

SBI-IFUSP



305M810T0987

Jose' Alberto C. L. Ribeiro

ESPECTRÔMETRO ÓPTICO PARA ESTUDO DE PERFIS DE LINHAS ESPECTRAIS

Dissertação de mestrado
apresentada ao Instituto
de Física da Universidade
de São Paulo

Orientador: Prof. Dr. Roberto I. M. G. Forneris



São Paulo

1986

530.44
R4842
M
e.2

FICHA CATALOGRÁFICA

Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Ribeiro, José Alberto Correia Lima
Espectrômetro Óptico para estudo de perfis de li-
nhas espectrais. São Paulo, 1986.

Dissertação (Mestrado) - Universidade de São Paulo.
Instituto de Física. Departamento de Física Experimen-
tal.

Área de Concentração: Física do Estado Sólido.
Orientador: Prof. Dr. Roberto Ignazio Maria Gugli-
elmo Forneris

Unitermos: 1.Redes de difração; 2.Espectrômetros
ópticos; 3.Instrumentos ópticos.

USP/IF/SBI - 16/87

RESUMO

No presente trabalho são investigados os aspectos teóricos e experimentais dos espectrômetros ópticos de rede de difração, com ênfase no projeto e construção de um espectrômetro do tipo Czerny-Turner. O espectrômetro foi projetado para apresentar alta resolução espectral, tendo em vista sua aplicação em estudos de perfis de linhas espectrais.

O espectrômetro deverá permitir a determinação da temperatura iônica no plasma do Tokamak TBR-1 do Laboratório de Física de Plasmas do Instituto de Física da USP, através da medida do alargamento Doppler de raias espectrais de impurezas.

São discutidos os aspectos instrumentais de um sistema para diagnóstico espectroscópico de plasmas transientes, analisando-se em particular as limitações práticas impostas pelas características da descarga.

E' examinada a teoria dos espectrômetros ópticos de rede de difração, incluindo uma revisão da teoria da formação da imagem em tais sistemas. São especificados os parâmetros de construção de um espectrômetro de alta resolução e, a partir desta especificação e da teoria anteriormente analisada, e' feito um cálculo do desempenho teórico do sistema.

Medidas do perfil instrumental e da resolução permitiram determinar o desempenho efetivo do sistema, o qual foi comparado com o desempenho teórico. Os resultados obtidos concordam de modo geral com a teoria. O desempenho foi inferior no ultravioleta, devido a defeitos de focalização e alinhamento. Na região visível, onde estes efeitos são de menor importância, os resultados concordam com as previsões teóricas. Em 6328 \AA foi obtida uma resolução efetiva de 60 % da resolução teórica.

O instrumento foi construído utilizando componentes feitos no país com exceção da rede de difração e das fendas. A rede de difração (80 X 110 mm) tem 3600 l/mm. As fendas são retas e permitem uma variação de abertura de 3 micra até 3 mm. A distância focal dos espelhos e' de 1500 mm. O chassi do instrumento foi construído em duralumínio e foi empregado um sistema de barra seno para fazer a varredura espectral.

Este trabalho contou com o apoio da FINEP, CAPES e FUNBEC.

ABSTRACT

In this work theoretical and experimental aspects of diffraction grating spectrometers are investigated, with emphasis on the design and construction of a Czerny-Turner spectrometer. This spectrometer was designed aiming high resolution in studies of spectral line profiles.

The instrument will be employed in the determination of ionic temperature in the plasma of the TBR tokamak (Plasma Physics Laboratory - Instituto de Fisica da Universidade de Sao Paulo), by measuring the Doppler broadening of impurity lines.

The instrumental aspects of a system for spectroscopic diagnostic of plasmas are discussed, and practical limitations, imposed by the nature of the discharge, are analysed. Based on this analysis a diffraction grating spectrometer was selected as the main component of the system.

The theory of image formation on the Czerny-Turner is examined and parameters for the construction of an spectrometer are given, allowing the assessment of the theoretical performance of the system.

From a series of measurements of instrumental profile and resolution, the actual performance of the spectrometer was determined and compared with the theoretical predictions. The results are in general accordance with the theory. The performance was slightly degraded in the ultraviolet due to defocalization and alignment defects. In the visible region, where the defocalization is less important, the results are in good agreement with the theory. In 6328 Å the effective resolution reached 60 % of the theoretical.

The spectrometer employs a plane grating (80 X 110 mm) with 3600 l/mm, and has a focal length of 1500 mm. The straight slits open bilaterally from 3 micron to 3 mm, with a maximum height of 18 mm. The optical system is assembled over an aluminum chassis and a sine bar mechanism is used for spectral scanning.

This work was supported by FINEP, CAPES and FUNBEC.

Este trabalho não teria sido realizado sem a colaboração de diversas pessoas. Quero aqui registrar alguns nomes, gostaria de agradecer aqueles que, em várias frentes, tiveram uma participação na concepção e no desenvolvimento do projeto.

Ao Prof. Roberto Frenkel, pela orientação e pelas várias discussões para o desenvolvimento do trabalho.

Ao Prof. Ilse Resnikoff, pelo apoio dado ao projeto durante todos estes anos.

Ao Prof. Roberto de Souza Frenkel Jr., pelo apoio técnico.

Ao Prof. Carlos Frenkel, pela orientação dada no início do trabalho.

Ao Prof. Roberto Frenkel, pelo apoio técnico de uma das redes de computadores.

Ao Prof. Roberto Frenkel, pelo apoio técnico.

Para

C.B.R., A.C.L.R., M.N.B.R., N.B.R., M.P.S.C.L.A. e S.C.A.

Agradecimentos

Este trabalho não teria sido realizado sem a colaboração de diversas pessoas. Mesmo arriscando omitir algum nome, gostaria de agradecer aqueles que, de varias formas, tiveram uma participação na concepção ou no desenvolvimento do projeto:

Ao Prof. Roberto Forneris, pela orientação e pelos recursos oferecidos para o desenvolvimento do trabalho.

Ao Prof. Ivan Nascimento, pelo apoio dado ao projeto durante todos estes anos.

Ao Prof. Antonio de Souza Teixeira Jr., pelo impulso inicial.

Ao Prof. Sadao Isotani, pela orientação dada no início deste trabalho.

Ao Prof. Oswaldo Sala, pelo empréstimo de uma das redes de difração usadas neste trabalho.

A FUNBEC e ao seu superintendente, Eng. Bráulio Andrade, pelo constante apoio dado ao projeto.

Ao pessoal do Grupo de Óptica da FUNBEC, em especial aos Srs. Luís Freitas, José' Guilhermino, Ayrton Salva, José' Antonio dos Santos, Antonio Francisco Monteiro, Sérgio Brito Mendes, Rogério Brancaccio e Raffaele di Stefano, pela valiosa ajuda em diversas fases do projeto.

Ao pessoal da oficina de protótipos da FUNBEC, em especial ao Sr. Moacir Gonçalves, pela colaboração na montagem mecânica do espectrômetro.

A Escola Senai Suiço-Brasileira de Mecânica de Precisão, pela fabricação de peças mecânicas especiais.

Ao pessoal da oficina mecânica do Depto. de Física Experimental do IFUSP, em especial ao sr. João Lima, responsável pela fabricação de grande parte das peças mecânicas.

A Profa. Vilma Vuolo, aos Srs. Rui Pepe e Edson Kenzo e ao pessoal do Laboratório de Plasmas do IFUSP pelas discussões e pelo interesse pelo projeto.

A CAPES, pela concessão de bolsa de mestrado durante um período de dois anos

A FINEP, que concedeu ao Laboratório de Plasmas do IFUSP os recursos que possibilitaram a construção do espectrômetro.

Ao amigo José' Leonardo, sem a ajuda do qual este trabalho não teria se iniciado.

A minha esposa, Ana Maria, pela colaboração e pela ajuda em manter a coesão do sistema.

"The Buddha, the Godhead, resides quite as comfortably in the circuits of a digital computer or the gears of a cycle transmission as he does at the top of a mountain or in the petals of a flower"

Robert Pirsig, Zen and the Art of Motorcycle Maintenance

CAP. I - Introdução

A. Motivação e objetivos do trabalho	I-1
B. Relação com outros trabalhos	I-3
C. Organização deste trabalho	I-5

CAP. II - Estudo de um sistema para diagnóstico espectroscópico

A. Medida da temperatura iônica em plasmas transientes de alta temperatura	II-1
B. Abordagens alternativas para a construção do sistema de diagnóstico	II-5
B.1. Dispersão espectral	II-5
B.2. Dispersão temporal	II-6
C. Abordagem recomendada	II-9

CAP. III - Mecanismos de alargamento de linhas espectrais

A. Introdução	III-1
B. Alargamento natural	III-2
C. Alargamento Doppler	III-6
D. Alargamento por pressão	III-8
E. Efeitos combinados de alargamento	III-9
E.1. Avaliação de efeitos combinados	III-9
E.1.1. Funções Gaussianas	III-9
E.1.2. Funções Lorentzianas	III-10
E.1.3. Funções de Voigt	III-10

CAP. IV - Redes de difração

A. Teoria da rede de difração	IV-1
A.1. Equação da rede de difração	IV-1
A.2. Rede de difração de reflexão	IV-4
A.3. Dispersão	IV-8
A.4. Poder resolutivo	IV-9

A.5 Intervalo espectral livre	IV.13
A.6 Angulo de brilho	IV.15
A.7 Eficiência	IV.16
B. Defeitos da rede de difração	
B.1. Raias espectrais fantasmas ("ghosts")	IV-18
B.2. Raias satélites	IV-18
B.3. Luz parasita	IV-19
C. Redes interferométricas	IV-19
CAP.V - Teoria dos espectrometros de rede de difração	
A. Definições básicas	
A.1. Terminologia	V-1
A.2. Propriedades gerais dos espectrômetros	V-2
A.3. Teoria da formação do perfil instrumental	
A.3.1. Convolução de duas ou mais funções	V-4
A.3.2. Definição do perfil instrumental	V-5
A.3.3. Relação entre a função resposta espectral, a função fonte e a função de aparelho	V-7
A.4. Estudo dos componentes do perfil instrumental	V-9
A.4.1. Função de aparelho no domínio de baixa resolução	V-10
A.4.2. Função de aparelho no domínio de alta resolução	V-13
A.4.3. Função de aparelho no domínio intermediário	V-18
A.5. Parâmetros funcionais de um espectrometro	V-22
A.5.1. Aumento do espectrometro	V-22
A.5.2. Dispersão	V-25
A.5.3. Largura de banda espectral	V-26
A.5.4. Resolução espectral	V-27
A.5.5. Luminosidade	V-34
A.5.6. Produto Resolução x Luminosidade	V-38

CAP.VI - Análise dos monocromadores do tipo Czerny-Turner

A. Introdução

A.1. Tipos mais comuns de monocromadores

A.1.1. Montagem de Littrow	VI-1
A.1.2. Montagem de Ebert	VI-1
A.1.3. Montagem de Czerny-Turner	VI-3

B. Parametros de operação do monocromador Czerny-Turner

B.1. Equação da rede	VI-5
B.2. Comprimento de onda de brilho	VI-11
B.3. Dispersão e aumento anamórfico	VI-11
B.4. Resolução e Luminosidade	VI-13

C. Aberrações do espectrometro Czerny-Turner

C.1. Aberração esférica	VI-16
C.2. Coma	VI-17
C.3. Astigmatismo e curvatura de campo	VI-22
C.4. Curvatura das imagens	VI-23

D. Defeitos do espectrometro Czerny-turner

D.1. Dispersão múltipla e a condição de Cary	VI-28
--	-------

CAP.VII - Descrição do espectrometro

A. Concepção do instrumento

A.1. Configuração escolhida	VII-1
A.2. Critérios para definição dos parametros de construção	VII-1
A.3. Definição dos parametros de construção	VII-4
A.3.1. Distancia focal e razão de abertura	VII-4
A.3.2. Características da rede de difração	VII-6
A.3.3. Posição da rede em relação aos espelhos	VII-9
A.3.4. Separação entre os espelhos	VII-10
A.3.5. Altura das fendas	VII-11
A.3.6. Parametros de construção	VII-11

B.Principais componentes do espectrometro	VII-14
B.1.Sistema óptico	
B.1.1.Redes de difração	VII-14
B.1.2.Fendas	VII-14
B.1.3.Espelhos	VII-16
B.2.Sistema mecânico	
B.2.1.Chassis	VII-17
B.2.2.Suportes dos espelhos	VII-17
B.2.3.Eixo e suporte da rede	VII-17
B.2.4.Mecanismo de barra-seno	VII-22
B.2.5.Sistema de varredura espectral	VII-26
B.3.Sistema de detecção	
B.3.1.Detector	VII-28
B.3.2.Fonte de alta tensão	VII-28
B.3.3.Amplificador	VII-28
B.3.4.Registrador gráfico	VII-28
 CAP.VIII - Desempenho teórico do espectrometro	
A.Dispersão e fator anamórfico	
A.1.Redes de 3600 1/mm	VIII-1
A.2.Redes de 1800 1/mm	VIII-3
B.Fatores que afetam a resolução efetiva	VIII-8
B.1.Difração causada pela largura finita da rede	VIII-9
B.2.Largura das fendas	VIII-14
B.3.Aberrações do sistema óptico	
B.3.1.Aberração esférica	VIII-17
B.3.2.Coma tangencial	VIII-17
B.4.Desfocalização e efeitos térmicos	
B.4.1.Desfocalização	VIII-26

B.4.2. Variação da temperatura ambiente	VIII-30
C. Cálculo do perfil instrumental	VIII-33
C.1. Método das semi-larguras e método das lorentzianas	VIII-33
C.1.1. Variação do perfil com o comprimento de onda	VIII-34
C.1.2. Variação do perfil com a largura de fenda ...	VIII-37
C.2. Método das funções de Voigt	VIII-42
C.2.1. Variação do perfil com o comprimento de onda	VIII-42

CAP. IX - Desempenho experimental do espectrometro

A. Metodologia

A.1. Fontes espectrais utilizadas	
A.1.1. Laser	IX-1
A.1.2. Lâmpada de mercúrio de baixa pressão	IX-1
A.1.3. Lâmpada de mercúrio de alta pressão	IX-2
A.2. Descrição da montagem experimental	IX-2
A.3. Limitações da montagem experimental	
A.3.1. Efeitos de coerência	IX-6
A.3.2. Aquecimento da lâmpada Hg de baixa pressão	IX-6
A.3.3. Defeitos da rede de 1800 l/mm	IX-6
A.3.4. Defeitos dos espelhos	IX-6
A.3.5. Vibrações mecânicas	IX-7
A.3.6. Abertura da fenda de entrada	IX-7
A.3.7. Desfocalização	IX-7
A.4. Procedimentos de medida	
A.4.1. Perfil instrumental	IX-8
A.4.2. Resolução efetiva	IX-8
A.4.3. Alargamento da raia Hg 5461	IX-9
B. Medidas	IX-9
B.1. Curvas obtidas	IX-9
B.2. Tabela de resultados	IX-23

CAP. X - Discussão e conclusões

A. Comparação dos resultados com a teoria

A.1. Medidas em 6328 Å	X-1
A.2. Medidas em 3131 Å	X-2
A.3. Medidas em 5461 Å	X-3
A.4. Variação do perfil instrumental com o comprimento de onda	X-4
A.5. Presença de raias fantasmas nos espectros obtidos com a rede de 1800 1/mm	X-4
A.6. Erros e desvios observados	
A.6.1. Assimetrias nas imagens de raias espectrais	X-5
A.6.2. Estreitamento do perfil instrumental em 6328 Å .	X-5
A.6.3. Alargamento do perfil instrumental em 3131 Å ...	X-5
A.6.4. Erros na leitura das larguras de fenda	X-6
A.6.5. Erros na velocidade de varredura	X-7

B. Interpretação dos resultados

B.1. Importancia dos diversos fatores que influenciam a largura instrumental	X-7
B.2. Descrição da função de aparelho	X-8
B.3. Resolução efetiva	X-9

C. Conclusões

C.1. Implicações teóricas e práticas	X-10
C.2. Sugestões para trabalhos posteriores	X-11
C.2.1. Melhorias no espectrometro	X-11
C.2.2. Caracterização do perfil instrumental em toda a faixa espectral do espectrometro	X-13
C.2.3. Utilização do espectrometro na medida de temperatura iônica no plasma do tokamak TBR	X-13
C.2.4. Estudo comparativo dos modelos utilizados na descrição das aberrações do Czerny-Turner	X-14
C.2.5. Estudo das condições ópticas para uso de detectores multicanais em espectrometros	X-14

APÊNDICES

APENDICE 1 - Equação da rede de difração	A.1
APENDICE 2 - Largura das fendas como função da resolução ...	A.2
APENDICE 3 - Largura de banda resultante da larg. das fendas	A.4
APENDICE 4 - Programa p/ controle do polimento dos espelhos.	A.5
APENDICE 5 - Tabelas de parametros de calibração	A.6

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. Motivação e objetivos do trabalho

2. Fundamentos da psicologia humana

3. O papel da psicologia na sociedade

4. A importância da psicologia para o desenvolvimento humano

5. A psicologia e a educação

6. A psicologia e a saúde

7. A psicologia e o trabalho

8. A psicologia e a família

9. A psicologia e a cultura

10. A psicologia e a política

CAPÍTULO I - INTRODUÇÃO

1.1. O que é psicologia?

1.2. História da psicologia

1.3. Métodos da psicologia

1.4. Áreas da psicologia

1.5. A psicologia e a sociedade

1.6. A psicologia e o futuro

1.7. A psicologia e a cultura

1.8. A psicologia e a política

1.9. A psicologia e a economia

1.10. A psicologia e a arte

1.11. A psicologia e a ciência

1.12. A psicologia e a religião

1.13. A psicologia e a filosofia

1.14. A psicologia e a literatura

1.15. A psicologia e a música

1.16. A psicologia e o cinema

1.17. A psicologia e o teatro

1.18. A psicologia e o esporte

1.19. A psicologia e o lazer

1.20. A psicologia e o meio ambiente

I.1 Motivação e objetivos do trabalho

Os fundamentos da espectroscopia moderna foram lançados a partir dos trabalhos de Kirchoff e Bunsen com o espectroscópio óptico em 1860, os quais criaram uma importante base para o desenvolvimento posterior da física e da química, bem como para o conhecimento da composição dos corpos celestes. Mais tarde este ramo da espectroscopia óptica, a espectroscopia química, veio a ter um papel fundamental no estudo da estrutura atômica, com investigações de níveis de energia e da estrutura hiperfina das linhas espectrais.

Um outro ramo da espectroscopia óptica, a espectroscopia física, utiliza a medida das intensidades, deslocamentos e larguras das linhas espectrais para determinar abundancias, temperaturas, velocidades e pressões dos gases. Dentro deste ramo, nos últimos anos, tem atraído crescente interêsse o estudo dos plasmas de alta temperatura, com vistas à obtenção da fusão nuclear controlada.

Dentre as técnicas de diagnóstico espectroscópico de plasmas, tem especial importância as de determinação de temperaturas de elétrons e íons, assim como as de medida de densidade e pressão. Estas técnicas, de caráter não perturbativo, são em grande parte baseadas na medida de larguras de linhas espectrais, utilizando espectrômetros ópticos de alta resolução.

Com a entrada em operação do Tokamak TBR, no Laboratório de Plasmas do Instituto de Física da Universidade de São Paulo, surgiu a necessidade da utilização de uma espectrometro óptico que permitisse a determinação da temperatura iônica através da medida do alargamento Doppler de raias espectrais de impurezas.

Visando determinar o tipo de espectrômetro adequado para diagnósticos espectroscópicos em plasmas e para estudos de perfis de linhas espectrais em geral, foi feito um levantamento dos principais sistemas espectrométricos existentes e, com base nos critérios discutidos no capítulo II, selecionado um espectrometro do tipo Czerny-Turner, com rede de difração plana.

O presente trabalho teve como principal objetivo a concepção e construção de um espectrometro óptico Czerny-Turner para estudos de perfis de linhas espectrais nas regiões visível e ultravioleta do espectro, adequado para medidas de temperatura em plasmas de alta temperatura. O projeto e a construção do instrumento foram precedidos de uma revisão da teoria da formação da imagem nos espectrometros de rede de difração plana do tipo Czerny-Turner, a fim de confirmar a viabilidade de utilização de um instrumento deste tipo em estudos de perfis de linhas espectrais. Foi construído um espectrometro Czerny-Turner com distancia focal de 1500 mm, e redes de difração de 3600 l/mm e 1800 l/mm, com o qual foi realizada uma série de medidas de perfil instrumental, sob diversas condições. Os resultados obtidos confirmam, de maneira geral, as previsões teóricas.

