto 1K. Os íons, entretanto, retêm a temperatura de microKelvin advinda dos átomos neutros. Essa baixa temperatura dos íons e dos elétrons está além do alcance de outras experiências de plasma neutro. Logo o plasma criado por fotoionização de átomos frios, acessa um regime exótico e possuem muitos novos e interessantes problemas físicos, especialmente quando estão em desequilíbrio térmico e não estão confinados.

Plasmas ultrafrios criam um elo entre a física atômica e a física de plasma, e entre a física de plasma e a física da matéria condensada. Além de ser fascinante, este exótico e relativamente inexplorado estado da matéria pode também ajudar a entender as superfícies de estrelas de nêutron e os centros de planetas como Júpiter.

Neste trabalho nós estudamos a produção, a taxa de evaporação e a temperatura de um plasma ultrafrio. No capítulo seguinte apresentamos aspectos teóricos que envolvem o plasma ultrafrio. Destacamos a criação do plasma ultrafrio e sua caracterização através de alguns parâmetros, como a densidade e a temperatura. No terceiro capítulo está descrita a montagem experimental utilizada para a produção do plasma ultrafrio. No quarto capítulo está apresentada a seqüência temporal do experimento e a técnica que usamos para realizar as medidas. Também apresentamos os resultados obtidos e suas análises, bem como o modelo analítico utilizado. Encerrando esta dissertação, no quinto capítulo, apresentamos às conclusões e às perspectivas referentes ao plasma ultrafrio.

## **CAPÍTULO 2**

### **Considerações Teóricas**

Neste capítulo está apresentada a teoria que envolve o plasma ultrafrio, suas propriedades, características e as formas de produzi-lo. Contudo nossa intenção não é tratar o assunto em profundidade, mas oferecer uma base para os entendimentos de nossos resultados. Referências mais detalhadas são sugeridas neste capítulo.

#### **2.1 - Conceito de plasma**

Um plasma é freqüentemente definido com um gás ionizado no qual as partículas carregadas exibem efeitos coletivos. Para produzir um plasma é preciso liberar elétrons que se encontram ligados aos átomos, ou seja, é

necessário que se formem íons. O parâmetro mais importante neste caso é a energia de ionização e esta varia de acordo com o elemento químico.

No plasma é possível ter controle direto sobre vários parâmetros e alguns deles são exatamente conhecidos. Dois parâmetros típicos do plasma são o comprimento de Debye e o parâmetro de acoplamento de Coulomb [28].

Uma característica fundamental no comportamento de um plasma é a sua habilidade de blindar qualquer potencial elétrico que porventura apareça dentro dele. Esta característica pode ser melhor compreendida quando colocamos um eletrodo polarizado positivamente com um potencial  $\phi$  dentro de um plasma (figura 1), o eletrodo atrairá partículas negativas e repelirá partículas positivas criando assim uma região de carga espacial negativa que cancelará o potencial aplicado. Este potencial  $\phi$  pode ser descrito pela equação de Poisson:

$$\nabla^2\phi = \frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{e(n_i - n_e)}{\epsilon_0} \quad (1)$$

onde as densidades do íon ( $n_i$ ) e do elétron ( $n_e$ ) são descritas pela distribuição de Boltzmann. Desta forma obtém-se a largura da região de blindagem, que é chamada de comprimento de Debye ( $\lambda_D$ ):

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{e^2 n_e}} \quad (2)$$

onde  $\epsilon_0$  é a permissividade do vácuo,  $k_B$  é a constante de Boltzmann,  $T_e$  é a temperatura do elétron,  $e$  é a carga elementar e  $n_e$  é a densidade do elétron.

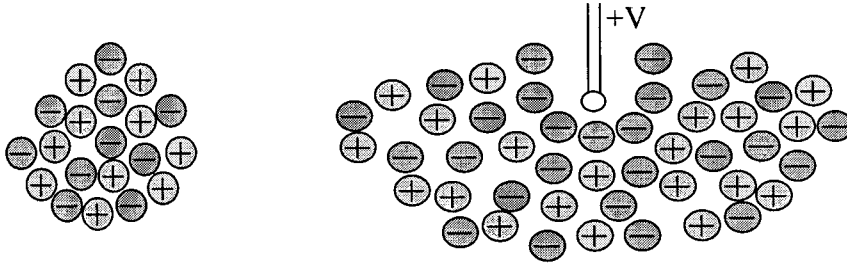


Figura 1 - A figura do lado esquerdo representa um plasma neutro. A do lado direito representa um plasma com um eletrodo positivo dentro dele, onde podemos observar que ocorre a blindagem de Debye.

O parâmetro de acoplamento de Coulomb é a razão entre a energia eletrostática e a energia térmica:

$$\Gamma_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 a k_B T_e} \quad (3)$$

sendo  $a = (3/4\pi n_e)^{1/3}$  o raio de Wigner-Seitz.

O parâmetro de acoplamento de Coulomb é especialmente importante porque quando a energia térmica das partículas é menor do que a energia de interação de Coulomb,  $\Gamma_e > 1$ , o plasma torna-se fortemente acoplado, ou seja, a energia potencial domina e correlações de movimento entre as



partículas carregadas são esperadas [29]. Interessantes efeitos físicos no plasma, tais como cristais Wigner [30 - 32], e também importantes processos de física atômica (isto é, recombinação de elétron-íon), podem ocorrer.

### 2.1.1 - Oscilações do plasma

Uma das manifestações fundamentais da propriedade coletiva do plasma é a oscilação de plasma [19]. Oscilações no plasma são geradas por campo elétrico, seja ele externo ou interno. Essas oscilações são usadas para mapear a distribuição das partículas e o fluxo de energia durante a expansão do gás ionizado.

Quando temos um plasma neutro e deslocamos os elétrons de sua posição de equilíbrio por uma quantidade  $\xi$ , a equação de movimento dos elétrons é descrita da seguinte forma:  $m_e \frac{d^2\xi}{dt^2} = -eE$ , e devido a este deslocamento de carga cria-se um campo elétrico proporcional ao deslocamento,  $E = \frac{n_e e}{\epsilon_0} \xi$  (figura 2). Substituindo o campo na equação de movimento encontramos:

$$\frac{d^2\xi}{dt^2} = \frac{-n_e e^2}{\epsilon_0 m_e} \xi \quad (4)$$

O resultado disto é uma oscilação cuja frequência é chamada de frequência de plasma e é expressa por:

$$\omega_p^2 = \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e} \quad \Rightarrow \quad f_e = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}} \quad (5)$$

onde  $m_e$  é a massa do elétron.

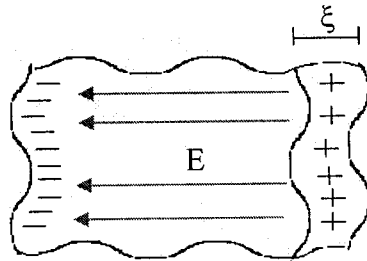


Figura 2 - Plasma neutro com os elétrons deslocados de sua posição de equilíbrio por uma quantidade  $\xi$  e devido a este deslocamento surge o campo elétrico.

Oscilações com rádio frequência aplicada no plasma podem ressonantemente excitar os elétrons. A resposta dos elétrons é mais forte quando a frequência aplicada é ressonante com a frequência do plasma, ou seja, a energia é bombeada dentro do gás de elétrons somente quando a frequência for ressonante com a densidade média do plasma.

## 2.2 - Critérios de Existência do Plasma

A partir dos conceitos descritos acima se pode definir o plasma mais precisamente, pois nem sempre uma coleção de

partículas carregadas constituem um plasma. Para chamar um gás ionizado de plasma é necessário que: i) Haja um limite inferior para a densidade, ou seja, a concentração das partículas carregadas deve ser suficientemente alta, a uma dada temperatura, para que ocorra à blindagem de Debye, ii) Contudo deve haver um limite superior onde a concentração das partículas carregadas deva ser suficientemente baixa para que o efeito total das forças devido a partículas vizinhas seja pequeno em relação ao efeito total das forças de Coulomb exercidas pelas partículas mais distantes, iii) Além disso, a concentração de partículas neutras deve ser suficientemente baixa tal que o tempo médio de colisão entre as partículas carregadas e neutras seja grande em relação a um tempo característico de um fenômeno coletivo. A primeira condição garante a quasi-neutralidade e as outras garantem a realização de efeitos coletivos. A seguir descrevemos em maiores detalhes estas características do plasma.

### **2.2.1 - Quasi-neutralidade:**

A quasi-neutralidade é uma das principais características do plasma, pois ela é a capacidade que o plasma apresenta em blindar qualquer campo elétrico que

eventualmente surge dentro dele. Isto acontece porque o campo elétrico está diretamente relacionado ao potencial,  $\vec{E} = -\nabla\phi$ , que é descrito pela equação de Poisson:  $\nabla^2\phi = -e(n_i - n_e)/\epsilon_0$ .

O campo elétrico perturbativo que surge dentro do plasma (com dimensão  $L$ ), deve anular-se (blindagem de Debye) para distâncias sendo o  $L \gg \lambda_D$  (figura 1). Assim quando temos um  $L$  fora da "esfera de Debye" (esfera de raio igual ao comprimento de Debye), isto é  $L > \lambda_D$ , a densidade dos elétrons é igual a dos íons,  $n_e \cong n_i$ , logo  $\nabla^2\phi = 0$  e o campo elétrico é  $\vec{E} = 0$ . Já quando temos um  $L$  no interior da "esfera de Debye", isto é  $L < \lambda_D$ , a densidade dos elétrons é diferente da dos íons,  $n_e \neq n_i$ , logo  $\nabla^2\phi \neq 0$  e o campo elétrico é  $\vec{E} \neq 0$ . Desta forma só ocorre blindagem a campo elétrico quando  $L \gg \lambda_D$ .

### 2.2.2 - Comportamento coletivo:

O número de partículas ( $N_D$ ) que interagem coletivamente, no interior da esfera de Debye, deve ser grande o suficiente para que a blindagem de campos elétricos seja eficiente, ou seja, a energia potencial

média entre as partículas é muito menor que a energia cinética média das partículas. O número de partículas dentro da esfera de Debye é expresso por:

$$N_D = nV = n \frac{4\pi\lambda_D^3}{3} = 3098 \frac{k_B T_e^{3/2}}{n^{1/2}} \quad (k_B T_e \text{ em eV}) \quad (6)$$

Para que haja eficiência na blindagem (comportamento coletivo) devemos supor que:  $N_D \gg 1$ .

### 2.2.3 - Baixa taxa colisional:

Para que gases ionizados sejam considerados plasma, a taxa de colisões ( $\nu$ ) entre as partículas carregadas e os átomos neutros do gás, deve ser menor que a frequência natural de oscilação das partículas carregadas deste gás na condição de plasma, isto é, menor que a frequência de plasma ( $\omega_p$ ).

$$\omega_p > \nu \quad \text{ou} \quad \omega_p \tau > 1, \quad (7)$$

onde  $\tau = 1/\nu$  é o tempo entre duas colisões sucessivas.

## 2.3 - Ondas em plasma

Há um grande número de possíveis oscilações que um plasma pode sustentar e propagar. As ondas são normalmente estudadas como perturbações de modos normais,

$E = E_0 \exp[i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)]$ , de estados de equilíbrio. A frequência  $\omega$  e o número de onda  $k$  estão relacionados um ao outro através da relação de dispersão obtida pelas equações de plasma. O conhecimento da dispersão da onda propagada é certamente necessário para o entendimento do estado de plasma.

