

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
CENTRO DE CIÊNCIAS FÍSICAS E MATEMÁTICAS
CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICO-QUÍMICA

MEDIDA DA DENSIDADE DE ÁTOMOS NO ESTADO METASTÁVEL EM UMA DES
CARGA DE ARGÔNIO.

TESE SUBMETIDA À UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA PARA A
OBTENÇÃO DO TÍTULO DE "MESTRE EM CIÊNCIAS".

JOSÉ CUPERTINO DA SILVA NETO

FLORIANÓPOLIS

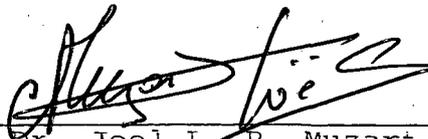
SANTA CATARINA - BRASIL

MAIO - 1988

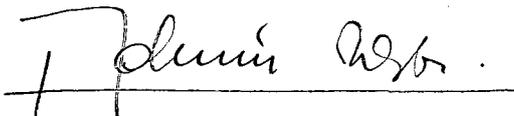
MEDIDA DA DENSIDADE DE ÁTOMOS NO ESTADO MESTASTÁVEL EM UMA
DESCARGA DE ARGÔNIO

JOSÉ CUPERTINO DA SILVA NETO

ESTA TESE FOI JULGADA ADEQUADA PARA OBTENÇÃO DO TÍTULO DE
"MESTRE EM CIÊNCIAS", ESPECIALIDADE EM FÍSICO-QUÍMICA E
APROVADA EM SUA FORMA FINAL PELO ORIENTADOR E MEMBROS DA BANCA.



Prof. Dr. Joel L. R. Muzart
Orientador

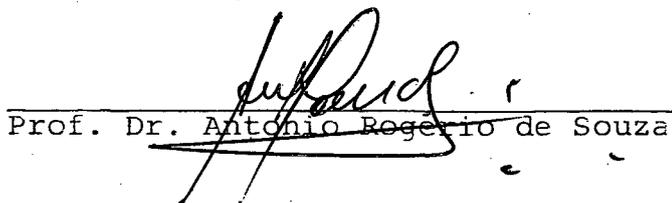


Prof. Dr. Ademir Neves
Coordenador

BANCA EXAMINADORA:



Prof. Dr. Joel L. R. Muzart



Prof. Dr. Antonio Rogério de Souza



Prof. Dr. Abio Valeriano A. Pinto

AGRADECIMENTOS

- A Universidade Federal de Santa Catarina.
- A Secretaria do Estado de Santa Catarina pela concessão de dispensa de minhas atividades profissionais durante a execução deste trabalho.
- Aos órgãos CAPES e CNPq que me possibilitaram, através do apoio via bolsas de estudo, dedicar trabalho exclusivo a execução desta dissertação.
- Aos professores do Curso de Pós-Graduação em Físico - Química que me auxiliaram no aperfeiçoamento de minha formação acadêmica.
- Aos colegas do Curso e, em especial, a Edson Lobo e Joselene Moro pelo incentivo, ajuda e apoio prestados na fase final deste trabalho.
- Ao prof. Joel L.R. Muzart, pelo dedicado e competente trabalho de orientação e pelo incentivo contínuo durante todas as fases da execução do trabalho.

Para Marcio, Bruno e Andrey.

ÍNDICE GERAL

| | PAG. |
|--------------------------------------------------------------------------|------|
| RESUMO..... | vii |
| ABSTRACT..... | viii |
| INTRODUÇÃO..... | lix |
| CAPÍTULO I | |
| 1.1 - Introdução..... | 1 |
| 1.2 - Radiação Emergente de uma Descarga..... | 2 |
| 1.3 - Absorção no Plasma..... | 6 |
| 1.4 - Processos Responsáveis pela Forma de uma Linha de Absorção..... | 9 |
| 1. Alargamento Natural..... | 9 |
| 2. Alargamento por Efeito Doppler..... | 11 |
| 3. Alargamentos Lorentz e Holtsmark..... | 16 |
| 4. Alargamento Devido ao Efeito Stark..... | 17 |
| 1.5 - Absorção no Caso Doppler..... | 17 |
| 1.6 - Método Alternativo..... | 24 |
| CAPÍTULO II | |
| 2.1 - Produção da Descarga Elétrica e Sistema de Vácuo.... | 33 |
| 2.2 - Descrição dos Aparelhos..... | 36 |
| 2.3 - Dispositivo Espectroscópico..... | 37 |
| 2.4 - Método de Medida..... | 39 |
| CAPÍTULO III | |
| 3.1 - Medidas de Absorção em Tubos de Comprimentos Iguais. | 45 |
| 3.2 - Medidas da Densidade de Átomos no Estado Metastável. | 49 |
| 3.3 - Comparação dos Resultados com Valores de J.Rakowikz. | 54 |
| 3.4 - Medidas de Absorção com Lâmpada Espectral de Argônio ... | 56 |

| | |
|-------------------|----|
| CONCLUSÃO..... | 66 |
| APÊNDICE..... | 67 |
| BIBLIOGRAFIA..... | 69 |

RESUMO

A determinação da densidade de átomos metastáveis em uma descarga de coluna positiva de argônio é obtida medindo a absorção óptica. Para obtenção de tais medidas utilizou-se dois tubos de descarga elétrica de mesma dimensão e submetidos a pressões e correntes iguais, um funcionando como lâmpada e outro como célula de absorção.

Com a montagem e considerando a auto-absorção na equação que relaciona a absorção com a densidade de átomos metastáveis, mostrou-se que esta última pode ser obtida sem que haja necessidade de medir a largura a meia altura das linhas da lâmpada e do plasma.

São discutidos os limites de validade do método, em particular a pressões superiores a 10 Torr onde, além da auto-absorção, deve também ser considerado o alargamento das linhas por efeito de pressão.

Finalmente, a título de verificação, medidas de absorção são feitas utilizando-se uma lâmpada Phillips de argônio permitindo que se encontre a largura de linhas da lâmpada. Os valores obtidos apresentam bom acordo com valores encontrados por outros autores.

ABSTRACT

The density of metastables argon atoms in a positive column discharge was determined by optical absorption measurements. Two discharge tubes with the same dimensions and equal pressures and current were used, one functioning as spectral lamp and the other as an absorption cell.

Considering self-absorption in the equation that relates absorption and the density of metastable atoms, we showed that the last may be found without measuring the half width of the spectral of lamp and plasma.

The limits of validity of the method are discussed and in particular for pressures above 10 Torr where besides self-absorption, line broadening because pressure effects must be considered.

Finally, to check these measurements, absorption was measured line using a Philips argon lamp to find the line width of the lamp. The values found are in agreement with those found by other authors.

INTRODUÇÃO

Os métodos propostos de medidas de densidades de átomos no estado metastável em uma descarga gasosa luminescente através de absorção óptica, mostram a necessidade de medir também a largura de linha emitida pela lâmpada assim como a largura de linha do plasma. Isto implica em um trabalho cuja execução depende de uma aparelhagem experimental não disponível, no caso, de um espectrômetro Fabry-Perot de alta resolução. Além disto a propagação de erro em tais métodos é grande, uma vez que para a determinação da densidade de metastáveis torna-se necessário o conhecimento prévio de três parâmetros obtidos a partir de medidas experimentais, sem contar ainda com a necessidade de um número maior de equipamentos.

Propomos neste estudo um método de medida que dependa somente do conhecimento de um destes parâmetros, qual seja, a medida de absorção óptica e de uma análise mais aprofundada das equações relacionando a absorção com a densidade de metastáveis, onde é considerado o fenômeno de auto-absorção.

No capítulo I é feito um estudo do princípio da medida da concentração de átomos metastáveis em uma descarga por absorção óptica. Neste capítulo são estudados também os fenômenos que contribuem para o alargamento de uma linha espectral.

O dispositivo experimental, assim como o processo

de funcionamento do sistema de vácuo e o método utilizado na determinação de N^M são descritos no capítulo II.

No capítulo III, finalmente, são apresentadas as medidas de absorção de algumas linhas espectrais do argônio e, em seguida, os valores encontrados para as densidades de metastáveis nos tubos de descarga.

O alargamento das linhas por efeito de pressão também é aqui considerado e permite definir os limites de validade das medidas.

CAPÍTULO I

PRINCÍPIO DA MEDIDA DA CONCENTRAÇÃO DOS ÁTOMOS METASTAVEIS EM UMA DESCARGA POR ABSORÇÃO ÓPTICA

1.1 - Introdução

Ao se propagar pelo interior de uma descarga elétrica gasosa a luz incidente proveniente de uma fonte externa fica sujeita à absorção. Se esta fonte de luz for também constituída por uma descarga gasosa contendo o mesmo gás da célula de absorção, a absorção é chamada de ressonante já que a energia do fóton incidente é igual a diferença de energia entre dois níveis dos átomos absorventes.

A absorção da luz incidente é função da população do nível inferior e sua medida permite determinar a densidade de átomos neste nível.

Da mesma forma que a luz incidente é absorvida na célula de absorção, ela pode ser absorvida na própria célula de emissão. Este fenômeno chamado de auto-absorção é considerado neste trabalho.

A intensidade de luz absorvida depende de constantes características da linha e do alargamento da mesma. Entre os efeitos responsáveis por este alargamento encontram-se o efeito Doppler, a largura natural da linha, o efeito de pressão e o efeito Stark. Além destes, será também considerado o fenômeno da auto-absorção influenciando na forma da linha.

O método proposto por A. Ricard¹ para gases nobres e em particular por Rakowikz² no argônio, se baseia, além da medi

da de absorção óptica, na medida da largura da linha de absorção e de emissão com espectrômetro Fabry-Perot de alta resolução.

No presente trabalho, utilizando o método proposto por A.C.G. Mitchell e M.W. Zemansky³, determinaremos a densidade de átomos metastáveis em descarga de argônio, com auxílio de somente medidas de absorção óptica e levando em consideração efeitos de auto-absorção.

1.2 - Radiação Emergente de uma Descarga

Seja uma descarga produzida em um tubo de vidro de comprimento L contendo gás à baixa pressão. De acordo com Mitchell e Zemansky³, se esta fonte de luz é tal que nela os átomos absorventes sejam suficientes para absorver uma porção extremamente pequena de radiação emitida, mas não sejam suficientes para absorver a radiação re-emitida, então ela se caracteriza como uma lâmpada ideal de ressonância e neste caso a auto-absorção não precisa ser considerada. Em semelhante lâmpada existe uma distribuição uniforme de átomos excitados no caminho direto da radiação e nenhum outro átomo excitado em qualquer outra parte. Neste caso a radiação ressonante emitida será devida a um único processo de absorção e emissão por parte de cada átomo. Tal radiação é chamada de radiação ressonante primária.

Se no entanto os átomos existentes forem suficientes para absorver uma quantidade apreciável da radiação excitante, a radiação re-emitida será também absorvida. A radiação primária absorvida será então re-emitida caracterizando uma radiação ressonante secundária que, por sua vez sofrerá nova absorção e re-emis

são caracterizando uma radiação ressonante terciária. Neste caso a lâmpada de ressonância não é considerada como uma lâmpada ideal.

Sejam dois tubos de comprimentos L e d alinhados segundo uma direção Ox como mostra a Figura 1. Analisaremos inicialmente as intensidades de luz absorvida e transmitida em um único tubo submetido à descarga elétrica gasosa. Dentro de condições ideais, onde a concentração de átomos excitados é uniforme e a pressão do gás é suficientemente baixa de forma que a soma das radiações secundária e terciária seja desprezível comparada com a radiação ressonante primária, (condições experimentais propostas por Orthmann e Pringsheim⁴), parte da radiação emitida por uma camada dx do tubo de descarga é auto-absorvida. Somente uma pequena fração dessa energia, é re-emitida na direção original e podemos dizer que a luz incidente consiste inteiramente de radiação ressonante primária.

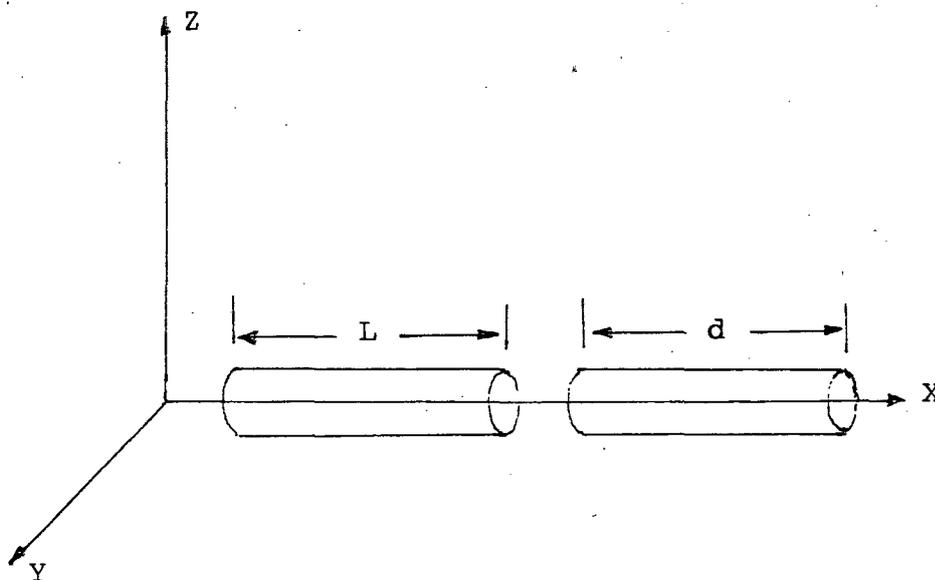


Figura 1 - Tubos de descargas alinhados segundo uma direção Ox . Para efeitos do estudos será analisada somente a luz transmitida nesta direção.

O gráfico da figura 2 mostra o comportamento da intensidade de luz transmitida, de frequência ν , em função do comprimento do tubo.

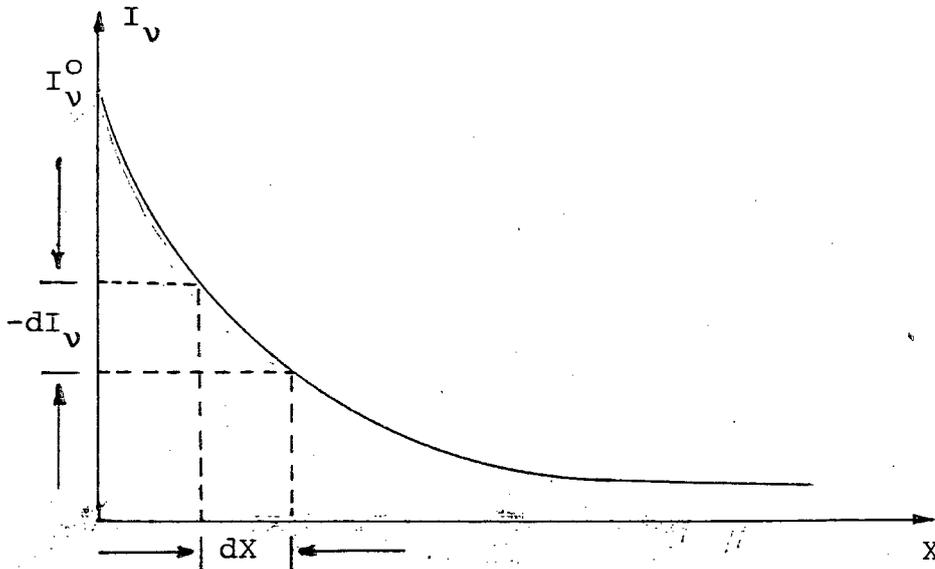


Figura 2 - Intensidade de radiação transmitida em função do comprimento do tubo.

Cada camada do tubo de descarga de secção transversal de espessura dx reduz a intensidade do feixe transmitido em uma quantidade $-dI_\nu$. Esta quantidade é proporcional à intensidade de luz I_ν que se propaga na camada e à espessura dx , ou seja

$$dI_\nu = -K_\nu \cdot I_\nu \cdot dx \quad (1),$$

onde a constante de proporcionalidade K_ν representa o coeficiente de absorção do gás.

Havendo absorção podemos exprimir I_ν através da expressão:

$$I_\nu = I_\nu^0 \cdot e^{-K_\nu \cdot x} \quad (2),$$

sendo I_ν^0 a intensidade de luz incidente na camada com frequência ν .