Este espectrometro, uma vez completado o presente trabalho e feitas algumas adaptações, necessárias para adequá-lo 'a medida de perfis de linhas espectrais em plasmas transientes, devera' ser utilizado pelo Laboratório de Física de Plasmas do IFUSP na medida de temperatura de íons no plasma do tokamak TBR, complementando medidas feitas utilizando outros métodos.

Um segundo objetivo deste trabalho foi o de prover o usuário do espectrometro com as informações necessárias para a

compreensão dos princípios teóricos e práticos da operação e da utilização do instrumento. Neste sentido, procurou-se reunir em único local informações dispersas em um grande número de artigos e livros, alguns deles não disponíveis em nossas bibliotecas. Isto justifica a inclusão de um capítulo introdutório sobre a teoria das redes de difração planas, o qual seria dispensável se a finalidade deste trabalho fosse somente a de uma dissertação. Este segundo caráter de "manual de uso e operação" explica as dimensões físicas do presente trabalho.

2. Relação com outros trabalhos

A bibliografia existente sobre o problema da formação de imagens em espectrometros de rede de difração é bastante extensa, de modo que citaremos apenas os trabalhos diretamente ligados ao tema central da dissertação.

Em 1948 Jacquinet e Dufour [I.1] examinaram a influencia de diversos fatores instrumentais sobre a formação do perfil instrumental em monocromadores com detecção fotoelétrica. A montagem de Ebert, uma variante da montagem Czerny-Turner, foi redescoberta por Fastie [I.2], que em 1952 fez um estudo experimental da formação de imagens neste tipo de espectrometro. Uma investigação experimental do perfil instrumental da variante Ebert foi feita por Von Planta, ainda em 1957 [I.3]. A forma ideal de fenda para evitar os efeitos do astigmatismo e da curvatura de linhas espectrais foi estudada, utilizando métodos analíticos, por Kudo [I.4] em 1960, seguido por Sassa [I.5] em 1961, que estudou a relação entre a posição da rede e a forma da superfície focal.

Todos os trabalhos até aqui citados supunham que a rede

exercesse pouca ou nenhuma influência sobre as aberrações. Uma análise quantitativa das aberrações do arranjo Czerny-Turner, levando em conta o efeito da rede, foi feita por Rosendahl [I.6] em 1962, utilizando a teoria analítica das aberrações. Em 1964, Shaffer e colaboradores [I.7], utilizando traçado de raios e a função característica de Hamilton, elaboraram métodos de correção parcial das aberrações do arranjo Czerny-Turner. No ano seguinte Sergent-Rozey [I.8] realizou um estudo das aberrações do arranjo Czerny-Turner, acompanhado de um exame qualitativo das características da imagem. Welford [I.9] publicou, ainda em 1965, um dos mais completos trabalhos sobre as aberrações dos espectrometros de rede de difração, estudo este baseado no método da função caminho óptico. Em 1969 surgiram os trabalhos de Rouse e colaboradores [I.10] e de Reader [I.11], que fizeram comparações entre os valores das aberrações do sistema Czerny-Turner fornecidos pela teoria analítica e pelo traçado geométrico de raios.

Uma diferente abordagem para o cálculo das aberrações dos espectrometros e espectrógrafos, baseada no diagrama de placas de Burch [I.12], foi proposta por Simon [I.13] em 1973. O mesmo autor aplicou este método, em 1978, à análise da compensação da coma no arranjo Ebert [I.14]. Em 1974, Murty [I.15] publicou uma importante revisão da teoria da formação da imagens em espectrometros e monocromadores baseada na função caminho óptico, com ênfase no arranjo Czerny-Turner. Outros trabalhos importantes na análise das aberrações do arranjo Czerny-Turner são os de Gil [I.16], de Gil e Simon [I.17], e de Simon, Gil e Fantino [I.18], publicados entre 1981 e 1986, os quais fazem uso do diagrama de placas de Burch.

Um trabalho recente sobre o problema da medida do perfil instrumental em monocromadores e o de Saunders e Shumaker [I.19], onde são analisadas as diferenças entre a função de aparelho resultante da varredura do monocromador sobre uma linha espectral fixa e a função de aparelho resultante da sintonia da linha espectral por meio de um laser de corante, mantendo fixo o ajuste espectral do monocromador.

Uma característica comum à maioria dos trabalhos até aqui publicados é a de que, ou são de natureza teórica, sem considerar comparações quantitativas entre suas previsões e resultados experimentais, ou então são de caráter essencialmente experimental, examinando os resultados de maneira empírica.

No presente trabalho é feita uma comparação das previsões quantitativas fornecidas por alguns dos modelos teóricos citados, com medidas feitas em um instrumento construído segundo parâmetros bem conhecidos.

No que se refere ao diagnóstico espectroscópico de plasmas, o espectrômetro de vera, uma vez posto em operação no Laboratório de Plasmas do IFUSP, dar continuidade a estudos da temperatura iônica e da densidade de elétrons, que foram iniciados utilizando um instrumento de menor resolução [I.20].

3. Organização deste trabalho

No capítulo II são expostos os critérios utilizados na seleção do espectrometro de rede do tipo Czerny-Turner como base para a montagem de um sistema para diagnóstico espectroscópico do plasma do TBR. É feita uma revisão dos sistemas espectrométricos que vem sendo utilizados em diagnóstico de plasma, sendo comparadas suas vantagens e desvantagens, visando selecionar o mais adequado às condições do plasma do TBR.

No capítulo III é examinada a teoria dos mecanismos de alargamento de linhas espectrais, atuantes em plasmas ou em lâmpadas de descarga em gases. Discute-se de uma maneira simplificada, a relação entre a forma do perfil de uma raia espectral e a temperatura e a pressão da fonte de radiação. São revistas algumas técnicas matemáticas usadas para descrever os diferentes tipos de perfis (Gaussianos, Lorentzianos e perfis de Voigt) e avaliar o resultando da ação simultânea de causas de alargamento estatisticamente independentes.

No capítulo IV é examinada a teoria da rede de difração plana e discutidas suas propriedades ópticas mais importantes.

No capítulo V é examinada a teoria da formação da imagem espectral em um espectrômetro ideal. É definida a terminologia básica e são descritas as propriedades da óptica dos espectrometros. Examina-se a teoria da função de aparelho sob a luz do conceito de convolução, que é utilizado para demonstrar qualitativamente o efeito final da interação dos diversos componentes da formação do perfil instrumental. Finalmente analisa-se como as propriedades de formação de imagens do elemento dispersor são modificadas pela influência dos demais componentes do espectrometro. Os resultados deste capítulo são válidos para todos os tipos de dispersores, embora a discussão seja centrada nos espectrometros de rede de difração.

No capítulo VI é examinada a formação da imagem espectral no arranjo Czerny-Turner. É deduzida a forma da equação da rede neste arranjo e, a partir daí, desenvolvidas relações para a dispersão, resolução e luminosidade. São dadas expressões para as aberrações geométricas desta montagem e calculada sua influência individual sobre a imagem espectral.

No capítulo VII é discutido o projeto do espectrometro, sendo mostrada a abordagem utilizada na definição dos principais parametros de construção. Faz-se uma descrição detalhada do espectrometro construído, de seus componentes ópticos e mecânicos, bem como dos sistemas de detecção e registro.

No capítulo VIII utiliza-se a teoria desenvolvida nos capítulos IV, V e VI, bem como os valores dos parametros de construção do espectrometro, descritos no capítulo VII, para determinar o desempenho teórico do instrumento. Examina-se como os diversos formadores da imagem espectral (difração, imagens geométricas das fendas, dispersão, aberrações e eventuais defeitos) interagem entre si para determinar a forma final do perfil instrumental ou função de aparelho. O perfil instrumental é calculado com base nos três modelos matemáticos discutidos no capítulo III.

No capítulo IX é avaliado o desempenho experimental do espectrometro. São descritos os materiais e métodos utilizados nas medidas, e mostrados os resultados.

Finalmente, no capítulo X, discute-se os resultados obtidos e examina-se as conclusões que podem ser daí deduzidas. Os resultados das medidas são comparados com as previsões feitas no capítulo VIII, sendo analisado seu grau de concordância com a teoria e discutidas as possíveis fontes de erro presentes nos experimentos. É feita uma comparação dos três modelos teóricos no que se refere à sua aplicabilidade à descrição da função de aparelho do espectrometro. São expostas as conclusões e dadas sugestões para trabalho posterior.

El presente trabajo tiene como objetivo principal el estudio de las características de un sistema de diagnóstico espectroscópico de plasma transiente. Se describen los principios de funcionamiento de este tipo de sistemas y se presentan los resultados obtenidos en un experimento de laboratorio. Se discute la influencia de los parámetros de operación en la calidad de las mediciones y se comparan los resultados con los obtenidos en otros trabajos.

CAPÍTULO II - ESTUDIO DE SISTEMA DE DIAGNÓSTICO ESPECTROSCÓPICO

En este capítulo se describe el sistema de diagnóstico espectroscópico de plasma transiente que se utilizó en el experimento. Se detallan los componentes del sistema, como la cámara de plasma, el sistema de iluminación, el sistema de adquisición de datos y el sistema de procesamiento de datos. Se describe también el procedimiento de calibración del sistema y se presentan los resultados de las mediciones de intensidad de las líneas espectrales. Se discute la influencia de los parámetros de operación en la calidad de las mediciones y se comparan los resultados con los obtenidos en otros trabajos.

II. Estudo das características de um sistema para diagnóstico espectroscópico de plasmas transientes.

A. Medida da temperatura iônica em plasmas transientes de alta temperatura

Segundo Griem [III.1], a principal técnica para determinação espectroscópica da temperatura cinética de ions e' a da medida de alargamento Doppler de origem térmica de linhas espectrais. Outros métodos para a medida de temperatura de partículas pesadas baseiam-se em técnicas diversas como a da medida da velocidade do som no meio, a do espalhamento incoerente de radiação Laser pelo plasma, a da medida da liberação de nêutrons em plasmas de deutério com alta energia, a da medida da distribuição de energia entre os diferentes produtos de reação ou no conhecimento da pressão total do gás, densidade e temperatura de eletrons. Entretanto, ainda segundo Griem, qualquer um destes métodos adicionais leva a resultados incertos.

A técnica da medida de temperatura iônica a partir do alargamento Doppler de raias de impurezas existentes no plasma tem sido usada por diversos autores [II.2-5].

Como sera' mostrado no capítulo III, o alargamento Doppler de origem térmica contribui para o perfil de uma linha espectral com um componente Gaussiano de semilargura $\Delta\lambda_D$, dada por:

$$\Delta\lambda_D = 7,16 \times 10^{-7} \lambda_0 \sqrt{T/M} \quad (II.1)$$

onde λ_0 e' o comprimento de onda central, T a temperatura em Kelvin e M o peso atômico do íon emissor. No uso desta relação devem ser levados em conta os efeitos da largura instrumental, do alargamento por pressão e do efeito Zeeman. Em plasmas pulsados

e' necessário atentar ainda para os efeitos de microturbulencia e movimento global do plasma. Como veremos no capítulo III, desde que sejam desprezíveis estes efeitos, a largura natural da linha espectral nunca e' muito maior que 10^{-4} \AA , sendo portanto desprezível nos comprimentos de onda ópticos.

As características de temperatura e densidade do plasma obtido no Tokamak TBR, bem como a pequena duração da descarga, como mostra a tabela II.1 [II.6-7], impõem limitações às medidas de alargamento Doppler, a saber:

(a) Nas temperaturas atingidas, as raias espectrais e a radiação contínua são mais intensas na região do ultravioleta de vácuo (VUV) do que nas regiões do ultravioleta próximo e do visível [II.8]. As raias espectrais mais utilizadas em medidas de alargamento Doppler são raias de impurezas situadas na região entre 1500 \AA e 3500 \AA [II.2-4]. Temos, por exemplo, as raias O VII 1623 \AA , C IV 1548 \AA , C V 2271 \AA , O V 2781 \AA , O IV 3064 \AA e O III 3047 \AA .

(b) A temperatura iônica estimada para o TBR e' de cerca de 10 eV [II.9], dado que nos permite calcular as larguras Doppler para as linhas espectrais citadas, que são mostradas na tabela II.2. No cálculo desta última tabela desprezou-se os efeitos de alargamento Stark e Zeeman.

(c) A duração das descargas situa-se entre 4 ms e 7 ms conforme mostra a tabela II.1.

Tabela II.1 - Parametros do TBR [II.6-7]

Raio maior	R	0.30m
Raio menor	a _v	0.11m
Raio do plasma	a	~ 0.08m
Razao de aspecto	R/a	4
Campo toroidal	B ₀	4 kG
Campo poloidal	B ₀	500 G
Campo vertical	B _z	230 G
Corrente de plasma	I _p	6.7 kA
Duração de corrente	t _i	4 a 7 ms
Densidade de elétrons	n _e (cm ⁻³)	~ 2 x 10 ¹³
Temperatura de elétrons	T _e	~ 240 eV
Temperatura de íons	T _i	~ 10 eV
Tempo de confinamento	t _E	~ 0.7 ms

Tabela II.2 - Semi-largura Doppler para diversas raias de impurezas

Raia	λ (Å)	Semi-largura Doppler (Å)
C IV	1548	0.094
O VII	1623	0.099
C V	2271	0.138
O V	2781	0.170
O III	3047	0.186
O IV	3064	0.187

Obs.: Os valores acima foram calculados a partir da equação (II.1), supondo uma temperatura iônica de ~ 10 eV

A partir das condições de trabalho (a), (b) e (c), podemos definir as características básicas de um sistema óptico destinado a medidas de alargamento Doppler em um plasma como o do TBR:

- Possibilidade de operar na região do VUV, possivelmente com atmosfera de argônio ou em vácuo.
- Resolução espectral da ordem de centésimos de Ångstrom. Um critério típico seria [II.3]: $\frac{\delta\lambda}{\lambda} \sim 0,2-0,3$ onde $\delta\lambda$ e $\delta\lambda$ são, respectivamente, a largura instrumental e a largura a ser medida.
- Possuir alta resolução temporal, de modo a permitir o estudo da evolução do perfil das raias espectrais com o tempo de duração da descarga.

B. Abordagens alternativas para a construção do sistema de diagnóstico.

De posse dos requisitos a serem satisfeitos pelo sistema de diagnóstico espectroscópico, examinaremos agora as abordagens alternativas para sua construção.

B.1. Dispersão espectral

A resolução necessária ao estudo dos perfis de raias espectrais poderia ser obtida tanto a partir de um interferômetro de Fabry-Perot quanto de um espectrômetro de rede de difração.

O interferômetro apresenta uma resolução que, em geral, é muito superior à do espectrômetro de rede. No caso em que seja usado um interferômetro, torna-se necessário o uso de um pré-monocromador, a fim de evitar a superposição de ordens [III.10]. Outra limitação do interferômetro é a de que o material tipicamente utilizado nos planos ópticos, a sílica fundida, tem

seu limite de transmissão para comprimentos de onda curtos situado em $\lambda = 1600 \text{ \AA}$. Por outro lado, o interferômetro de Fabry-Perot apresenta um poder resolutivo bem maior que o mínimo de 0.01 a 0.03 \AA , necessário para discernir os alargamentos Doppler no plasma do TBR.

A utilização de um espectrometro de rede de difração com alta resolução, dotado de óptica de reflexão com revestimentos de alta refletância no UV, possibilitaria contornar, em parte, o problema da baixa transmitância do interferômetro naquela região espectral. Entretanto este espectrometro, se construído levando-se em conta as limitações de espaço existentes (comprimento focal máximo $\approx 1.5 \text{ m}$), devera' trabalhar no limite da resolução espectral necessária, o que devera' impor condições bastante restritivas à fabricação e à calibração dos componentes ópticos e mecânicos, conforme veremos mais adiante.

B.2. Dispersão temporal

Para que seja possível estudar a evolução temporal do perfil de linha durante a descarga do plasma, e' necessário que seja obtido um certo número de medidas dentro do tempo de duração da descarga. Quanto maior este número, maior sera' a precisão com que se ira' conhecer a forma do perfil.

Para obter a resolução temporal necessária existem duas abordagens principais: o uso de um sistema de varredura rápida (scanner), ou o uso de um sistema multicanal (policromador). As duas abordagens aplicam-se tanto ao interferômetro quanto ao espectrômetro de rede. Examinemos cada um dos casos:

(a) Interferômetro Fabry-Perot.

As alternativas disponíveis para a varredura de uma

linha espectral são a variação do espaçamento da cavidade (p. exemplo usando um elemento piezoelétrico como espaçador), a variação do ângulo de incidência (varredura espacial), ou a variação do índice de refração da cavidade.

O primeiro método foi utilizado em plasmas por Cooper e Greig [II.11]. Neste sistema, para uma mudança de $\lambda/2$ no espaçamento do etalon, resulta uma varredura sobre todo o intervalo espectral livre, sendo o sistema mais adequado a estudos em baixa resolução, onde são utilizadas grandes amplitudes de varredura. O método causa uma redução do poder resolutivo, devida à deformação do etalon causada pelas forças inerciais, efeito este discutido no trabalho citado.

O método de varredura espectral espacial (spatial spectral scanning) foi usado por Shepherd et al. [II.12]. Este método tem a vantagem de utilizar uma cavidade com espaçamento constante, permitindo assim o uso de um etalon fixo. Ele possibilita ainda um aumento do poder coletor de luz do etalon. Sua maior desvantagem está em que, para obter uma resposta suficientemente rápida é necessário o uso de um sistema multicanal.

Como exemplo de uso de um sistema multicanal em um interferômetro Fabry-Perot, temos o instrumento utilizado por Hirschberg e Platz [II.13], que faz uso de um sistema de múltiplos espelhos para separar os comprimentos de onda, cada espelho constituindo um canal separado. O sistema é diretamente aplicável a estudos de plasmas transientes, apresentando, porém, uma grande complexidade em sua construção.

A varredura por variação de índice, também chamada varredura por pressão (pressure scanning) [II.14], é mais

aplicável a estudos de alta resolução, sobre faixas limitadas de varredura. Neste método varia-se a pressão do gás existente na cavidade, variando-se em consequência seu índice de refração. A fim de evitar as deformações resultantes de esforços não compensados sobre o etalon, é necessário manter o interferômetro dentro de uma câmara de pressão.

(b) Espectrômetro de rede de difração

Como exemplo de sistema baseado em detecção multicanal (e portanto fornecendo dispersão espectral e temporal) temos o instrumento utilizado por Bell [II.2], que utiliza uma lente cilíndrica colocada na fenda de saída, aumentando 70x na direção de dispersão. Esta lente secciona, juntamente com um conjunto de espelhos, a imagem da fenda em sete feixes, que são então dirigidos a diferentes fotomultiplicadores, cada um correspondendo a um canal de detecção. Um sistema semelhante é apresentado por Scott et al. [II.15]. Outros sistemas multicanais são aqueles baseados em transdutores eletro-ópticos de estado sólido dispostos em matriz, os CCD ou Charge Coupled Devices [II.16]. Outros sistemas utilizam MCPs ou MicroChannel Plates, que são placas com milhares de canais de dimensões microscópicas (50μ), cujas paredes são recobertas com um filme fino de material com elevada taxa de multiplicação de elétrons [II.17]. Entre os sistemas existentes comercialmente, baseados nestes dois tipos de detectores, temos os chamados OMAs (Optical Multichannel Analysers) [II.18-19]. Breton et al. [II.5] utilizaram sistema de detecção baseado em MCP na medida de alargamento Doppler em um plasma pulsado.

Os sistemas de varredura rápida compatíveis com o

espectrômetro de rede podem ser do tipo refletivo ou refrativo [II.20]. Nestes sistemas a dispersão temporal é obtida fazendo uma varredura da imagem da raia espectral sobre a fenda de saída do espectrômetro. Esta varredura pode ser feita interceptando o feixe luminoso com um polígono girante ou espelho oscilante, antes que este atinja a fenda de saída. A frequência de varredura devera' ser tal que permita varrer a imagem da raia espectral sobre a fenda de saída em torno de uma dezena de vezes durante a descarga [II.21].

Nos sistemas refletivos utiliza-se espelhos planos oscilantes ou polígonos giratorios. Como exemplo de sistema refletivo, temos o utilizado no instrumento construído por Church e Gampel [II.22].

Um típico sistema de dispersão temporal baseado na refração utiliza uma placa de faces plano-paralelas, com movimento oscilatório. Como exemplo de um destes sistemas temos o instrumento utilizado em medidas de temperatura iônica de plasmas por Suckewer e Hinnov [II.2]. Para o acionamento destes componentes ópticos são utilizados galvanômetros [II.23] ou dispositivos vibrantes do tipo torsional [II.24]. Existem no mercado dispositivos que podem atingir frequências da ordem de 1 kHz [II.20], sendo comuns aqueles que trabalham na faixa de 300 Hz a 600 Hz.

C. Abordagem recomendada

A tabela II.3 mostra uma comparação das propriedades do espectrômetro de rede de difração e do interferômetro Fabry-Perot utilizado como espectrômetro.