Um plasma pode propagar ondas linear ou não-linear. Linear refere-se às aproximações simplificadas que são possíveis para ondas de pequena amplitude, e não-linear refere-se ao choque de ondas e ao fenômeno da grande amplitude que não pode ser predita pelos modelos lineares. Alguns exemplos de ondas lineares são: onda íon-acústica, que é devida a oscilações de íons acionadas pela pressão de elétrons, onda eletromagnética, que é devida ao campo eletromagnético oscilante, e onda de plasma, devida a oscilações de elétrons. Podemos também exemplificar algumas ondas não-lineares: ondas de choque, que são produzidas por mecanismos não colisionais [33] e os solitons, que são pulsos com perfis estacionários [33].

Nesta dissertação nós vamos somente tratar com uma maior profundidade a onda íon-acústica, pois ela torna-se importante porque está relacionada com a temperatura do plasma. As ondas íon-acústicas são ondas não dispersivas, isto é, ondas que se propagam com velocidade de fase

constante para qualquer comprimento de onda  $\lambda \ll \lambda_D$  e podem ocorrer através de um campo elétrico. Para encontrar a relação de dispersão da onda íon-acústica usa-se a equação de fluido para o íon na ausência de campo magnético [34] e considera-se que  $n_i = n_e = n$ . Assim obtemos a equação de Navier-Stokes:

$$m_i n \left( \frac{\partial v_i}{\partial t} + (v_i \cdot \nabla) v_i \right) = enE - \nabla p = -en \nabla \phi - \gamma_i k_B T_i \nabla n \quad (8)$$

sendo o campo elétrico  $\vec{E} = -\nabla \phi$

e a pressão  $p = \gamma_i n k_B T$

onde  $e$  é a carga elementar,  $\gamma_i$  é o calor específico para o íon,  $n$  é a densidade do plasma,  $T_i$  é a temperatura do íon,  $k_B$  é a constante de Boltzmann e  $v_i$  é a velocidade do íon.

Considerando uma onda plana  $E = E_0 \exp[i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)]$ , temos:

$v_i = v e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}$ ,  $n = n_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}$  e  $\phi = \phi_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}$ , e substituindo na equação (8) obtemos:

$$-im_i n_0 \omega v_i = -en_0 i k \phi - \gamma_i k_B T_i i k n \quad (9)$$

A densidade é dada pela distribuição de Boltzmann:

$n_e = n_0 \exp\left(\frac{e\phi}{k_B T_e}\right) = n$ , mas como  $k_B T_e$  é grande podemos expandir e

encontramos a perturbação na densidade dos elétrons e dos íons, dada pela forma:

$$n = n_0 \left( \frac{e\phi}{k_B T_e} \right) \Rightarrow \phi = \frac{nk_B T_e}{en_0} \quad (10)$$

e considerando  $n = \frac{n_0 k v_i}{w}$  [34] e substituindo na equação (9),

obtemos:

$$\frac{w}{k} = \left( \frac{k_B T_e}{m_i} + \frac{\gamma_i k_B T_i}{m_i} \right)^{1/2} = v_s \quad (11)$$

Esta é a relação de dispersão para onda íon-acústica e  $v_s$  é a velocidade do som no plasma.

Quando a temperatura dos elétrons é muito maior do que a temperatura dos íons, a velocidade acústica passa a ser regida pela equação:

$$v_s = \left( \frac{k_B T_e}{m_i} \right)^{1/2} \quad (12)$$

Isto é freqüentemente observado em laboratórios de plasmas, em que a condição  $T_i \ll T_e$  é muito comum de ocorrer. A velocidade do som depende diretamente da temperatura do elétron porque quanto mais quente eles tiverem, maior é a agitação térmica do plasma e logo com uma maior velocidade a onda vai propagar e inversamente proporcional à massa do íon porque quanto mais pesado ele for, menor é a agitação térmica do plasma e menor será a velocidade de propagação da onda.



Oscilações de plasma são basicamente ondas de frequência constante. Ondas íon-acústicas são basicamente ondas de velocidade constante, só existe quando há movimentos térmicos e a velocidade de grupo é igual à velocidade de fase. As razões para esta diferença podem ser vistas pela seguinte descrição: Em oscilações de plasma de elétron, a outra espécie (isto é, os íons) permanece essencialmente fixo. Em ondas íon-acústicas, a outra espécie (isto é, elétrons) estão móveis; e por isso os elétrons são deslocados para junto dos íons e tendem a proteger o campo elétrico que surge dos íons. Entretanto esta proteção não é perfeita devido ao movimento térmico dos elétrons. A pressão que os elétrons geram nos íons ocasiona oscilações neles e então eles tendem a dispersar.

## 2.4 - Temperatura

Uma vez que o plasma é criado em uma particular temperatura, ela é esperada permanecer constante, no caso de plasma quente, e para um plasma ultrafrio ela varia devido sua dinâmica de expansão.

Uma possível forma que é usada em física de plasma para a obtenção de temperatura é medir a velocidade íon-

acústica, a qual é proporcional a  $T_e^{1/2}$  [28]. Mas o problema de usá-la como medida de temperatura para plasma ultrafrio é que neste caso as ondas íon-acústica expandem com a mesma velocidade com que o plasma, tornando-se impossível fazer tal medida.

## 2.5 - Plasma ultrafrio

Para produzir plasma ultrafrio, os átomos aprisionados são fotoionizados no limiar ou acima do potencial de ionização com um laser pulsado. Imediatamente após a fotoionização, ou seja, no momento da criação do plasma [18], a distribuição de carga é neutra em toda parte do plasma. A diferença de energia,  $\Delta E$ , entre a energia do fóton e o potencial de ionização é distribuída entre os elétrons e os íons. Por causa da pequena razão de massa elétron-íon, a energia cinética inicial do elétron ( $E_e$ ) é aproximadamente igual a diferença entre a energia do fóton e do potencial de ionização:

$$E_e = \frac{\Delta E m_i}{m_e + m_i} \quad (13)$$

onde  $m_e$  é a massa do elétron e  $m_i$  é a massa do íon.

Por causa da energia cinética inicial, a nuvem dos elétrons começa a expandir, mas nesta escala de tempo os íons são essencialmente imóveis. O resultado do desequilíbrio de carga local cria um campo elétrico interno que produz uma energia potencial Coulombiana que aprisiona os elétrons remanescentes (fig. 3-a). Devido a presença de campos espúrios o potencial passa a ter a seguinte forma como podemos observar na fig. 3-b.

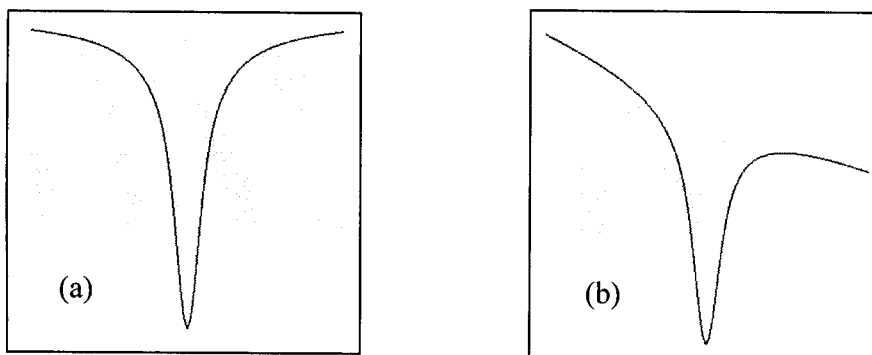


Figura 3 - Forma do potencial de confinamento dos elétrons. Em (a) temos o potencial que é gerado no momento da criação do plasma e em (b) temos o potencial devido a presença de campos espúrios.

A energia dos elétrons remanescentes, que foram aprisionados no potencial, é redistribuída, através de colisões. Devido à agitação dos elétrons eles transferem momentum aos íons. Isto concede aos íons uma velocidade proporcional a  $\sqrt{k_B T_e / m_i}$  [35] na direção radial e o plasma inteiro começa a expandir. A expansão diminui a profundidade do poço de potencial, permitindo que uma

fração dos elétrons aprisionados escapem. No entanto, a profundidade do poço não é pequena o suficiente para que todos os elétrons escapem, sendo necessário à aplicação de um campo elétrico para superar o potencial de aprisionamento.

Como o plasma é criado pela fotoionização de átomos frios, os íons inicialmente têm a mesma temperatura e o mesmo perfil de densidade Gaussiano dos átomos neutros. O número de átomos ionizados ( $N_i$ ), e então a densidade do plasma ( $n$ ), são controlados pela variação da energia do pulso de laser de fotoionização. Maior a frequência (maior  $E_e$ ) e maior intensidade (mais altos  $N_i$ ) conduzem para uma maior fração dos elétrons criados inicialmente estarem aprisionados.

### **2.5.1 - Oscilações no plasma ultravioleta**

Uma forma que já foi observada experimentalmente a ocorrência de oscilações em um plasma ultravioleta foi com a aplicação de rádio frequência. Mas para que ela seja ressonante e excite os elétrons é necessário que a frequência esteja tipicamente entre 1 a 300MHz.

Quando a frequência está na ressonância, os elétrons ganham energia, e colisões redistribuem esta energia entre todos os elétrons e íons aquecendo-os. Este aquecimento aumenta a taxa de evaporação dos elétrons no potencial Coulombiano. Esta taxa é monitorada pela detecção do escape de elétrons com um detector, e isto permiti determinar a densidade média do plasma como função do tempo, e desta informação o tamanho e a taxa de expansão do plasma podem ser inferidos.

### **2.5.2 - Processo de recombinação no plasma**

Plasmas também podem ser produzidos a partir de átomos de Rydberg frios [24]. Os átomos de Rydberg são produzidos por um laser pulsado que excita os átomos frios. Sob certas condições, a evolução espontânea de um gás de Rydberg converte-se em uma expansão de plasma ultrafrio. A conversão, em muitos casos, dura poucos micro-segundos. Provavelmente existem vários processos de criação de plasma a partir dos átomos de Rydberg, porém o único observado experimentalmente é o que advém da ionização colisional entre átomos de Rydberg frio e quente (pois sempre existe um fundo de átomos quentes), ou seja, da recombinação entre

os átomos. Esta ionização produz uma nuvem de íons frios essencialmente estacionários, que aprisiona os elétrons que foram produzidos depois. E estes elétrons aprisionados rapidamente ionizam colisionalmente os átomos de Rydberg remanescentes e formam um plasma ultrafrio.

Ainda não se sabe concretamente quais os processos ocorrem durante a expansão do plasma. Um estudo dos possíveis mecanismos de recombinação excluem quase todos os processos para baixa temperatura exceto recombinação de três corpos (RTC), que é consideravelmente grande a baixas temperaturas [36].

Durante a expansão do plasma, um número significativo de eventos de recombinação de três corpos podem acontecer. A recombinação de três corpos é uma colisão inelástica entre dois elétrons e um íon, pois os elétrons podem difundir no campo de um íon de forma que um elétron perde bastante energia tornando-se ligado ao íon e um outro elétron ganhando energia, e resulta em um átomo neutro (no nível de Rydberg) e um elétron livre  $[e+e+A^+ \rightarrow A^*+e]$ . A energia e o momentum são conservados, pois o elétron advindo da recombinação carrega consigo uma energia aproximadamente igual à energia de ligação do átomo formado. Em colisões elásticas diretas, este elétron

rapidamente entra em equilíbrio com os outros elétrons no plasma e deste modo a energia de ligação liberada na formação dos átomos aumentará a temperatura dos elétrons no plasma.

A taxa de recombinação diminui quando a densidade dos elétrons diminuem mas aumenta quando a temperatura do elétron diminui:  $A_{RTC} \propto n_e^2 T_e^{-9/2}$  [36]. Os átomos formados por recombinação de três corpos têm energia ligação de aproximadamente  $E_b \propto 2k_B T_e$ .