Desta maneira a Eq.(1) pode ser reescrita na forma:

$$dI_\nu = -K_\nu \cdot I_\nu^0 \cdot e^{-K_\nu \cdot x} dx \quad (3).$$

Integrando a Eq.(3) ao longo do tubo de descarga obtemos a intensidade de luz emergente do tubo. Esta intensidade será denotada por E_ν :

$$E_\nu = -K_\nu \cdot I_\nu^0 \cdot \int_0^L e^{-K_\nu \cdot x} dx,$$

ou ainda resolvendo a integral em x , encontramos:

$$E_\nu = C \cdot (1 - e^{-K_\nu \cdot L}) \quad (4),$$

sendo C uma constante igual a intensidade de luz emitida pelo tubo quando não há auto-absorção.

Integrando finalmente esta última expressão em ν , obtemos a radiação total emergente do tubo de descarga fazendo uma varredura sobre todas as possíveis frequências da luz emitida.

$$\int E_{\nu} d\nu = c \cdot \int (1 - e^{-k_{\nu} \cdot L}) d\nu.$$

A equação (4) é rigorosamente verdadeira somente se a radiação ressonante é primária exclusivamente, ou seja; se a fonte que a emitiu possuir as características da lâmpada de ressonância ideal descrita anteriormente. Entretanto ela fornece também uma descrição satisfatória da radiação a partir de uma lâmpada de ressonância na qual a pressão do gás é suficientemente baixa de forma que a soma das radiações secundária e terciária na direção de propagação da luz incidente seja pequena comparada com a radiação ressonante primária.

1.3 - Absorção no Plasma

Sejam os tubos de comprimentos L e d representados na Figura 1, ambos submetidos a descargas elétricas gasosas, sendo o primeiro a fonte de luz e o segundo a célula de absorção. Os dois tubos estão alinhados de forma que a intensidade de luz proveniente do tubo de comprimento L incida sobre o tubo de comprimento d . Parte dessa luz proveniente da fonte é absorvida pela célula de absorção.

Seja K_{vp} o coeficiente de absorção do gás contido na célula de absorção (plasma) e $K_{v\ell}$ o coeficiente de absorção do gás contido na fonte de luz. Se a radiação proveniente da fonte passar através da célula de absorção, a absorção pode ser calculada através da seguinte expressão:

$$A = 1 - \frac{\text{Intensidade de luz transmitida}}{\text{Intensidade de luz incidente}} \quad (5)$$

Se a distribuição de frequências da radiação incidente (radiação emitida pela fonte) é denotada por E_v , o coeficiente de absorção do gás na célula de absorção por K_{vp} , e o comprimento da célula por d , a absorção será dada por

$$A = 1 - \frac{\int E_v \cdot e^{-K_{vp} \cdot d} dv}{\int E_v dv}$$

ou

$$A = \frac{\int E_v \cdot (1 - e^{-K_{vp} \cdot d}) dv}{\int E_v dv} \quad (6).$$

onde E_v representa a radiação incidente sobre o tubo de comprimento d , com frequência v . A integral na Eq.(6) é feita de modo varrer todas as frequências de luz.

Da Eq.(4), $E_v = C (1 - e^{-K_{v\ell} \cdot L})$, onde $K_{v\ell}$ é o coeficiente de absorção do gás contido na fonte de luz. Se a radiação

desta lâmpada passar através de uma célula de absorção de comprimento d contendo um gás cujo coeficiente de absorção é K_{vp} , então a partir da Eq.(6) a absorção será dada por

$$A = \frac{\int (1 - e^{-K_{ve} \cdot L}) \cdot (1 - e^{-K_{vp} \cdot d}) dv}{\int (1 - e^{-K_{ve} \cdot L}) dv} \quad (7).$$

Esta equação mostra que absorção é função dos coeficientes de absorção, tanto da fonte (K_{ve}) quanto da célula (K_{vp}). Desta forma escrevendo a radiação incidente usando a Eq.(4) estamos considerando a auto-absorção na lâmpada.

O coeficiente de absorção K_v , seja da fonte ou da célula, é função da frequência ν . Segundo Mitchell e Zemanski³, este coeficiente depende também de um valor máximo K_{max} definido na região onde a linha apresenta absorção em torno da frequência ν_0 , e da largura $\Delta\nu$ da linha de absorção.

A Figura 3 apresenta a variação do coeficiente de absorção com a frequência em torno de uma frequência ν_0 .

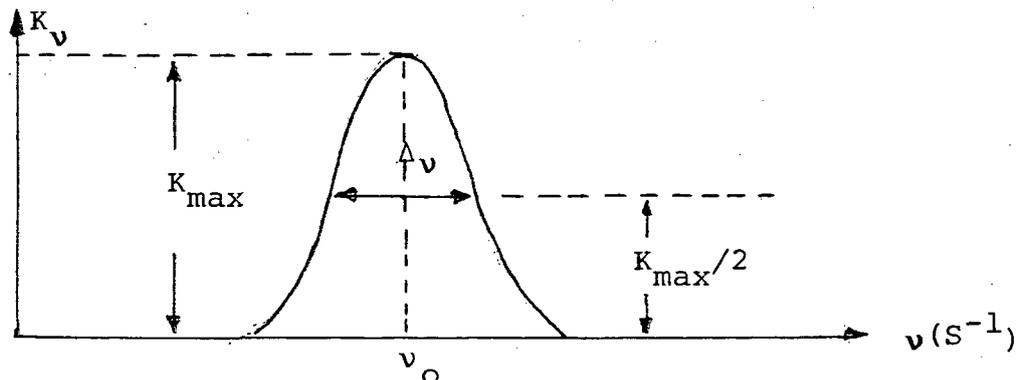


Figura 3 - Variação do coeficiente de absorção com a frequência em uma linha de absorção.

Os fatores que contribuem para o alargamento de uma linha de absorção serão analisados a seguir.

1.4 - Processos Responsáveis pela Forma de uma Linha de Absorção

Como foi mostrado nas figuras 2 e 3, uma linha, na qual se observa uma absorção ou uma emissão, possui uma certa largura em torno de uma frequência ν_0 . Em geral cinco são os efeitos responsáveis por este alargamento de uma linha espectral.

1 - Alargamento Natural

O nível excitado m de um átomo possui um tempo finito de vida. Em qualquer momento após ter sido excitado ele pode emitir radiação na forma de um fóton e voltar ao estado inicial. Existe portanto uma probabilidade não nula de emissão espontânea, A_{mn} , em direção a níveis inferiores ($n < m$) e toda medida de energia E_m do nível m deve ser realizada dentro de tempos inferiores ao tempo de duração (τ) deste nível que em casos típicos é de aproximadamente 10^{-8} s. Em virtude do princípio de incerteza de Heisenberg, o nível possui uma certa largura ΔE_m tal que

$$\Delta E_m = \frac{h}{2\pi} \gamma_m \quad (8),$$

onde $\gamma_m = \frac{1}{\tau}$.

Um outro nível n possui uma certa largura ΔE_n definida por

$$\Delta E_n = \frac{h}{2\pi} \cdot \gamma_n .$$

Estas duas larguras, ΔE_m e ΔE_n , são completamente independentes. Somente numa situação em que $\tau \rightarrow \infty$ estas larguras serão infinitamente estreitas.

A transição entre os dois níveis m e n será pois a transição entre dois níveis de larguras finitas, de modo que teremos um alargamento da linha devido ao alargamento dos níveis de energia.

Considerando ainda que

$$\Delta E = h \cdot \Delta \nu \quad (9),$$

obtemos

$$\Delta \nu_n = \frac{1}{2\pi \cdot \tau} \quad (10).$$

Uma vez que $\nu = c/\lambda$, a derivada desta expressão em relação a λ fornece

$$\Delta \lambda_n = -c \frac{\Delta \lambda}{\lambda^2}$$

e a partir daí em comparação com a Eq.(10) obtemos finalmente

$$\Delta\lambda_N = \frac{\lambda^2}{2\pi \cdot c \cdot \tau}$$

onde λ é o comprimento de onda da transição, c é a velocidade da luz e $\Delta\lambda_N$ é a largura natural da linha.

Para a linha 6965 Å do argônio encontramos o valor $\Delta\lambda_N = 0,93 \cdot 10^{-4}$ Å e valores da mesma ordem de grandeza nas outras linhas utilizadas.

2 - Alargamento por Efeito Doppler

Este alargamento é consequência do movimento de átomos e íons num meio à temperatura T , na qual a função distribuição das velocidades das diferentes partículas é suposta maxwelliana.

O número de átomos cujas velocidades, segundo uma direção Ox , está compreendida entre v_x e $(v_x + dv_x)$ é obtida a partir da distribuição de Maxwell

$$dN = \frac{N}{\theta \sqrt{\pi}} \cdot e^{-v_x^2 / \theta^2} \cdot dv_x \quad (11),$$

onde θ é a velocidade mais provável, correspondente ao máximo da função maxwelliana.

Se os movimentos são de origem térmica podemos es
crever

$$\frac{1}{2} m \cdot \theta^2 = k \cdot T$$

onde K é a constante de Boltzmann, T é a temperatura e m a mas
sa do átomo.

Se um átomo, ao retornar a um nível inferior emite
uma radiação de frequência ν_0 , enquanto ele possuir uma velocida
de v_x emitirá uma radiação de frequência aparente ν'_0 tal que

$$\nu'_0 = \nu_0 \left(1 \pm \frac{v_x}{c} \right)$$

ou

$$\frac{\nu'_0 - \nu_0}{\nu_0} = \frac{v_x}{c} = \frac{\Delta \nu}{\nu_0} = \frac{|\Delta \lambda|}{\lambda_0} \quad (12).$$

Sejam $\Delta \nu_0$ e $\Delta \lambda_0$ os deslocamentos em frequência e
comprimento de onda correspondente à velocidade mais provável θ .
Dessa forma

$$\frac{\Delta \nu_0}{\nu_0} = \frac{|\Delta \lambda_0|}{\lambda_0} = \frac{\theta}{c} \quad (13).$$

A intensidade da linha à uma frequência distante

de Δv da frequência central ν_0 é proporcional ao número de átomos radiantes nesta frequência, isto é, ao número de átomos cuja velocidade está compreendida entre v_x e $(v_x + dv_x)$. Podemos então escrever

$$\frac{dN}{N} = \frac{I_\nu dv}{I} = \frac{1}{\sigma\sqrt{\pi}} e^{-v_x^2/\sigma^2} dv_x \quad (14),$$

onde $I = \int I_\nu dv$ é a intensidade total da linha.

Utilizando as Eq. (12) e (13) na Eq. (14) obtém-se

$$\frac{I_\nu}{I} = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\nu_e} e^{-(\Delta\nu/\Delta\nu_e)^2} \quad (15)$$

No centro da linha onde $\nu = \nu_0$, $\Delta\nu = 0$. Dessa forma obtém-se então:

$$I_{\nu_0} = \frac{I}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{1}{\Delta\nu_e}$$

e a Eq. (15) pode ser reescrita na forma

$$I_\nu = I_{\nu_0} e^{-(\Delta\nu/\Delta\nu_e)^2} \quad (16).$$

Uma expressão similar a Eq. (16) pode ser obtida utilizando a va

riável comprimento de onda

$$I_{\lambda} = \frac{I}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{1}{\Delta\lambda_e} e^{-(\Delta\lambda/\Delta\lambda_e)^2} = I\lambda_0 e^{-(\Delta\lambda/\Delta\lambda_e)^2}$$

onde a intensidade central é $I\lambda_0$ dada por

$$I\lambda_0 = \frac{I}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{1}{\Delta\lambda_e}$$

Uma vez que a largura Doppler corresponde à largura da linha a meia altura de sua intensidade máxima, isto é, na altura onde $I\lambda = \frac{1}{2} \cdot I\lambda_0$, e que deve ser levado em conta que o deslocamento em comprimento de onda devido ao efeito Doppler ocorre em ambos os sentidos da direção x ao redor de v_0 podemos escrever

$$e^{-(\Delta\lambda_D/2\Delta\lambda_e)^2} = 1/2$$

ou seja

$$\Delta\lambda_D = 2\Delta\lambda_e \sqrt{\ln 2} \quad (17).$$

Usando o deslocamento em frequência ($\Delta\nu$) a partir da Eq. (16) po

demos ainda escrever

$$\Delta v_D = 2\Delta v_\theta \sqrt{\ln 2}$$

Se os movimentos são de origem térmica, $\Theta = (2KT/m)^{1/2}$, então da Eq. (13), obtemos:

$$\Delta \lambda_\theta = \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{2KT}{m}}$$

Substituindo esta última expressão na Eq. (17), encontramos:

$$\Delta \lambda_D = \frac{2\lambda_0}{c} \cdot \sqrt{\frac{2KT}{m}} \cdot \sqrt{\ln 2}$$

ou ainda, em termos de Δv , encontramos

$$\Delta v_D = \frac{2\lambda_0}{c} \cdot \sqrt{\frac{2KT}{m}} \cdot \sqrt{\ln 2} \quad (18)$$

onde Δv_D é o alargamento devido ao efeito Doppler.

No capítulo III serão apresentadas as medidas de Δv_D calculada para cada linha espectral estudada.

3 - Alargamentos Lorentz e Holtsmark

O tempo de vida de um nível excitado de um átomo radiante pode ser limitado pelas colisões com outras partículas do meio (íons, elétrons ou átomos neutros). Os alargamentos Lorentz e Holtsmark são devidos às colisões com átomos neutros. Estes alargamentos são chamados de alargamentos por efeito de pressão, uma vez que o primeiro depende da pressão de um gás de outra natureza injetado no sistema e é devido às colisões com os átomos neutros deste gás. O segundo depende da pressão do gás absorvente de mesma natureza.

Vários autores, (5) a (9), mediram o alargamento por efeito de pressão para o argônio. Os resultados destes autores mostram que o coeficiente de alargamento γ (expresso em \AA) não muda para as linhas de um mesmo nível. Na tabela I apresentamos os valores encontrados expressos em $2\gamma/N$, sendo N o número de átomos por cm^3 .

Tabela I - Alargamento por pressão em linhas espectrais do argônio. Descargas a 10 Torr.

| λ (\AA) | Nível | $2\gamma/N$ ($\text{\AA} \cdot \text{cm}^{-3}$) | Δ_{vp} (cm^{-1}) |
|----------------------------|---------|---------------------------------------------------|------------------------------------|
| 6965 | 3P_2 | $1,0 \cdot 10^{-20}$ | $4,7 \cdot 10^{-3}$ |
| 8668 | 3P_0 | $1,0 \cdot 10^{-20}$ | $4,7 \cdot 10^{-3}$ |
| 7514 | 3P_1 | $1,8 \cdot 10^{-20}$ | $11,2 \cdot 10^{-3}$ |
| 7503 | 1P_1 | $7,0 \cdot 10^{-20}$ | $43,5 \cdot 10^{-3}$ |

4 - Alargamento Devido ao Efeito Stark

Este alargamento é devido as colisões com partículas carregadas (elétrons e íons). Em descargas pouco ionizadas (coeficiente de ionização em torno de 10^{-5}), A. Ricard¹ mostra que o efeito Stark é desprezível.

Em resumo A. Ricard¹ e Rakowikz² consideram que a uma pressão de até 10 Torr, os efeitos Stark, Holtsmark e Natural tem contribuições muito pequenas em comparação com a contribuição do efeito Doppler, podendo, dessa forma, serem ignorados.

Neste trabalho, além de utilizarmos um gás monoatômico puro, a descarga é submetida a um regime de fluxo, o que elimina praticamente a presença de impurezas provenientes da parede do tubo e dos eletrodos. Além disso limitamos o sistema a baixas pressões como será visto nos capítulos seguintes. Podemos então considerar que, nestas condições, o efeito Doppler é predominante.

1.5 - Absorção no Caso Doppler

Na secção anterior foram descritos os cinco processos que contribuem para a formação de uma linha de absorção de um gás. Nas condições experimentais (baixa pressão, regime de fluxo) nos limitaremos ao caso onde o efeito Doppler é predominantemente acentuado frente às demais contribuições para o alargamento de uma linha.