O espectrômetro de Fabry-Perot, apesar de apresentar

alta luminosidade (uma ordem de grandeza maior que a de um espectrômetro de rede de mesma resolução), e alta resolução espectral, tem os inconvenientes da superposição de ordens, da baixa transmissão no ultravioleta e da difícil adaptação para uso em medidas de fenômenos de curta duração. Para contornar o problema da superposição de ordens torna-se necessário o uso de um monocromador de resolução relativamente alta como pré-dispersor, o que eleva bastante o custo do sistema.

O espectrômetro de rede de difração, em comparação com o Fabry-Perot, apresenta menor luminosidade espectral. Contudo, sendo maior sua faixa espectral livre, torna-se mais fácil evitar o problema da superposição de ordens de difração. A resolução espectral efetiva (levando-se em conta as aberrações do sistema óptico e outros desvios da condição ideal), para um espectrômetro com distância focal de um ou dois metros, pode alcançar valores da ordem de 50.000, o que em $\lambda = 1500 \text{ \AA}$, permitiria resolver um intervalo espectral de cerca de 0.03 \AA , satisfazendo portanto aos requisitos anteriormente definidos. Através do uso de sistemas galvanométricos de varredura, poderia ser alcançada uma resolução temporal suficiente para varrer o perfil de uma raia espectral quatro ou cinco vezes durante o tempo de duração da descarga. A utilização de um sistema de detecção multicanal, por outro lado, permitiria obter uma resolução temporal consideravelmente maior. A transmitância no UV seria satisfatória utilizando-se um sistema óptico inteiramente refletivo. As dificuldades de fabricação do sistema mecânico (excetuadas as fendas) seriam da mesma ordem das existentes para o Fabry-Perot. Entretanto, para o sistema óptico (com exceção da rede) a fabricação é bem mais fácil, uma vez que

uma precisão de superfície de $\lambda/8$ seria suficiente para os espelhos do espectrômetro de rede, enquanto que no Fabry-Perot faz-se necessária uma precisão melhor que $\lambda/20$ na planicidade do etalon.

O espectrômetro de rede de difração plana, na configuração Czerny-Turner, tem sido utilizado com frequência em espectroscopia de plasmas de curta duração, especialmente na medida de alargamento Doppler [II.2-5, II.25].

Outro ponto importante em favor do espectrômetro de rede está na maior versatilidade deste, quando comparado ao interferômetro de Fabry-Perot. Um espectrômetro de rede pode ser facilmente adaptado a utilizar diferentes tipos de detectores, podendo portanto ser utilizado como espectrômetro, como espectrógrafo ou como policromador.

Tendo em conta as considerações acima, bem como a existência local de certas facilidades de fabricação óptica e mecânica, optamos pela adoção de um sistema de medida de alargamento Doppler baseado em um espectrômetro de rede de difração plana.

Tabela II.3 - Comparação das características de interferômetros e espectrômetros de rede

Característica	Fabry-Perot	Espectrômetro de rede
Luminosidade	Elevada (sem a utilização de pré-dispersor)	Moderada (menor que 1/10 da de um Fabry-Perot de mesma área)
Resolução espectral	Elevada	Moderada (suficiente para medidas de largura Doppler)
Resolução temporal	Adaptável ao estudo de fenômenos de curta duração	Adaptável ao estudo de fenômenos de curta duração
Faixa espectral livre	Pequena, sendo necessário o uso de um pré-dispersor	Ampla faixa espectral livre
Transmitância	Baixa transmitância no UV	Bom de 1500 Å até o infravermelho
Sistema óptico	Alto grau de dificuldade na execução	Dificuldade moderada na execução
Sistema mecânico	Complexo e de execução difícil, dependendo do sistema de varredura usado	Complexo e de execução difícil
Dimensões físicas	Grandes (se levado em conta o pré-dispersor)	Grandes
Custo de fabricação	Alto (com o pré-dispersor)	Médio
Custo de aquisição	Alto	Alto

CAPÍTULO III - MECANISMOS DE ALARGAMENTO DE LINHAS ESPECTRAIS

A. Introdução [III.1]

De acôrdo com a mecânica quântica a absorção ou emissão de radiação se dá de forma discreta, de modo que, para uma dada transição eletrônica, deveria ser observada radiação monocromática de comprimento de onda λ . Contudo, ao examinar esta radiação por meio de um espectrômetro, nota-se que as linhas espectrais apresentam uma largura $\Delta\lambda$ em torno do comprimento de onda λ . Esta largura $\Delta\lambda$ decresce ao aumentar a resolução do instrumento, dada por $R = \lambda/\Delta\lambda$. Aumentando suficientemente a resolução, chega-se a um ponto onde cessa a diminuição da largura da linha espectral. A partir deste ponto a largura observada é determinada pelas condições da fonte de radiação e não pela largura instrumental do espectrômetro.

No caso de utilizar-se como fonte uma lâmpada de descarga gasosa ou um plasma se observa que as linhas espectrais tornam-se mais estreitas ao reduzir-se a pressão do gás ou a densidade de corrente no gás. Por outro lado, para pressões suficientemente pequenas, observa-se que a largura de linha decresce com a temperatura.

A largura finita das linhas espectrais, desde que seja desprezado o alargamento causado pelo espectrômetro, resulta dos seguintes fatores:

- 1) Alargamento natural, resultante da interação do elétron emissor com o campo eletromagnético do átomo que, de acôrdo com o modelo clássico dos osciladores, causa um amortecimento da radiação, com conseqüente alargamento da linha espectral. Do ponto de vista quântico, o alargamento natural decorre do tempo de vida finito dos níveis envolvidos na transição.

- 2) Movimento térmico dos emissores, causando um alargamento decorrente do efeito Doppler. É o chamado alargamento Doppler.
- 3) Interação do emissor de radiação com partículas vizinhas (carregadas ou não) resultando no chamado alargamento por pressão.

Examinemos cada um destes mecanismos de alargamento.

B. Alargamento natural

Utilizando o modelo dos osciladores [III.2], a eletrodinâmica clássica prevê um alargamento natural da linha espectral que é independente do comprimento de onda, dado por,

$$\Delta\lambda_n = (2\pi c \gamma / \omega_0^2) = 4\pi e^2 / 3mc^2 = 1,18 \times 10^{-4} \text{ \AA}$$

Este valor é calculado a partir da avaliação da energia dissipada por um oscilador submetido a um amortecimento, descrito por uma constante

$$\gamma = 2 e^2 \omega_0^2 / 3mc^3$$

A descrição quântica do mecanismo de alargamento natural da linha espectral [III.3] parte de um modelo no qual um átomo emissor isolado, estático e protegido de campos eletromagnéticos, permanece em um estado de energia E_2 , até decair para outro, de energia inferior E_1 .

Um átomo isolado tem um tempo de vida τ_{21} que depende apenas da probabilidade de decaimento espontâneo, dada por

$$\tau_{21} = A_{21}^{-1}$$

onde A_{21} é o coeficiente de emissão espontânea.

De acôrdo com o princípio da incerteza

$$\tau_{21} \Delta E \sim \hbar$$

onde ΔE e' a incerteza na energia da transição.

O estado fundamental tem, por definição, um tempo de vida infinito, de modo que uma transição entre um estado excitado e o fundamental envolvera' uma incerteza igual 'a do estado excitado. Nas transições entre dois estados excitados p e q, a incerteza sera' dada pela soma das incertezas nas energias das transições possíveis para os dois estados,

$$\Delta E = \Delta E_p + \Delta E_q$$

A largura natural de linha, expressa em termos de frequência, sera' entao,

$$\Delta \nu = \frac{\Delta E}{h} \approx \frac{1}{2\pi\tau} = \frac{1}{2\pi} \left(\sum_k A_{pk} + \sum_k A_{qk} \right)$$

onde k representa a família de estados de energia inferior, para os quais podem ocorrer transições espontâneas.

No caso de uma transição entre um estado excitado p e o estado fundamental, temos que a probabilidade de que um átomo no estado p tenha energia entre E_p e $E_p + dE_p$ e' dada por

$$P(E) dE = \frac{dE}{h \tau_p} \frac{1}{\left(\frac{2\pi}{h} \right)^2 (E - E_p)^2 + \left(\frac{1}{2\tau_p} \right)^2}$$

Definindo $\nu_p = E_p / h$, temos que o perfil de alargamento natural

será descrito por

$$F_N(\nu - \nu_0) = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta \nu_N}{2(\nu - \nu_0)^2 + 1/2(\Delta \nu_N)^2} \quad (\text{III.1})$$

que é o chamado perfil Lorentziano ou de dispersão, mostrado na figura III.1, e que pode ser escrito na forma geral

$$F_L(x) = \frac{c}{1 + (x / \beta_1)^2} \quad (\text{III.2})$$

onde β_1 é um parâmetro ligado à forma do perfil e $x = \lambda - \lambda_0$ é a distância entre um ponto do perfil com abscissa λ e o centro do perfil, com abscissa λ_0 . Examinemos qual a forma da relação entre este parâmetro e a semi-largura da curva. A semi-largura (largura à metade da altura máxima) do perfil Lorentziano é dada pela diferença entre os valores das abscissas para os pontos onde

$$F_L(\lambda - \lambda_0) = 0,5 F_L(0)$$

de modo que

$$\frac{F_L(\lambda - \lambda_0)}{F_L(0)} = \frac{1}{1 + (\Delta \lambda / \beta_1)^2} = 0,5$$

e daí vem que $\beta_1 = |\lambda_{1/2} - \lambda_0|$ e a semi-largura da curva será

$$\delta \lambda_L = 2 |\lambda_{1/2} - \lambda_0| = 2 \beta_1 \quad (\text{III.3})$$

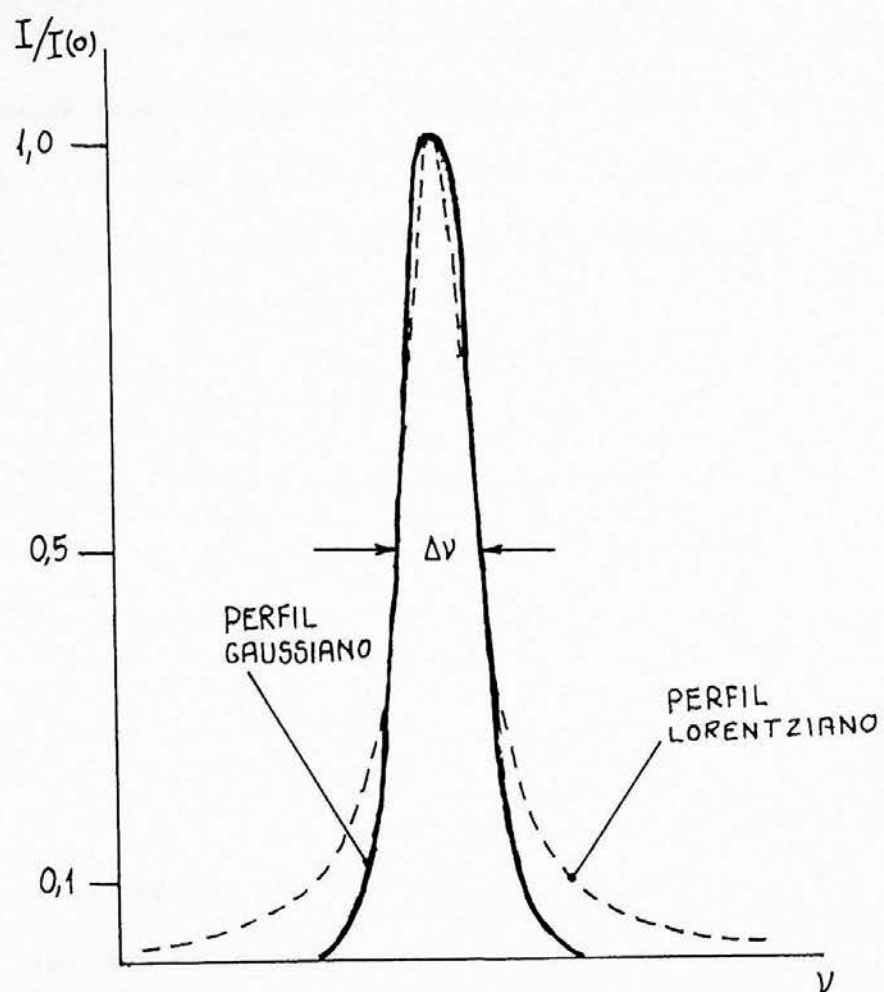


Figura III.1 - Formas de linha Gaussiana e Lorentziana para linhas com mesma altura $I(0)$ e mesma semi-largura $\Delta\nu$

C. Alargamento Doppler

Uma fonte de radiação monocromática movendo-se com velocidade de componente v na direção do observador, tem sua frequência aparente alterada de:

$$\nu = \nu_0 \left(1 \pm \frac{v}{c} \right)$$

onde ν_0 é a frequência em repouso. No caso de um gás, onde existe grande quantidade de emissores movendo-se aleatoriamente em todas as direções, a alteração de frequência irá se originar de uma distribuição Maxwelliana de velocidades:

$$P(v) = \left(\frac{M}{2\pi kT} \right)^{1/2} \exp \left(- \frac{M v^2}{2kT} \right)$$

onde M é a massa atômica dos emissores.

O perfil de linha devido a todos os deslocamentos Doppler será dado por,

$$F_D(\nu - \nu_0) = \int_{-\infty}^{+\infty} P(v) F\left(\nu - \nu_0 - \frac{v}{c} \nu_0\right) dv$$

Se considerarmos desprezível o alargamento natural, decorrente da emissão de átomos estacionários, teremos que o perfil natural será descrito por uma função δ , de modo que o perfil Doppler será

$$F_D(\nu - \nu_0) = \left(\frac{M c^2}{2\pi kT \nu_0} \right)^{1/2} \exp \left(- \frac{M c^2 (\nu - \nu_0)^2}{2kT \nu_0^2} \right)$$

cuja forma é mostrada na figura III.1. Em termos do comprimento de onda λ temos,

$$F_D(\lambda - \lambda_0) = \left(\frac{M c^2}{2\pi kT \lambda_0} \right)^{1/2} \exp \left(- \frac{M c^2 (\lambda - \lambda_0)^2}{2kT \lambda_0^2} \right) \quad (\text{III.4})$$

Vê-se então que o perfil de linha resultante de alargamento Doppler é uma distribuição Gaussiana centrada no comprimento de onda λ_0 e com parâmetro de forma dado por,

$$\beta_2^2 = \left(\frac{2kT}{Mc} \right) \lambda_0^2 \quad (\text{III.5})$$

A meia largura do perfil Doppler é dada pela diferença entre os valores das abscissas para os pontos onde

$$F_D(\Delta\lambda) = 0,5 F_D(0)$$

ou seja, onde

$$\frac{Mc \left(\lambda_{1/2} - \lambda_0 \right)^2}{2 kT \lambda_0^2} = \ln 2$$

de modo que a meia largura Doppler será

$$\delta\lambda_D = 2 \left| \lambda_{1/2} - \lambda_0 \right| = 2 \left(\frac{2kT}{Mc} \ln 2 \right)^{1/2} \lambda_0 \quad (\text{III.6})$$

ou $\delta\lambda_D = 2 \sqrt{\ln 2} \beta_2 = 1,665 \beta_2$. Fazendo as substituições pode-se escrever,

$$\delta\lambda_D = 7,16 \times 10^{-7} \lambda_0 \sqrt{(T/M)}$$

que dá a magnitude do alargamento Doppler em termos do comprimento de onda central, da massa atômica do emissor e da temperatura absoluta.

D. Alargamento por Pressão

Os mecanismos de alargamento até aqui descritos são característicos de descargas de baixa densidade. Ao aumentar a pressão as colisões tornam-se mais frequentes e o alargamento por pressão torna-se o mecanismo dominante. Os mecanismos de alargamento por pressão dividem-se em três formas principais, que são o alargamento Stark, causado por partículas carregadas, o alargamento Van der Waals, causado por partículas neutras e o alargamento por ressonância, resultante de interações entre átomos neutros de mesma espécie. Estes mecanismos de alargamento podem ser tratados teoricamente segundo dois modelos aproximados, o de impacto e o quasi-estático ou de Holtsmark. A aproximação de impacto pode ser aplicada quando o tempo de colisão é pequeno se comparado com o tempo médio entre as colisões [III.4]. No caso em que a perturbação possa ser considerada constante durante o tempo de interação, que deve ser da mesma ordem do tempo de vida do estado excitado, aplica-se a aproximação quasi-estática [III.5].

Um outro mecanismo de alargamento que pode ser importante em plasmas de laboratório, devido à magnitude dos campos magnéticos envolvidos, é o de alargamento Zeeman.

D.1 Alargamento Stark

O tratamento do alargamento Stark a partir da aproximação de impacto foi desenvolvido por Lorentz [III.6] e mais recentemente refinado por Baranger [III.7], Kolb e Griem [III.8]. O perfil resultante [III.9] é do tipo Lorentziano, descrito pela equação (III.2). Em diagnóstico de plasmas, a medida de alargamento Stark é útil na determinação da densidade de elétrons [III.10].

E. Efeitos combinados de alargamento

E.1 Avaliação de efeitos combinados

O perfil de uma linha espectral alargada por dois efeitos estatisticamente independentes é descrito pela integral

$$F(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} F'(x-x') F''(x') dx' \quad (\text{III.7})$$

que é a convolução de duas funções F' e F'' , que representam os perfis resultantes de dois efeitos de alargamento.

Como mostram Van de Hulst e Reesinck [III.11], o problema do cálculo do perfil instrumental torna-se complexo se utilizamos a integral (III.7). Entretanto, como mostram aqueles autores, existem diversos métodos aproximados para abordar a questão, entre os quais se distinguem o método das semi-larguras, aplicável quando as funções F' e F'' são de forma gaussiana, o método das funções dispersivas, aplicável a funções de forma Lorentziana e as funções de Voigt, utilizadas quando as duas funções formam uma combinação dos dois tipos anteriores.

E.1.1 Funções Gaussianas

Quando as funções envolvidas na formação do perfil de linha espectral são de forma gaussiana,

$$F_G(x) = c e^{-x^2 / \beta_2} \quad (\text{III.8})$$

onde c e β_2 são constantes, utiliza-se o método das semi-larguras [III.11] para calcular a semi-largura resultante. Neste caso os parâmetros β_2' e β_2'' , correspondentes a cada

uma das funções, obedecem à relação

$$\beta_2^2 = \beta_2'^2 + \beta_2''^2 \quad (\text{III.9})$$

e as semi-larguras dos perfis serão dadas por $1,665 \beta_2$, como vimos na equação (III.6).

E.1.2 Funções Lorentzianas

O segundo método é o das funções de dispersão [III.11], descritas pela forma,

$$F(x) = \frac{c}{L \left[1 + \left(x / \beta_1 \right)^2 \right]} \quad (\text{III.10})$$

onde c e β_1 são constantes, e os parâmetros β_1 obedecem à relação

$$\beta_1 = \beta_1' + \beta_1'' \quad (\text{III.11})$$

e como mostrado na equação (III.3) as semi-larguras são iguais a $2 \beta_1$.

E.1.3 Funções de Voigt

Uma situação comum é aquela na qual o perfil observado resulta da combinação de perfis do tipo Gaussiano e Lorentziano. A forma de linha pode ser calculada a partir da convolução de um perfil Gaussiano com um Lorentziano, utilizando a chamada função de Voigt [III.12, III.13], cuja forma geral é

$$H(\alpha, \nu) = \frac{\alpha}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-y^2)}{\alpha^2 + (\nu - y)^2} dy \quad (\text{III.12})$$

com a condição de normalização

$$\int_{-\infty}^{+\infty} H(\alpha, v) = \sqrt{\pi}$$

Expressas em termos da largura Doppler, as variáveis independentes são

$$v = 2 \sqrt{\ln 2} \left(\lambda - \lambda_0 \right) / \delta \lambda_D \quad (\text{III.13})$$

que corresponde à distância ao centro da linha em unidades de largura Doppler e,

$$\alpha = \left(\delta \lambda_L / \delta \lambda_D \right) \sqrt{\ln 2} \quad (\text{III.14})$$

correspondendo à razão entre a largura Lorentziana e a largura Doppler.

Os casos limite são,

$$\alpha = 0 \quad : \quad H(\alpha, v) = \exp(-v^2)$$

que corresponde ao perfil Gaussiano, e

$$\lim_{\alpha \rightarrow \infty} \quad : \quad H(\alpha, v) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + v^2}$$

correspondendo ao perfil Lorentziano. Em analogia com os outros métodos, os parâmetros β_1 e β_2 obedecem às relações,

$$\beta_1 = \beta_1' + \beta_1'' \quad (\text{III.16})$$

e

$$\beta_2^2 = \beta_2'^2 + \beta_2''^2$$

a partir das quais pode-se calcular as larguras dos perfis resultantes.