Uma dificuldade com RTC no mecanismo de recombinação é que o tamanho do átomo resultante,  $R \propto e^2/4\pi\epsilon_0 E_b$ , pode ser maior que à distância entre íons ( $a$ ) [35]. A relação do tamanho dos átomos recombinados dividido pela distância entre íons é obtida considerando o parâmetro de acoplamento:  $\Gamma_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 a} \frac{1}{k_B T_e} \propto \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 a} \frac{2}{E_b}$ , e o tamanho do átomo,

desta forma obtemos:

$$\frac{R}{a} \propto \frac{\Gamma_e}{2}, \quad (14)$$

esta relação significa que o processo básico de recombinação de três corpos precisa ser revisto se o parâmetro de acoplamento de Coulomb tornar-se comparável a 1.

### 2.5.3 - Temperatura

Medir a temperatura de um plasma ultrafrio é um desafio, pois devido a sua dinâmica de expansão e a sua baixa temperatura as investigações físicas como as usadas em plasmas tradicionais não funcionam.

O conhecimento da temperatura do elétron e do íon é crítico para se entender o comportamento do plasma ultrafrio formado pela fotoionização de átomos. A medida da temperatura do elétron é necessária para determinar se os elétrons deste plasma ultrafrio estão no regime fortemente acoplado,  $\Gamma_e > 1$ , eq. (3). Já a temperatura do íon é importante de ser medida, pois com ela estuda-se o equilíbrio íon-íon e a expansão do plasma durante os primeiros poucos micro-segundos depois da fotoionização. Até o ano passado, estes importantes parâmetros ainda não tinham sido diretamente medidos.

A temperatura do elétron é difícil de ser obtida, pois é preciso estudar a evolução do plasma e determinar o equilíbrio entre os processos de aquecimento e resfriamento, pois estes processos podem causar bruscas mudanças na temperatura do sistema. Uma forma que foi desenvolvida para medir a temperatura do elétron em plasma



ultrafrio [21], é por observação do fim da distribuição de velocidade de Boltzmann para os elétrons no plasma. Isto é feito da seguinte forma: Para um tempo variável depois da formação do plasma, subitamente liga-se um fraco campo elétrico. A adição deste campo diminuirá a barreira de potencial Coulombiano que confina os elétrons, permitindo que alguns elétrons com energia acima da barreira escapem e sejam detectados. Com a medida da resposta do plasma ao campo elétrico obtém-se a distribuição de energia dos elétrons. A partir disso foi feito um modelo, o qual intercepta a curva experimental, e obtém-se a temperatura. Variando o tempo quando o campo é aplicado com relação à criação do plasma, pode-se medir a temperatura como uma função do tempo (figura 4).

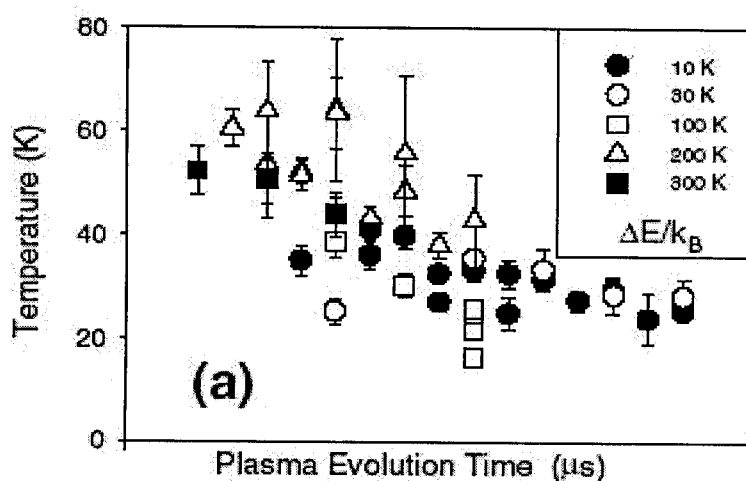


Figura 4 - Medida da temperatura versus o tempo de evolução do plasma para diferentes valores de  $\Delta E/k_B$ , referência 21.

No trabalho citado acima eles observaram dois importantes aspectos: O primeiro é que o plasma resfria conforme expande, o que é esperado pela dinâmica de expansão [19]. O segundo é que a temperatura observada para os menores valores de  $\Delta E$  são maiores do que o próprio  $\Delta E$ , indicando claramente o aquecimento nos primeiros instantes do plasma.

A temperatura dos íons em um plasma ultrafrio também foi medida [20]. Isto foi realizado através da obtenção da densidade óptica do plasma, usando a técnica de imagem de absorção, para vários tempos de expansão do plasma e variando a frequência do laser que faz a imagem de absorção. A partir deste resultado os pesquisadores obtiveram o alargamento Doppler em função do tempo de expansão e deste alargamento à temperatura dos íons pode ser obtida (figura 5).

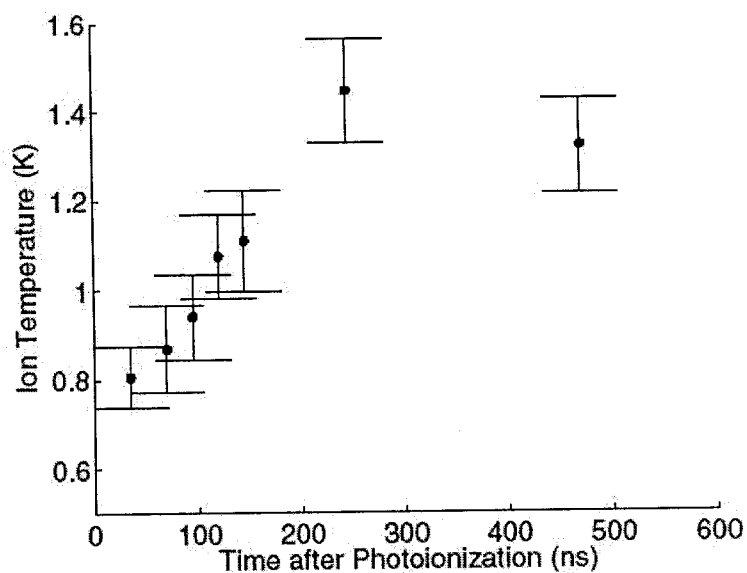


Figura 5 - Temperatura do íon para pequenos tempos de expansão de um plasma de estrôncio, referência 20.

Neste trabalho, foi obtido que para baixos tempos ( $\leq 250$ ns) os íons termalizam entre si, causando inicialmente um aquecimento no plasma. Para tempos maiores a temperatura continua aumentando, mas com uma taxa muito menor. Este lento aumento resulta da aceleração radial dos íons causados pela pressão exercida pelo gás de elétrons aprisionados no potencial.

Nós não podemos aplicar essa mesma técnica para medirmos a temperatura dos íons no plasma de rubídio porque o experimento relatado acima foi realizado com um plasma de estrôncio, e este elemento é um metal alcalino terroso, ou seja, tem dois elétrons de valência. Para fazer a ionização

do Sr um dos elétrons é retirado e usa-se o outro elétron para fazer a imagem de absorção. No caso do plasma de rubídio isto não é possível, pois como o rubídio é um metal alcalino, ou seja, tem um elétron de valência, que é utilizado para fazer a ionização, logo se torna impossível usar a técnica de imagem de absorção.

## **CAPÍTULO 3**

### **Montagem experimental utilizada para a produção de um plasma ultrafrio**

Neste capítulo apresentamos uma descrição detalhada do aparato experimental utilizado para realizar o experimento, descrevendo a câmara de aprisionamento, os lasers utilizados e os sistemas de detecção e aquisição dos dados.

#### **3.1 - Montagem experimental**

Nossa armadilha magneto-óptica é composta de uma câmara de aço inoxidável fechada de formato cilíndrico chato (disco), sendo esta mantida a uma temperatura

constante. Ela contém 14 janelas, das quais 6 são acessadas pelos feixes de aprisionamento, enquanto as demais são utilizadas para observação e detecção de íons, elétrons e/ou da luz emitida pelos átomos capturados. A câmara contém vapor de Rb e este vapor é proveniente de um reservatório mantido a 20°C acoplado a câmara de aprisionamento através de uma válvula. A pressão no interior da câmara é da ordem de  $10^{-9}$  torr, mantida assim por três bombas de vácuo: duas bombas turbo-molecular e uma bomba iônica funcionando independentemente.

Nas extremidades da câmara, localiza-se um par de bobinas montadas na configuração anti-Helmholtz, que gera o campo magnético quadrupolar necessário para a abertura dos níveis de energia Zeeman dos átomos. A corrente nas bobinas é da ordem de 10A, produzindo um gradiente de campo na região central da câmara de, aproximadamente, 20G/cm na direção vertical (z) e metade disso no plano (xy).

O aprisionamento dos átomos de Rb é conseguido através da utilização de um laser de Ti:Safira (Coherent 899-21) que é bombeado por um laser de estado sólido (Verdi - Coherent - 10Watts). O feixe proveniente deste laser passa por um divisor de feixe sendo que um dos feixes é desviado para uma célula de absorção saturada, a qual é usada para a

monitoração da frequência do laser, garantindo que o mesmo esteja na frequência de aprisionamento. A outra parte do feixe é desviada para um modulador acusto-óptico (MAO) que gera feixes extras de frequências distintas separados espacialmente, a partir do feixe principal, quando submetido a uma diferença de potencial modulada por uma fonte de RF. A frequência do segundo feixe era defasada em relação ao feixe principal em 40MHz para o vermelho da transição atômica de aprisionamento. É este feixe defasado em frequência que será utilizado no aprisionamento.

Na figura 6, temos o diagrama dos níveis de energia do  $^{85}\text{Rb}$  relevantes para o aprisionamento na armadilha. Para este aprisionamento nós usamos a transição  $5S_{1/2}(F=3) \Rightarrow 5P_{3/2}(F'=4)$ . Estes níveis separam-se, quando o campo magnético é aplicado, num conjunto de subníveis Zeeman, pois a degenerescência dos níveis é quebrada. Devido à presença destes níveis energéticos hiperfinos, há a possibilidade do átomo realizar transição indesejável (devido às regras de seleção) no sistema, durante o processo de absorção e emissão dos fótons vindos do feixe de aprisionamento, e isto atrapalha o processo de resfriamento de átomos. Essas transições poderão levar o átomo ao estado hiperfino fundamental de menor energia e

nesse estado ele ficará fora de ressonância e escapará da armadilha.

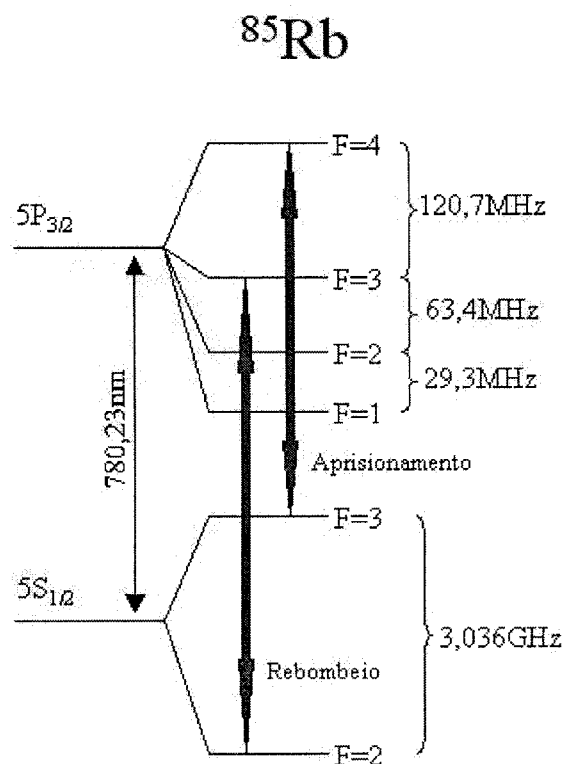


Figura 6 - Esquema do diagrama de níveis de energia do  $^{85}\text{Rb}$ , mostrando as frequências dos lasers de aprisionamento e rebombeio.