Para a determinação do coeficiente de absorção de

um gás, considerando-se apenas o efeito de alargamento da linha devido ao efeito Doppler, a expressão desenvolvida por Voigt¹⁰ é:

$$K_{\nu} = K_{\nu_0} e^{-\left[\frac{2(\nu - \nu_0)}{\Delta\nu_D} \cdot \sqrt{\ln 2} \right]} \quad (19).$$

onde K_{ν_0} é o coeficiente de absorção no centro da linha, $\Delta\nu_D$ é o alargamento devido ao efeito Doppler e ν_0 é a frequência no centro da linha.

Levando-se em conta que a constante de Boltzmann, K , pode ser representada na forma $K = R/N_0$ e que $N_0 = M/m$ onde R é a constante dos gases perfeito, N_0 é o número de Avogadro, e M é o peso molecular, a Eq. (18) para o alargamento Doppler pode ser então reescrita na forma

$$\Delta\nu_D = \frac{2\sqrt{2R \cdot \ln 2}}{c} \cdot \sqrt{\frac{T}{M}} \cdot \nu_0 \quad (20),$$

onde T é a temperatura absoluta.

Com base na teoria clássica da dispersão de elétrons, Mitchell e Zemansky³ encontraram a seguinte expressão para K_{ν_0} , com $\Delta\nu_D$ expresso em cm^{-1}

$$K_{\nu_0} = \frac{2\pi e^2}{\Delta\nu_D \cdot m \cdot c^2} \cdot \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \cdot N \cdot F \quad (21),$$

onde m é a massa do elétron e f é a força de oscilador da linha. f é adimensional e proporcional à probabilidade por segundo de que um átomo num certo nível energético fará uma transição para um nível inferior. Quando por outro lado o efeito Doppler é ignorado e o alargamento natural é predominante, o coeficiente de absorção é proporcional a

$$\frac{1}{1 + \left[\frac{2(\nu - \nu_0)}{\Delta\nu_N} \right]^2}$$

onde $\Delta\nu_N$ é o alargamento natural da linha.

Introduzindo as quantidades:

$$\omega = \frac{2(\nu - \nu_0)}{\Delta\nu_D} \cdot \sqrt{\ln 2} \quad (22),$$

e

$$a = \frac{\Delta\nu_N}{\Delta\nu_D} \cdot \sqrt{\ln 2} \quad (23).$$

Mitchell e Zemansky³ mostram ainda que o coeficiente de absorção combinado do gás quando os dois efeitos, Doppler e natural, estão presentes, é dado por

$$K_\nu = K_{\nu_0} \cdot \frac{a}{\pi} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2}}{a^2 + (\omega - y)^2} dy \quad (24),$$

onde $y = \frac{2\nu}{\Delta\nu_D} \sqrt{\ln 2}$.

δ é uma distância variável escolhida a partir do ponto $(\nu - \nu_0)$ para representar o alargamento Doppler de uma banda de frequência.

Desde que a é uma constante para uma particular linha de absorção de um gás à temperatura constante, o coeficiente de absorção definido na Eq.(24) é, portanto, uma função de w .

Além disso Mitchell e Zemansky propõem que quando a é da ordem de 0,01, a Eq.(24) pode ser reescrita na forma aproximada:

$$K_{\nu} = K_{\nu_0} e^{-w^2} \quad (25)$$

No nosso caso, usando a Eq.(20) e os resultados de alargamento por efeito de pressão apresentados na Tabela I, obtivemos para algumas linhas valores de a bem superiores, definindo a da seguinte forma:

$$a = \frac{\Delta\nu_N + \Delta\nu_P}{\Delta\nu_D} \cdot \sqrt{\ln 2}$$

Esta expressão de a , considerando que o alargamento por efeito de pressão se soma ao alargamento natural, é uma aproximação para avaliar a influência do efeito de pressão. É preciso ressaltar que esta aproximação permite somente determinar os limites de validade da Eq.(25).

Tabela II - Valores obtidos para a levando em consideração o alargamento por efeito de pressão.

| Nível | λ (Å) | $\Delta\nu_D$ (cm ⁻¹) | a(10 Torr) | a(1 Torr) |
|-----------------------------|-----------------|-----------------------------------|------------|-----------|
| ³ P ₂ | 6965 | 28,2.10 ⁻³ | 0,21 | 0,021 |
| ³ P ₀ | 8667 | 22,6.10 ⁻³ | 0,17 | 0,017 |
| ³ P ₁ | 7514 | 26,1.10 ⁻³ | 0,36 | 0,036 |
| ¹ P ₁ | 7503 | 26,1.10 ⁻³ | 1,39 | 0,139 |

Mostraremos no final deste capítulo que para os níveis ³P₂, ³P₀ e ³P₁, utilizando um método alternativo, podemos ainda usar a expressão simplificada para o coeficiente K_v definido na Eq. (25) para pressões de até 10 Torr o que facilita muito os cálculos. Para o nível ¹P₁ este método não permite obter resultado acima de 1 Torr.

A determinação da densidade de metastáveis N^m é possível supondo as condições ideais para a lâmpara de ressonância, conforme o que foi visto na seção 1.2. Entretanto essas condições nem sempre são aplicáveis na prática. Nestes casos é conveniente usar uma expressão empírica que representa aproximadamente o alargamento resultante a partir das condições de pressão e temperatura no interior da lâmpada. Uma expressão proposta por Mitchell e Zemanski³ é:

$$E_v = C e^{-(\omega/\alpha)^2} \quad (26),$$

onde α é dado por:

$$\alpha = \frac{\text{largura a meia altura da linha emitida}}{\text{largura a meia altura da linha absorvida}} \quad (27).$$

Da Eq. (22) temos que $dv = (\Delta v_0 / 4v_0 \sqrt{\ln 2}) d\omega$. A partir daí, usando a definição de E_ν proposta na Eq. (26) e a forma aproximada da Eq. (25) para o coeficiente de absorção, podemos reescrever a Eq. (6) na forma:

$$A = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-(\omega/\alpha)^2} (1 - e^{-K_{\nu_0 p} \cdot d \cdot e^{-\omega^2}}) d\omega}{\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-(\omega/\alpha)^2} d\omega} \quad (28)$$

Observa-se então neste caso que absorção irá depender, além de seu coeficiente no centro da linha e do parâmetro w , também do coeficiente α . Para a obtenção deste coeficiente, de acordo com a definição na Eq. (27), é necessário portanto conhecer as larguras de linha, tanto da lâmpada, quanto do plasma.

Através de medida da largura a meia altura das linhas, com auxílio de espectrômetro Fabry-Perot de alta resolução, é possível determinar α . Este é o método proposto por Ricard¹ e Rakowitz² para determinação do coeficiente mas sua viabilização depende da disponibilidade dos aparelhos de medida.

Uma resolução numérica da Eq. (28), para vários valores escolhidos de α , possibilita a construção das curvas de $K_{\nu_0} \cdot L$ como função de A , mostradas na figura 4.

Uma vez que não dispomos de meios experimentais adequados para medir α , este método não pode ser utilizado. En

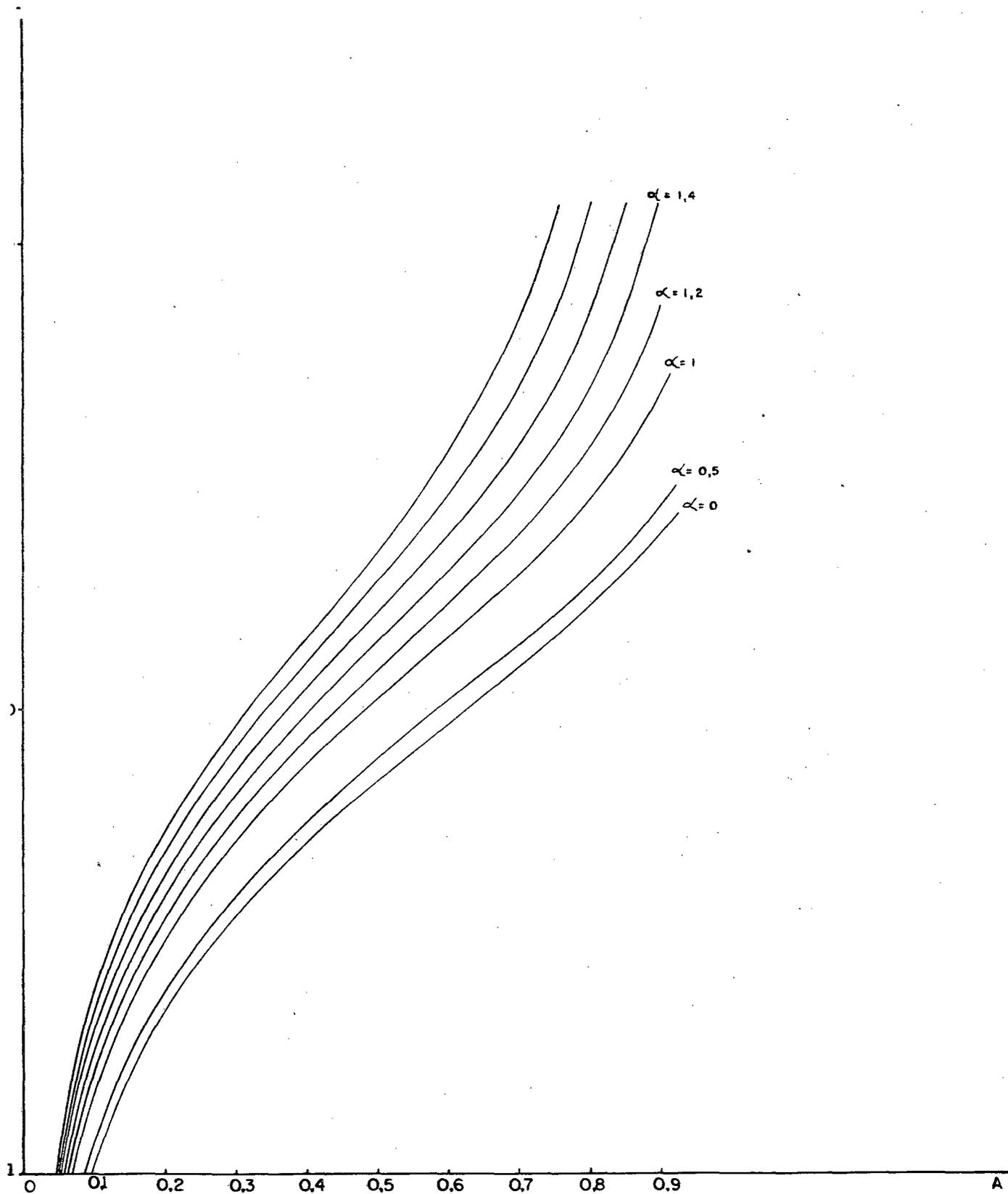


Fig. 4 - Valores de $K_{v0} \cdot L$ em função da absorção.

Curvas obtidas a partir de uma resolução numérica da Eq. (27) para vários valores de α

tretanto a técnica na qual se utiliza uma lâmpada de ressonância semelhante à usada por Rakowicz², será utilizada para verificação e comprovação de nossos resultados como será visto no capítulo III.

1.6 - Método Alternativo

Para evitar o problema apresentado na secção anterior, (falta de equipamento adequado para determinação de α) propõe-se um método experimental alternativo no qual, tanto a fonte de luz quanto a célula de absorção, são constituídos de tubos de descargas apresentando mesmo comprimento ($L = d$), mesma temperatura e pressão e submetidos à correntes elétricas iguais. Além disso um único gás está contido nos dois tubos (fonte de luz e célula de absorção) de modo que temos $K_{vl} = K_{vp}$. Escolhendo as condições tal que α é suficientemente pequeno de forma que podemos escrever $K = K_{v_0} \cdot e^{-\omega^2}$, a Eq. (7) assume então a forma:

$$A = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} (1 - e^{-K_{v_0} \cdot L \cdot e^{-\omega^2}})^2 d\omega}{\int_{-\infty}^{+\infty} (1 - e^{-K_{v_0} \cdot L \cdot e^{-\omega^2}}) d\omega} \quad (29).$$

Substituindo a Eq. (20) na Eq. (21) e considerando que $\lambda = 1/v_0$, obtêm-se no sistema CGS:

$$K_{\nu_0} = \frac{e^2}{m.c} \cdot \sqrt{\frac{\pi M}{2RT}} \cdot \lambda . N . f \quad (30)$$

com K_{ν_0} sendo expresso em cm^{-1} .

Substituindo a Eq. (39) na Eq. (29), a expressão para a absorção no plasma fica então

$$A = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \left(1 - e^{-\left[\frac{e^2}{mc} \sqrt{\frac{\pi M}{2RT}} \cdot \lambda . N . f . L . e^{-\omega^2} \right]} \right)^2 d\omega}{\int_{-\infty}^{+\infty} \left(1 - e^{-\left[\frac{e^2}{mc} \sqrt{\frac{\pi M}{2RT}} \cdot \lambda . N . f . L . e^{-\omega^2} \right]} \right) d\omega} \quad (31)$$

ondê as constantes, no sistema CGS, valem:

| | | |
|---------------|------------|-----------|
| $m = 9,109$ | 10^{-29} | g |
| $c = 3,0$ | 10^{10} | cm/s |
| $e^2 = 2,307$ | 10^{-19} | erg.cm |
| $R = 8,314$ | 10^7 | erg/mol.K |

Através de um cálculo numérico, ver programa no apêndice, a integral na Eq. (31) é resolvida para as linhas espectrais do argônio utilizadas, obtendo-se a densidade de átomos absorventes com somente medidas de absorção.

A partir dos resultados fornecidos pelo computador, constroem-se as curvas da absorção como função de N^m . As curvas apresentadas nas figuras 5, 6, 7 e 8 correspondem a quatro linhas escolhidas em diferentes níveis de energia.

Nestas figuras apresentamos também, além destas curvas, alguns pontos determinados a partir de um cálculo desenvolvido por J.L.R. Muzart¹¹ para medidas de N^m , levando em consi-

deração os alargamentos por efeito de pressão e Doppler. Estes pontos foram obtidos através de uma resolução numérica usando na Eq. (7) a expressão do coeficiente de absorção K_ν expresso pela Eq. (24) com o coeficiente a da Eq. (23) escrito na forma modificada

$$a = \frac{\Delta\nu_N + \Delta\nu_P}{\Delta\nu_D} \cdot \sqrt{\ln 2}$$

onde $\Delta\nu_P$ é o alargamento por efeito de pressão.

Nos cálculos de Mitchell e Zemansky³, sendo a em torno de 0,01, não foi considerado o alargamento por efeito de pressão. Devido a predominância do efeito Doppler a forma da linha tem, portanto, um perfil exclusivamente gaussiano definido por uma função do tipo

$$g(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{1}{\beta} e^{-x^2/\beta^2}$$

Fazendo $\beta = \Delta\nu_0$ e $x = \Delta\nu$, esta expressão é justamente a Eq. (15).

Nestas condições o coeficiente de absorção do gás pode ser expresso na forma simplificada da Eq. (25):

$$K_\nu = K_{\nu_0} e^{-\omega^2}$$

De posse dos valores de absorção obtidos experimentalmente determina-se, utilizando as curvas de A em função de N , as densidades de átomos no estado metastável para os diversos níveis de energia do argônio.

Para o cálculo destes pontos (evidenciados por círculos ao redor) foi utilizada a aproximação para o coeficiente de absorção, onde a predominância do efeito Doppler é marcante na determinação da forma da linha. Nestas figuras aparecem também os pontos calculados utilizando o programa desenvolvido por J.L.R. Muzart¹¹ (evidenciados por x) onde foi considerado, além do alargamento Doppler, o alargamento por efeito de pressão contribuindo na forma da linha.

Na comparação destes resultados verificamos que, para os níveis 3P_0 , 3P_1 e 3P_2 , a influência do alargamento devido ao efeito de pressão é pequena dentro de uma faixa de absorção entre 0,15 e 0,80 em relação aos cálculos desenvolvidos considerando somente a largura Doppler como podemos observar na Figura 5. Dessa forma pode-se afirmar que o perfil destas linhas é determinado pela predominância do efeito Doppler e é, portanto, um perfil gaussiano.