Como veremos adiante, as técnicas matemáticas acima descritas podem ainda ser aplicadas para avaliar a influência dos diversos fatores de alargamento instrumental sobre a formação do perfil instrumental, assim como para estimar o resultado da combinação do perfil instrumental com os perfis das linhas espectrais.

CAPÍTULO IV - REDES DE DIFRAÇÃO

IV. Redes de Difração

A. Teoria da rede de difração

A.1 Equação da rede de difração

A rede de difração tem como função interagir com a onda de radiação incidente, de modo a gerar uma série de ondas secundárias movendo-se em diferentes direções, dependentes do comprimento de onda.

As características de uma rede de difração podem ser mais facilmente estudadas se examinarmos o caso da rede de difração plana de transmissão, constituída por faixas transparentes de larguras b e afastadas de uma distancia a , representada na figura IV.1 na página seguinte. A intensidade do feixe difratado é descrita pela equação,

$$I(r) = A^2 \left(\frac{\sin^2 Nj}{\sin^2 j} \right) \left(\frac{\sin^2 u}{u^2} \right) \quad (\text{IV.1})$$

onde $u = (\pi/\lambda) b \sin r$, λ é o comprimento de onda da radiação incidente, $j = (\pi/\lambda) a \sin r$, N é o número total de linhas transparentes da rede e r é o ângulo de difração.

Esta equação tem a forma de um produto da equação que descreve a difração de uma fenda simples pela equação que descreve a interferência por um sistema de N fendas idênticas. O fator $(\sin Nj / \sin j)^2$ representa o termo de interferência para N fendas. Sempre que $j = 0, \pi, 2\pi, \dots$, este termo atinge o valor máximo, igual a N^2 . Embora o quociente seja indeterminado

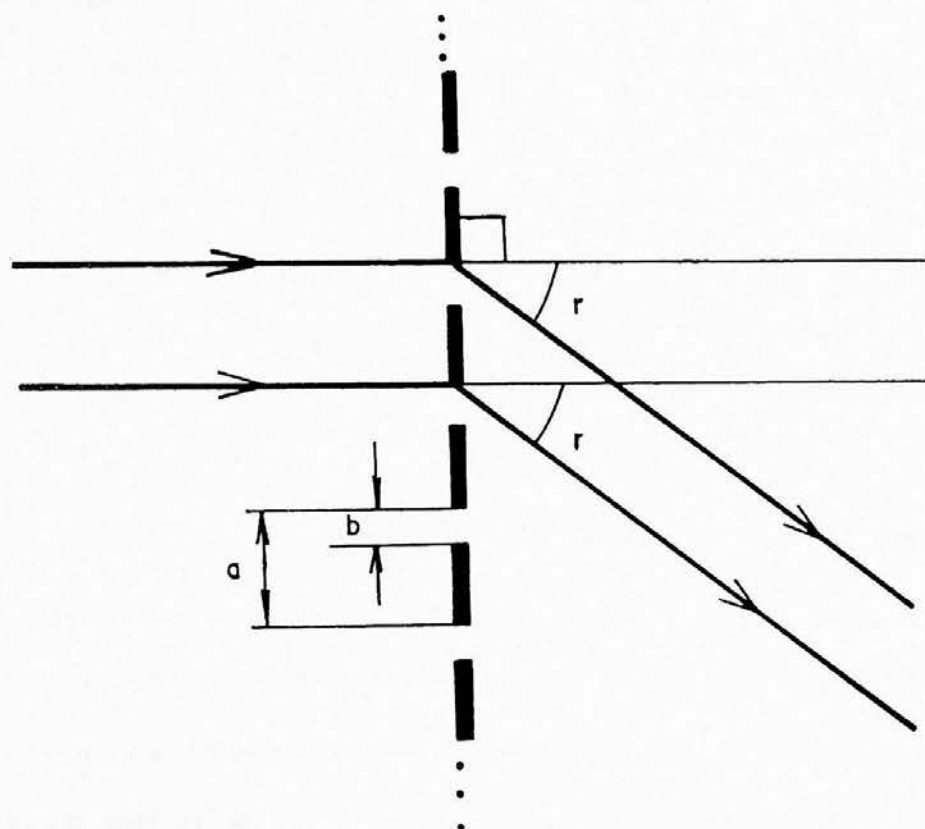


figura IV.1 - Esquema da rede de difração de transmissão

para estes valores, pode-se utilizar a regra de l'Hopital para verificar a afirmação, uma vez que,

$$\lim_{j \rightarrow m\pi} \left(\frac{\text{sen } Nj}{\text{sen } j} \right) = \lim_{j \rightarrow m\pi} \left(\frac{N \cos Nj}{\cos j} \right) = \frac{+ N}{-}$$

Para os valores de u em que o termo de interferência é máximo, e lembrando que $j = (\pi/\lambda) a \text{ sen } r$, temos,

$$a \text{ sen } r = 0, \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots = m\lambda \quad (\text{IV.2})$$

ou seja, existem máximos principais para certos valores do ângulo r .

As intensidades relativas das diferentes ordens m são determinadas pela modulação $(\text{sen } u / u)^2$, correspondente à distribuição de intensidade da radiação difratada por uma fenda simples (v. figura IV.3).

A equação (IV.2) é a equação da rede de difração para incidência normal. Ela dá a direção dos máximos da intensidade da radiação difratada; estes máximos são chamados ordens espectrais. Esta equação considera somente o caso em que a radiação incide perpendicularmente à superfície da rede. Uma equação mais geral é,

$$a (\text{sen } i - \text{sen } r) = m\lambda \quad (\text{IV.3})$$

que inclui a possibilidade de que a radiação incida em um ângulo i diferente da normal [IV.1].

A.2 Rede de difração de reflexão

Examinemos agora a distribuição de energia difratada por uma rede de difração de reflexão como a representada na figura IV.2. Suponhamos que as faces dos sulcos da rede formem um ângulo φ_B com o plano da rede, que a distância entre dois sulcos consecutivos seja a , e que a largura da face refletora de cada sulco seja b . Sejam N e N_B , respectivamente, as normais à rede e à face de cada sulco. Suponhamos ainda que φ_B , b e a sejam iguais para todos os sulcos, e que o coeficiente de reflexão do revestimento refletor seja independente do comprimento de onda e do ângulo de incidência da radiação.

Como mostram Zaidel et al. [IV.2], no caso da rede de reflexão, a distribuição angular da energia difratada é descrita por uma generalização da equação (IV.1) que é,

$$I(i, r) = A \frac{\left(\frac{\sin^2 N_j}{\sin^2 j} \right)}{\left(\frac{\sin^2 u}{u^2} \right)} \quad (IV.4)$$

onde $u = (b/\lambda) \pi \cos(i + \varphi_B) \sin(r + i + 2\varphi_B)$, sendo r o ângulo entre a normal N e o feixe difratado. Temos ainda que $j = (\pi \Delta) / \lambda$, onde Δ é a diferença de caminho óptico entre os feixes difratados por dois sulcos consecutivos. Como pode ser visto na figura IV.2, no caso da rede de reflexão, a diferença total de caminho óptico é,

$$\Delta = \Delta_1 + \Delta_2 = a (\sin i + \sin r)$$

de modo que a posição dos máximos principais é determinada pela equação,

$$a (\sin i + \sin r) = m \lambda \quad (IV.5)$$

que difere da equação da rede de difração de transmissão apenas

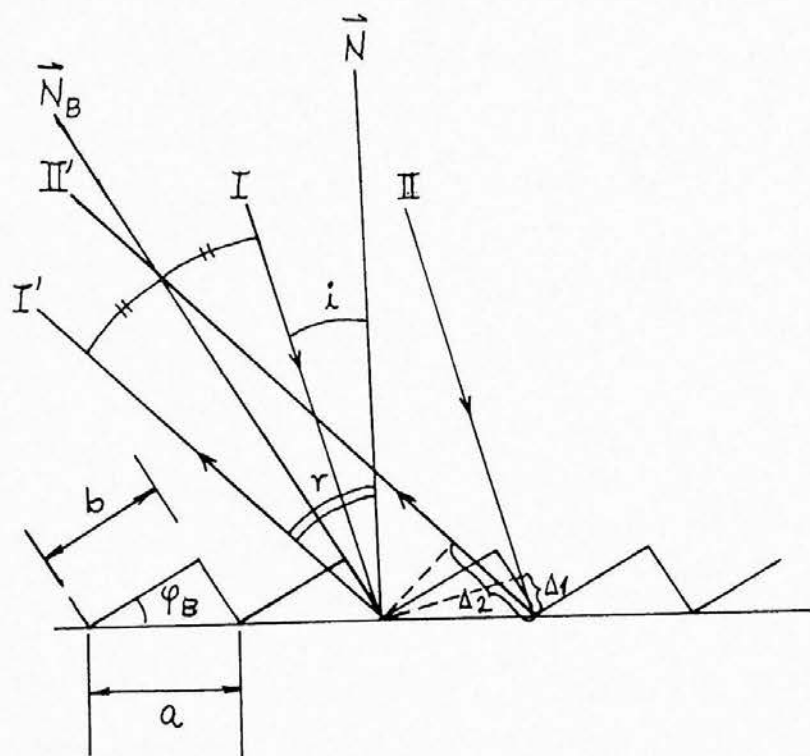


figura IV.2 - Esquema da rede de difração de reflexão

pelo sinal do ângulo r .

O parâmetro j é então descrito pela expressão,

$$j = (a/\lambda) \pi (\sin i + \sin r)$$

O termo em a/λ da expressão acima é o recíproco da distância angular entre duas ordens consecutivas (ver figura IV.3). Tem-se então que, quanto menor for o espaçamento entre os sulcos, maior será a distância entre duas ordens consecutivas. A necessidade de obter uma maior separação entre ordens é a principal razão pela qual se utiliza redes com maior número de linhas por milímetro.

O termo Nj existente na equação (IV.4) está relacionado com o poder resolutivo da rede de difração. Como pode ser facilmente mostrado [IV.3], a expressão,

$$\Delta r = \frac{\lambda}{A} = \frac{\lambda}{W \cos r} = \frac{1}{N(a/\lambda) \cos r},$$

onde A é a largura do feixe difratado, descreve a semilargura angular dos máximos do feixe difratado (ver figura IV.3). Vê-se então que, quanto maior for a largura da rede ($W = Na$), menor será a largura dos máximos de difração. Este resultado, como veremos adiante, é básico para a determinação do poder resolutivo que pode ser obtido com uma rede de difração.

Como já foi dito antes, o termo $(\sin^2 u / u^2)$ na equação (IV.4) descreve a distribuição de energia resultante da difração provocada por uma fenda de largura b . É um resultado conhecido da óptica física o de que a semilargura angular do máximo central do diagrama de difração de uma fenda simples de largura b é dada por [IV.4],

$$\Delta r = \lambda/b$$

onde λ é o comprimento de onda da radiação. Este resultado é a

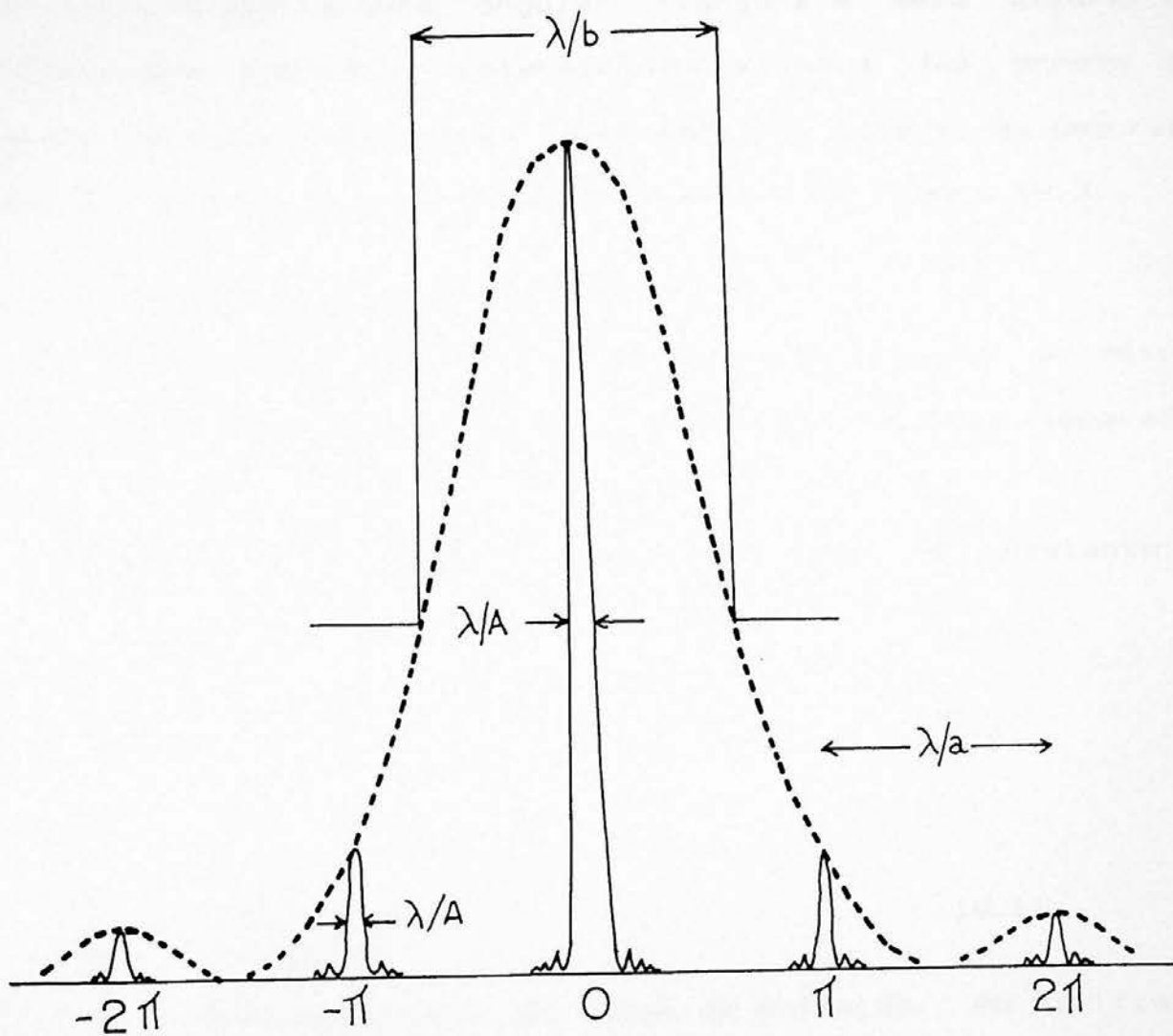


figura IV.3 - Distribuição da energia difratada pela rede

base do critério de resolução de Rayleigh. Vimos também que, análogamente ao que ocorre com a rede de transmissão, o termo $(\frac{\sin^2 u}{u^2})$ descreve a distribuição de energia pelas diferentes ordens de difração da rede. A partir destas considerações podemos afirmar que o recíproco do termo (b/λ) existente na equação (IV.4) dá a semilargura angular (largura a meia altura) da envoltória que modula a intensidade relativa das ordens de difração, para uma radiação de comprimento de onda λ , em uma rede com sulcos refletivos cuja largura seja b (ver figura IV.3).

A.3 Dispersão da rede de difração

A dispersão angular é a separação angular dr obtida para duas radiações de diferentes comprimentos de onda, separadas por $d\lambda$.

Derivando a equação (IV.5), mantendo a constante e fixando o ângulo de incidência i , obtém-se,

$$\cos r \, dr = \frac{m}{a} \, d\lambda$$

e daqui vem,

$$\frac{dr}{d\lambda} = \frac{m}{a \cos r} \quad (\text{IV.6})$$

que é a dispersão angular da rede de difração. Ao utilizar a relação (IV.6) é necessário notar que m e $1/a$ não são independentes, de modo que não é possível aumentar indefinidamente o número da ordem de difração a ser observada apenas diminuindo o espaçamento a , uma vez que,

$$\frac{m \lambda}{a} = (\sin i + \sin r) < 2$$

Podemos utilizar a equação (IV.5) para escrever a relação (IV.6) na forma,

$$\frac{dr}{d\lambda} = \frac{1}{\lambda} \frac{(\text{sen } i + \text{sen } r)}{\cos r} \quad (\text{IV.7})$$

de onde vem que, para um dado comprimento de onda, a dispersão depende apenas das condições angulares de trabalho da rede.

A dispersão linear de uma rede (também chamada dispersão linear recíproca), descreve o modo como a rede, ao ser utilizada em conjunto com um sistema óptico convergente, dispersa no espaço as radiações que compõem o espectro da fonte estudada. A dispersão linear recíproca é o recíproco do produto da dispersão angular pela distância focal do sistema. Ela mede o número de unidades de comprimento de onda (Ångstrom ou nanômetros) por unidade de comprimento,

$$\frac{d\lambda}{dx} = \frac{1}{f \, dr/d\lambda} = \frac{1}{f} \frac{a \cos r}{m} \quad (\text{IV.8})$$

A.4 Poder resolutivo da rede de difração

O poder resolutivo de uma rede de difração é uma medida de sua capacidade de separar dois comprimentos de onda próximos. O poder resolutivo de qualquer instrumento óptico é limitado pela difração resultante das dimensões finitas de sua pupila de entrada. Sabemos que a largura angular à meia altura do padrão de difração de uma fenda é dada por $\Delta r = \lambda/b$, onde b é a largura da fenda. Vimos também que, para uma rede de difração com N sulcos refletivos espaçados entre si de uma distância a , e cuja largura total seja $W = Na$, a largura

angular a meia altura dos máximos sera' dada por,

$$\Delta r_d = \frac{\lambda}{A} = \frac{\lambda}{W \cos r} \quad (\text{IV.9})$$

onde A e' a largura da frente de onda difratada.

Se temos dois comprimentos de onda próximos, diferindo entre si de $\Delta\lambda$ e sendo portanto difratados em ângulos que diferem entre si de Δr , podemos escrever,

$$\Delta r = \frac{dr}{d\lambda} \Delta\lambda \quad (\text{IV.10})$$

dado que os dois comprimentos de onda são incoerentes entre si.

O poder resolutivo de uma rede de difração e' comumente definido a partir do critério de Rayleigh. Segundo este critério duas linhas espectrais de mesma intensidade são consideradas resolvidas se o máximo principal do padrão de difração de uma das linhas coincide com o primeiro mínimo da outra linha, como mostra a figura IV.4. Segue então que a distância entre o máximo e o primeiro mínimo, em termos angulares, sera' dada pela equação (IV.9).

Podemos utilizar a relação (IV.7) para reescrever a equação (IV.10) na forma,

$$\Delta r = \frac{1}{\lambda} \frac{(\sin i + \sin r)}{\cos r} \Delta\lambda$$

Os dois comprimentos de onda começam a ser separados quando $\Delta r = \Delta r_d$, ou seja, quando,

$$\frac{1}{\lambda} \frac{(\sin i + \sin r)}{\cos r} \Delta\lambda = \frac{\lambda}{W \cos r}$$

de onde obtemos a mínima diferença de comprimento de onda que pode ser resolvida pela rede de difração,

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{W (\text{sen } i + \text{sen } r)}$$

Utilizando as relações acima, pode-se definir o poder resolutivo teórico da rede,

$$R_o = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{W (\text{sen } i + \text{sen } r)}{\lambda} = A \frac{dr}{d\lambda} \quad (\text{IV.11})$$

que depende sómente da largura efetiva da frente de onda difratada ($A = W \cos r$) e da dispersão angular ($dr/d\lambda$), sendo esta última determinada pelas condições angulares de trabalho do sistema óptico [IV.5].

Como $W = N a$ e $(\text{sen } i + \text{sen } r) = m \lambda/a$, podemos escrever (IV.11) na forma,

$$R_o = N m \quad (\text{IV.12})$$

que é a expressão para o poder resolutivo da rede comumente mostrada nos livros-texto. Esta expressão pode levar a êrro se não lembrarmos que o número total de sulcos e a ordem de difração m são variáveis dependentes. Como o maior valor possível da expressão $(\text{sen } i + \text{sen } r)$ é 2, temos que o máximo poder resolutivo de uma rede é $2 W/\lambda$, independente do número de sulcos e da ordem de difração.