Desta forma, para manter estável o processo cíclico de bombeamento óptico entre os níveis hiperfinos é necessário usar uma frequência de rebombeio. No nosso caso a frequência de rebombeio é sintonizada próxima à transição  $5S_{1/2}(F=2) \Rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$ , e esta frequência de rebombeio é obtida através da passagem do feixe de aprisionamento por um modulador eletro-óptico (EOM) em 3,03GHz.



O feixe de laser utilizado para o aprisionamento e rebombeio é dividido, por um conjunto óptico, em três feixes mutuamente ortogonais, retrorefletidos e com polarizações circulares opostas,  $\sigma^+$  e  $\sigma^-$ , e interceptam-se na região central da câmara, onde o campo magnético varia linearmente com a posição. As polarizações corretas foram obtidas utilizando-se lâminas  $\lambda/4$  para polarizar o plano xy e rombos de Fresnel para o eixo z.

Dentro da câmara de aprisionamento foi colocado um par de grades para podermos ter um campo mais bem definido, (figura 7). Esta grade tem 96% de transparência, 20 fios/polegada onde o diâmetro de cada fio é 0,1mm e elas estão separadas por 1,5cm. Devido a essas características os feixes de laser passam por ela e formam uma nuvem de átomos entre as mesmas.

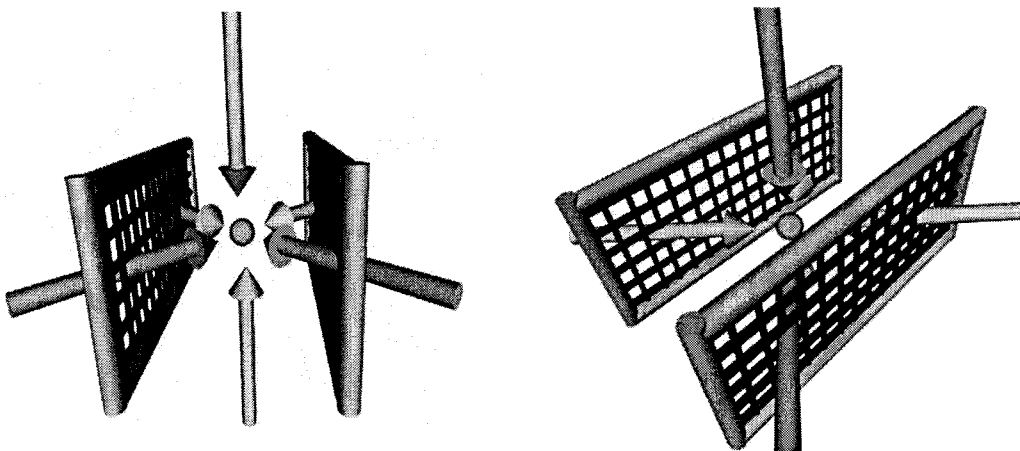


Figura 7 - Grade colocada dentro da câmara de aprisionamento para termos um campo mais bem definido.

Com este sistema produzimos amostra com aproximadamente  $10^7$  átomos e densidades de  $2 \times 10^{10}$  átomos/cm<sup>3</sup>.

Os átomos depois de aprisionados são fotoionizados por um laser de corante pulsado (Jaguar,  $470\text{nm} \geq \lambda_p \leq 485\text{nm}$ , energia 1mJ/pulso, duração de 4 ns) usando corante LD 437, bombeado pelo terceiro harmônico do Nd:YAG ( $\lambda=355\text{nm}$ ) (Continuum Surelite SLI-20). A fotoionização ocorre através da absorção de um fóton a partir do estado  $5P_{3/2}$ , como mostrado na figura 8. Então o número total de átomos ionizados depende dos átomos aprisionados.

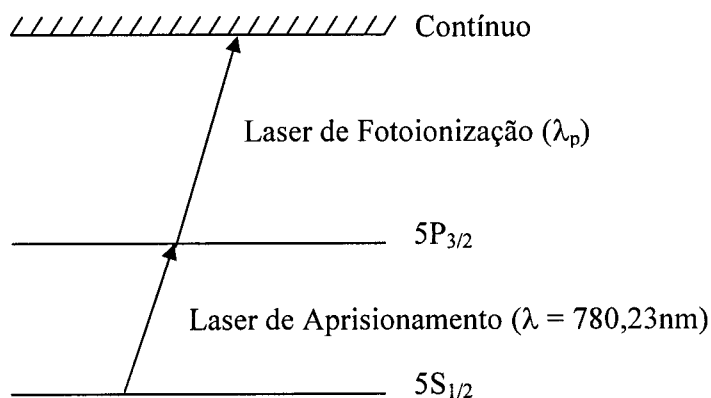


Figura 8 - Transição de fotoionização do átomo de Rubídio ( $\lambda_p$ ) realizada pelo laser de corante pulsado, a partir do estado  $5P_{3/2}$ , onde os átomos estão aprisionados.

Para a detecção dos íons foi usado um detector do tipo channeltron electron multiplier (CEM) acoplado a câmara de aprisionamento. O sinal proveniente do detector de íons é adquirido por um osciloscópio e controlado por um microcomputador através de um programa feito no software

Labview. Uma representação esquemática da nossa montagem experimental pode ser observada na figura 9.

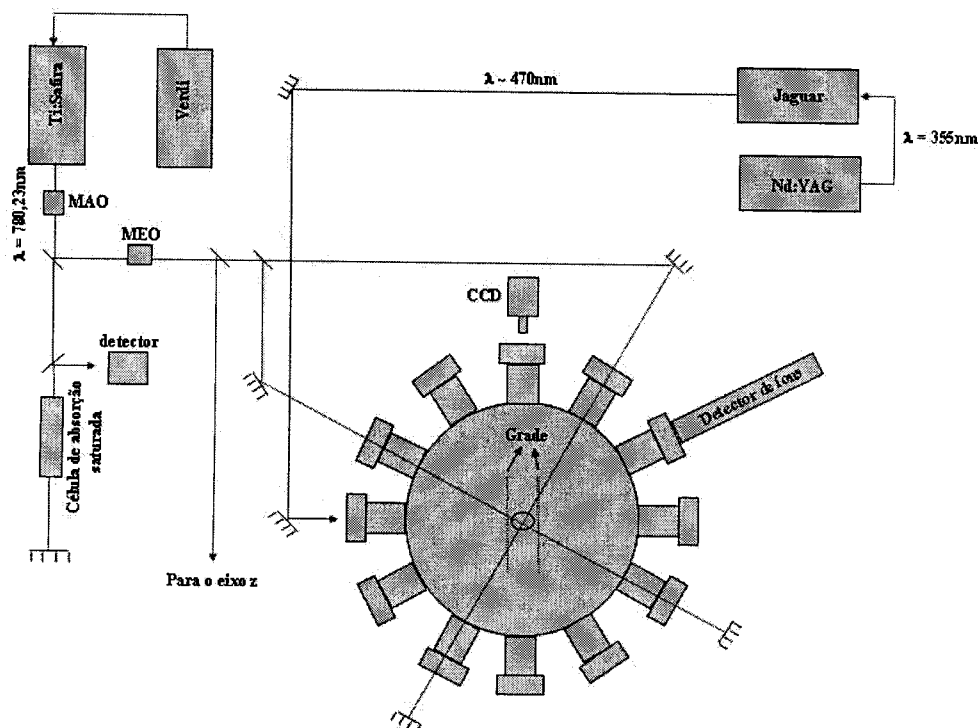


Figura 9 - Representação esquemática da montagem experimental. Podemos observar o laser de Ti:Safira (laser de aprisionamento), o laser para a fotoionização (Jaguar), os moduladores eletro-óptico (MEO) e o acústico-óptico (MAO), o detector de íons, a grade e a célula de absorção saturada.

A fotografia da montagem experimental, observada na figura 10, mostra a câmara de aprisionamento (a), as bobinas (b) e o detector (c). A foto seguinte, figura 11, mostra o laser de Ti:Safira (a), a célula de absorção saturada (b) e o laser de corante pulsado (c).

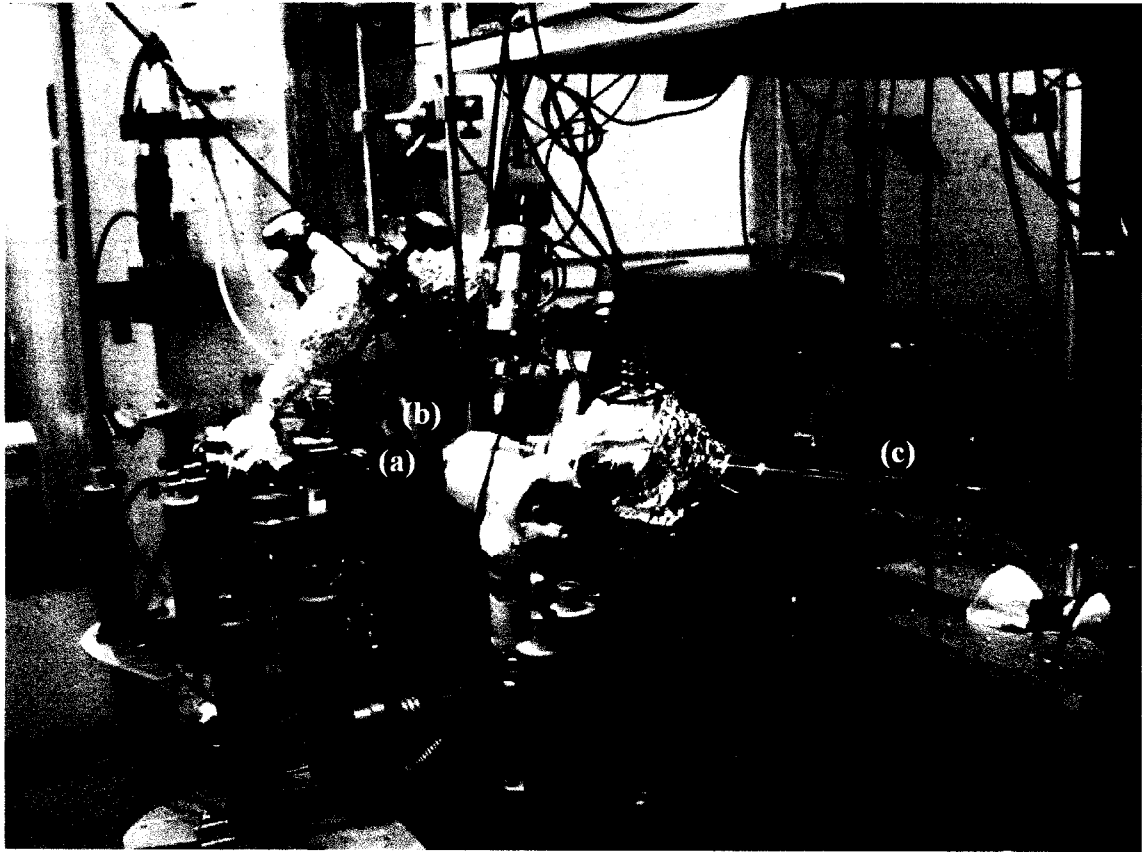


Figura 10 - Fotografia tirada da montagem experimental onde podemos observar a câmara de aprisionamento (a), as bobinas (b) e o detector (c).