Entretanto para o nível 1P_1 a 10 Torr (Figura 8), observamos que o alargamento por efeito de pressão não pode ser desprezado. Sua contribuição é bastante relevante e, conseqüentemente, a forma da linha já não terá o mesmo perfil. Entendemos que nesse caso o critério utilizado por Mitchell e Zamansky para o valor de a em torno de 10^{-2} é excessivamente rigoroso uma vez que, para valores de absorção entre 0,15 e 0,80 mostramos que para a em torno de 0,20, o erro cometido, desprezando o alargamento por efeito de pressão, não é significativo.

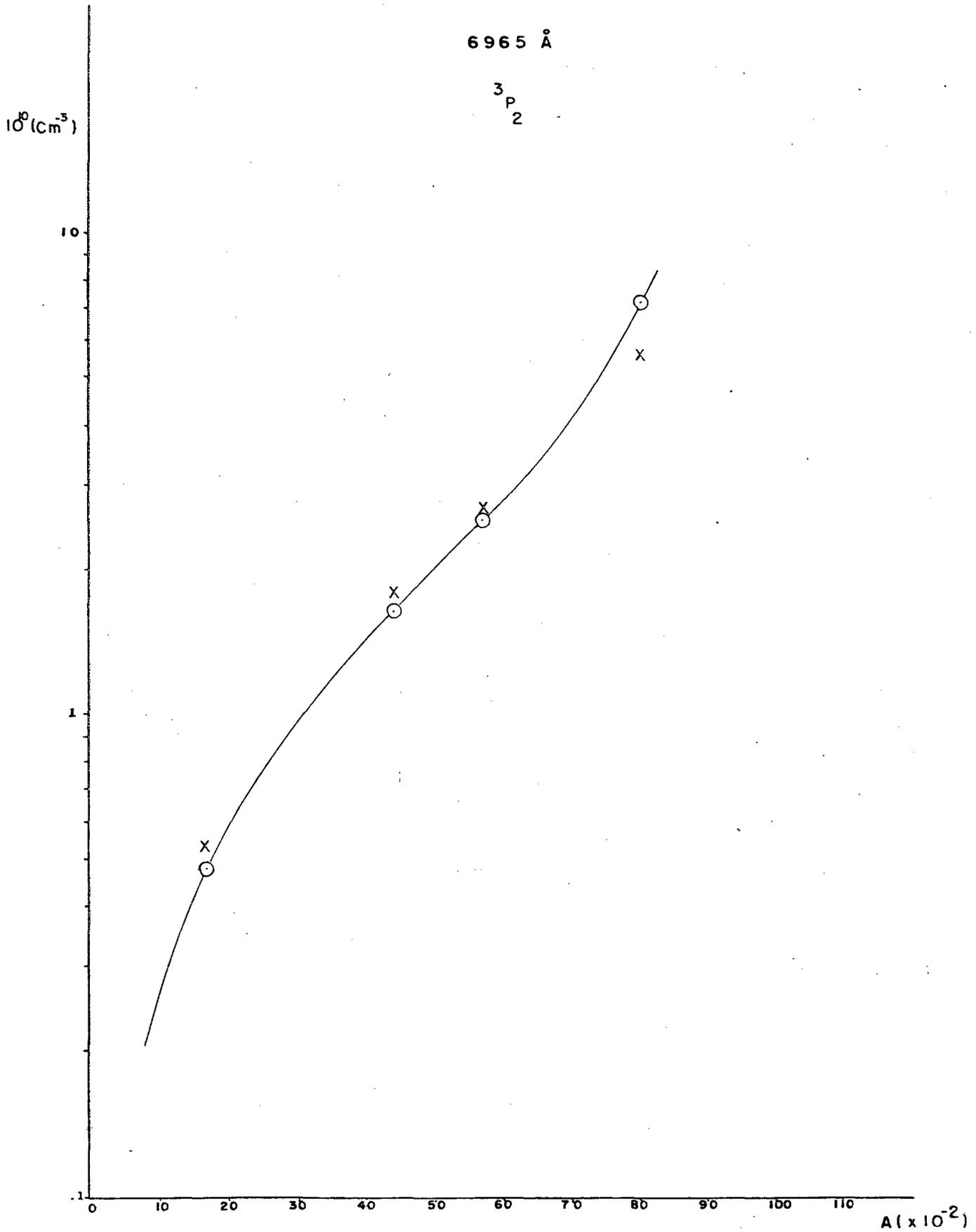


Fig. 5 - Valores de N^M em função da absorção A para a linha 6965 Å do nível 3P_2 do argônio. Os pontos evidenciados por x foram calculados por J.L.R. Muzart a uma pressão de 10 Torr

8667 Å

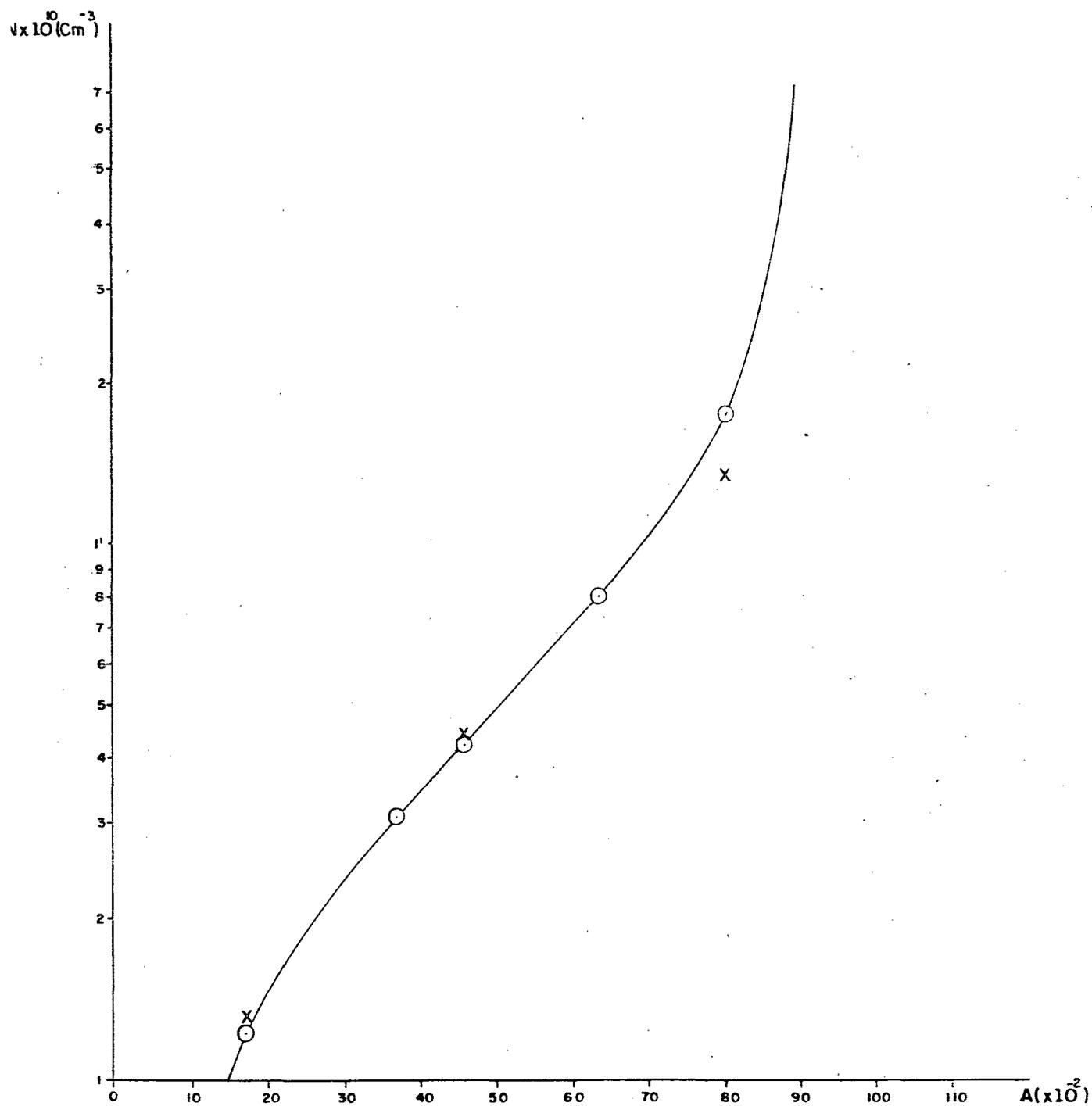
 3P_0 

Fig. 6 - Valores de N^M em função da absorção A para a linha 8667 Å do nível 3P_0 do argônio. Os pontos evidenciados por \times foram calculados por J.L.R. Muzart a uma pressão de 10 Torr.

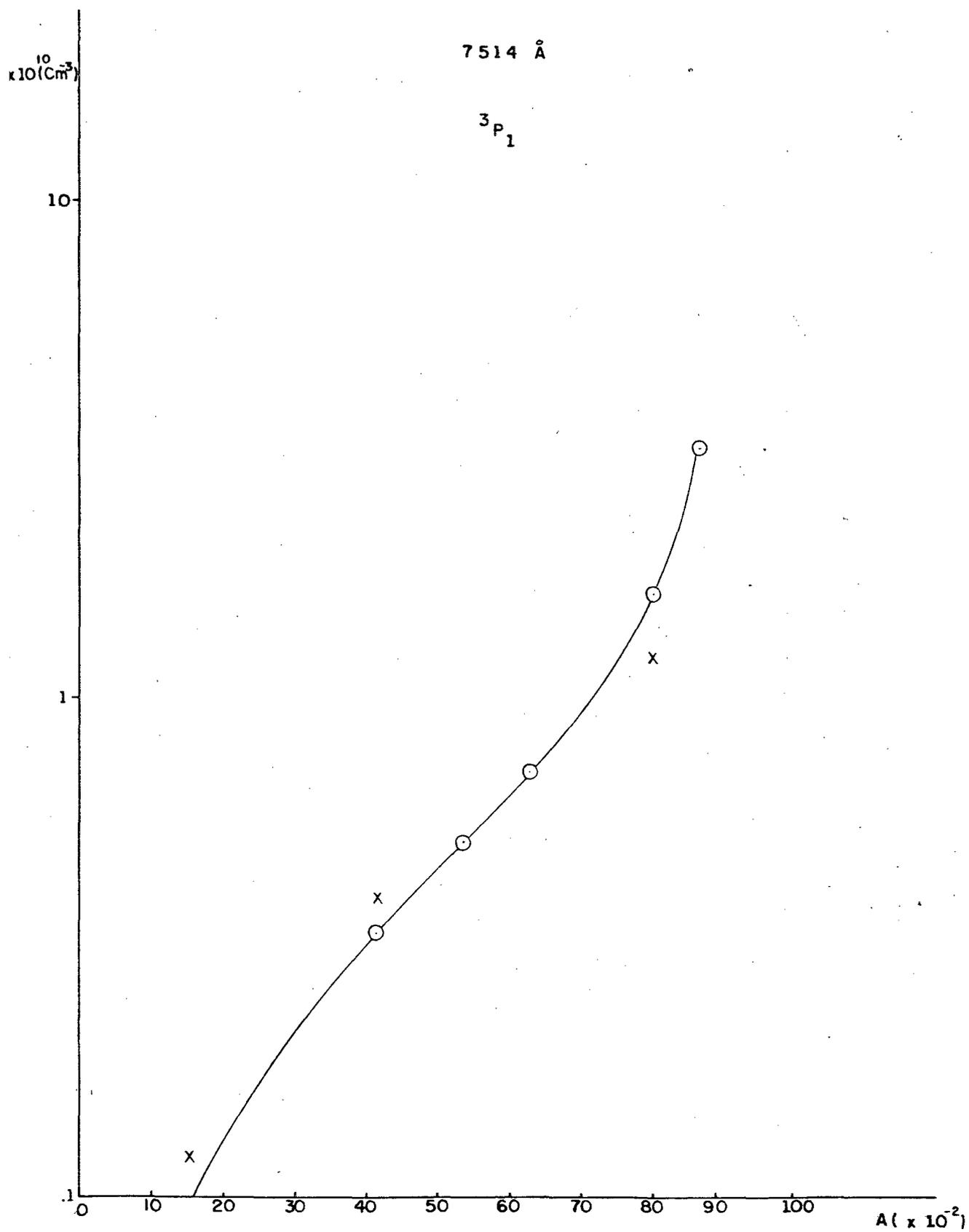


Fig. 7 - Valores de N^M em função da absorção A para a linha 7514 Å do nível 3P_1 do argônio. Os pontos evidenciados por \times foram calculados por J.L.R. Muzart a uma pressão de 10 Torr.

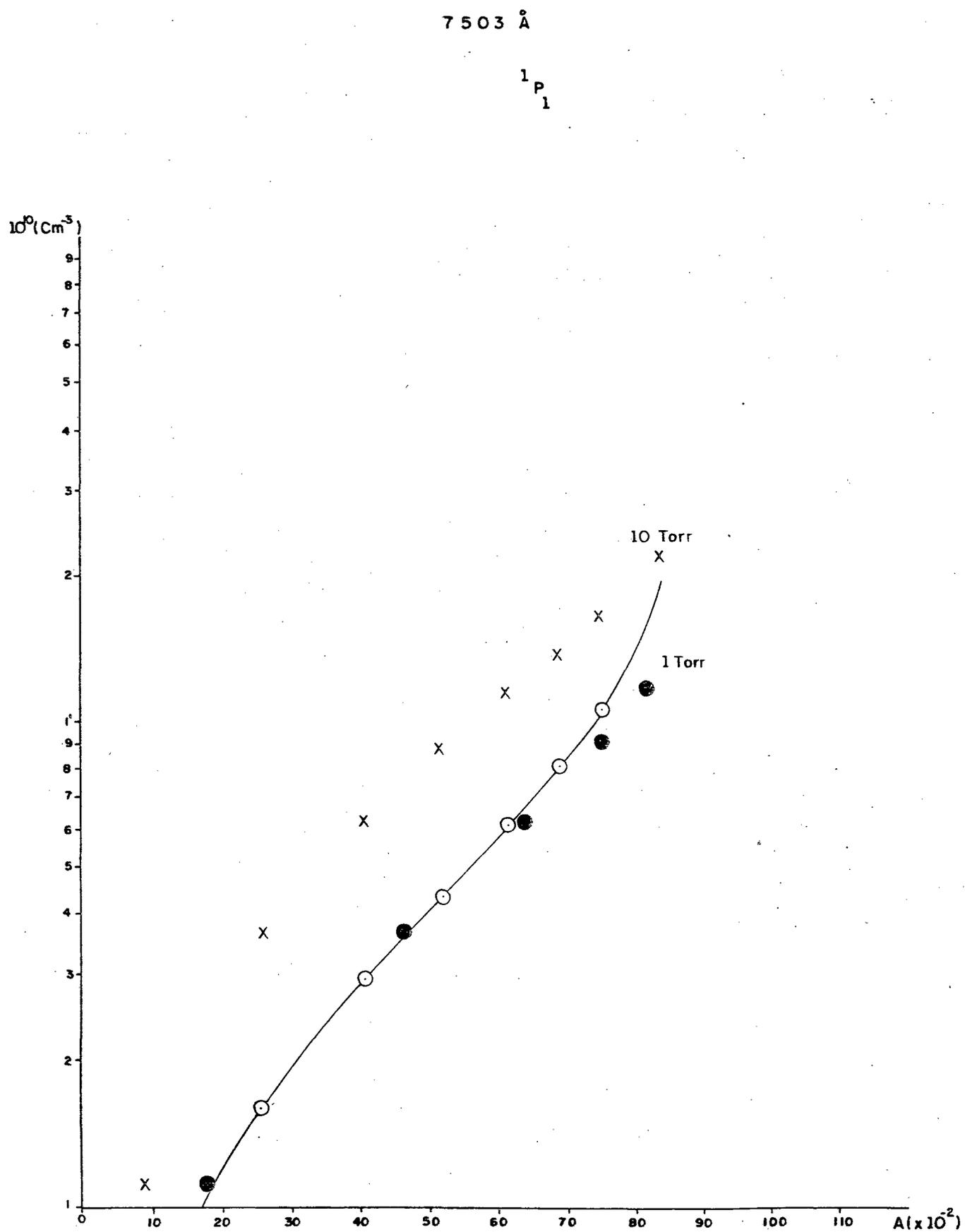


Fig. 8 - Valores de N^M em função da absorção A para a linha 7503 Å do nível 1P_1 . Os pontos evidenciados por x e \circ foram calculados por J.L.R. Muzart a pressões de 10 Torr e 1 Torr respectivamente.