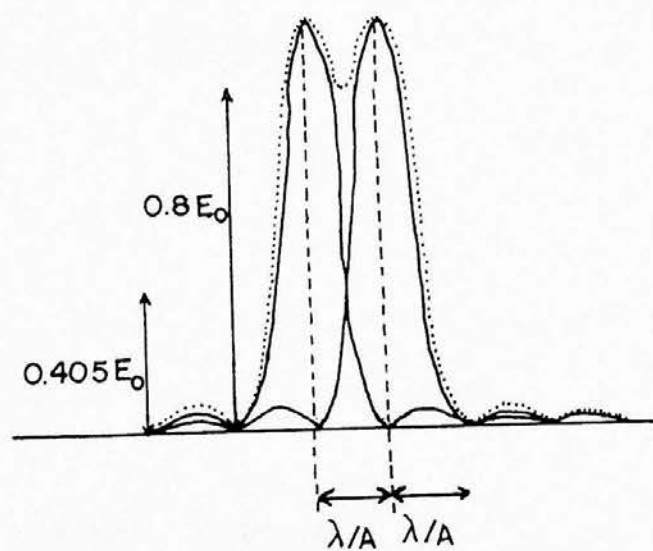


figura IV.4 - Critério de resolução de Rayleigh

A.5 Intervalo espectral livre de uma rede de difração [IV.7]

Para uma dada direção, correspondente ao ângulo de difração r , diversos comprimentos de onda, referentes às diferentes ordens irão se superpor como mostrado na figura IV.5. Estes comprimentos de onda são dados pela relação,

$$m \lambda = \text{constante}$$

Define-se intervalo espectral livre de uma rede de difração como sendo a faixa de comprimentos de onda indo de λ a $\lambda + \delta\lambda$, dentro da qual a m -ésima ordem do comprimento de onda $\lambda + \delta\lambda$ coincide com a $(m+1)$ -ésima ordem do comprimento de onda λ .

Para calcular o intervalo espectral livre, utiliza-se a definição acima, escrevendo,

$$m(\lambda + \delta\lambda) = (m+1)\lambda$$

donde vem que,

$$\delta\lambda = \lambda / m$$

A equação da rede de difração (IV.5), com i e r constantes, pode ser escrita na forma

$$\frac{1}{m} = \frac{\lambda}{a (\text{sen } i + \text{sen } r)}$$

e daqui podemos escrever a expressão para o intervalo espectral livre como,

$$\delta\lambda = \frac{\lambda^2}{a (\text{sen } i + \text{sen } r)}$$

O intervalo espectral livre depende somente dos ângulos de incidência e difração e do espaçamento da rede a , sendo inversamente proporcional a este último. Esta é a principal razão pela qual se procura utilizar redes com espaçamentos pequenos.

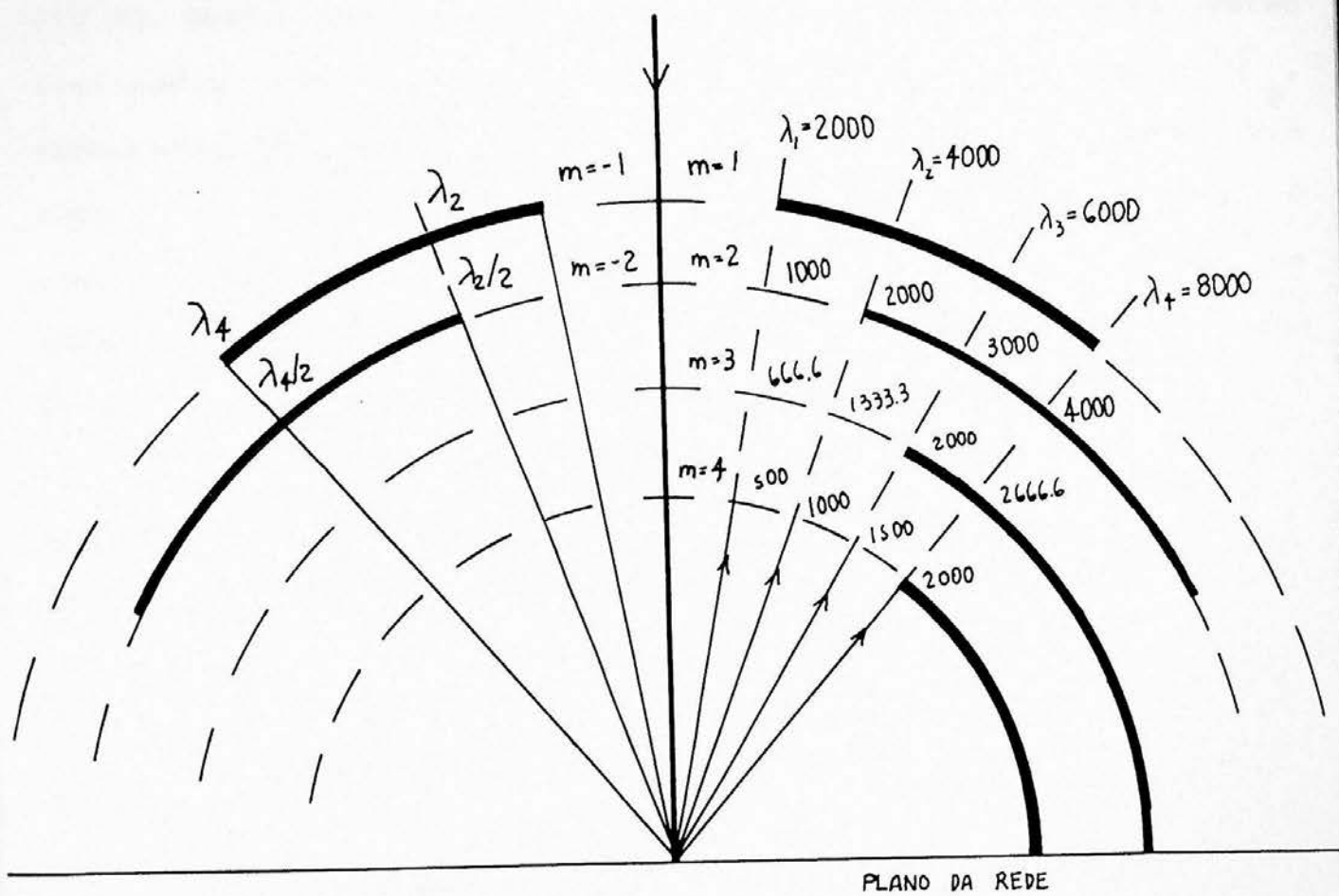


figura IV.5 - Superposição de ordens de difração

A.6 Ângulo de brilho

Como já vimos em A.2, a distribuição da energia difratada depende, entre outros fatores, do perfil dos sulcos. Pode-se utilizar esta propriedade para melhorar a eficiência luminosa da rede, através da concentração da energia difratada em uma determinada ordem de difração, técnica chamada de "blazing" [IV.7]. Nesta técnica são produzidos sulcos cujas faces estão inclinadas com relação à superfície da rede de um ângulo φ_B , conhecido como ângulo de brilho ou de "blaze". A figura IV.6 mostra a geometria do perfil de uma rede com brilho. O comprimento de onda para o qual a direção de reflexão por um sulco qualquer é a mesma que o ângulo de difração, para um dado ângulo de incidência, é o comprimento de onda de brilho λ_B .

A relação entre o comprimento de onda de brilho e o ângulo de brilho na configuração de Litrow ($i = r = \varphi_B$), é encontrada por substituição na equação da rede,

$$\text{sen } \varphi_B + \text{sen } \varphi_B = \frac{m \lambda_B}{a}$$

ou

$$\lambda_B = 2 a \text{sen} \left(\frac{i + r}{2} \right) = 2 a \text{sen } \varphi_B \quad (\text{IV.13})$$

na primeira ordem. O ângulo de brilho (ou o comprimento de onda de brilho) indicado pelos fabricantes de redes de difração é aquele válido para configuração Litrow.

Veamos qual a forma geral desta relação (para uma configuração qualquer). Aplicando a fórmula trigonométrica

$$\text{sen } A + \text{sen } B = 2 \text{sen} \left(\frac{A + B}{2} \right) \cos \left(\frac{A - B}{2} \right)$$

‘a equação da rede (IV.5), obtém-se,

$$m \lambda = 2 a \operatorname{sen} \left(\frac{i + r}{2} \right) \cos \left(\frac{i - r}{2} \right) \quad (\text{IV.14})$$

Para uma configuração geométrica qualquer, o comprimento de onda de brilho λ'_B e' encontrado substituindo-se a relação (IV.13) para o comprimento de onda de brilho Littrow λ_B em (IV.14),

$$\lambda'_B = \lambda_B \cos \left(\frac{i' - r'}{2} \right)$$

onde $(i' - r')$ e' o ângulo entre os feixes incidente e difratado.

A.7 Eficiência de uma rede de difração

Existem duas medidas mais utilizadas para a eficiência de uma rede de difração. Elas são a eficiência absoluta e a eficiência relativa [IV.8].

A eficiência absoluta e' definida como a razão entre a energia difratada pela rede no comprimento de onda λ de uma dada ordem e a energia incidente na rede no comprimento de onda λ .

A eficiência relativa e' dada pela razão entre a energia difratada pela rede no comprimento de onda λ da ordem escolhida e a energia refletida por um espelho nas mesmas condições de trabalho.

A eficiência absoluta devera' sempre apresentar um valor inferior ao da eficiência relativa, uma vez que a refletância da rede sera' sempre menor que a unidade.

A eficiência de uma rede de difração e' um parâmetro da maior importância para o espectroscopista, uma vez que através dela e' calculada a luminosidade de um instrumento espectral (ver capítulo V).

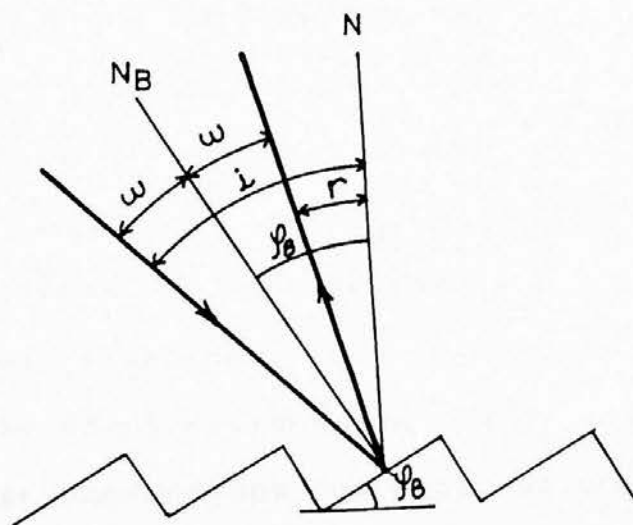


figura IV.6 - Rede de difração com brilho

B. Defeitos da rede de difração

B.1 Raias espectrais fantasmas ("ghosts") [IV.9]

As raias espectrais fantasmas, ou abreviadamente fantasmas, são linhas espectrais espúrias causadas por imperfeições na rede de difração. Estas imperfeições funcionam como redes secundárias, cujos espectros são então convoluídos com o espectro principal da rede. Os fantasmas podem ser de dois tipos; os de Rowland, causados por erros periódicos no espaçamento dos sulcos da rede; e os de Lyman, causados por erros de espaçamento dos sulcos, associados a vibrações do diamante usado na riscagem da rede mestra.

Os fantasmas de Rowland estão usualmente situados simetricamente com respeito a cada linha espectral intensa, a uma distância espectral que depende do período do erro, e com uma intensidade relacionada com a amplitude do erro.

Os fantasmas de Lyman situam-se a distâncias maiores em relação as linhas espectrais que os geram. Por serem mais difíceis de serem identificados que os de Rowland, os fantasmas de Lyman podem ser confundidos com detalhes do espectro.

B.2 Raias satélites [IV.10]

As raias satélites são falsas linhas espectrais que ocorrem muito próximas às linhas espectrais geradoras. Estas linhas resultam de erros de riscagem não-periódicos, cobrindo fração apreciável da área da rede, dando origem a raias espúrias. A diferença entre as raias fantasmas e as raias satélites está em que as últimas não estão necessariamente dispostas simetricamente em relação à raia geradora.

B.3 Luz parasita

A luz parasita ou luz espalhada resulta de erros aleatórios de frequência espacial mais alta que os causadores de fantasmas e satélites. Se estes erros ocorrem em uma direção perpendicular aos sulcos, a radiação espalhada se distribuirá em uma direção também perpendicular aos sulcos e será vista como uma tênue linha luminosa ligando as ordens difratadas. Esta linha é denominada "grass" na literatura [IV.11], devido à aparência característica dos espectros obtidos com redes onde ocorre o fenômeno.

Se os erros não tem direção preferencial, a radiação espalhada se distribuirá em todas as direções. O efeito do espalhamento difuso irá, da mesma forma que o resultante de erros periódicos, convoluir com o padrão resultante da difração da rede, resultando em deterioração da função de aparelho.

C. Redes interferométricas

As redes interferométricas, também denominadas holográficas são produzidas a partir da interferência de dois feixes Laser sobre uma resina fotosensível, depositada em uma placa de vidro, geralmente plana. As franjas de interferência registradas no material são reveladas por um processo análogo à revelação de um filme fotográfico. A propriedade mais importante da resina utilizada na gravação é a de que sua solubilidade durante a revelação varia em função da exposição à luz, de modo que a uma variação senoidal da intensidade do padrão de interferência utilizado na gravação, corresponderá uma variação também senoidal na solubilidade. Esta última variação, após a revelação, dá origem a um perfil senoidal na superfície da

resina. Após a aplicação de um revestimento refletor este perfil senoidal faz com que a superfície comporte-se como uma rede de difração [IV.12].

A rede interferométrica apresenta, em comparação com as redes gravadas mecanicamente, as vantagens de um menor nível de luz parasita e inexistência de defeitos periódicos nos sulcos. Esta última propriedade é especialmente importante, uma vez que, devido a ela, a rede interferométrica não apresenta raias fantasmas ou raias satélites. Por outro lado, o processo atualmente utilizado na produção das redes interferométricas permite menor flexibilidade na determinação do perfil da gravação, o que dificulta a fabricação de redes interferométricas com brilho.

A teoria dos espectrômetros de rede de difração
A. Definição básica
A.1. Terminologia
De acordo com os princípios de funcionamento estabelecidos em
espectrômetros de rede de difração, os espectrômetros de
rede de difração são instrumentos que permitem a medição da
posição angular das linhas espectrais em função da diferença de
caminho entre os raios difratados.

CAPÍTULO V - TEORIA DOS ESPECTRÔMETROS DE REDE DE DIFRAÇÃO

De acordo com a teoria da difração de ondas, a condição para
ocorrer a difração de primeira ordem é dada por:
$$m\lambda = d \sin \theta$$

onde m é a ordem da difração, λ é o comprimento de onda,
 d é o espaçamento entre as linhas da rede e θ é o ângulo de
difração. Para a difração de segunda ordem, a condição é:
$$2m\lambda = d \sin \theta$$

e assim sucessivamente para ordens superiores. A difração de
ordem zero ocorre quando $\theta = 0$, ou seja, quando os raios
difratados não são desviados. A difração de ordem zero é
observada em todos os ângulos de difração.



V. Teoria dos espectrômetros de rede de difração

A. Definições básicas

A.1 Terminologia

Os tipos básicos de instrumentos utilizados em espectroscopia óptica são os monocromadores, os espectrógrafos e os espectrômetros.

Os monocromadores são instrumentos dotados de fendas de entrada e saída e de um sistema óptico de dispersão, composto por lentes ou espelhos e pelo elemento dispersor, que pode ser um prisma ou uma rede de difração. Nestes instrumentos as fendas funcionam como limitadores do campo, possibilitando que, na saída, se obtenha um intervalo limitado de comprimentos de onda ou, idealmente, um único comprimento de onda (de onde a razão do nome monocromador). A varredura espectral é feita através do movimento relativo entre a fenda de saída e o sistema óptico, sendo mais utilizada a rotação da rede ou prisma como meio de varrer o espectro. Normalmente se utiliza como detectores dispositivos eletro-ópticos como válvulas fotomultiplicadoras ou fotodiodos, designando-se então o instrumento como um espectrômetro.

Os espectrógrafos dispõem igualmente de um sistema óptico dispersor, muito semelhante ao do monocromador, utilizando, entretanto, apenas a fenda de entrada. Em lugar da fenda de saída estes instrumentos fazem uso de uma emulsão fotográfica, o que permite o registro simultâneo de um largo intervalo de comprimentos de onda.

Um outro tipo de detector, o CCD [II.16] [V.1], é uma matriz linear de fotodiodos com dimensões reduzidas e



pequenas distâncias entre os elementos. Cada elemento de um CCD pode ser visto como a combinação de uma fenda de saída com um detector, possibilitando assim a construção de instrumentos que incorporam as vantagens dos monocromadores e dos espectrógrafos.

Seguindo a terminologia consagrada, utilizamos o termo espectrômetro para designar um monocromador equipado com sistema de detecção fotoelétrico (fotomultiplicador ou matriz de CCD's). A discussão que se segue restringe-se aos espectrômetros ópticos que utilizam a rede de difração como elemento dispersivo e um sistema de detecção baseado na combinação de uma fenda de saída com uma fotomultiplicadora.

A.2 Propriedades gerais dos espectrômetros

O esquema óptico de um espectrômetro é mostrado na figura V.1a. Nesta figura, um condensador C forma a imagem da fonte luminosa f sobre a fenda de entrada S_1 . A fenda tem largura w_1 e altura h_1 . Esta imagem é coletada pelo elemento colimador E_1 , de diâmetro D_1 e distância focal f_1 e colimada, incidindo depois sobre o elemento dispersor G , o qual projeta o feixe luminoso difratado sobre a objetiva (ou lente de câmara) E_2 , de diâmetro D_2 e distância focal f_2 . Este último elemento focaliza o feixe sobre a fenda de saída S_2 , formando uma imagem com largura w'_1 e altura h'_1 , dadas, respectivamente, por $w'_1 = w_1 (f_1 / f_2)$ e por $h'_1 = h_1 (f_1 / f_2)$. A largura e a altura da fenda de saída são, respectivamente w_2 e h_2 .

O elemento dispersor tem uma dispersão angular $dr/d\lambda$, paralela à largura da fenda, sendo um elemento espectral de largura $\delta\lambda = (d\lambda/dr) \delta r$ isolado no plano focal do instrumento.

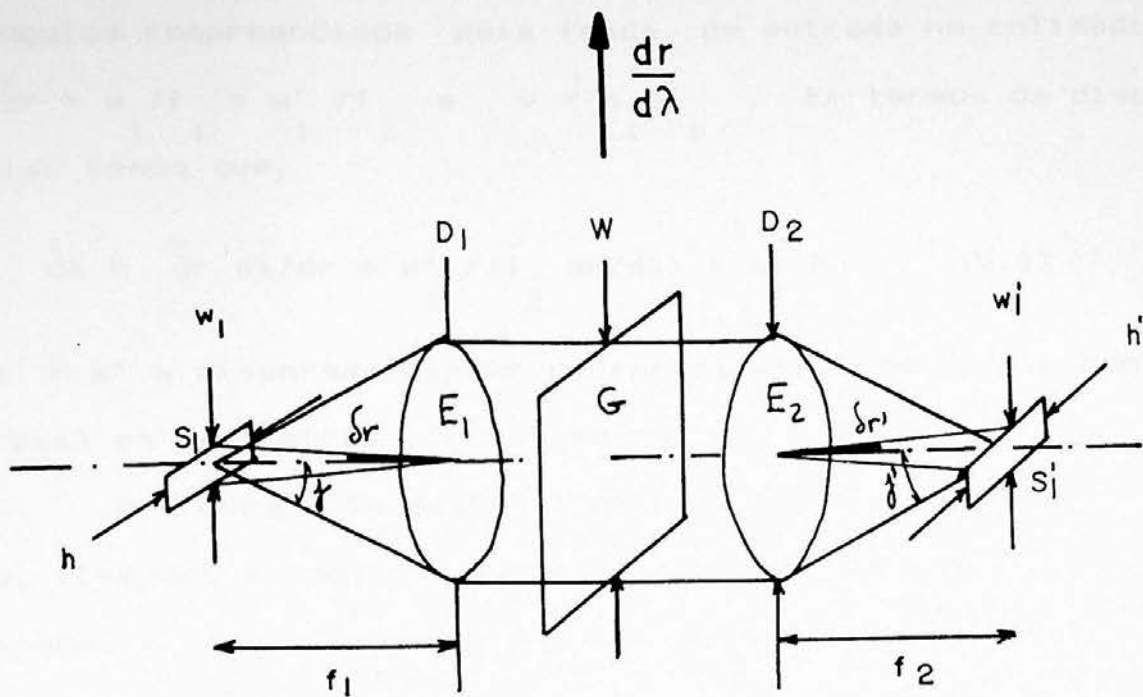


figura V.1a - Esquema óptico do espectrômetro

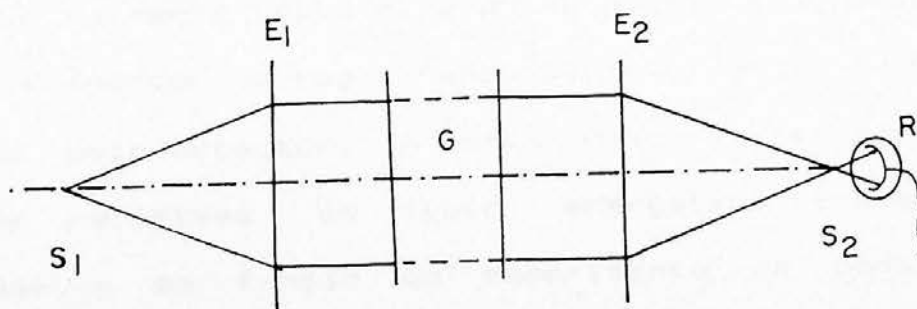


figura V.1b - Esquema do espectrômetro com sistema de detecção

Os ângulos compreendidos pela fenda de entrada no colimador E são $\delta r = w_1 / f_1 = w_2 / f_2$ e $v = h / f_1$. Em termos da dispersão angular temos que,

$$\delta \lambda = \delta r \frac{d\lambda}{dr} = w_1 / (f_2 \frac{dr}{d\lambda}) = w_1 P \quad (V.1)$$

onde P é a dispersão linear recíproca (equação IV.8), comumente expressa em nanômetros por milímetro.