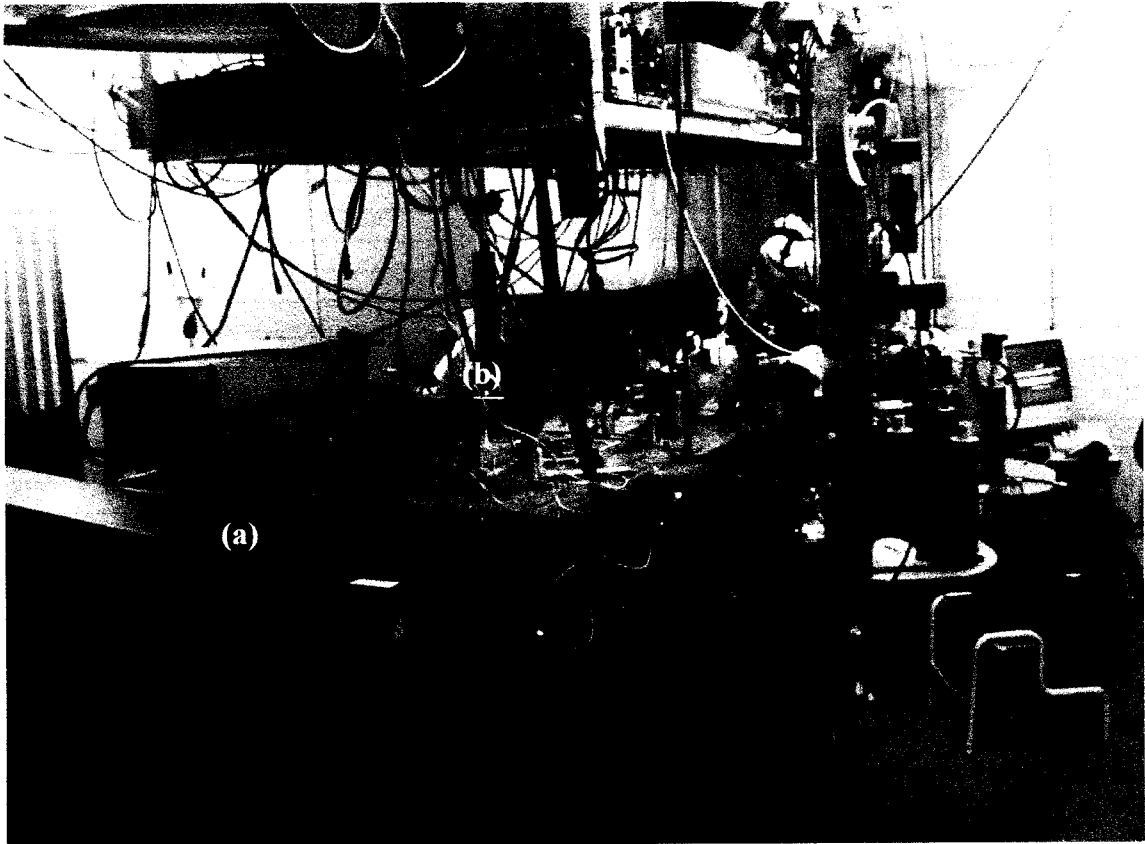


Figura 11 - Fotografia da montagem experimental onde podemos observar o laser de aprisionamento (a), a célula de absorção saturada (b) e no fundo o laser de corante pulsado (c).

## **CAPÍTULO 4**

# **Procedimento experimental e resultados**

Neste capítulo apresentaremos a seqüência temporal usada no experimento realizado e em seguida a técnica utilizada para fazermos a detecção dos íons. Mostraremos alguns resultados típicos encontrados nesse experimento e o modelo analítico usado para a análise do resultado.

### **4.1 - Procedimento experimental**

O esquema temporal do nosso experimento está esquematizado na figura 12. A criação do plasma é obtida através da fotoionização dos átomos pelo laser de corante pulsado. Após a criação do plasma nós detectamos os íons

que surgem no momento da sua criação (1º pico) e os que advêm da assimetria do potencial e da expansão do plasma (2º pico). Desta forma obtemos o sinal dos átomos fotoionizados, o qual é aquisiçãoado por um osciloscópio. Realizamos o experimento para vários comprimentos de onda do laser de corante pulsado (470 à 479nm), ou seja, para diferentes energia cinética inicial dos elétrons.

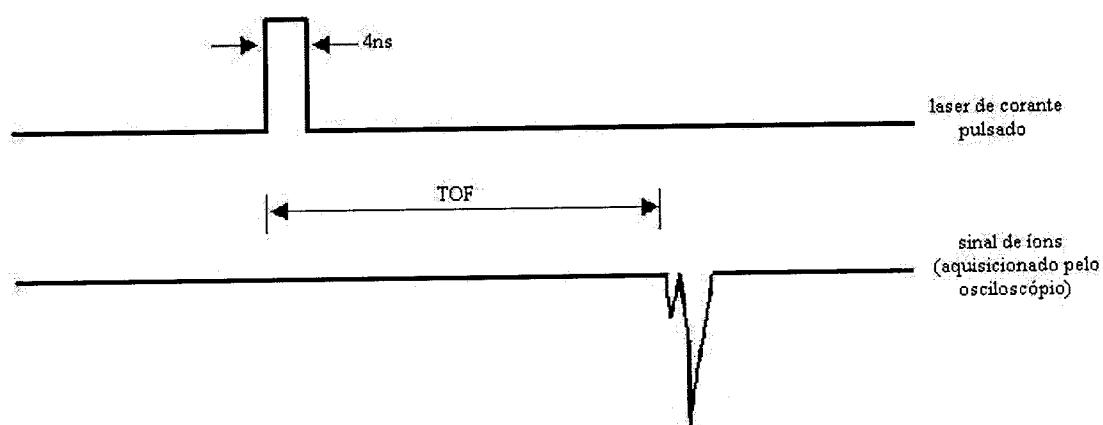


Figura 12 - Diagrama temporal do experimento envolvendo a produção de um plasma ultrafrio, onde temos a fotoionização e a aquisição do sinal.

Nossas medidas foram obtidas pela técnica de tempo-de-vôo (TOF - time of flight). O TOF é uma técnica muito utilizada por vários grupos de pesquisa, pois através dela pode-se tirar muitas informações sobre o sistema, tais como, velocidade, temperatura e expansão da amostra.

Existem muitas formas de se fazer TOF, por absorção [37], por fluorescência, etc. Nossa técnica se baseia no tempo em que o íon, em uma determinada posição do plasma leva para atingir o detector, sendo assim podemos saber o posicionamento do plasma em determinados instantes e a sua largura. Desta maneira podemos estudar o processo de evaporação e a evolução temporal do plasma. A seguir mostramos um típico espectro obtido em nosso experimento pela técnica de tempo-de-vôo, figura 13.

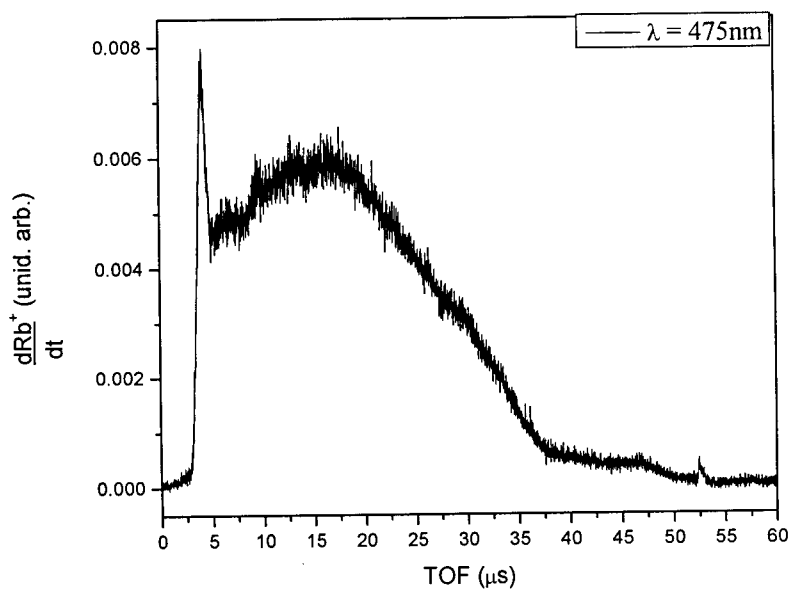


Figura 13 - Típico espectro de tempo-de-vôo de um plasma ultrafrio, onde a 1<sup>o</sup> pico é devido ao momento da criação do plasma e o 2<sup>o</sup> advém da assimetria do potencial.



#### 4.1.1 - Características do plasma

Procedendo da forma descrita acima, nós fotoionizamos aproximadamente 10% dos átomos frios, não fizemos tal medida neste experimento mas tiramos com base de trabalhos anteriores. Desta forma encontramos que a densidade do plasma é:  $n \approx 10^9 \text{ átomos/cm}^3$  e a sua largura é:  $L \sim \text{mm}$ . A partir da densidade encontramos o comprimento de Debye e o número de partículas que interagem coletivamente dentro da esfera de Debye para os dois extremos de comprimento de onda utilizado para o experimento (tabela 1).

$\lambda$ (nm)	$T_e$ (K)	$\lambda_D$ ( $\mu\text{m}$ )	$N_D$
479	11,09	7,27	1,61
470	402,14	43,77	351,26

Tabela 1 - Característica do nosso plasma ultrafrio de Rb.

Com estes resultados podemos dizer que criamos um plasma, tendo em vista que as seguintes condições foram satisfeitas:  $L \gg \lambda_D$  e  $N_D > 1$ .

## 4.2 - Resultados

A partir dos espectros de tempo-de-vôo fizemos um estudo do número de íons evaporados em função do tempo  $\left(\frac{dRb^+}{dt}\right)$  para os devidos comprimentos de onda utilizados.

Isto foi realizado da seguinte maneira: Fizemos o cálculo do primeiro intervalo de área em um determinado tempo ( $2\mu s$ ), linhas em azul no gráfico (figura 14), depois fizemos o cálculo para o segundo intervalo de área com o seu determinado tempo, soma das linhas azul com a rosa, e assim por diante para todo o gráfico. Fazendo isto nós encontramos a população de íons evaporada:

$$N_{evap}(t) = \int_0^t \frac{dRb^+(t)}{dt} dt \quad (15)$$

Depois de obtido este resultado nós plotamos um gráfico (figura 15) para estudar o comportamento desta população de íons evaporada em função do tempo para cada comprimento de onda utilizado no experimento. Feito isto ficou claro de entender como a taxa de evaporação se comporta para cada energia que o sistema recebe e em quanto tempo os íons levam para serem detectados.

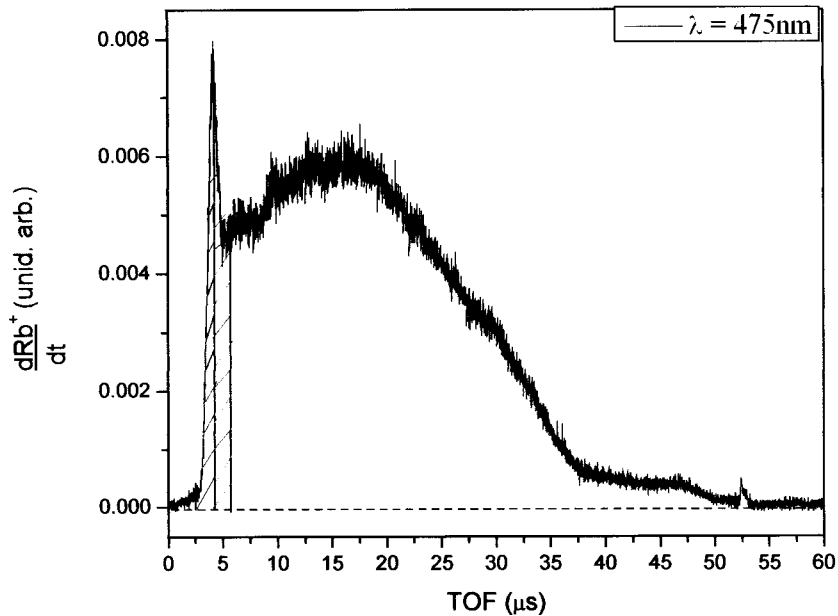


Figura 14 - Demonstrando como fizemos o estudo da área em função do tempo. Pegamos o primeiro intervalo em linhas azul e calculamos a primeira área, depois pegamos o segundo intervalo que é composto pelas linhas azul e rosa e calculamos a segunda área. Após feito isto para todo o intervalo obtemos a área total do gráfico em função do tempo.