É conveniente lembrar que na época (1935) não dis-
pondo de microcomputadores para o cálculo de integrais, Mitchell
e Zemansky se limitaram em avaliar a mudança do valor de K_v / K_{v_0}
no centro da linha, o que não implica necessariamente numa modifi-
cação substancial na forma da linha.

CAPÍTULO II

Neste capítulo descreveremos sucintamente o dispositivo experimental. Uma breve análise da descarga e do funcionamento do sistema de vácuo é feita com o objetivo de melhor caracterizar nossas medidas. Por fim é apresentado o método experimental de determinação da densidade de átomos metastáveis por absorção óptica.

2.1 - Produção da Descarga Elétrica e Sistema de Vácuo

Na Figura 9 é mostrado o esquema simplificado da montagem experimental. Os eletrodos são dispostos lateralmente ao tubo de modo a permitir medidas de absorção. A alimentação da descarga é feita por uma fonte estabilizada, com corrente variável de 0 a 25 mA. O sistema de vácuo é composto por um sistema à bomba de difusão a óleo 40 l/s que permite atingir uma pressão residual de aproximadamente 10^{-5} Torr no tubo de descarga.

As medidas são feitas em pequeno fluxo de argônio fazendo-se uma constante renovação do gás na tentativa de se evitar contaminação da descarga com impurezas provenientes das paredes e dos eletrodos. A pressão no tubo de descarga é controlada por um medidor Pirani TR 201 Leybold previamente calibrado por um medidor a mercúrio tipo kramer. O medidor modelo TR 201, numeração (7) da Figura 9, é eficiente dentro de uma faixa de pressão variando de 10^{-2} Torr a 10 Torr, sendo portanto satisfatório para a faixa de pressão escolhida para as medidas que é de 1 a 10 Torr.

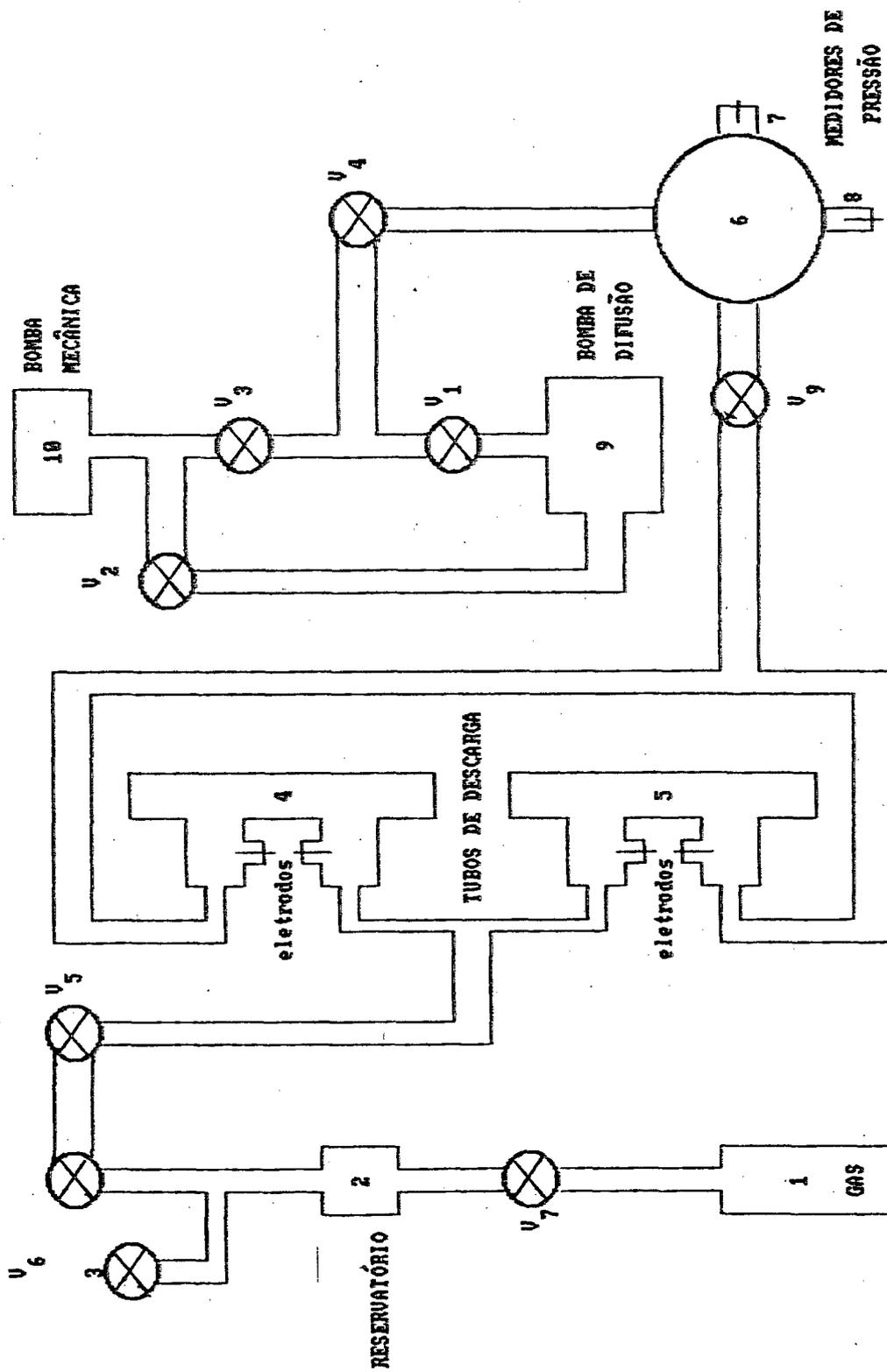


Fig. 9 - Montagem experimental do sistema de vácuo.

No entanto o medidor a mercúrio é preciso até 1 Torr, fazendo com que nossas medidas, acima deste valor de pressão, possam sofrer erro sistemático.

O medidor Penning, numeração 8 da Figura 9, por permitir medidas variando de 10^{-3} até 10^{-5} Torr, foi utilizado para verificar a vedação do sistema de vácuo. O vácuo obtido no sistema foi de 2.10^{-5} Torr.

Como vimos no capítulo I, medidas de absorção abaixo de 0,15 ou acima de 0,8 geram grande imprecisão na determinação da densidade de átomos metastáveis (N^m). Em virtude disso os tubos de descargas de 16 cm de comprimento na Figura 9 foram substituídos posteriormente, numa segunda etapa da experiência, por tubos de 6,5 cm nos quais a absorção possui valores inferiores a 0,8 permitindo maior precisão na determinação da densidade de metastáveis.

Além deste sistema, no qual são utilizados dois tubos de descarga iguais, um funcionando como célula de absorção e outro funcionando como fonte de luz, foi elaborado um segundo sistema no qual o tubo que funciona como fonte de luz é substituído por uma lâmpada espectral Phillips de argônio com 10 mm de diâmetro e corrente de 0.9 A.

Os componentes mostrados na Figura 9, conforme a numeração, estão relacionados a seguir:

Válvulas - V_1 a V_9 , sendo V_1 e V_2 eletromagnéticas operadas a partir do medidor Leybold (TR 201) e, as demais, mecânicas.

- 1 - Recipiente de argônio
- 2 - Reservatório de gás
- 3 - Medidor da pressão no reservatório
- 4 e 5 - Tubos de pirex para descarga
- 6 - Balão de vidro onde são acopladas os medidores 7 e 8
- 7 e 8 - Medidores de pressão (TR 201 e Penning)
- 9 - Bomba de difusão
- 10 - Bomba Mecânica

2.2 - Descrição dos Aparelhos

O arranjo experimental esquematizado na Figura 10 permite a determinação de medidas de absorção de linhas espectrais em descargas elétricas em gases.

Os dois tubos de descarga, assim como o monocromador foram alinhados com um laser de He-Ne de forma a permitir medidas mais precisas de absorção.

Para obter um feixe paralelo, incidindo sobre a entrada do espectrômetro, duas lentes, F_1 e F_2 , foram colocadas entre os dois tubos, seguidas de um diafragma, e uma lente F_3 entre a célula de absorção e o espectrômetro com o objetivo de focalizar a luz sobre a fenda de entrada.

Os tubos, de comprimento iguais, foram construídos com janelas de pirex, e os eletrodos foram posicionados nas laterais de maneira a permitir que as medidas fossem feitas na coluna

positiva, onde segundo Howatson¹², a descarga é uniforme qualquer que seja o comprimento do tubo. Assim podemos comparar as densidades de metastáveis obtidas nos tubos de 16 cm e 6,5 cm. Um alterador é colocado entre os dois tubos com o objetivo de modular a frequência da luz emitida pelo tubo-I.

Duas fontes de alta tensão e dois miliamperímetros foram utilizados para produzir as descargas nos tubos e para medir a corrente elétrica respectivamente. Dois "varivolts", acoplados às entradas das fontes, possibilitam a variação da corrente nos tubos.

2.3 - Dispositivo Espectroscópico

A montagem experimental, mostrada esquematicamente na Figura 10, consiste basicamente em dois tubos de pirex nos quais se procede descargas elétricas. A luz emitida pelo tubo - I é, em parte, absorvido ao passar pelo tubo de absorção (tubo-II). A intensidade de uma raia de comprimento de onda escolhida é detectada pela fotomultiplicadora e amplificada no amplificador síncrono. Um milivoltímetro digital é usado para verificar que não haja sobrecarga da fotomultiplicadora. Cada vez que a saída do milivoltímetro ultrapassar 100 mV, a fonte de alimentação do PM é regulada manualmente. Além de se obter medidas de absorção utilizando como fonte de luz o tubo-I, mostrado na Figura 10, o sistema numa segunda parte da experiência, é modificado sendo o tubo-I substituído por uma lâmpada espectral de argônio. Novas medidas de absorção, para as mesmas linhas são então realizadas.

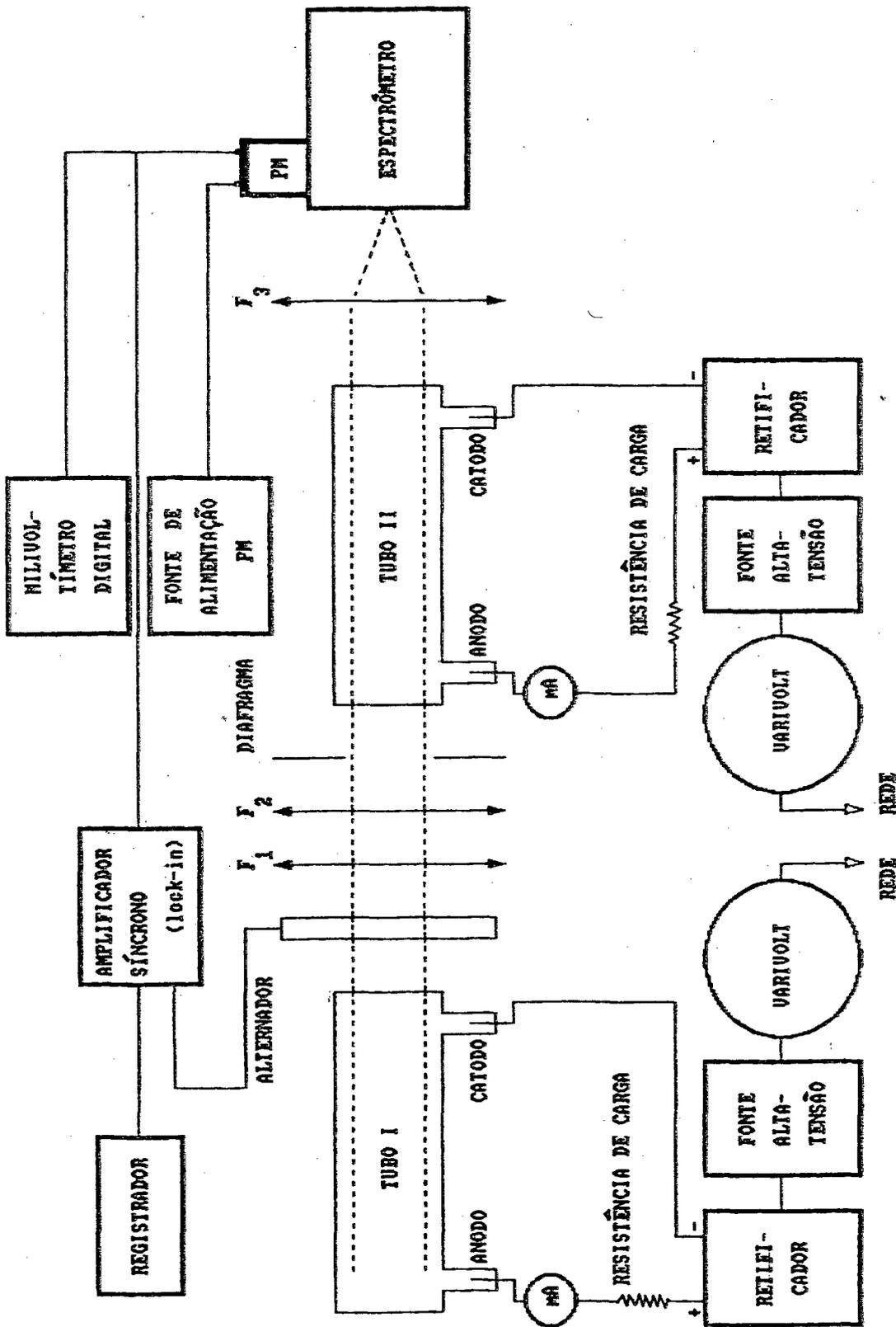


Fig. 10 - Montagem experimental utilizada para obtenção de medidas de absorção utilizando dois tubos de descarga. Numa segunda etapa da experiência o tubo - I foi substituído por uma lâmpada espectral de argônio.

O monocromador utilizado foi construído por J.L.R. Muzart¹³ e é do tipo Czerny-Tunner com rede plana de 10 cm e 590 linhas por mm e com resolução de 1 Å.

2.4 - Método de Medida

Com auxílio do monocromador, um espectro de argônio é obtido com comprimentos de ondas entre 6965 Å e 8668 Å, utilizando como fonte de luz a descarga produzida no tubo 1.

As linhas escolhidas deste espectro para fazer medidas de absorção correspondem a transições entre os níveis radiativos $3p^5 4p 2p_{1 \rightarrow 10}$ e os níveis metastáveis $3p^5 4s 1s_{2 \rightarrow 5}$. Os níveis metastáveis são também denominados, na notação Russel Sanders (L.S), de 3P_2 e 3P_0 enquanto que os níveis pseudo-metastáveis são 3P_1 e 1P_1 .

Estes níveis, 3P_1 e 1P_1 , chamados de pseudo-metastáveis pelo fato da transição para um nível fundamental ser permitida mas havendo aprisionamento da linha, ou seja, quase total reabsorção segundo a teoria de Holstein¹⁴, tem comportamento semelhante aos níveis metastáveis. Os níveis de energia do argônio, úteis ao nosso trabalho, são apresentados na Figura 11. As linhas 7723,8 Å e 7723,2 Å não são separadas em virtude da resolução do monocromador não ser suficientemente alta. Em consequência disso estas duas linhas não são estudadas.

As linhas selecionadas são apresentadas na tabela III, com suas respectivas forças de oscilador f .