A figura V.1b mostra o esquema geral de um espectrômetro onde, além dos elementos já mostrados na figura V.1a, são também mostrados a fenda de saída S e o detector fotosensível R. A função da fenda de saída é a de isolar, no espectro fornecido pelo dispersor, um elemento espectral de largura $\Delta \lambda$ com comprimento de onda médio λ . O fluxo luminoso (ou energético) ϕ transmitido pela fenda é medido pelo detector R, o qual gera um sinal proporcional a ϕ .

A varredura espectral é feita deslocando-se de maneira regular o centro da banda espectral isolada pela fenda de saída. Isto é normalmente feito girando-se a uma velocidade constante o elemento dispersor e registrando-se, ao mesmo tempo, o sinal fornecido pelo detector. A curva $U(\lambda_0)$ assim gerada mostra as variações relativas do fluxo energético transmitido pelo espectrômetro em função do comprimento de onda médio λ_0 . Denominemos esta curva de "função resposta espectral".

A.3 Teoria da formação do perfil instrumental

A.3.1 Convolução de duas ou mais funções

A convolução de duas funções $F_1(x)$ e $F_2(x)$, denotada

por $F_1 * F_2$, e' definida [V.2] como,

$$F_1 * F_2 = \int_{-\infty}^{+\infty} F_1(x') F_2(x - x') dx'$$

Uma propriedade importante da convolução e' que,

$$F_1 * F_2 = F_2 * F_1$$

No caso das distribuições espectrais podemos supor que as funções sejam maiores que zero em um intervalo $x_1 < x < x_2$, diminuindo rapidamente até zero fora dele [V.3]. Devido a isto podemos utilizar limites de integração finitos,

$$F_1 * F_2 = \int_{x_1}^{x_2} F_1(x') F_2(x - x') dx'$$

A convolução das funções F_1 e F_2 pode ser imaginada como a soma das áreas compreendidas entre a intersecção das duas curvas e a abscissa, medida para cada uma das posições relativas, ao deslocar-se uma das funções em relação à outra [V.4].

A.3.2 Definição do perfil instrumental

Para definir o perfil instrumental devemos partir do caso ideal de um espectro composto por um número finito de linhas espectrais monocromáticas (infinitamente finas).

Em um instrumento ideal o espectro formado no plano de imagem seria composto por linhas de largura infinitamente estreita.

Na prática obtem-se no plano focal linhas espectrais de

largura finita cujo alargamento é causado pelo aparelho.

O alargamento é causado por uma combinação dos seguintes fatores [V.5]:

- A linha espectral formada pelo aparelho é uma imagem da fenda de entrada do mesmo, que tem uma largura finita.
- A imagem geométrica é alargada pelos efeitos de difração decorrentes da largura finita dos elementos ópticos (rede ou espelhos).

- As aberrações e defeitos do sistema óptico causam um alargamento ou distorção das imagens.

- O sistema de detecção introduz um alargamento adicional, devido a fatores como ruído, tempo de resposta, etc.

O alargamento causado pelo instrumento pode ser expresso por uma função, denominada função de aparelho (v. item A.2) a qual traduz a influência de todos os fatores relevantes que determinam o alargamento instrumental. Esta função atua sobre o fluxo energético incidente no instrumento da forma :

$$d\phi = \phi F(\lambda)d\lambda$$

onde ϕ é o fluxo energético total incidente e $d\lambda$ um elemento de comprimento de onda [V.6] .

A função de aparelho deve satisfazer a condição de normalização

$$\int_0^{\infty} F(\lambda)d\lambda = 1$$

A função de aparelho é o resultado da influência simultânea de todas os fatores que alteram a função $F(\lambda)$, e que podem ser expressas por funções parciais representadas por F_1 , F_2 , F_3 , F_4 , etc., de modo que a função de aparelho global

será representada por,

$$F = F_1 * F_2 * F_3 * F_4 * \dots$$

Assim a função de aparelho é o resultado da convolução das diversas funções que representam as várias causas de alargamento instrumental. Este resultado é uma decorrência direta das propriedades do produto de convolução. Portanto, em um caso geral em que existam N causas independentes de alargamento do perfil instrumental, cada uma das quais descrita por uma função $F(x)$, a função de aparelho resultante $F(x)$ será obtida [V.7] pela aplicação sucessiva do produto de convolução,

$$F(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} F_N(x-x') F_{N-1}(x') dx' \quad (V.2)$$

A.3.3 Relação entre a função resposta espectral, a função fonte e a função de aparelho

O problema básico do usuário de um espectrômetro é o de determinar, a partir da função resposta espectral $U(\lambda)$ (v.item A.2), a função fonte $\psi(\lambda)$, também chamada perfil de linha, e que representa as variações da luminância "monocromática" da fonte com o comprimento de onda λ . A determinação precisa de $\psi(\lambda)$ nos dá o espectro da fonte.

As funções $U(\lambda)$ e $\psi(\lambda)$ estão relacionadas entre si por uma terceira função $F(\lambda)$, a função de aparelho ou perfil instrumental.

A forma precisa da relação entre estas funções pode ser visualizada [V.8] se imaginarmos uma experiência na qual um espectrômetro é iluminado por uma radiação monocromática, de luminância igual à unidade e de comprimento de onda λ_0 . Esta

luminância pode ser representada pela função delta de Dirac $\delta(\lambda' - \lambda_0)$. Neste caso a curva registrada durante a varredura do espectro será uma distribuição em torno de $\lambda' = \lambda_0$. Se $F(\lambda' - \lambda_0)$ for a função representada por esta curva, tem-se que $F(\lambda')$ será função de aparelho do espectrômetro, uma vez que a resposta espectral do instrumento será descrita pela distribuição,

$$U(\lambda') = \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(\lambda' - \lambda_0) F(\lambda' - \lambda_0) d\lambda = F(\lambda')$$

Se agora tivermos um elemento espectral de largura $d\lambda$ com uma luminância dada por $\varphi(\lambda)d\lambda$, centrado no comprimento de onda λ , será gerada pelo instrumento uma resposta espectral $\varphi(\lambda)F(\lambda' - \lambda)d\lambda$. Podemos ver, por analogia, que a radiação emitida pela fonte em todo seu espectro corresponderá uma função resposta espectral da forma,

$$U(\lambda') = \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(\lambda) F(\lambda' - \lambda) d\lambda$$

Vemos assim que a função resposta espectral é a convolução da função fonte com a função de aparelho do espectrômetro:

$$U = \varphi * F$$

Como foi dito no capítulo III, da mesma forma que a função de aparelho, a função fonte pode ser representada pela convolução das várias causas de alargamento de linha como, p.ex., alargamento natural, alargamento Doppler, alargamento Stark, desde que estas causas sejam estatisticamente independentes [III.11].

A.4 Estudo dos componentes do perfil instrumental

Nesta seção examinaremos como se dá a formação do perfil instrumental no espectrômetro ideal, ou seja, em um aparelho livre de aberrações ópticas.

Existem três situações segundo as quais pode-se estudar a forma da função de aparelho; a primeira, denominada por Stroke [V.9] domínio de alta resolução, é aquela em que as fendas tem largura da ordem do comprimento de onda da radiação estudada, podendo portanto ser consideradas como infinitamente estreitas; a segunda situação, pelo mesmo autor denominada de domínio de baixa resolução, é aquela na qual as fendas são largas em comparação com o comprimento de onda, isto é, a largura das fendas é muito maior que a distância entre o primeiro mínimo e o centro do padrão de difração. A terceira situação, que denominaremos domínio intermediário, é uma conjugação das duas anteriores, na qual as fendas são largas, mas não o suficiente para que possam ser desprezados os efeitos de difração [V.10].

Um fator a ser considerado no estudo da formação do perfil instrumental é o grau de coerência da iluminação da fenda de entrada, especialmente importante no domínio das altas resoluções. No que se refere ao grau de coerência da iluminação, distingue-se três casos distintos [V.11] :

a) Se não há nenhuma relação de fase entre as frentes de onda emitidas por diferentes pontos da fenda de entrada a iluminação é dita incoerente. Neste caso a iluminação em qualquer ponto da imagem é calculada somando-se as intensidades da radiação emitida por diferentes regiões da fenda.

b) Se as diferenças de fase e as razões entre as amplitudes das

frentes de onda emitidas por diferentes pontos da fenda de entrada são constantes, a iluminação é coerente e a iluminação da imagem é calculada somando-se as amplitudes complexas correspondentes a cada ponto da fenda.

c) A situação mais comum na prática é aquela na qual existe coerência parcial entre as amplitudes das frentes de onda emitidas por diferentes pontos da fenda de entrada. Isto pode ser entendido se lembrarmos que o grau de coerência na imagem depende da abertura numérica do feixe luminoso incidente. Uma iluminação coerente corresponde a uma abertura numérica quase nula, enquanto a incoerência total supõe uma abertura praticamente infinita, sendo ambas as situações praticamente irrealizáveis. Nas situações intermediárias comumente encontradas em espectroscopia, o grau de coerência é pequeno, de modo que o tratamento matemático correspondente à incoerência total pode ser aplicado quase sempre.

A.4.1 Função de aparelho no domínio de baixa resolução

No caso em que a fenda de entrada S tenha uma largura w , grande em comparação com a largura de difração, ou seja, quando $w \gg \delta l$, onde $\delta l = (\lambda/A)f$ é a distância entre o centro do padrão de difração e o primeiro mínimo, os efeitos de difração são desprezíveis e a iluminação da imagem da fenda de entrada, formada no plano focal da objetiva E , é uniforme em sua extensão. Ao realizar a varredura da imagem da fenda de entrada sobre uma fenda de saída cuja largura é infinitamente estreita, obteremos o perfil instrumental correspondente à fenda de entrada S , ou função fenda de entrada. Este perfil será

descrito pela função,

$$F_1(\lambda') = \begin{cases} 1 & \text{para } \lambda_0 - \frac{\delta\lambda_1}{2} < \lambda' < \lambda_0 + \frac{\delta\lambda_1}{2} \\ 0 & \text{para } \lambda_0 - \frac{\delta\lambda_1}{2} > \lambda' > \lambda_0 + \frac{\delta\lambda_1}{2} \end{cases}$$

onde a largura $\delta\lambda_1$ é dada pela expressão (v. Apêndice 3, equação A.3.1),

$$\delta\lambda_1 = \frac{a w_1}{f_1} \cos i$$

em que a é a constante da rede, i o ângulo de incidência, f_2 o comprimento focal do colimador e w_1 a largura da fenda de entrada.

De forma análoga, se fecharmos a fenda de entrada S_1 até uma largura infinitesimal e realizarmos a varredura de sua imagem sobre a fenda de saída S_2 , cuja largura é $w_2 \gg \delta\lambda_1$, teremos como resultado a função fenda de saída F_2 , dada por,

$$F_2(\lambda') = \begin{cases} 1 & \text{para } \lambda_0 - \frac{\delta\lambda_2}{2} < \lambda' < \lambda_0 + \frac{\delta\lambda_2}{2} \\ 0 & \text{para } \lambda_0 - \frac{\delta\lambda_2}{2} > \lambda' > \lambda_0 + \frac{\delta\lambda_2}{2} \end{cases}$$

De forma semelhante, a largura $\delta\lambda_2$ é dada por,

$$\delta\lambda_2 = \frac{a w_2}{f_2} \cos r$$

onde r é o ângulo de difração. A figura V.3 mostra a forma das funções perfil de fenda de entrada e perfil de fenda de saída, ao desprezar-se o efeito da difração. Suas larguras são

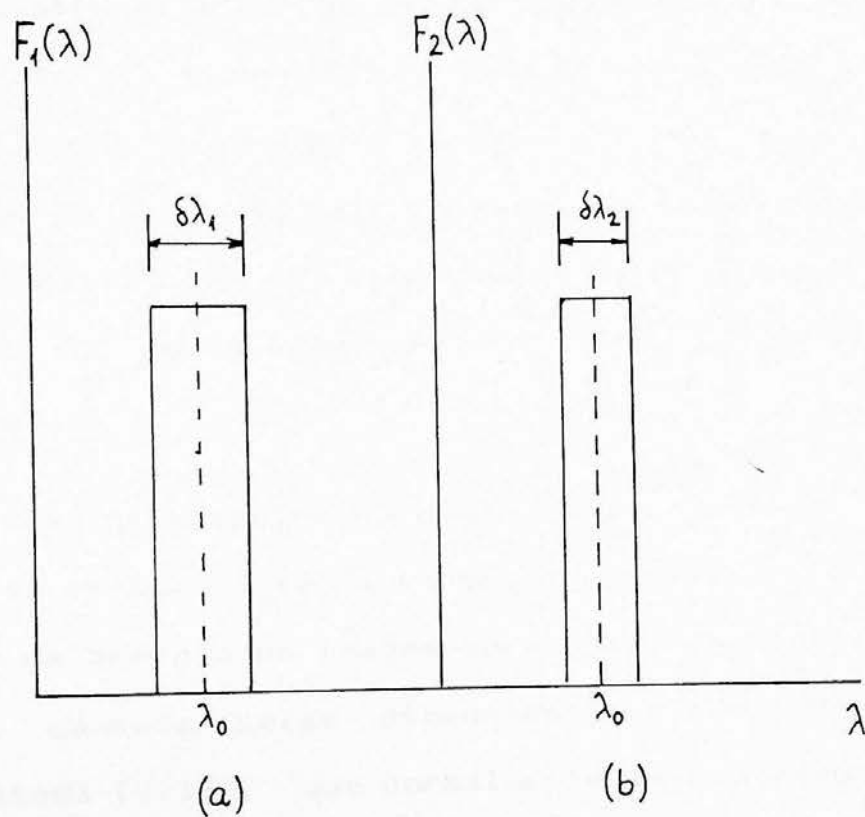


figura V.3 - Funções-fenda do espectrômetro

a) Função fenda de entrada

b) Função fenda de saída

proporcionais a w_1 e w_2 , respectivamente, sendo as alturas iguais.

A função que descreve a influência das fendas sobre o perfil instrumental será dada por $F = F_1 * F_2$. Para estimar a forma desta função devemos partir da suposição geral de que as duas funções-fenda tem larguras diferentes [V.12]. Neste caso a convolução terá a forma de um trapezício no qual a altura é proporcional à largura da fenda mais estreita e a semi-largura (largura a meia altura) é proporcional à largura da fenda mais larga, como mostra a figura V.4. Nestas condições vê-se que, para uma dada largura de fenda, a função $F_1 * F_2$ terá a máxima altura quando $\delta\lambda_1 = \delta\lambda_2$, ou seja, quando as larguras das fendas, ao serem vistas a partir da rede forem iguais. Neste caso a função produto de convolução terá a forma triangular, como mostra a figura V.5.

A.4.2 Função de aparelho no domínio de alta resolução

No caso em que se tenha fendas de largura infinitesimal, a distribuição de energia na imagem será basicamente determinada pela difração causada pelas dimensões finitas da pupila de entrada do sistema [V.13], que normalmente é representada pelo elemento dispersor. Esta distribuição será descrita pela função,

$$I(r) = I_0 \frac{\text{sen}^2 \left((\pi A/\lambda) \text{sen } r \right)}{\left((\pi A/\lambda) \text{sen } r \right)^2}$$

que tem a mesma forma do segundo termo da equação (IV.1), que descreve a distribuição de energia de uma rede de difração. Como antes, A é a largura da abertura que limita a entrada de luz no sistema (pupila de entrada). Para simplificar suponhamos que a

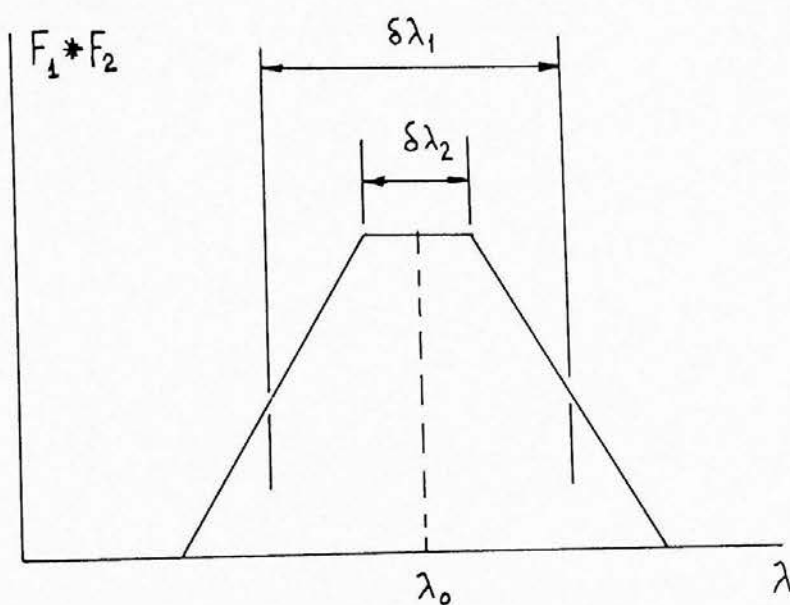


figura V.4 - Função de aparelho quando as larguras espectrais das fendas são diferentes (função trapezoidal)

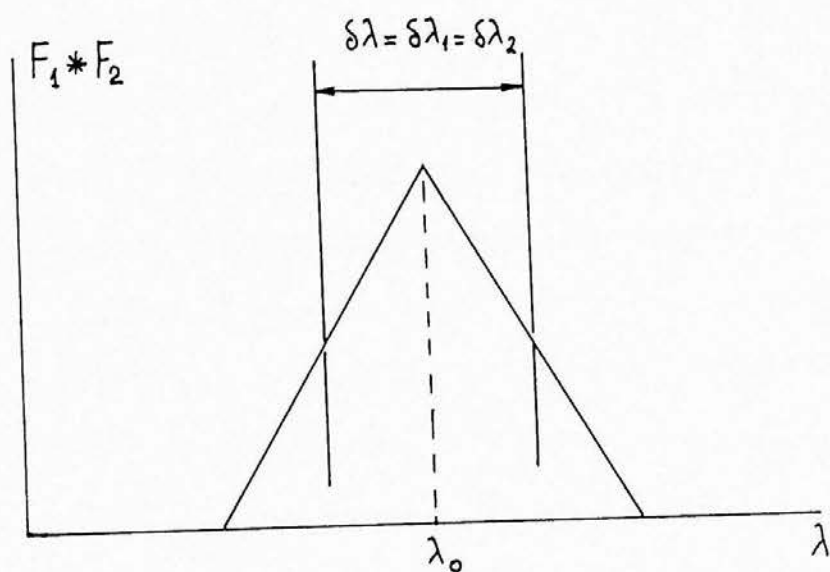


figura V.5 - Função de aparelho triangular (larguras espectrais da fenda de entrada e saída iguais)

rede trabalha em autocolimação (configuração de Littrow), caso em que o ângulo r será pequeno, de modo que $\text{sen}(r) \approx r$, e a expressão acima toma a forma,

$$\frac{I(r)}{I_0} = \frac{\text{sen}^2(\pi A r/\lambda)}{(\pi A r/\lambda)^2}$$

Desta relação pode-se deduzir que $I(r)$ será nulo sempre que $r = k \lambda/A$, onde k é um número inteiro maior que zero. No caso em que $r = 0$ observa-se o máximo $I(0) = I_0$. Entre os demais mínimos da função ocorrem máximos secundários. A figura V.6 mostra a forma da função de aparelho no limite de difração.