No gráfico (figura 15) podemos observar um crescimento linear da população de íon evaporada em função do tempo, para todos os comprimentos de onda. Isto é devido a dinâmica de expansão do plasma, pois conforme o plasma expande, a profundidade do poço de potencial diminui e mais partículas vão sendo evaporadas com relação ao tempo. E também observamos que para o menor comprimento, ou seja, a maior energia, as partículas evaporam mais rápido. Este

comportamento já era esperado pelo fato que quanto mais energia nós damos ao sistema, mais energia cinética os elétrons vão ter e então com uma maior rapidez eles vão chegar ao detector.

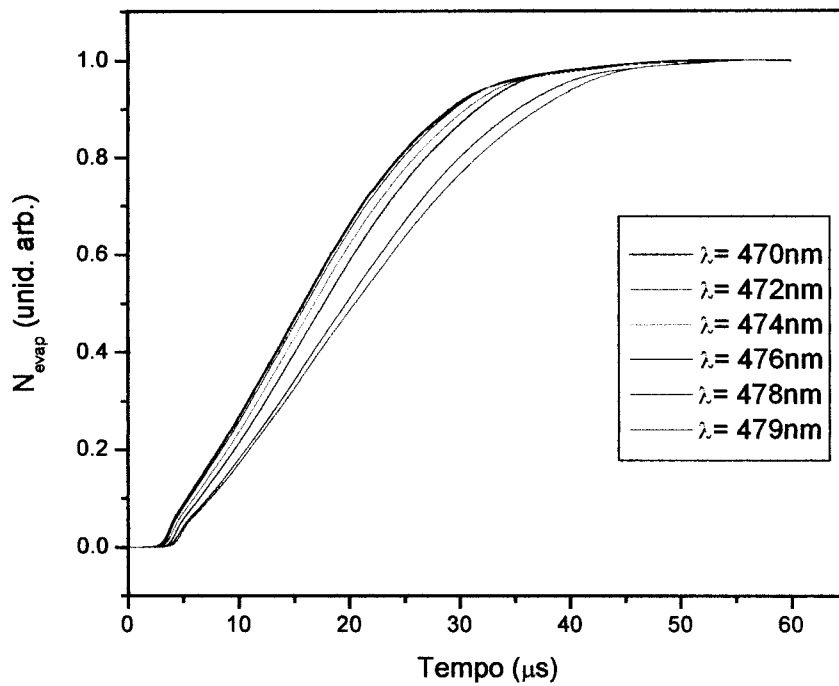


Figura 15 - Resultado da população de íon evaporada em função do tempo para vários comprimentos de onda diferentes, indicados no gráfico.

Desta forma quando variamos o comprimento de onda do laser de ionização, nós podemos fazer um estudo que relaciona a energia recebida pelo sistema com número de partículas que evaporaram. Este estudo é realizado fazendo um ajuste linear, no intervalo de 4 à 31 $\mu\text{s}$  para todos os

comprimentos de onda, como podemos ver na figura 16 para o comprimento de onda igual a 476nm. Assim nós obtemos o número de partículas que evaporam em função do tempo (figura 17), para cada comprimento de onda, ou seja, a taxa de evaporação do sistema.

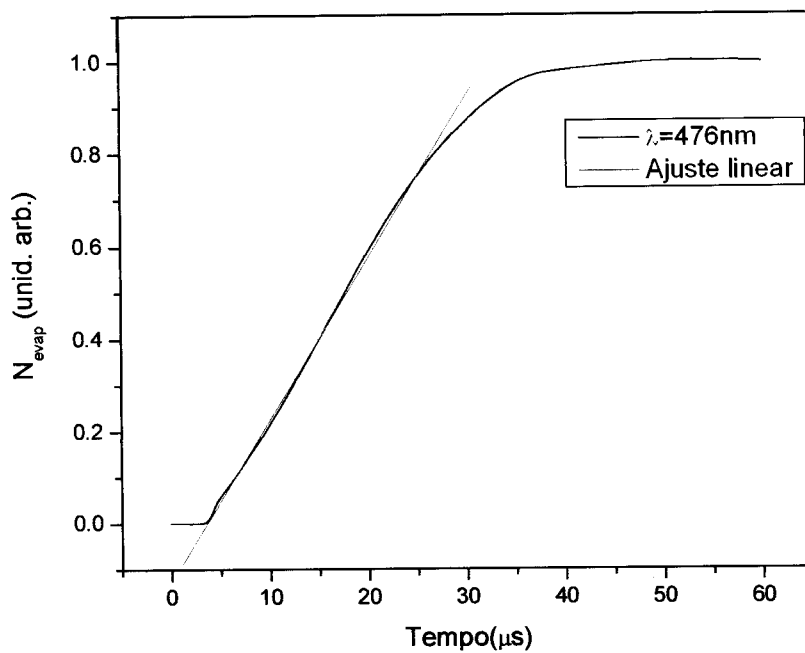


Figura 16 - Mostra o ajuste linear feito na população de íon evaporada para encontrar o número de partículas que evaporam em função do tempo.

No gráfico abaixo (figura 17) nós temos a taxa de evaporação em função da energia do elétron. A energia do elétron é obtida pela equação (13).

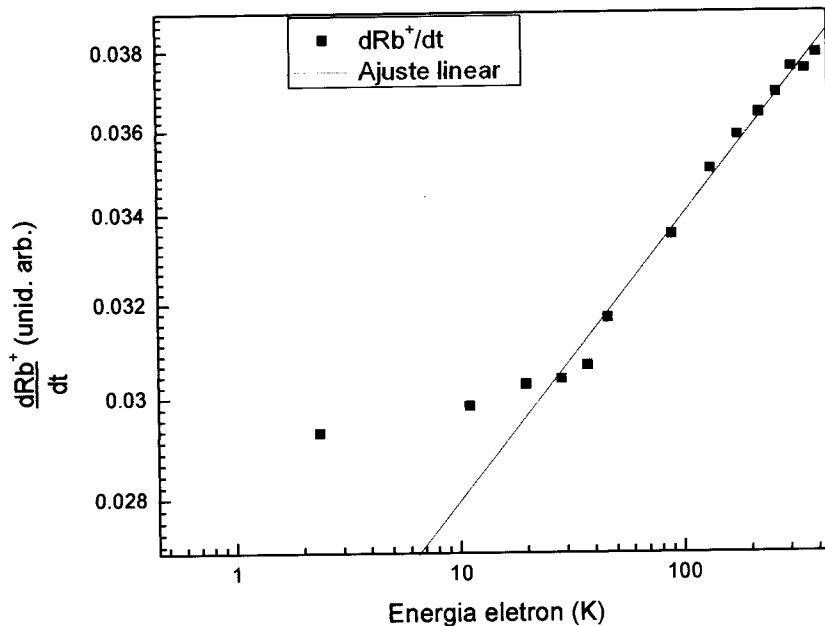


Figura 17 - Número de partículas que evaporam em um determinado tempo ( $dRb^+/dt$ ) pela energia que é dada ao sistema (energia recebida pelo elétron).

Este resultado está de acordo com a literatura [19], onde tem publicado resultados semelhantes, com o mesmo comportamento, veja a figura (18). Em seus resultados, está relacionado à velocidade com que o elétron evapora com a energia inicial do elétron. Na literatura [35] também temos um resultado teórico com um comportamento semelhante. Podemos comparar o nosso resultado, da taxa de evaporação, com o deles, a velocidade, pois eles obtiveram a velocidade das partículas evaporadas e nós encontramos o número destas partículas evaporadas.

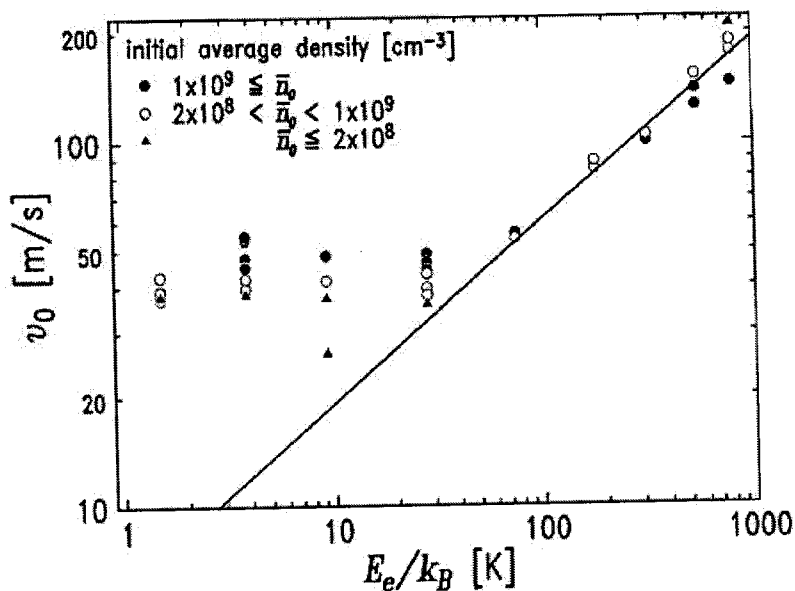


Figura 18 - Resultados publicados em [19] mostrando comportamento semelhante ao observado em nossos experimentos.

Como podemos ver os gráficos comportam-se de uma forma similar, pelo fato que apresentam uma forma um pouco crescente, e não explicada, até uma certa temperatura inicial dos elétrons e a partir desta cresce de uma forma quase linear.

Os resultados indicam que o comportamento acima da temperatura de 70K é descrito pelo modelo hidrodinâmico,  $v \propto T^{1/2}$ . Este modelo mostra que a expansão é governada pela pressão que o gás de elétrons, que estão aprisionados no potencial, exercem sob os íons. Desta forma os elétrons transferem energia cinética aos íons e estes aumentam sua velocidade e mais partículas são evaporadas conforme a

energia do elétron aumenta. Para a temperatura abaixo de 70K, sabe-se que o plasma expande muito mais rápido e não pode ser descrito pelo modelo hidrodinâmico.

#### **4.2.1 - Modelo analítico para a temperatura de um plasma ultrafrio**

Nesta dissertação também estamos interessados em saber a temperatura do plasma. Mas como dito anteriormente conseguir-la requer alguns parâmetros que para serem obtidos é preciso estudar a evolução do plasma. Em nosso experimento, devido a algumas dificuldades técnicas, não foi possível medir tal evolução, mas conseguimos a partir de outros parâmetros e de um modelo analítico encontrar a temperatura.

Para obtermos a temperatura do plasma nós utilizamos como padrão o maior comprimento de onda (479nm), pois é o que tem a menor energia cedida ao sistema, ou seja, é o que tem o menor número de partículas que evaporam. A partir da taxa de evaporação deste comprimento vamos normalizar a outras taxa de evaporação de todos os outros comprimentos de onda e a chamaremos de razão  $dRb^+/dt$  (tabela 2).



Comprimento de onda (nm)	Temperatura (K)	dRb <sup>+</sup> /dt	razão_dRb <sup>+</sup> /dt
470	402,14	0,038	1,294
471	356,96	0,038	1,279
472	311,98	0,038	1,281
473	267,19	0,037	1,258
474	222,59	0,037	1,242
475	178,17	0,036	1,224
476	133,94	0,035	1,195
477	89,91	0,034	1,144
478	46,04	0,032	1,081
478,4	28,55	0,030	1,037
478,8	11,09	0,029	1,018
479	2,37	0,029	1

Tabela 2 - Mostramos a taxa de evaporação do sistema e também a sua normalização (razão\_dRb<sup>+</sup>/dt).