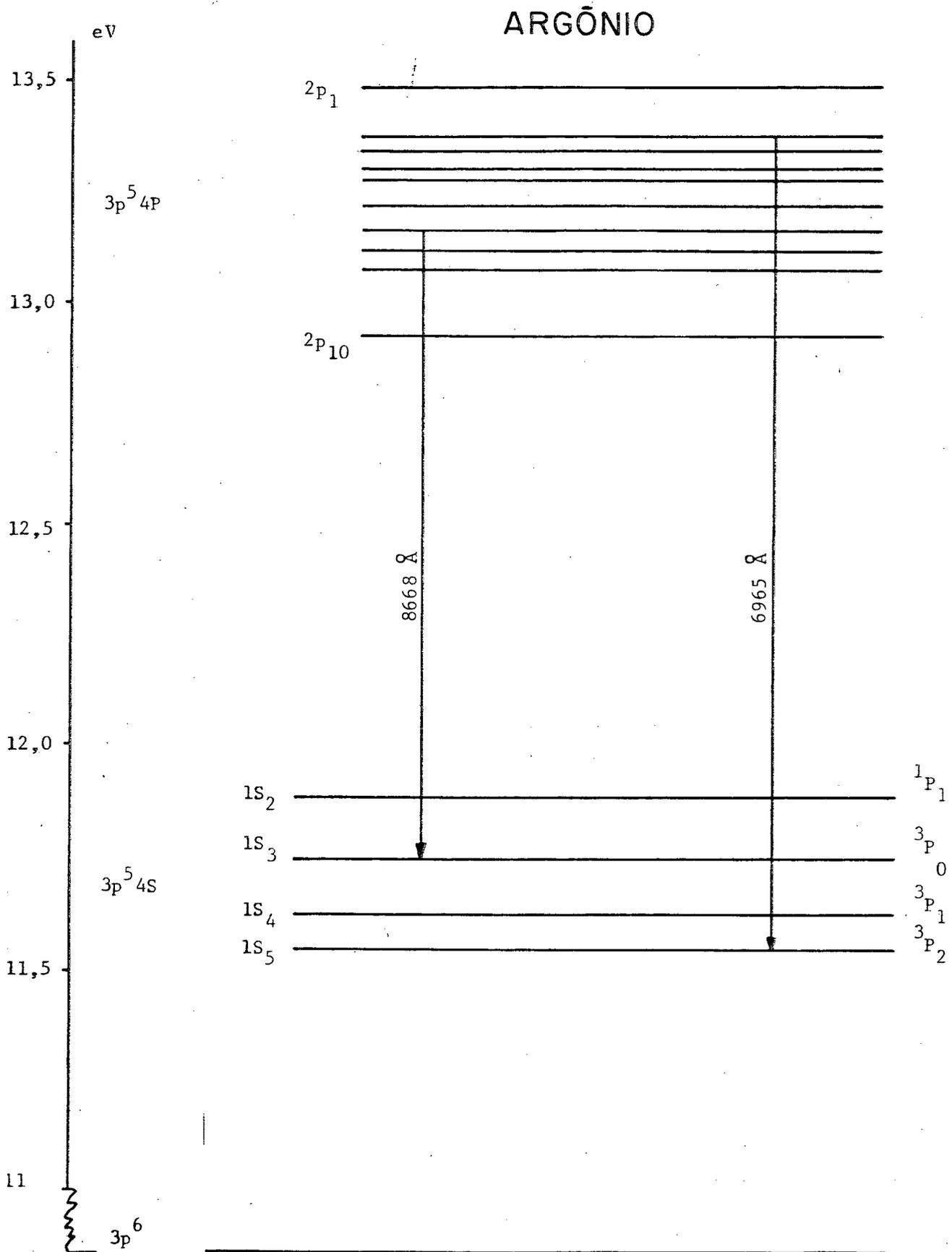


Fig. 11 - Diagrama dos níveis de energia do argônio. São indicados o menor e o maior comprimentos de onda utilizados.

Tabela III - Níveis de energia do Argônio e linhas espectrais utilizadas no trabalho

| N Í V E L | λ ($\overset{\circ}{\text{A}}$) | F |
|-----------|-------------------------------------------|---------|
| 3P_1 | 7272 | 0,0169 |
| | 7383 | 0,0119 |
| | 7514 | 0,121 |
| | 8006 | 0,075 |
| | 8103 | 0,273 |
| 3P_2 | 7147 | 0,00299 |
| | 7067 | 0,0296 |
| | 6965 | 0,0292 |
| 1P_1 | 7503 | 0,133 |
| | 8404 | 0,431 |
| | 8264 | 0,172 |
| | 8521 | 0,160 |
| 3P_0 | 8668 | 0,095 |
| | 7948 | 0,560 |

Para as linhas previamente selecionadas são feitas medidas de absorção procedendo-se da seguinte forma:

Inicialmente, a uma pressão estabelecida, mede-se a intensidade da luz transmitida pelo tubo-I (não há descarga no tubo de absorção). Registra-se dessa forma a intensidade I_i . Em seguida a descarga no tubo de absorção é iniciada e mantida, com auxílio do varivolt, à mesma corrente do tubo-I. O "chopper" (alternador) introduzido entre os dois tubos tem a função de modular a luz emitida pela fonte (tubo I) que, por sua vez, será detectada pela fotomultiplicadora (PM) e amplificada pelo amplificador síncrono cuja frequência de trabalho é monitorado por uma célula acoplada ao alternador. Dessa maneira somente luz emitida pela fonte é registrada.

A Figura 12 mostra um exemplo de como é efetuada uma medida de absorção. O registrador fornece diretamente as intensidades de luz, I_i e I_t utilizadas para o cálculo da absorção. De posse destas medidas procedemos o cálculo da absorção através da Eq. (5): $A = (I_i - I_t)/I_i$.

Este procedimento é repetido para todas as linhas e pressões previamente escolhidas. No presente trabalho as pressões utilizadas foram 1 Torr, 5 Torr e 10 Torr.

De maneira análoga, porém utilizando como fonte de luz uma lâmpada espectral de argônio em substituição ao tubo-I, procede-se a uma nova etapa de medidas de absorção óptica. Esta segunda parte do trabalho visa a determinação da largura a meia altura da linha emitida pela lâmpada.

O método de determinação da largura a meia altura desta linha será mostrado no capítulo III.

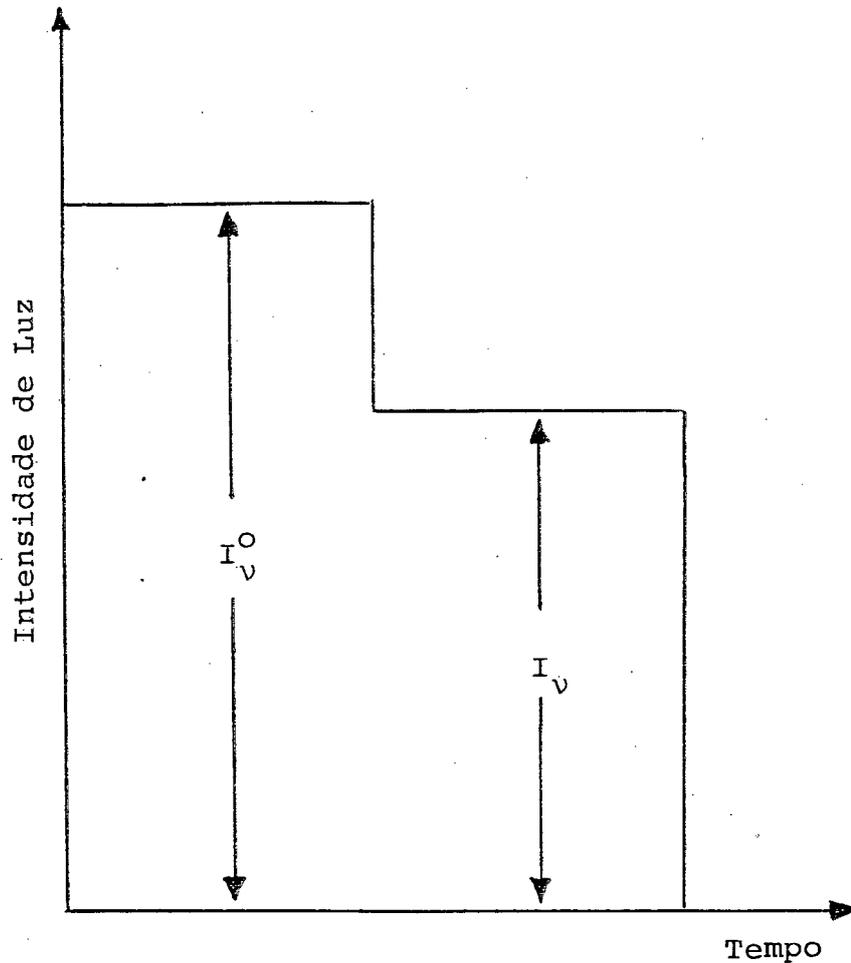


Fig. 12 - Medida de absorção feita com auxílio do registrador.

- I_v^0 é a medida da intensidade de luz proveniente do tubo-I sem que haja descarga no tubo-II (luz incidente I_i).
- I_v é a medida da intensidade de luz proveniente do tubo-I após sofrer absorção na descarga produzida no tubo-II (luz transmitida I_t).

Uma vez encontrados experimentalmente os valores de absorção de cada linha espectral do argônio utilizando-se como fonte de luz o tubo-I, com auxílio das curvas de absorção construídas para cada linha, como as mostradas nas Figuras 5,6,7 e 8, determina-se os respectivos valores das densidades de átomos no estado metastável (N^m).

CAPÍTULO III

Neste capítulo serão apresentadas medidas de absorção de algumas linhas espectrais do argônio obtidas a partir de tubos de comprimentos iguais e, em seguida, os valores encontrados para as densidades de metastáveis nos tubos de descarga. As medidas de absorção obtidas através de luz emitida por uma lâmpada de argônio e a aplicação do método utilizado na obtenção da largura de linhas, são tratados numa terceira parte.

3.1 - Medidas de Absorção em Tubos de Comprimentos Iguais

Nas tabelas IV e V estão representados os valores de absorção óptica, sendo I_i e I_t , respectivamente, as intensidades em unidades arbitrárias da luz incidente e transmitida. Sob pressão de 1 Torr com os tubos de 6,5 cm, algumas linhas, como por exemplo a linha 7383 Å, apresenta absorção muito alta ($A > 0,8$) tornando a determinação de densidade de metastáveis muito imprecisa como será visto a seguir. Também à pressão de 10 Torr algumas linhas tem absorção muito pequena o que da mesma forma torna impreciso o cálculo de N^m . Por este motivo estas linhas não são consideradas. Nos tubos de 16 cm, à pressão de 1 Torr, quase todas as medidas de absorção são muito elevadas. Apesar disso resolvemos utilizar algumas medidas escolhidas para termos um valor de referência, mesmo que duvidoso. Um exemplo de medida desse tipo é a obtida para a linha 8668 Å.

Tabela IV - Medidas de absorção obtidas a partir de descargas em tubos de comprimento iguais a 6,5 cm. (1) e (2) representam, respectivamente, valores muito elevados e valores muito baixos de absorção.

| 10 mA | | | 1 Torr | | | 5 Torr | | | 10 Torr | | |
|---------|---------------|---------|--------|-------|------|--------|-------|------|---------|-------|------|
| NÍVEL | λ (Å) | f | I_i | I_t | A | I_i | I_t | A | I_i | I_t | A |
| 3P_1 | 7272 | 0,0169 | 18,7 | 12,6 | 0,33 | x | x | (2) | x | x | (2) |
| | 7383 | 0,119 | x | x | (1) | 17,1 | 6,4 | 0,63 | 18,8 | 8,4 | 0,55 |
| | 7514 | 0,121 | x | x | (1) | 18,7 | 6,5 | 0,65 | 20,3 | 8,6 | 0,57 |
| | 8006 | 0,075 | 18,1 | 3,6 | 0,78 | 19,1 | 9,2 | 0,52 | x | x | (2) |
| | 8103 | 0,273 | x | x | (1) | x | x | (1) | 18,9 | 4,5 | 0,76 |
| 3P_2 | 7147 | 0,00299 | 16,8 | 13,3 | 0,21 | x | x | (2) | x | x | (2) |
| | 7067 | 0,0296 | 16,0 | 2,4 | (1) | 21,6 | 9,2 | 0,57 | 18,7 | 12,5 | 0,33 |
| | 6965 | 0,0292 | 20,0 | 3,7 | (1) | 20,4 | 9,5 | 0,53 | 18,1 | 11,1 | 0,39 |
| 1P_1 | 7503 | 0,133 | 20,2 | 9,0 | 0,55 | x | x | x | x | x | x |
| | 8408 | 0,431 | x | x | x | x | x | x | x | x | x |
| | 8264 | 0,172 | 20,8 | 7,6 | 0,63 | x | x | x | x | x | x |
| | 8521 | 0,160 | 18,1 | 6,9 | 0,62 | x | x | x | x | x | x |
| 3P_0 | 8668 | 0,095 | 18,2 | 6,2 | 0,66 | 20,8 | 13,3 | 0,36 | x | x | (2) |
| | 7948 | 0,560 | x | x | (1) | 18,2 | 3,4 | (1) | 17,0 | 4,8 | 0,72 |

Tabela V - Medidas de absorção obtidas a partir de descargas em tubos de comprimentos iguais a 16 cm. As numerações (1) e (2) representam valores muito elevados e valores muito baixos de absorção, respectivamente.

| 10 mA | | | 1 Torr | | | 10 Torr | | |
|---------|---------------|---------|--------|-------|------|---------|-------|------|
| NÍVEL | λ (Å) | f | I_i | I_t | A | I_i | I_t | A |
| 3P_1 | 7272 | 0,0169 | 21,2 | 12,2 | 0,42 | 18,4 | 14,9 | 0,19 |
| | 7383 | 0,119 | 18,5 | 2,0 | (1) | 17,7 | 5,4 | 0,69 |
| | 7514 | 0,121 | 23,5 | 1,7 | (1) | 20,2 | 6,1 | 0,70 |
| | 8006 | 0,075 | 23,1 | 2,9 | (1) | 17,4 | 6,9 | 0,60 |
| | 8103 | 0,273 | 20,9 | 1,8 | (1) | 19,6 | 3,8 | 0,80 |
| 3P_2 | 7147 | 0,00299 | 19,8 | 19,1 | 0,29 | 18,0 | 15,9 | (2) |
| | 7067 | 0,0296 | 22,6 | 3,8 | (1) | 19,2 | 7,4 | 0,61 |
| | 6965 | 0,0292 | 21,3 | 2,9 | (1) | 19,3 | 7,4 | 0,62 |
| 1P_1 | 7503 | 0,133 | 21,0 | 6,9 | 0,67 | x | x | x |
| | 8408 | 0,431 | 21,4 | 3,8 | (1) | x | x | x |
| | 8264 | 0,172 | 23,9 | 6,0 | 0,75 | x | x | x |
| | 8521 | 0,160 | 21,2 | 5,7 | 0,73 | x | x | x |
| 3P_0 | 8668 | 0,095 | 19,7 | 1,8 | 0,91 | 11,3 | 6,1 | 0,46 |
| | 7948 | 0,560 | x | x | (1) | 16,7 | 3,5 | 0,79 |

A imprecisão na determinação de N^m vem do fato de que estes valores são obtidos através das curvas de $N^m \times A$ como as representadas nas figuras 5,6,7 e 8. Podemos verificar que nas regiões onde as curvas apresentam maior inclinação com o eixo horizontal (pontos que determinam valores elevados da tangente), a imprecisão na determinação de N^m é maior do que nos pontos onde as tangentes da curva apresentam valores baixos. No primeiro caso uma pequena variação num valor medido da absorção acarretará em uma grande imprecisão na determinação da densidade de metastáveis enquanto que, no segundo caso, se o valor medido de A estiver na região onde a inclinação da curva com o eixo horizontal é pequena, a propagação deste erro será bastante minimizada.

Nas regiões limites, em geral onde $A < 0,15$ ou $A > 0,8$, a imprecisão na determinação da densidade de átomos no estado metastável torna-se muito elevada. Dessa forma visando minimizar a propagação de erros nas medidas, alguns dos valores de absorção encontrados a determinadas pressões não foram considerados.

Uma verificação nos valores medidos para a linha 7067 \AA do nível 3P_2 é suficiente para mostrar o quanto é imprecisa a determinação de N^m quando a absorção possui um valor fora da região considerada ideal para medidas. Nesta linha, a absorção medida no tubo de 6,5 cm é de 0,85 e com auxílio da curva construída de N em função de A , obtém-se para N^m o valor $110 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Entretanto as intensidades de luz incidente e transmitida amplificadas no lock-in e registradas, utilizadas no cálculo de A , não são exatamente precisas de modo que se pode admitir uma margem de erro em torno de $\pm 0,02$ sobre o valor medido de A . Neste caso a absorção se encontraria dentro de uma faixa entre 0,83 e 0,87, o que implicaria numa determinação de N^m com um valor qualquer entre

$90 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ e $160 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Além disto vimos no capítulo I que, em particular a 10 Torr, o alargamento das linhas por efeito de pressão introduz um erro sistemático na determinação da densidade de metastável em particular para absorções menores que 0,15 e maiores que 0,8.