Como estamos interessados em conhecer a distribuição de iluminação no plano focal, substituímos o ângulo r pela distância x , medida a partir do centro da linha na direção de dispersão. Esta distância é definida por $r = x/f$, onde f é a distância focal da objetiva (E na figura V.1a). Podemos introduzir a grandeza $\delta_1 = (\lambda/A)f$, que é a distância entre o centro do padrão de difração e o primeiro mínimo, de modo que a função de aparelho fica,

$$F(x) = \frac{\text{sen}^2(\pi x/\delta_1)}{(\pi x/\delta_1)^2} \quad (\text{V.3})$$

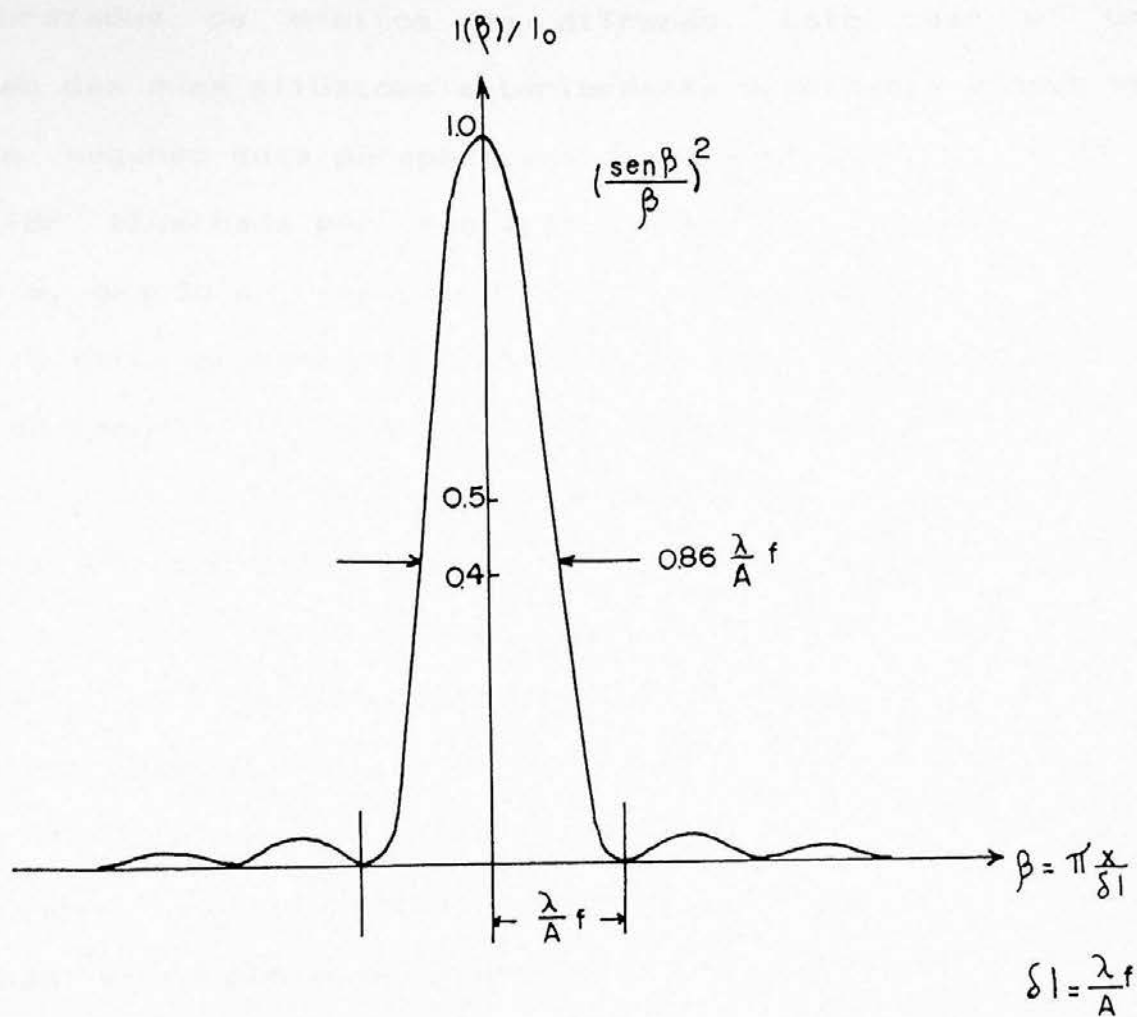


figura V.6 - Contorno instrumental no domínio de alta resolução

A.4.3 Função de aparelho no domínio intermediário

Finalmente temos a terceira situação na qual a fenda, embora sendo larga, não tem largura suficiente para que possam ser desprezados os efeitos de difração. Este caso é uma composição das duas situações anteriormente examinadas e deve ser analisado segundo duas perspectivas distintas; quando a fenda de entrada for iluminada por radiação incoerente ou parcialmente coerente e, quando a iluminação da fenda for coerente.

O feixe proveniente da fenda de entrada é dividido em feixes de largura infinitesimal dy' , afastados de uma distância y' do centro da fenda, como mostra a figura V.7. Cada um destes feixes tem uma distribuição espacial de energia correspondente à forma da função de aparelho no limite de difração (figura V.6). Cada posição y' na fenda de entrada corresponde então a um comprimento de onda λ no plano da imagem.

No caso de iluminação incoerente cada um dos elementos dy provocará uma iluminação descrita pela equação (V.3). A iluminação em um ponto da superfície focal, correspondente a um comprimento de onda λ , pode ser calculada somando-se as iluminações parciais produzidas naquele ponto por cada elemento infinitesimal da fenda de entrada, uma vez que não ocorre interferência entre as contribuições de cada elemento infinitesimal.

A cada elemento da fenda, cuja coordenada seja y' corresponderá um padrão de difração no plano da imagem com coordenada do máximo igual a x' , como mostra a figura V.7. A iluminação produzida por este elemento no plano focal é descrita pela função (V.3), onde o argumento é substituído por

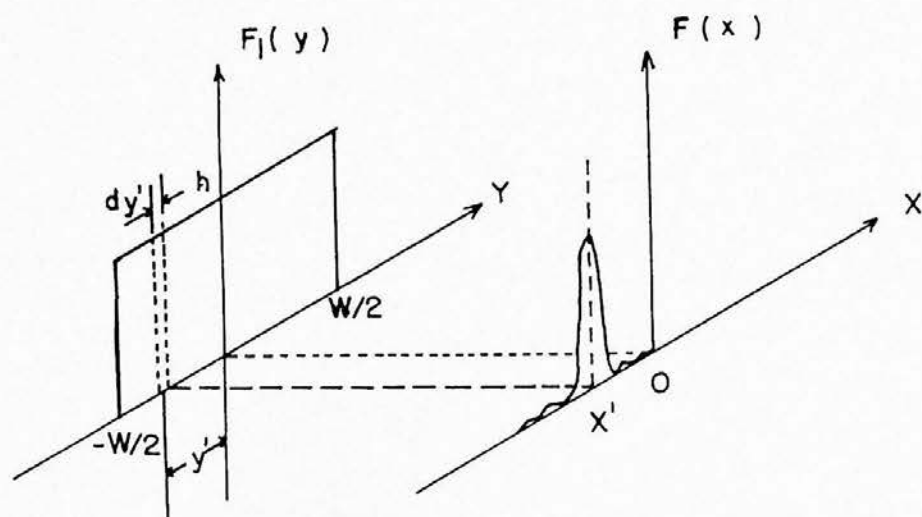


figura V.7 - Diagrama para cálculo do contôrno instrumental para fenda de entrada com largura finita

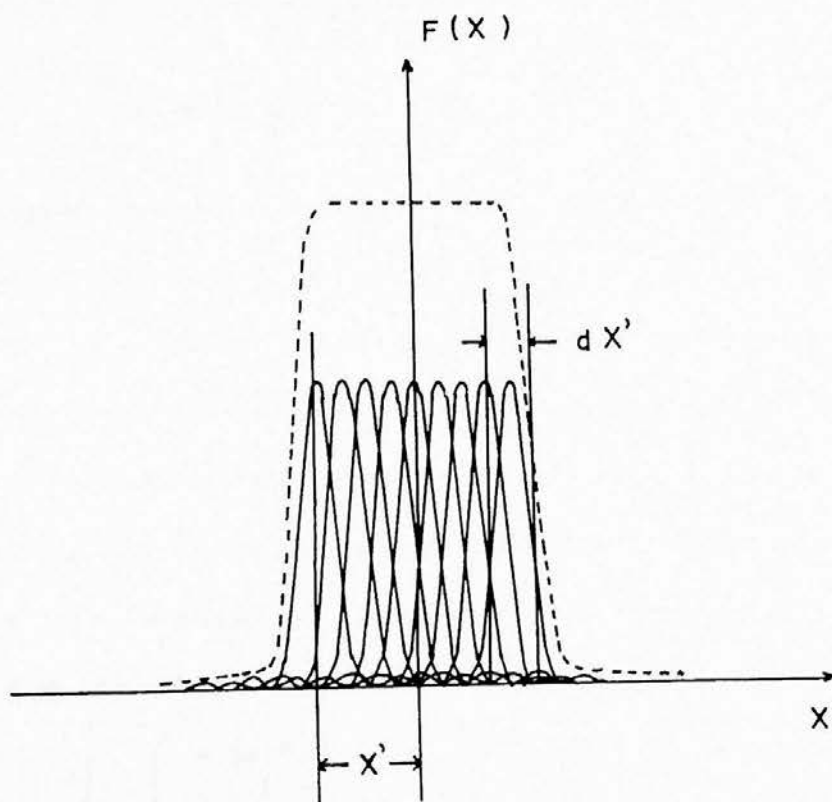


figura V.8 - Formação da imagem de uma fenda com largura w finita em iluminação incoerente

$(x - x')$ de modo a levar-se em conta o deslocamento do máximo em relação ao sistema de coordenadas. A iluminação total resultante no plano focal pode ser calculada integrando-se a função $F(x - x')$ no intervalo de valores de $x' = -w'/2$ a $x' = w'/2$, valores estes que correspondem à posição da imagem geométrica dos bordos da fenda:

$$F(x) = \int_{-w'/2}^{+w'/2} \left(\frac{\text{sen}(\pi(x - x')/\delta l)}{(\pi(x - x')/\delta l)} \right)^2 dx' \quad (V.4)$$

a forma desta função é mostrada na figura V.8.

No caso de iluminação coerente da fenda de entrada, a iluminação no plano da imagem deve ser calculada de modo diferente devido à existência de efeitos de interferência entre os feixes provenientes de diferentes setores elementares dy . Neste caso a iluminação resultante é o quadrado da soma das amplitudes da radiação proveniente de cada setor, sendo a distribuição de iluminação descrita por,

$$F(x) = \left[\int_{-w'/2}^{+w'/2} \frac{\text{sen}(\pi(x - x')/\delta l)}{(\pi(x - x')/\delta l)} dx' \right]^2 \quad (V.5)$$

A.5 Parâmetros funcionais de um espectrômetro

Os principais parâmetros funcionais de um espectrômetro são o aumento, a dispersão, a largura de banda espectral, a resolução espectral, a luminosidade e o produto da resolução pela luminosidade. Discutiremos, a seguir, cada um destes conceitos.

A.5.1 Aumento do espectrômetro

Como vimos na seção A.2, as dimensões da imagem w'_1 , da fenda de entrada sobre a superfície focal do instrumento podem ser diferentes das dimensões da fenda. Denominemos a razão $M_h = w'_1 / w_1$ de aumento horizontal (ou na direção de dispersão) e a razão $M_v = h'_1 / h_1$ de aumento vertical (ver figura V.1a). O aumento vertical é determinado somente pelo aumento do sistema óptico do espectrômetro, no caso de um espectrômetro de rede plana, pelo aumento da combinação do colimador E_1 com a objetiva (ou câmara) E_2 . O aumento horizontal, além de depender do aumento da combinação $E_1 - E_2$, depende também das condições angulares de trabalho do elemento dispersor. Nas discussões que se segue tomaremos o sistema óptico como ideal, sendo portanto livre de efeitos de difração e aberrações geométricas.

Para determinar o aumento do instrumento utiliza-se o invariante de Lagrange (figura V.9),

$$I = n w_1 j_1 = n' w'_1 j'_1$$

para objeto e imagem no ar. Supondo que os ângulos sejam pequenos, temos

$$w_1 \frac{A_1}{f_1} = w'_1 \frac{A_2}{f_2}$$

e daqui, define-se o aumento horizontal como,

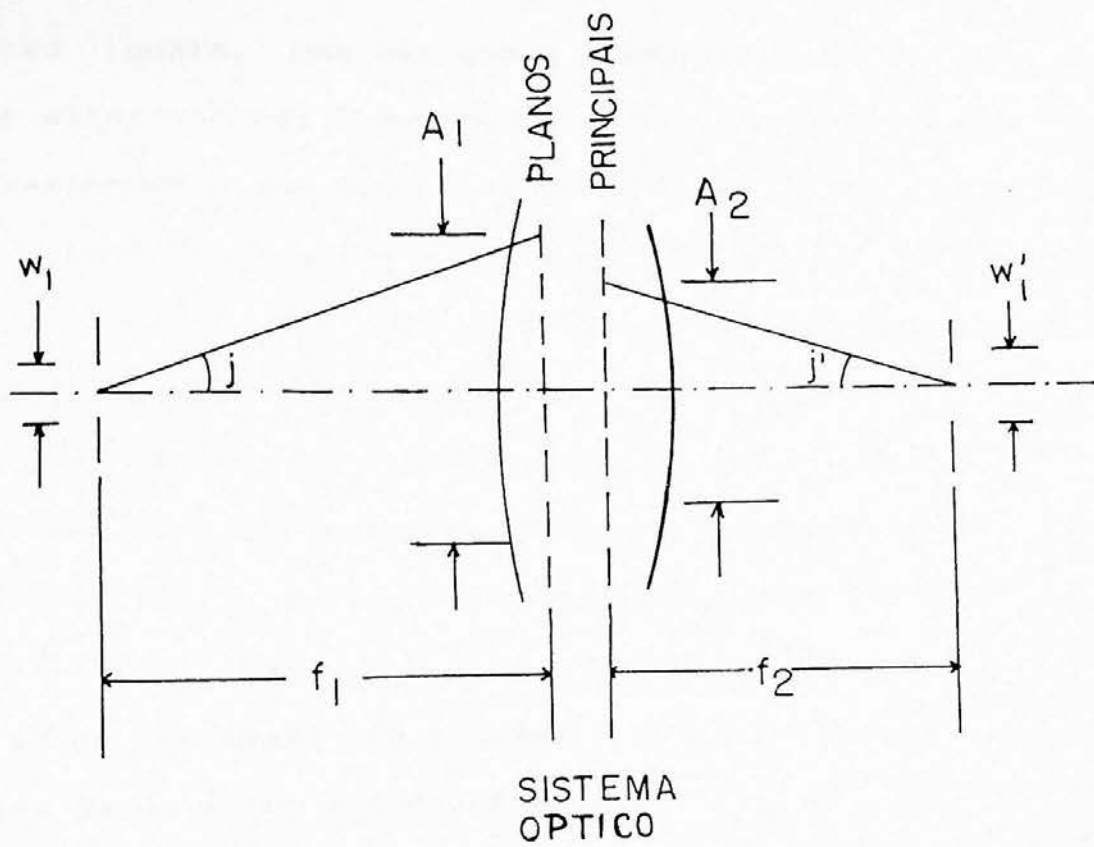


figura V.9 - Invariante de Lagrange

$$M_h = \left(w'_1 / w_1 \right) = \frac{A_1}{A_2} \frac{f_2}{f_1} \quad (V.6)$$

onde A_1 e A_2 são, respectivamente, as secções do feixe luminoso admitida e fornecida pelo elemento dispersor.

Se a medida for efetuada na direção vertical, então A_1 e A_2 serão iguais, uma vez que o elemento dispersor não provoca qualquer alteração nas dimensões do feixe nesta direção.

Examinemos o que ocorre na direção horizontal, caso em que devemos tomar os ângulos i e r da equação da rede (IV.5), e definir a razão $R_A = A_1 / A_2 = (\cos i / \cos r)$, onde $\cos i$ e $\cos r$ são respectivamente as larguras da frente de onda incidente sobre a rede e a largura da frente de onda difratada pela rede. O fator R_A tem os seguintes efeitos sobre o sistema óptico [V.14]:

- (1) A razão entre a largura do feixe difratado e a do feixe incidente é $1/R_A$.
- (2) A imagem da fenda de entrada, projetada sobre a fenda de saída passa a ter a largura $w'_1 = R_A \left(\frac{f_2}{f_1} \right) w_1$.
- (3) O ângulo compreendido pela imagem da fenda de entrada, medido no plano da câmara E, é $R_A \theta$.

Como R_A afeta a largura do feixe mas não sua altura, é chamado de fator anamórfico da rede.

O aumento horizontal é portanto,

$$M_h = R_A \left(\frac{f_2}{f_1} \right) \quad (V.7)$$

A.5.2 Dispersão

O conceito de dispersão já foi discutido na seção A.3 do capítulo IV, no contexto da rede de difração. Examinemos agora a dispersão como função das características do sistema óptico do espectrômetro. A dispersão do espectrômetro é uma propriedade análoga ao aumento de um instrumento óptico não dispersivo, de modo que, quanto maior for a dispersão (aumento), maior será a separação, no plano da imagem, de dois comprimentos de onda (objetos) contíguos.

A dispersão angular $D = dr/d\lambda$ determina o ângulo dr sob o qual o espectrômetro separa dois feixes luminosos provenientes de dois comprimentos de onda próximos $d\lambda$, sendo análoga ao aumento angular de um instrumento óptico não dispersivo. A distância dx entre as duas imagens da fenda de entrada, formadas no plano da fenda de saída pelos dois feixes, será dada pela dispersão linear $D = dx/d\lambda$, que é análoga ao aumento linear do instrumento não dispersivo. Ainda por analogia com o instrumento não dispersivo, é fácil ver que a relação,

$$dx = f \frac{dr}{2}$$

onde f é o comprimento focal do espelho E é igualmente válida para um espectrômetro. A partir daqui deduz-se que as dispersões linear e angular estão relacionadas entre si pela equação,

$$D_x = f D_r$$

A partir desta equação e da relação (IV.6) deduzimos a expressão para a dispersão linear em termos dos ângulos de

incidência e difração e do espaçamento da rede,

$$\frac{dx}{d\lambda} = f \frac{dr}{d\lambda} = f \frac{m}{a \cos r}$$

Portanto a dispersão linear é proporcional ao comprimento focal da objetiva E, desde que mantidas fixas as condições angulares de trabalho da rede.

A.5.3 Largura de banda espectral

Suponhamos que a fenda de entrada do espectrômetro seja iluminada por dois comprimentos de onda, separados de $d\lambda$. As imagens correspondentes no plano da fenda de saída estarão bem separadas quando o ângulo dr entre o centro das duas imagens for maior que o ângulo δr compreendido pela imagem da fenda de entrada no plano do espelho E. Como mostrado na figura V.1a, $w'_1 = f \frac{dr}{d\lambda}$ e utilizando (V.1) e (IV.7) vem,

$$\delta\lambda = \frac{w'_1}{f} \frac{1}{dr/d\lambda} = \frac{w'_1}{f} \frac{\lambda \cos r}{(\sin i + \sin r)} \quad (V.8)$$

que é a largura de banda espectral. Ela dá o intervalo de comprimentos de onda compreendido entre os extremos da imagem da fenda de entrada, supondo-se uma fenda de saída cuja largura espectral seja igual à da fenda de entrada.

A.5.4 Resolução espectral

A resolução espectral é uma medida da capacidade do instrumento de separar dois comprimentos de onda próximos. Deve ser distinguida do poder resolutivo, que aqui é considerado como uma propriedade da rede de difração. A resolução espectral, ou resolução efetiva, do mesmo modo que a resolução de um instrumento óptico não dispersivo, é influenciada por fatores como a difração causada pela largura finita da rede, o alargamento geométrico causado pelas larguras finitas das fendas de entrada e saída, as aberrações e defeitos do sistema óptico. Em suma, a resolução efetiva depende dos mesmos fatores que determinam a função de aparelho.

Entretanto, os fatores críticos na determinação da resolução são a difração causada pela rede e a largura finita das fendas de entrada e saída, uma vez que as aberrações, desde que adequadamente corrigidas têm uma papel desprezível na formação do perfil instrumental.

A influência da largura finita das fendas sobre a resolução efetiva, no caso em que a iluminação seja incoerente, foi estudada por Van Cittert [V.15], por Jacquinet e Dufour [I.1] e por Mielenz [V.16]. O efeito da largura finita da fenda de entrada, como já vimos, é calculado através da expressão (V.4), onde a integração é feita ao longo da largura da imagem geométrica w' no plano focal. Para facilitar a análise, a largura da imagem pode ser expressa em termos da quantidade $\delta l = (\lambda/A)f$, definida na equação (V.3), que corresponde à largura de difração, ou seja, à distância entre duas linhas espectrais resolvidas segundo o critério de Rayleigh.

Na discussão que se segue é útil definirmos as larguras de fenda normais, dadas por

$$w_{n1} = \frac{\lambda}{A_1} f \quad \text{e} \quad w_{n2} = \frac{\lambda}{A_2} f \quad (\text{V.9})$$

onde w_{n1} e w_{n2} são, respectivamente, as larguras de fenda normais de entrada e de saída.