Além do que está sendo considerado acima, nós também assumimos uma distribuição de energia de Maxwell-Boltzmann para o sistema de partículas. E inicialmente nós calculamos o número total de partículas e a energia total do sistema, antes de haver evaporação. Considerando a distribuição de energia:

$$f_E = \frac{2\sqrt{E}}{\sqrt{\pi}(k_B T)^3} \exp\left(\frac{-E}{k_B T}\right) \quad (16)$$

O número total de partículas no sistema é dado por:

$$N_T = \int N' f_E dE \quad \text{onde} \quad N_T = \frac{N' 2}{\sqrt{\pi}(k_B T)^3} \int_0^{\infty} \sqrt{E} \exp\left(\frac{-E}{k_B T}\right) dE \quad (17)$$

Assim, o número de partículas em função da energia é:

$$N(E) = \frac{N_T 2\sqrt{E}}{\sqrt{\pi}(k_B T)^3} \exp\left(\frac{-E}{k_B T}\right) \quad (18)$$

A energia total do sistema é dada por:

$$E_T = \int_0^{\infty} EN(E)dE \text{ e substituindo o número de partículas,}$$

temos:

$$E_T = \int_0^{\infty} \frac{N_T 2\sqrt{E}}{\sqrt{\pi}(k_B T)^3} \exp\left(\frac{-E}{k_B T}\right) E dE \quad (19)$$

fazendo a seguinte substituição de variáveis  $y^2 = \frac{E}{k_B T}$ , e

resolvendo a integral encontramos:

$$E_T = \frac{3}{2} N_T k_B T \quad (20)$$

A partir deste momento nós vamos considerar o processo de evaporação. Podemos entender este como, a cada passo de evaporação eliminam-se os átomos a partir de um limite superior da distribuição de Maxwell-Boltzmann (figura 19).

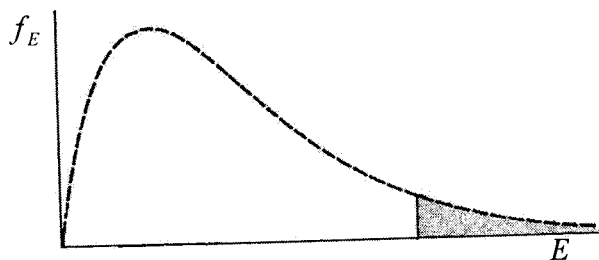


Figura 19 - Distribuição de Maxwell-Boltzmann em um primeiro passo de evaporação, onde temos a parte rachurada a que evaporou.

Logo após um passo de evaporação nós temos que o número de partículas é dado por:

$$N' = \int_0^{y'} N_T f_E dE \quad \Rightarrow \quad N' = \frac{N_T 2}{\sqrt{\pi}(k_B T)^3} \int \sqrt{E} e^{-E/k_B T} dE \quad (21)$$

$$N' = \frac{4N_T}{\sqrt{\pi}} \int_0^{y'} y^2 e^{-y^2} dy \quad (22)$$

onde temos:  $y'^2 = \frac{E}{k_B T}$  (23)

e a energia das partículas é:

$$E' = \int_0^{y'} N(E) E dE \quad \Rightarrow \quad E' = \frac{4N_T k_B T}{\sqrt{\pi}} \int_0^{y'} y^4 e^{-y^2} dy \quad (24)$$

mas com foi feito na eq. (20), a energia das partículas para um determinado passo de evaporação também pode ser escrita como:  $E' = \frac{3}{2} N' k_B T'$ , que é em função do número de partículas e da temperatura nesta dada evaporação.

O limite superior da integral ( $y'$ ), equações 22 e 24, foi escolhido para o maior comprimento de onda, de forma que o número de partículas tivesse uma pequena variação, em torno de 1%. O valor dado é:  $y' = 2,37$ .

Resolvendo as equações 22 e 24, encontramos:

$$N' = 0,988N_T$$

$E' = 1,42N_T k_B T = \frac{3}{2} N' k_B T'$  e substituindo  $N'$  encontramos:

$$T' = 0,958T$$

Podemos dizer destes resultados que o número de partículas varia em um fator de 0,988 do número de partículas total e a temperatura varia de 0,958 da temperatura total, logo escolhemos um ( $y'$ ) razoável de forma que ocorreu uma variação, da ordem de 1%.

Para encontrarmos os próximos  $y'$ , que serão calculados em função do de maior comprimento de onda, fizemos o seguinte procedimento:

1ª parte - Precisamos encontrar o número de partículas após o passo de evaporação em relação ao número de partículas total, ou seja,  $N' = XN_T$ , mas para isto precisamos calcular  $X$  para cada comprimento de onda. Como cada taxa de evaporação está um certo valor acima da normalizada, faz-se a seguinte razão para encontrar o  $X$ :

$$X = \frac{0,988}{\text{razão } dRb^+ / dt} \quad (25)$$

2ª parte - Com o valor de  $N'$  podemos substituir na equação (22) e encontrarmos o respectivo  $y'$  para cada comprimento de onda.

Como o valor de  $y'$  já foi encontrado para cada comprimento de onda e como temos definido que  $y'^2 = \frac{E}{k_B T'}$ , iremos encontrar a temperatura do plasma,  $T' = \frac{E}{k_B y'^2}$ . Mas como não há uma medida direta da temperatura, nós fizemos uma normalização. Esta normalização é feita pela temperatura do maior comprimento de onda, temperatura mínima:  $\frac{T}{T_{min}} = \frac{E/k_B y^2}{E/k_B y_{min}^2}$  e desta forma encontramos a temperatura do plasma.

No gráfico a seguir (figura 20) nós temos a temperatura normalizada do plasma em função da temperatura do elétron. Este nosso resultado também está de acordo com a referência [21], onde eles obtiveram a medida da temperatura pelo tempo de evolução do plasma para diferentes valores da temperatura inicial do elétron (figura 21).

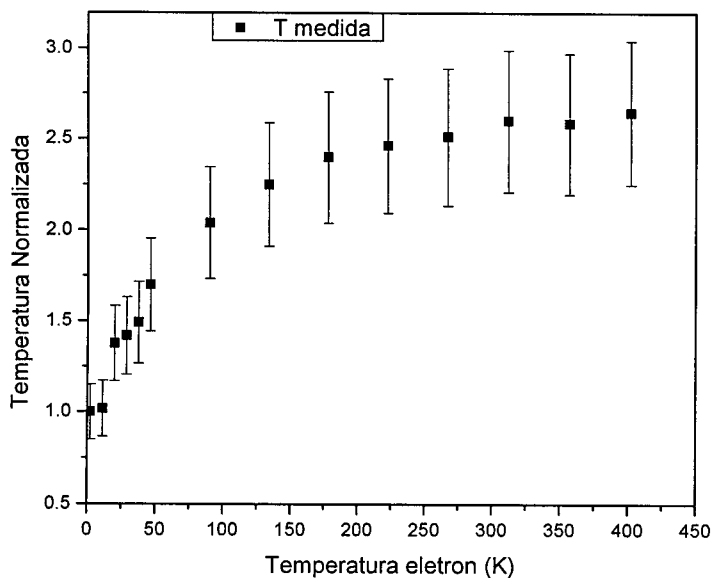


Figura 20 - Temperatura normalizada pela menor temperatura, referente ao maior comprimento de onda em função da temperatura dos elétrons calculada.

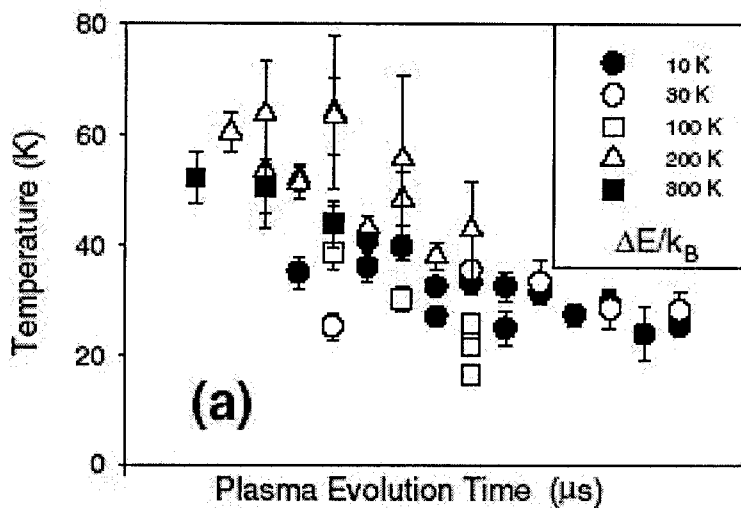


Figura 21 - Resultados publicados na referência [21] mostrando o comportamento semelhante ao observado em nossos resultados, onde eles obtiveram a temperatura do elétron em função do tempo de expansão do plasma.

O nosso resultado e o da referência [21] apresenta um comportamento similar pelo fato que para baixa energia cinética inicial do elétron a temperatura final do plasma é baixa e para uma alta energia cinética inicial do elétron a temperatura do plasma aumenta. O mais importante a ser ressaltado é que a ordem de grandeza encontrada é verdadeira, pois para uma grande variação na temperatura inicial do elétron nós encontramos a mesma faixa de temperatura, na ordem de Kelvin.

## CAPÍTULO 5

### Conclusões

Neste trabalho apresentamos resultados de um experimento de plasma ultrafrio produzidos a partir de uma armadilha magneto-óptica, através da fotoionização de átomos frios.

O estudo da taxa de evaporação em função da energia cinética inicial do elétron foi feito através da técnica de tempo-de-vôo. Nossos resultados são semelhantes aos encontrados em [19] e apresentam um comportamento que é quase constante abaixo da temperatura 70K, temperatura inicial dos elétrons. Observamos também um comportamento linear acima desta temperatura, que corroboram com a interpretação dada na referência [19]. Tal resultado é descrito pelo modelo hidrodinâmico e é devido à pressão que os elétrons exercem sobre os íons transferindo energia



cinética a estes, então conforme fornecemos mais energia ao sistema, ou seja, fotoionizamos com um menor comprimento de onda, mais partículas evaporam.

Apresentamos posteriormente um modelo que considera a distribuição de energia de Maxwell-Boltzmann. Com tal modelo e juntamente com os resultados obtidos experimentalmente, conseguimos obter a temperatura normalizada do plasma. Este nosso resultado também está de acordo com a referência [21], a qual encontra a temperatura absoluta do plasma conforme ele evolui. O comportamento obtido diz que o plasma para uma baixa energia cinética inicial do elétron tem uma menor temperatura do que quando a energia cinética inicial do elétron é alta. Observando também o nosso resultado com a referência [21] podemos concluir que obtivemos a temperatura do plasma com a mesma ordem de grandeza, pois mesmo fazendo uma grande variação na temperatura inicial do elétron foi obtida a temperatura na ordem de Kelvin.

Existem inúmeras extensões para este trabalho, pois a produção de plasma ultrafrio é muito recente. Conhecer algumas propriedades do plasma, como o acoplamento de Coulomb para o íon e o elétron, que é obtido a partir da temperatura de cada um respectivamente, é importante para

saber se o plasma está em um regime fortemente acoplado. Pois caso o acoplamento de Coulomb for maior que 1, o equilíbrio dos elétrons, que é baseado nas colisões de Coulomb, torna-se inválido e logo uma nova questão está em aberta; que é saber se e como ocorre o equilíbrio térmico para este caso.

Em particular, a partir do estudo do acoplamento forte será possível estudar o processo de recombinação, a dinâmica colisional, o aquecimento dos elétrons e a expansão em um sistema de pressão negativa.