3.2 - Medidas da Densidade de Átomos no Estado Metastável

As curvas, como as representadas nas figuras 5,6,7 e 8, foram construídas para cada uma das linhas espectrais do argônio estudadas. Sua obtenção foi possível através de uma resolução numérica da Eq. (30) e, a partir delas, obtêm-se os valores de densidade de átomos no estado metastável para cada nível de energia do gás em estudo.

Na tabela VI são apresentados os valores destas densidades para cada uma das linhas espectrais utilizadas no trabalho.

As numerações (1) e (2) na tabela VI representam, respectivamente, valores muito elevados e valores muito baixos de absorção e, como foi analisado na secção anterior, nestes dois extremos, as medidas de N^m tornam-se muito imprecisas de maneira que estas absorções não foram consideradas.

Antes de entrar na análise dos resultados devemos observar que a densidade de átomos metastáveis à pressão e corrente previamente fixadas, mantem-se constante para um determinado nível, seja ele 3P_1 , 3P_2 , 1P_1 ou 3P_0 . Portanto é de se espe

Tabela VI - Medidas de densidade de metastáveis do argônio. Descargas a 10 mA em tubos de comprimentos iguais. (1) e (2) representam medidas imprecisas obtidas a partir de absorções elevadas ou baixas.

| | | $N^M \times 10^{10} (\text{cm}^{-3})$ Descargas em Tubos de 6,5 cm | | | $N^M \times 10^{10} (\text{cm}^{-3})$ Descargas em Tubos de 16 cm | |
|---------|--------------------------|-----------------------------------------------------------------------|------|------|----------------------------------------------------------------------|------|
| NÍVEL | λ (Å) \ P (Torr) | 1 | 5 | 10 | 1 | 10 |
| 3P_1 | 7272 | 17,5 | (2) | (2) | 11,0 | 3,2 |
| | 7383 | (2) | 7,2 | 5,5 | (2) | 3,8 |
| | 7514 | (2) | 7,6 | 5,8 | (2) | 3,8 |
| | 8006 | 24,0 | 7,3 | (2) | x | 3,9 |
| | 8103 | (1) | (1) | 5,2 | (1) | 3,7 |
| 3P_2 | 7147 | 58,0 | (2) | (2) | 36,0 | 12,0 |
| | 7067 | (1) | 25,0 | 10,5 | 40,0 | 11,5 |
| | 6965 | (1) | 23,0 | 13,5 | 62,0 | 11,5 |
| 1P_1 | 7503 | 5,0 | x | x | 3,3 | x |
| | 8408 | (2) | x | x | (1) | x |
| | 8264 | 4,7 | x | x | 3,3 | x |
| | 8521 | 4,5 | x | x | 3,2 | x |
| 3P_0 | 8668 | 8,8 | 3,1 | (1) | 8,4 | 1,70 |
| | 7048 | (1) | 3,5 | 2,0 | (1) | 1,25 |

rar que qualquer que seja a linha utilizada para medir a absorção, obtém-se a mesma densidade de átomos metastáveis para cada nível. Da mesma forma os valores encontrados não devem depender do comprimento dos tubos utilizados já que as medidas são feitas na coluna positiva onde o plasma é uniforme independentemente do comprimento da descarga.

Observando a tabela VI a 10 mA e 10 Torr, onde encontramos um maior número de resultados, temos por exemplo, para o nível 3P_1 , nas três linhas utilizáveis com tubos de 6,5 cm de comprimento, o valor médio com desvio máximo:

$$N_{^3P_1}^m (10 \text{ mA}, 10 \text{ Torr}) = 5,5 \pm 0,3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$$

Nas mesmas condições e para o mesmo nível usando tubos de 16 cm, onde os resultados podem ser obtidos a partir de cinco linhas, encontramos:

$$N_{^3P_1}^m (10 \text{ mA}, 10 \text{ Torr}) = 3,7 \pm 0,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$$

Para o nível 3P_2 com duas linhas, no tubo de 6,5 cm, o resultado é:

$$N_{^3P_2}^m (10 \text{ mA}, 10 \text{ Torr}) = 12 \pm 1,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$$

Nos tubos de 16 cm encontramos com três linhas:

$$N_{3P_2}^m (10 \text{ mA}, 10 \text{ Torr}) = 11,7 \pm 0,3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$$

No nível 3P_0 temos poucos resultados já que só podem ser utilizadas duas linhas, além de termos que eliminar medidas de absorção abaixo de 0,15 ou acima de 0,8. No entanto observamos que a 1 Torr os dois resultados obtidos com tubos de 6,5 cm ou 16 cm são bem próximos ($8,8 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ e $9,4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$).

Enfim no nível 1P_1 a 10 mA e 1 Torr, obtemos no tubo de 6,5 cm:

$$N_{^1P_1}^m (10 \text{ mA}, 1 \text{ Torr}) = 4,7 \pm 0,3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$$

e no tubo de 16 cm:

$$N_{^1P_1}^m (10 \text{ mA}, 1 \text{ Torr}) = 3,3 \pm 0,1 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$$

Na análise desses resultados dois pontos importantes devem ser destacados: para os níveis metastáveis, em particular o 3P_2 , a densidade de átomos metastáveis praticamente não depende nem da linha escolhida, nem do comprimento do tubo. Para os níveis pseudo-metastáveis 3P_1 e 1P_1 os resultados não dependem da linha escolhida, tanto para os tubos de 6,5 cm quanto para os de

16 cm. No entanto os resultados obtidos nos tubos de 6,5 cm são nitidamente superiores aos valores de densidade de átomos metastáveis encontrados nos tubos de 16 cm.

Esta dependência não esperada da densidade de átomos pseudo-metastáveis em função do comprimento do tubo pode ser justificada pela presença de impurezas em quantidades diferentes nos tubos de 6,5 cm e 16 cm. Segundo A. Ricard¹ a densidade de átomos nos estados metastável e pseudo-metastável é muito sensível à quantidade de impurezas contida na descarga. Em estudo anterior S.M. Silva¹⁵ mostra que a densidade de átomos pseudo-metastáveis diminui muito mais do que a densidade dos metastáveis (cinco vezes mais) para a mesma quantidade de impurezas.

Nos tubos de 6,5 cm os eletrodos usados são de boa qualidade enquanto que no tubo de absorção de 16 cm, utilizamos eletrodos comuns uma vez que no laboratório não dispunhamos de outros melhores. Mesmo trabalhando em fluxo, é provável que os eletrodos de baixa qualidade despreendam impurezas em quantidade suficiente para diminuir a densidade dos pseudo-metastáveis sem modificar sensivelmente a dos metastáveis.

Podemos concluir então que o modelo proposto, considerando a auto-absorção, permite determinar a densidade de átomos metastáveis somente com medidas de absorção, o que é justamente o objetivo deste trabalho. O simples fato de encontrar valores de densidade praticamente iguais usando linhas diferentes com forças de oscilador também diferentes (ver tabela III) com absorção e conseqüentemente auto-absorção diferentes, é suficiente para justificar o método utilizado.

Quando usamos tubos de comprimentos diferentes onde também a auto-absorção varia, encontramos para os níveis metas

táveis valores de densidade em pleno acordo e tentamos justificar os valores diferentes encontrados para os níveis pseudo - metastáveis.

3.3 - Comparação dos Resultados com Valores de J. Rakowikz

Na tabela VII são apresentadas as medidas dos valores N^m para cada nível de energia estudado, encontrados em tubos de 6,5 cm onde os resultados são mais confiáveis devido à boa qualidade dos eletrodos.

Na tabela VIII mostramos os resultados obtidos por J. Rakowikz² que admite, devido à propagação dos erros de medidas de absorção e de largura de linhas por Fabry-Perot, que a imprecisão nas medidas pode chegar a 40%.

Considerando estas imprecisões de medidas podemos admitir que, à pressão de 1 Torr, os nossos resultados são compatíveis com os valores encontrados por Rakowikz.

A pressões mais elevadas observamos que apesar da não coincidência entre os resultados apresentados nestas tabelas, existe uma proporcionalidade de um fator aproximado de 1,5 a 5 Torr e 2 a 10 Torr. Este aparente desacordo pode ser explicado pelo fato de que, para a calibração de pressão em nossos aparelhos de medida, foi utilizado um medidor de mercúrio cuja imprecisão é grande a pressões acima de 1 Torr podendo ocorrer divergências entre nossos valores medidos de N^m e os valores encontrados por Rakowikz devido ao erro sistemático introduzido em nossos registros

Tabela VII - Valores da densidade de metastáveis por nível de energia obtidos neste trabalho.

| NÍVEL | TUBOS IGUAIS DE COMPRIMENTO 6,5 cm. | | |
|---------|-------------------------------------|--------|---------|
| | 1 Torr | 5 Torr | 10 Torr |
| 3P_1 | 20,7 | 7,4 | 5,5 |
| 3P_2 | 58,0 | 24,0 | 12,0 |
| 1P_1 | 4,7 | x | x |
| 3P_0 | 8,8 | 3,3 | 2,0 |

Tabela VIII - Valores de N^M encontrados por J. Rakowikz⁽²⁾.

| NÍVEL \ P (Torr) | $N^M \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ | | |
|------------------|-------------------------------------|------|-----|
| | 1 | 5 | 10 |
| 3P_1 | 19,0 | 5,8 | 2,0 |
| 3P_2 | 83,0 | 13,0 | 5,0 |
| 1P_1 | 9,0 | 3,0 | 1,0 |
| 3P_0 | x | 2,1 | 1,0 |

de pressão.

3.4 - Medidas de Absorção com Lâmpada Espectral de Argônio

Neste parágrafo nosso objetivo é, a partir de medidas de absorção em descarga de luz emitida por uma lâmpada Phillips de argônio, encontrar a largura das linhas emitidas pela lâmpada. Os resultados obtidos serão comparados com resultados medidos com um Fabry-Perot numa lâmpada de argônio de mesma característica (0,9 A) e de mesmo fabricante.

O tubo de descarga de 6,5 cm utilizado como fonte (tubo-I) é substituído por uma lâmpada Phillips de argônio. Mantendo o mesmo procedimento experimental adotado na primeira etapa, determinamos os valores de absorção de luz, emitida agora pela lâmpada. Estas medidas estão relacionadas na tabela IX. Como na tabela VI, as numerações (1) e (2), representam respectivamente, valores muito elevados e valores muito baixos de absorção.

Com auxílio das Eq. (20) e (21) e a densidade de metastáveis já sendo conhecida, podemos calcular $K_{v_0} \cdot L$. No tubo de 6,5 cm de comprimento e considerando os valores das constantes no sistema C.G.S., este produto é dado por:

$$K_{v_0} \cdot L = 2,78 \cdot 10^{-14} \cdot f \cdot \lambda \cdot N$$

Tabela IX - Medidas de absorção (A) de luz proveniente de uma lâmpada Phillips de argônio de corrente 0,9 A. (1) e (2) representam valores de absorção muito elevados e muito baixos, respectivamente.

| 10 mA | | | 1 Torr | | | 5 Torr | | | 10 Torr | | |
|--------|---------------|---------|--------|-------|------|--------|-------|------|---------|-------|------|
| NÍVEL | λ (Å) | F | I_i | I_t | A | I_i | I_t | A | I_i | I_t | A |
| $3P_1$ | 7272 | 0,0169 | 20,2 | 16,0 | 0,21 | 18,6 | 15,7 | 0,16 | x | x | (2) |
| | 7383 | 0,119 | 18,1 | 4,7 | 0,74 | 18,7 | 8,8 | 0,53 | 18,7 | 9,2 | 0,51 |
| | 7514 | 0,121 | 19,4 | 4,5 | 0,81 | 19,8 | 8,7 | 0,52 | 20,2 | 9,6 | 0,52 |
| | 8006 | 0,075 | 20,5 | 8,7 | 0,58 | 18,1 | 9,5 | 0,47 | 18,4 | 10,7 | 0,42 |
| | 8103 | 0,273 | x | x | (1) | 19,5 | 3,2 | (1) | 17,8 | 4,6 | 0,74 |
| $3P_2$ | 7147 | 0,00299 | 17,2 | 16,3 | (2) | 18,6 | 16,8 | 0,09 | x | x | (2) |
| | 7067 | 0,0296 | 16,4 | 6,4 | 0,61 | 18,1 | 9,5 | 0,47 | 18,2 | 12,0 | 0,34 |
| | 6965 | 0,0292 | 18,4 | 9,5 | 0,48 | 19,6 | 11,3 | 0,42 | 19,5 | 12,5 | 0,36 |
| $1P_1$ | 7503 | 0,133 | 18,7 | 11,5 | 0,38 | x | x | x | x | x | x |
| | 8408 | 0,431 | x | x | (1) | x | x | x | x | x | x |
| | 8264 | 0,172 | 18,3 | 10,7 | 0,42 | x | x | x | x | x | x |
| | 8521 | 0,160 | 16,2 | 9,6 | 0,41 | x | x | x | x | x | x |
| $3P_0$ | 8668 | 0,095 | 16,5 | 10,3 | 0,37 | 18,3 | 12,2 | 0,33 | x | x | (2) |
| | 7948 | 0,560 | 19,8 | 3,8 | 0,81 | 18,5 | 4,6 | 0,75 | 18,3 | 6,0 | 0,67 |

sendo expresso em angstroms e N^m em cm^{-3} .

As medidas de absorção e o conhecimento do produto $K_{\nu_0} \cdot L$ nos permitem então determinar o coeficiente α com auxílio das curvas mostradas na figura 4. Na tabela X estão representados os valores do produto $K_{\nu_0} \cdot L$ calculados a partir dos valores de N^m apresentados na tabela VII para cada linha estudada em tubos de 6,5 cm.

A largura Doppler é calculada usando a Eq. (19) e considerando que a temperatura do plasma é de 300 K. Observando a figura 4 podemos verificar que, para valores de α maiores do que 2, qualquer imprecisão na medida de absorção gera uma grande imprecisão na determinação do valor de α e portanto não serão considerados.

Conhecendo agora o valor de α , que foi definido no capítulo I, Eq. (16), como sendo a razão entre a largura a meia altura da linha emitida e a largura a meia altura de linha absorvida, podemos escrever:

$$\alpha = \frac{\Delta\nu_{1/2 \text{ lâmpada}}}{\Delta\nu_{1/2 \text{ plasma}}} = \frac{\Delta\nu_L}{\Delta\nu_P} \quad (32).$$

É necessário, portanto, um prévio conhecimento de $\Delta\nu_P$ para, em seguida, obter-se as larguras de linha da lâmpada. Lembramos que esta largura $\Delta\nu_P$ não pode ser igual a largura Doppler uma vez que temos que considerar a auto-absorção no plasma.

De acordo com A. Ricard¹ a razão entre a linha au

Tabela X - Valores de $K_{\nu_0} \cdot L$, α e $\Delta\nu_{\text{DOPPLER}}$ obtidos neste trabalho.

| NÍVEL | λ (Å) | $K_{\nu_0} \cdot L \cdot 10^4$ | | | α | | | $\Delta\nu_{\text{DOPPLER}}$ |
|--------|---------------|--------------------------------|--------|---------|--------------|--------|---------|------------------------------|
| | | 1 Torr | 5 Torr | 10 Torr | 1 Torr | 5 Torr | 10 Torr | |
| $3P_1$ | 7272 | 0,70 | 0,25 | 0,19 | $\alpha > 2$ | 1,4 | (2) | 27,0 |
| | 7384 | 5,00 | 1,78 | 1,40 | 1,65 | 1,6 | 1,4 | 26,5 |
| | 7514 | 5,18 | 1,85 | 1,42 | 1,40 | 1,7 | 1,3 | 26,1 |
| | 8006 | 3,42 | 1,22 | 0,93 | $\alpha > 2$ | 1,4 | 1,4 | 24,5 |
| | 8103 | 12,6 | 4,51 | 3,41 | $\alpha > 2$ | 1,2 | 1,4 | 24,2 |
| $3P_2$ | 7147 | 0,34 | 0,14 | 0,07 | $\alpha > 2$ | 1,1 | (2) | 27,4 |
| | 7067 | 3,34 | 1,38 | 0,69 | 1,9 | 1,7 | 1,4 | 27,7 |
| | 6965 | 3,29 | 1,34 | 0,67 | $\alpha > 2$ | 1,7 | (2) | 28,1 |
| $1P_1$ | 7503 | 1,29 | x | x | 2,0 | x | x | 26,1 |
| | 8408 | 4,69 | x | x | (2) | x | x | 23,3 |
| | 8264 | 1,84 | x | x | $\alpha > 2$ | x | x | 23,7 |
| | 8521 | 1,76 | x | x | $\alpha > 2$ | x | x | 23,0 |
| $3P_0$ | 8668 | 1,99 | 0,75 | 0,45 | $\alpha > 2$ | 1,4 | (2) | 22,6 |
| | 7948 | 10,8 | 4,04 | 2,45 | 1,73 | 1,5 | 1,4 | 24,7 |

to-absorvida ($\Delta v_{1/2 \text{ auto}}$) e a largura a meia altura Doppler ($\Delta v_{1/2 \text{ Doppler}}$) é dada por:

$$\frac{\Delta v_{1/2 \text{ auto}}}{\Delta v_{1/2 \text{ Doppler}}} = \left\{ \frac{1}{\ln 2} \ln \left[\frac{K_{v_0} \cdot L}{\ln [2 / (1 + e^{K_{v_0} \cdot L})]} \right] \right\} \quad (33)$$

Um cálculo numérico desta equação permite a construção da curva de $K_{v_0} \cdot L$ como função de $(\Delta v_{1/2 \text{ auto}} / \Delta v_{1/2 \text{ Doppler}})$ que é mostrada na figura 13.

Na Eq.(32) a largura a meia altura da linha absorvida ($\Delta v_{1/2 \text{ plasma}}$) é a linha auto-absorvida. Neste caso a Eq.(33) pode ser resumida na forma:

$$\frac{\Delta v_p}{\Delta v_D} = f(K_{v_0} \cdot L) = C \quad (34)$$

onde $\Delta v_p = \Delta v_{1/2 \text{ plasma}} = \Delta v_{1/2 \text{ auto}}$
e $\Delta v_D = \Delta v_{1/2 \text{ Doppler}}$.

A partir da curva representada na figura 13 pode-se então determinar, conhecendo $K_{v_0} \cdot L$, o valor de C .

Os valores de C obtidos para cada linha são listados na primeira coluna da tabela XI. Podemos observar a partir de inclinação da curva mostrada na figura 13 que, para valores de C

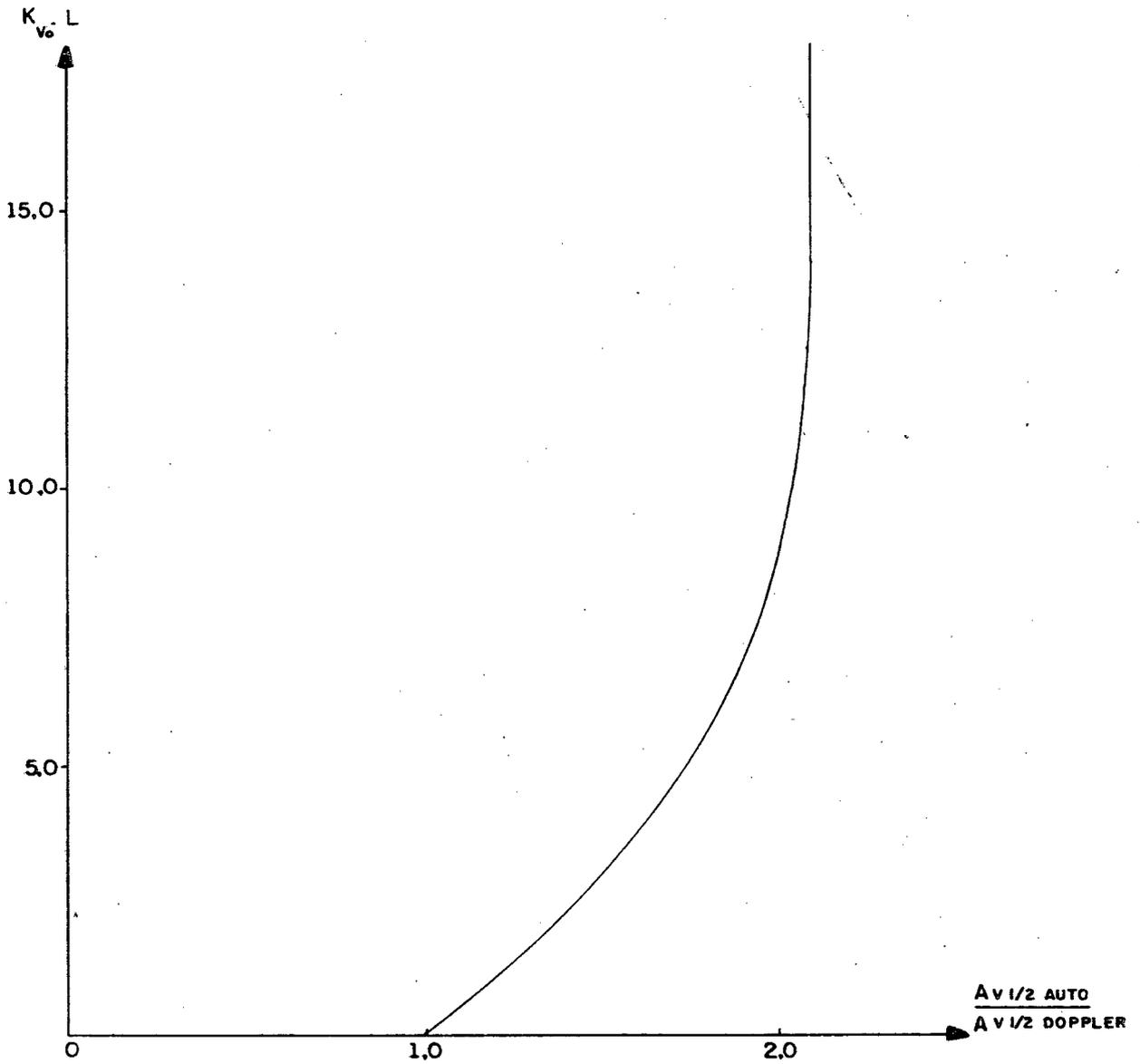


Fig. 13 - Curva obtida a partir da Eq. (32) de $K_{v_0} \cdot L$ em função de $(\Delta v_{1/2 \text{ AUTO}} / \Delta v_{1/2 \text{ DOPPLER}})$.

superiores a 1,8, qualquer imprecisão no valor calculado de $K_{\nu_0} \cdot L$ gera um erro na determinação de C e conseqüentemente não serão utilizados para a obtenção de largura de linhas do plasma.

A partir da Eq.(34) temos:

$$\Delta \nu_p = C \cdot \Delta \nu_D$$

e utilizando finalmente a Eq.(32) obtemos a expressão que permite determinar a largura a meia altura da linha da lâmpada

$$\Delta \nu_L = C \cdot \alpha \cdot \Delta \nu_D$$

Os resultados obtidos através deste método são apresentados na tabela XI. Nos espaços em parênteses, (1) e (2), desta tabela não foram colocados os resultados obtidos pois os valores de absorção utilizados para seus cálculos são, respectivamente, muito elevados e muito baixos, o que implica em imprecisão nas medidas.

Uma comparação de nossas medidas de largura de linhas da lâmpada com os resultados encontrados por A. Ricard¹ e J. Rakowitz², onde os valores de largura de linhas foram obtidos por meio de espectrômetro Fabry-Perot de alta resolução, é feita na tabela XII.

A partir desta comparação podemos comprovar a validade do método alternativo que utilizamos na determinação de N^m .

Tabela XI - Valores de C e $\Delta\nu_{L\grave{A}MPADA}$ obtidos neste trabalho.

(1) e (2) representam medidas imprecisas obtidas a partir de absorções muito elevadas e muito baixas, respectivamente.

| NÍVEL | λ (Å) | $C = (\Delta\nu_P / \Delta\nu_D)$ | | | $\Delta\nu_{L\grave{A}MPADA}$ (mk) | | |
|--------|---------------|-----------------------------------|--------|---------|------------------------------------|--------|---------|
| | | 1 Torr | 5 Torr | 10 Torr | 1 Torr | 5 Torr | 10 Torr |
| $3P_1$ | 7272 | 1,13 | 1,04 | 1,03 | $\alpha > 2$ | 39 | (2) |
| | 7384 | 1,69 | 1,32 | 1,25 | > 4 | 56 | 46 |
| | 7514 | 1,71 | 1,33 | 1,25 | 62 | 59 | 42 |
| | 8003 | 1,54 | 1,20 | 1,16 | $\alpha > 2$ | 41 | 40 |
| | 8103 | 2,50 | 1,65 | 1,54 | $\alpha > 2$ | 48 | 52 |
| $3P_2$ | 7147 | 1,05 | 1,02 | 1,00 | $\alpha > 2$ | 31 | (2) |
| | 7067 | 1,54 | 1,25 | 1,12 | 81 | 59 | 43 |
| | 6965 | 1,53 | 1,23 | 1,12 | $\alpha > 2$ | 59 | (2) |
| $1P_1$ | 7503 | 1,24 | x | x | 65 | x | x |
| | 8408 | 1,67 | x | x | (2) | x | x |
| | 8264 | 1,34 | x | x | $\alpha > 2$ | x | x |
| | 8521 | 1,30 | x | x | $\alpha > 2$ | x | x |
| $3P_0$ | 8668 | 1,35 | 1,14 | 1,07 | $\alpha > 2$ | 36 | (2) |
| | 7948 | 1,86 | 1,60 | 1,41 | (1) | 58 | 49 |

Tabela XII - Valores de Δv_L encontrados por A. Ricard^[1] e J. Rakowicz^[2] em comparação aos resultados obtidos neste trabalho.

| λ (Å) | Δv (mk) | Δv (mk) | Δv_L (mk) | | |
|---------------|--------------------------------------------------|----------------------------------------------------|-------------------|--------|---------|
| | Valores encontrados por A. Ricard ^[1] | Valores encontrados por J. Rakowicz ^[2] | 1 Torr | 5 Torr | 10 Torr |
| 6965 | 45 | 60 | x | 59 | x |
| 7948 | 65 | 61 | x | 58 | 49 |
| 8668 | 41 | x | x | 36 | x |
| 7504 | 60 | 65 | 65 | x | x |
| 7384 | 50 | 56 | 74 | 56 | 46 |

os resultados obtidos neste trabalho estão em bom acordo com os obtidos por A. Ricard¹ e J. Rakowitz² em trabalhos independentes. Para a linha 7948 Å Ricard¹⁶ sugere um valor inferior ao valor por ele encontrado (65 mK) devido a dificuldades experimentais na execução desta medida. Isto vem reforçar ainda mais a indicação dada em nossa medida para essa linha que foi em torno de 56 mK.

CONCLUSÃO

No método proposto para a determinação da densidade de átomos no estado metastável, obtivemos, para diferentes linhas espectrais, em tubos da mesma dimensão, resultados em excelente acordo entre si e com os valores normalmente encontrados na literatura.

Mostramos também que o método usando a expressão simplificada para o coeficiente de absorção tem limite de validade. Nos níveis 3P_1 , 3P_2 e 3P_0 as medidas tem validade até uma pressão de 10 Torr. No nível 1P_1 este limite é de 1 Torr. Para pressões acima destes valores o efeito de alargamento por pressão não pode ser desprezado.

Medidas com lâmpadas Phillips de argônio permitem encontrar, considerando o alargamento devido a auto-absorção, a largura de linhas da lâmpada com somente medidas de absorção óptica. Embora este não tenha sido o objetivo central do trabalho, o método utilizado para a determinação de largura de linhas pode perfeitamente ser utilizado em laboratórios onde não existe disponibilidade de espectrômetros de alta resolução.

Os valores encontrados estão em bom acordo com os resultados obtidos por outros autores e, portanto, representam mais uma comprovação da validade do método proposto.

APÊNDICE

- Programa em linguagem BASIC utilizado na resolução da Eq.(31)

Capítulo I.

$$A = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \left(1 - e^{-\left[\frac{e^2}{mc} \sqrt{\frac{\pi M}{2RT}} \lambda . N . f . L . e^{-\omega^2}\right]}\right)^2 d\omega}{\int_{-\infty}^{\infty} \left(1 - e^{-\left[\frac{e^2}{mc} \frac{\pi M}{2RT} \lambda . N . f . L . e^{-\omega^2}\right]}\right) d\omega} \quad (31)$$

Na linha 160 do programa, K representa uma constante obtida a partir do produto $(e^2/mc) \cdot (\pi/2R)^{1/2}$ na Eq.(31) em unidades do sistema C.G.S..

Na linha 170, Y é definido como sendo a densidade de matastáveis (N^m) e Q, na linha 310, representa a absorção (A).

Os limites de integração foram testados e verificou-se que era suficiente definir a integral de -4 a +4. Dentro deste intervalo os resultados não sofrem qualquer alteração significativa (linhas 230 e 240).

PROGRAMA

```

100 REM PROGRAMA ABS
110 INPUT "LAMBDA EM cm, L"; L
120 INPUT "FORÇA DE OSCILADOR, V"; V
130 INPUT "TEMPERATURA EM KELVIN, T"; T
140 INPUT "MASSA MOLECULAR EM g, M"; M
150 INPUT "COMPRIMENTO DO TUBO EM cm, H"; H
160 K = 1,16042 * 1E - 6 * H
170 FOR Y = 1E10 TO 50E10 STEP 2E10

```

```
180 GOSUB 210
190 NEXT Y
200 END
210 N = 0
220 D = 0
230 FOR J = 0 TO 8 STEP . 05
240 W = J - 4
250 R = (1-EXP(-K*SQR(M/T)*L*V*Y*EXP(-W2)))
260 S = (R2)* . 05
270 N = N + S
280 C = R * . 05
290 D = D + C
300 NEXT J
310 Q = N/D
320 PRINT Y,Q
340 RETURN
```

BIBLIOGRAFIA

1. RICARD, A. Contribution à l'étude des atomes metastables dans des décharges luminescentes de gaz rares à l'état stationnaire. Tese de doutorado - L'Université Paul Sabatier de Toulouse, 1971.
2. RAKOWIRZ, J. Etude des atomes metastables présents dans des décharges luminescentes stationnaire de argon a basse pression. Tese de doutorado - L'Université Paul Sabatier de Toulouse, 1974.
3. MITCHELL, A.C.G. and ZEMANSKY, M.W. Resonance radiation and excited atoms. 3rd. London, Cambridge University Press, 1971.
4. ORTHMANN, W. and PRIGSHEIM P.Z. Phys. 43, 9 (1927).
5. STACEY D.N. and VAUGHAM, J.M. Phys. Lett. 11, 105, 6 (1964).
6. COPLEY, G.H. and CAMM, D.M. JQSRT 14 (1974) 899.
7. LEE, C.S. and CAMM, D.M. JQSRT 15 (1975) 211.
8. AESCHLIMAN, D.P.; HILL, R.A. and EVANS, D.L. Phys. Rev. A, 14

(1976) 1421.

9. VALLE, O.; RANSON, P. and CHAPELLE, J. JQSRT 18 (1977) 327.
10. VOIGT, W. Munch Ber. p. 603 (1912).
11. MUZART, J.L.R. Relatório interno.
12. HOWATSON, A.M. An introduction to gas discharges. 2nd ed. New York, Pergamon Press (1976).
13. MOZART, J.L.R. Trabalho apresentado para Concurso de Prof. Titular - UFSC (1980).
14. HOLSTEIN, T. Imprisonment of resonance radiation in gases II. Phys. Rev. 83 (6):1159-1168, 1951.
15. SILVA, S.M. Estudo de transferência de energia entre estados metastáveis de gases nobres e hidrogênio. Dissertação de mestrado - UFSC (1983).
16. RICARD, A. Comunicação particular.