Finalmente plasma neutro ultrafrio e gases densos de Rydberg estão interligados em um novo campo de sistemas ultrafrios e altamente excitados. Além de criarem um elo entre a física atômica, de plasma e da matéria condensada. Eles também vêm surpreendendo com novas questões que estão surgindo a cada novo experimento.

## **ANEXO**

A fim de se entender alguns princípios usados nesta dissertação faremos a seguir uma breve discussão de alguns aspectos fundamentais da força devido a radiação sobre o sistema atômico nas armadilhas magneto-óptica (MOT). Em seguida, descreveremos seu funcionamento e quais os elementos a compõem.

### **A.1 - Pressão de radiação**

A força que a luz exerce sobre o átomo pode ser de dois tipos: uma força espontânea, de caráter dissipativo, e uma força de dipolo ou induzida, de caráter conservativo [38].

A força de dipolo pode ser entendida considerando a luz como uma onda clássica. Ela é simplesmente a força média no tempo advinda da interação do dipolo de transição,

induzido pelo campo elétrico oscilante da luz, com o gradiente da amplitude do próprio campo da radiação. O feixe de luz controla a magnitude deste gradiente; e desintonizando a frequência óptica abaixo ou acima da transição atômica é possível controlar o sinal da força atuando no átomo. Sintonizando o feixe de luz abaixo da ressonância atrai o átomo para o centro do feixe de luz enquanto sintonizando acima da ressonância os repelem [38].

A força espontânea advém do recuo experimentado por um átomo quando ele absorve ou emite um fóton. Cada fóton absorvido transfere um quantum de momentum  $\hbar k$  para o átomo na direção de propagação ( $k=2\pi/\lambda$  é a magnitude do vetor de onda associado com o campo óptico). A emissão espontânea segue da ocorrência da emissão em direções aleatórias e a média é zero. A força espontânea atua no átomo na direção da propagação da luz.

A expressão da força de pressão da radiação sobre o átomo, que não terá seu cálculo detalhado nesta dissertação pois está fora de seu escopo e pode ser encontrada na referência [39], é proporcional ao gradiente da fase, que corresponde à força espontânea e proporcional ao gradiente da intensidade do campo, que corresponde à força de dipolo, logo a expressão é dada por:

$$\vec{F} = -\frac{\hbar\Gamma\Omega^2\nabla\Theta - \hbar(\Delta + \dot{\Theta})\nabla\Omega^2}{4(\Delta + \dot{\Theta})^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2} \quad (26)$$

onde  $\Delta = \omega_L - \omega_A$  é a dessintonia entre a frequência do laser ( $\omega_L$ ) e da transição atômica ( $\omega_A$ ),  $\Gamma$  é a largura natural da transição,  $\Theta = -\vec{k} \cdot \vec{r}$  é a fase do campo eletromagnético,  $\Omega = \frac{\mu E}{2\hbar}$  é a frequência de Rabi e  $\mu$  é o dipolo.

Tratando-se de armadilha magneto-óptica a força importante é a espontânea, pois a intensidade do gradiente de campo elétrico é desprezível. Logo a força que os átomos sentem no mínimo do campo, ou seja, quando são capturados pela armadilha magnético-óptica é:  $F_{\text{MOT}} = -\alpha v - kr$  [38], onde o primeiro termo desta força é em função da velocidade, e é chamado de força de fricção o qual é responsável pelo resfriamento e o segundo termo é em função da posição, é a força de restauração a qual é responsável pelo confinamento dos átomos.

## A.2 - Princípios básicos sobre MOT

Inicialmente abordaremos a sistemática de funcionamento da armadilha unidimensional e para isto consideraremos um átomo hipotético de dois níveis. Tal

átomo tem momento angular  $S=0$  no estado fundamental e  $S'=1$  no estado excitado. O átomo está sujeito a um campo magnético linear na direção do eixo  $z$ , inhomogêneo e fraco, e este campo gera no estado excitado do átomo um deslocamento devido ao efeito Zeeman, tornando-o triplamente não degenerado ( $m_s=0, \pm 1$ ) com desvio  $\Delta E = \mu m_s B$ , onde  $\mu$  é o magnéton de Bohr. É aplicado um par de feixes de lasers contrapropagantes na direção  $z$ , sintonizado abaixo da frequência natural da ressonância do átomo, ou seja, com detuning negativo, para o vermelho, e com polarizações ortogonais circulares. O efeito disto é que quando o átomo estiver em  $z > 0$  absorverá preferencialmente fótons com polarização  $\sigma^-$ , pois sua frequência está mais próxima da transição  $S=0$  ( $m_s=0$ )  $\Rightarrow$   $S'=1$  ( $m_s = -1$ ) e sofrerá uma força para a origem ( $z=0$ ). De forma análoga, para  $z < 0$  ocorre mais absorção de fótons com polarização  $\sigma^+$  favorecido pela transição  $S=0$  ( $m_s=0$ )  $\Rightarrow$   $S'=1$  ( $m_s = +1$ ) e novamente há o mesmo efeito restaurador que força o átomo a ficar na origem. Devido ao fato da frequência do feixe estar abaixo da ressonância surge uma força de caráter dissipativo capaz de remover energia do átomo [40]. Desta forma tem-se um sistema que aprisiona e resfria átomos, como podemos ver na figura (22).

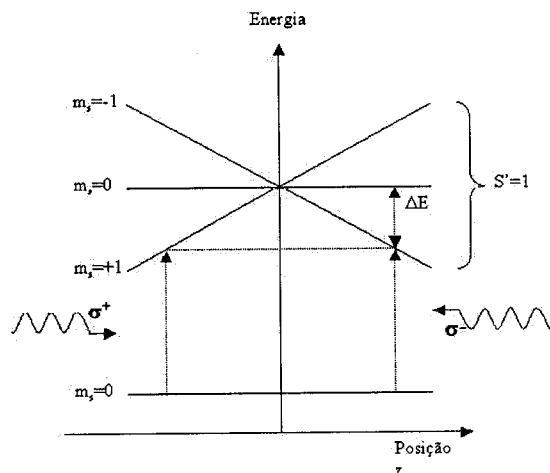


Figura 22 - Esquema de funcionamento de uma armadilha magneto-óptica para um átomo hipotético de dois níveis.

No caso tridimensional (figura 23) adicionam-se dois pares de feixes ortogonais contrapropagantes ao longo dos eixos  $x$  e  $y$ , e o campo magnético tridimensional é conseguido com um par de bobinas em configuração anti-Helmholtz, onde este campo cresce linearmente em qualquer direção e é nulo no centro da armadilha.

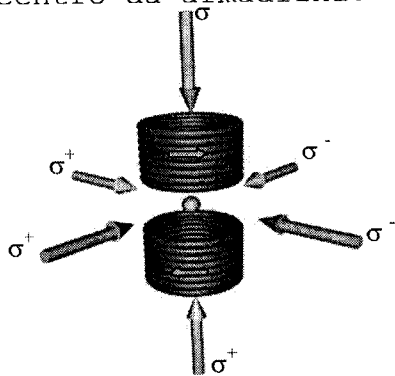


Figura 23 - Esquema da armadilha magneto-óptica em três dimensões, onde temos três pares de feixes contrapropagantes cruzando no ponto de mínimo valor do campo magnético, gerado pelo par de bobinas na configuração anti-Helmholtz.

## Referências Bibliografias

- [1] W. Crookes, Phil. Trans., 1, 135 (1879).
- [2] Cosmical electro-dynamics, H. Alfvén and C. Fälthammar, Oxford, 2ª Edição (1963).
- [3] L. Tonks and I. Langmuir, Oscillations in ionized Gases, Phys. Rev., 33, 195 (1929).
- [4] Rayleigh, Phil. Mag., 11, 117 (1906).
- [5] Radio telescopes, W. N. Christiansen & J. A. Hogbom, Cambridge University Press, 2ª Edição (1985).
- [6] Principles of plasma physics, Krall & Trivelpiece, Ed. McGraw-Hill.
- [7] Migdall, A.; Prodan, J.; Phillips, W. D.; Bergeman, T.; Metcalf, H.; Phys. Rev. Lett., v.54, p.2596, 1985.
- [8] Hansch, T. W.; Schawlow, A. L.; Cooling of gases by laser radiation, Opt. Commun., v.13, p.68, 1975.
- [9] Pritchard, D. E.; Raab, E. L.; Bagnato, V. S.; Wieman, C.; Watts, R.; Phys. Rev. Lett., v.57, p.310, 1986.



- [10] Raab, E. L.; Prentiss, D. M.; Cable, A.; Chu, S.; Pritchard, D. E.; Phys. Rev. Lett., v.59. p.2631, 1987.
- [11] Monroe, C.; Swanm, W.; Robinson, H.; Wieman, C.; Phys. Rev. Lett., v.65, p.1571, 1990.
- [12] Cohen-Tannoudji, C. Review of Modern Physics 70, 707-19 (1997).
- [13] Cornell, E. and Wieman, C. Rev. Mod. Phys., 875-93 (2002).
- [14] Ketterle, W. Rev. Mod. Phys., 74, 1131-51 (2002).
- [15] Fioretti, A., Comparat, D., Crubellier, A., Dulieu, O., Masnou Seeuws, F. and Pillet, P. Phys. Rev. Lett. 80, 4402-5 (1998).
- [16] Gabbanini, C., Fioretti, A., Lucchesini, A. Gozzini, S., and Mazzoni, M. Phys. Rev. Lett. 84(13), 2814-7 (2000).
- [17] Mancini M.W., Telles G.D., Caires A.R.L., et al., Phys. Rev. Lett. 92(13), 133203 (2004).
- [18] T. Killian et al, Phys. Rev. Lett. 83, 4776 (1999).
- [19] S. Kulin et al, Phys. Rev. Lett. 85, 318 (2000).
- [20] C. E. Simien et al, Phys. Rev. Lett. 92, 143001 (2004).

- [21] J. L. Roberts et al, Phys. Rev. Lett. 92, 253003 (2004).
- [22] S. Mazevet, L. A. Collins, J. D. Kress, Phys. Rev. Lett. 88, 55001 (2002).
- [23] T. Killian et al, Phys. Rev. Lett. 86, 3759 (2001).
- [24] M. P. Robinson et al, Phys. Rev. Lett. 85, 4466 (2000).
- [25] M. S. Murillo, Phys. Rev. Lett. 87, 115003 (2001).
- [26] S. G. Kuzmin and T. M. O'Neil, Phys. Plas. 9, 3743 (2002).
- [27] F. Robicheaux et al, Physics of Plasmas 10, 2217 (2003).
- [28] Francis F. Chen, Introduction to Plasma Physics (Plenum, New York, 1974).
- [29] F. Robicheaux and James D. Hanson, Physics of plasmas, 10, 2217 (2003).
- [30] S. Ichimaru, Rev. Mod. Phys. 54, 1017 (1982).
- [31] A. P. Gavriluk et al., Russ. Phys. J. 42, 744 (1999).
- [32] Y. Hahn, Phys. Rev. E 64, 046409 (2001).

[33] Abraham C., L. Chian & Michael F. Reusch, Física de plasma, vol. 1, UFF (1979).

[34] Principles of plasma physics, Krall & Trivelpiece Ed. McGraw-Hill.

[35] F. Robicheaux and James D. Hanson, Phys. Rev. Lett. 88, 055002-1 (2002).

[36] P. Mansbach and J. Keck, Phys. Rev. 181, 275 (1969).

[37] M. Walhout, U. Sterr, C. Orzel, M. Hoogerland, S. L. Rolston, Phys. Rev Lett. 74, 506 (1995).

[38] H. J. Metcalf, P. van der Straten, Opt. Soc. Am. B 20, 887 (2003).

[39] S. Stenholm, Rev. Mod. Phys. 58, 699 (1986).

[40] S. Chu, L. Hollberg, J. Bjorkman, A. Cable, A. Ashkin, Phys. Rev Lett. 54, 2596 (1985).