Para estudar a influência das larguras de fenda sobre a resolução efetiva calcula-se a fórmula (V.4) para larguras de fenda de entrada iguais a $0 w_n$, $1 w_n$, $2 w_n$, $3 w_n$ e $4 w_n$, obtendo-se as curvas mostradas na figura V.10 [V.16] [V.17]. A abcissa mostra a largura da linha em unidades de largura de difração δl . A ordenada é dimensionada em termos da razão $F(x)/F(0)$ que dá a intensidade normalizada da imagem espectral no plano de imagem.

Com base nestas curvas é tracada a figura V.11 [I.1], que mostra a largura reduzida da linha espectral $l / \delta l$ como função da largura reduzida da fenda de entrada w'/w_n , no domínio de altas resoluções. A largura l é a convolução do perfil geométrico com o perfil de difração. Ela corresponde à distância entre dois pontos simétricos da imagem da raia nos quais a intensidade $F(x)$ é 0,405 da intensidade $F(0)$. A largura w' é a largura da fenda de entrada calculada no plano da imagem (largura da imagem segundo a óptica geométrica). A curva mostra que ao abrir-se a fenda de uma largura infinitesimal até uma largura igual à largura de difração δl , a imagem terá sua semilargura $\delta \lambda$ alargada de somente 30% em relação ao valor mínimo, representado pela largura de Rayleigh $(\lambda/A)f$. Isto mostra que nem sempre é vantajoso, quando em iluminação incoerente,

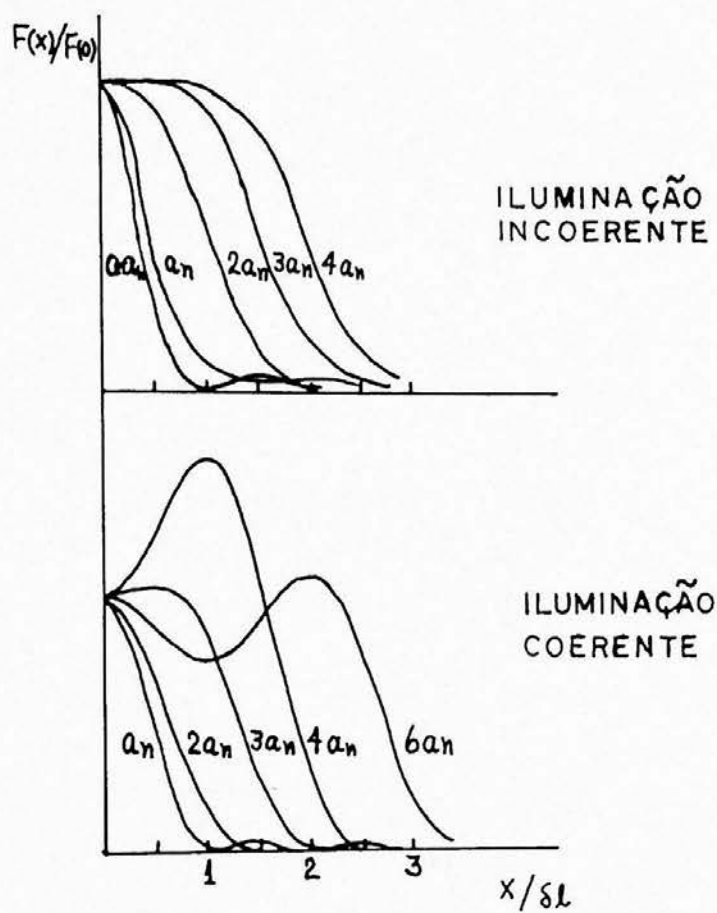


figura V.10 - Contornos instrumentais para diferentes larguras reduzidas w/w_0 da fenda de entrada.

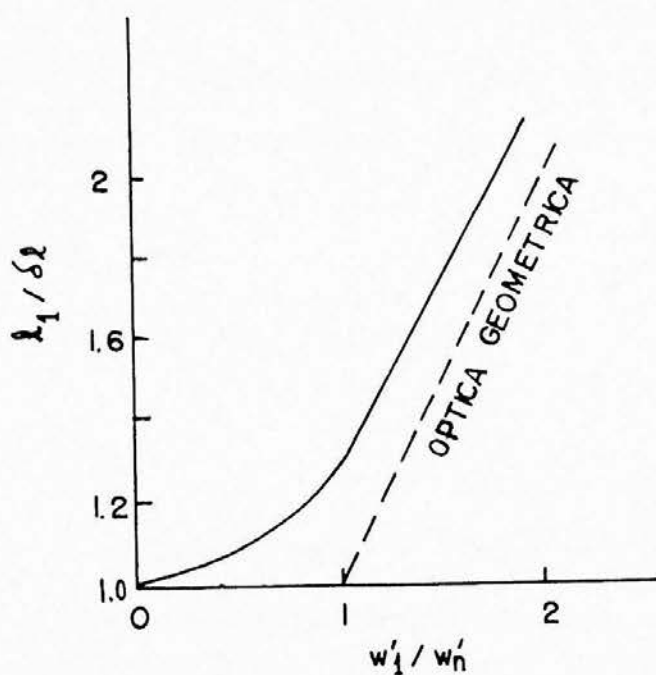


figura V.11 - Variação da imagem em função da largura da fenda de entrada. A abcissa é dimensionada em termos da razão entre a largura geométrica da fenda w' e a largura de fenda normal w , enquanto a ordenada é expressa em termos da razão entre a largura da imagem l' e a largura $\delta l = (\lambda/A)f$, resultante do critério de Rayleigh.

utilizar larguras de fenda de entrada menores que a largura de fenda normal, dada a redução de luminosidade que isto implica. A relação entre esta largura e a luminosidade é mostrada na seção A.5.6 deste capítulo.

Para avaliar o efeito da fenda de saída sobre esta curva é necessário introduzir a convolução entre a função que descreve o perfil da linha no plano de imagem e a função fenda de saída. Este efeito foi calculado por Jacquinet e Dufour [I.1], cujos resultados são mostrados na figura V.12. Os resultados foram obtidos integrando a função (V.4) ao longo da largura w da fenda de saída. Se a fenda de saída está situada na origem do sistema de coordenadas, a função de aparelho será dada por

$$G(x) = \int_{-w/2}^{+w/2} F(y - y') dy'$$

onde $F(y - y')$ é a função descrita na equação (V.4). A figura mostra que, embora ocorra um alargamento adicional no contorno instrumental, os resultados anteriores permanecem válidos em sua essência.

A figura V.13, mostra o resultado dos cálculos das formas da linha espectral para iluminação incoerente em termos da largura $(\lambda/A)f$, feitos por Jacquinet e Dufour. Nela vê-se a relação entre o perfil geométrico e o perfil de difração, para diferentes larguras de fenda. Supõe-se que as larguras espectrais das fendas de entrada e saída são iguais.

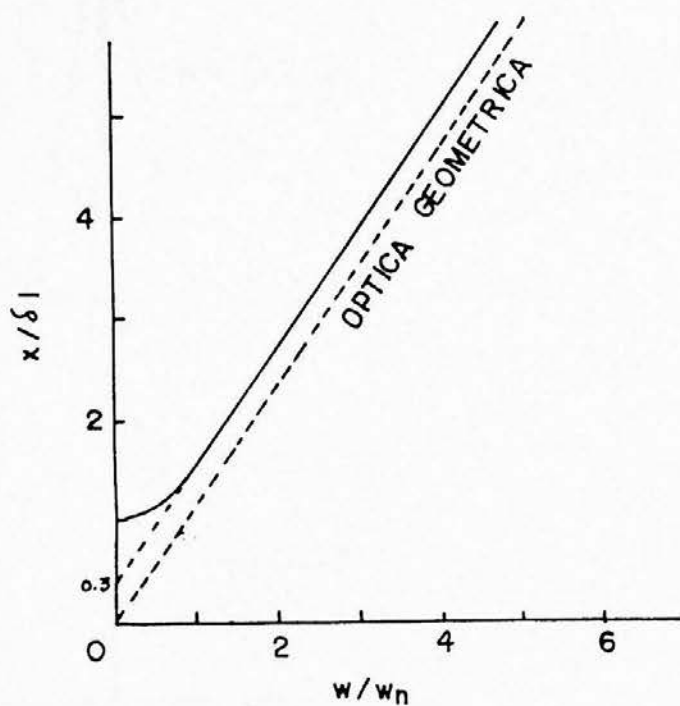


figura V.12 - Variação na largura da raia espectral em função da largura reduzida das fendas w/w_n .

n

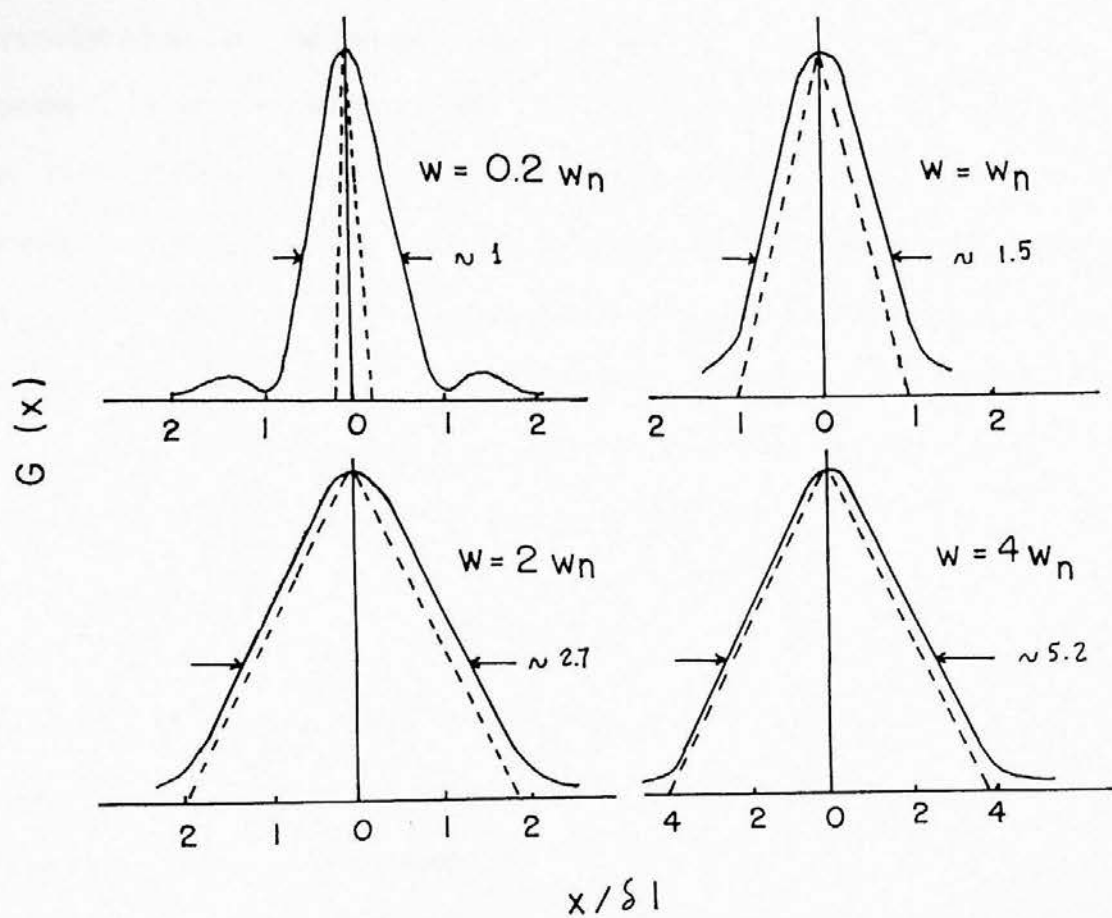


figura V.13 - Contornos instrumentais para diversos valores da relação w/w_n . As linhas pontilhadas representam os resultados que seriam obtidos na ausência de difração (aproximação da óptica geométrica)

A.5.5 Luminosidade

Existem duas diferenças significativas entre a operação do espectrômetro e a do espectrógrafo. A primeira diz respeito à natureza do processo de detecção; o espectrômetro responde a variações no fluxo luminoso (ou energético) emitido pela fonte, como função do comprimento de onda. Já no espectrógrafo, o detetor (por exemplo uma chapa fotográfica), responde à iluminância (ou irradiância), que é a densidade de fluxo (fluxo por unidade de área no detetor) [V.18]. A segunda diferença diz respeito à eficiência de coleta de energia que, em geral, é menor no espectrômetro. No espectrógrafo toda a radiação que penetra o instrumento, fora as perdas intrínsecas, é utilizada na formação do espectro sobre a chapa fotográfica. No caso do espectrômetro apenas uma fração do fluxo é passada pela fenda de saída, indo gerar um sinal.

A quantidade de energia luminosa (ou radiante) que é detectada no espectrômetro depende das características da fonte, no que se refere à distribuição espectral e ao fluxo luminoso, da transmissão e da geometria do instrumento e das condições de iluminação da fenda de entrada.

Examinaremos agora a influência de cada um destes fatores sobre a luminosidade do aparelho.

A luminosidade é uma medida da eficiência do instrumento para gerar um certo fluxo energético no detetor a partir de um dado fluxo de radiação incidente na fenda de entrada.

Suponhamos que a fonte luminosa tenha uma radiância B (watt)/(sr)(m²). O fluxo total que penetra o instrumento é dado por,

$$\phi = B w_1 h_1 \frac{S_1}{f_1^2} \quad (V.10)$$

onde w_1 , h_1 , S_1 e f_1 são, respectivamente, a largura da fenda de entrada, a altura da fenda de entrada, a área da rede na direção do colimador e o comprimento focal do colimador. Chama-se de "luminosidade" do instrumento, o fluxo luminoso normalizado,

$$L = \phi/B = w_1 h_1 \frac{S_1}{f_1^2} \quad (V.11)$$

Estando no domínio de baixa resolução (v.item V.A.4.1), pode-se utilizar a relação (A.3.1) do Apêndice 3 para calcular a largura de banda na primeira ordem e daqui tirar o valor da largura de fenda de entrada,

$$w_1 = \frac{f_1}{a \cos i} \delta\lambda = f_1 \frac{dr}{dX} \delta\lambda$$

que, substituída em (V.11), nos dá

$$L = \frac{dr}{dX} \delta\lambda \frac{S_1}{f_1} \frac{h_1}{f_1}$$

Se levarmos em conta as perdas de reflexão no colimador e objetiva e a eficiência da rede, podemos introduzir o coeficiente

de transmissão do sistema óptico t , e a expressão para a luminosidade do espectrômetro toma a forma,

$$L = \frac{dr}{d\lambda} \delta\lambda S_1 \frac{h}{f_1} \frac{1}{\lambda} t$$

Se definirmos a quantidade $b = h/f_1 = h/f_2$ como a altura angular das fendas do monocromador e lembrarmos que, no caso da configuração de Litrow, $i = r$ e portanto $S_1 = S_2$ (fator anamórfico $R = 1$) teremos que,

$$L = \frac{dr}{d\lambda} \delta\lambda S b \frac{1}{\lambda} t$$

Examinemos a forma da expressão para a luminosidade quando a fonte emita radiação de espectro contínuo [V.19]. Neste caso o fluxo proveniente da fenda de entrada será proporcional à sua largura espectral, de modo que podemos dizer que $B = B_\lambda \delta\lambda$ onde B_λ é a radiância espectral da fonte. Para uma fonte monocromática, ou seja, aquela na qual a largura de linha espectral seja menor que a largura instrumental, o fluxo será independente da largura de banda $\delta\lambda$. Teremos então as seguintes expressões para a luminosidade do espectrômetro:

a) Fonte monocromática

$$L = \frac{\phi}{B} = \frac{dr}{d\lambda} S b \frac{1}{\lambda} t \delta\lambda \quad (V.12)$$

b) Fonte contínua

$$L = \frac{\phi}{B_\lambda} = \frac{dr}{d\lambda} S b \frac{1}{\lambda} t (\delta\lambda)^2 \quad (V.13)$$

Na dedução das relações (V.12) e (V.13) supôs-se que o fator anamórfico R_A fosse igual a 1, de modo que as larguras das fendas fôsem iguais. Como já vimos antes (item V.A.4.1) a função $F_1 * F_2$, que descreve a função de aparelho resultante da largura finita das fendas, é máxima quando as larguras espectrais das fendas forem iguais. Como o fluxo transmitido pelo espectrômetro é proporcional à altura daquela função [V.20], temos que será obtida a máxima luminosidade quando as larguras espectrais forem iguais. Isto determina a relação ótima entre as larguras geométricas das fendas, calculada a partir do aumento horizontal, equação (V.6). Caso as larguras espectrais não sejam iguais, o fluxo transmitido será proporcional à largura da fenda mais estreita e o intervalo espectral resolvido $\delta\lambda$, será proporcional à largura da fenda mais larga.

A luminosidade do monocromador é, ainda, proporcional à altura angular b das fendas, podendo portanto ser aumentada elevando-se a altura das mesmas ou reduzindo-se o comprimento focal do colimador ou da objetiva. Ocorre porém que, devido às aberrações geométricas associadas à maior inclinação dos feixes, a imagem da fenda se tornará menos definida nos extremos, afetando negativamente a resolução [V.21]. Por outro lado, existem dificuldades práticas em iluminar-se de maneira eficiente uma fenda muito alta.

Outra conclusão importante a ser tirada das relações (V.12) e (V.13) é a de que a luminosidade não depende das aberturas relativas (razão entre o diâmetro e a distância focal) do colimador ou da objetiva da câmara, quando o instrumento é um espectrômetro. Devido a isto, nos instrumentos que detectam fluxo luminoso, não é necessário utilizar óptica de grande abertura

relativa, o que reduz as dificuldades de construção e de projeto, devido à diminuição das aberrações, com conseqüente redução do custo.

As relações (V.12) e (V.13) mostram ainda que, como a relação entre os fluxos para emissão monocromática e para espectro contínuo varia como $1/\delta\lambda$, ao diminuir-se a largura espectral das fendas, o contínuo (radiação de fundo) ficará menos intenso que a linha espectral [V.22]. Isto pode ser utilizado para facilitar a observação de raias pouco intensas em meio a um espectro contínuo mais intenso.

A.5.6 Produto (Resolução x Luminosidade)

Os resultados da seção anterior mostram que o fluxo luminoso detectado pelo espectrômetro, e portanto sua luminosidade, aumentará com a largura da fenda para espectros de raias e com seu quadrado para espectros contínuos.

Como já vimos em V.A.5.4, se a largura da fenda w for tal que $w \ll w_n$ (w_n : largura de fenda normal), então a largura da fenda terá pouca influência sobre a resolução [V.23]. Por isto, se aumentamos w desde um valor infinitesimal até w_n , a luminosidade crescerá quase em proporção direta, sem que ocorra redução na resolução. Se aumentamos a largura de fenda para valores acima de w_n , a luminosidade crescerá proporcionalmente à largura da fenda, ocorrendo contudo uma perda na resolução, que irá cair na mesma proporção que aumente a luminosidade. Deste modo vê-se que, no domínio de baixa resolução, existe uma relação inversa entre a luminosidade e a resolução do monocromador. Examinemos a forma desta relação.

Tomando a equação (V.12) que descreve a luminosidade do espectrômetro para uma fonte monocromática,

$$L = \frac{dr}{d\lambda} S b t \frac{\delta\lambda}{\lambda}$$

e aplicando a relação (IV.11),

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda}$$

que expressa a resolução em termos do intervalo espectral resolvido, podemos escrever a luminosidade como função da resolução efetiva do espectrômetro,

$$L = \frac{dr}{d\lambda} S b t \frac{\lambda}{R} \quad (V.14)$$

Usando o resultado da equação (IV.11), de que $R = A (dr/d\lambda)$, podemos expressar a luminosidade do espectrômetro em termos da razão entre a resolução do instrumento e o poder resolutivo da rede R ,

$$L = \frac{S b \lambda}{A} t \left(\frac{R}{R_0} \right) \quad (V.15)$$

Se agora tomarmos a equação (V.12), e lembrarmos que, $w / f = (dr/d\lambda) \delta\lambda$, podemos escrever,

$$L = \frac{w}{f} S b t \frac{1}{\lambda}$$

Utilizando a definição de largura de fenda normal $w = (\lambda/A)f$, encontramos a expressão para a luminosidade do instrumento quando sua largura de fenda for a largura normal,

$$L = \frac{\lambda S b}{A} t \frac{1}{\lambda}$$

Da relação (V.15) vem então,

$$L = L_0 \left(\frac{R}{R_0} \right)$$

$$\text{ou } L R = L_0 R_0 \quad (V.16)$$

A figura V.14 [I.1] mostra a variação da resolução R e da luminosidade L do espectrômetro em função da largura das fendas. A abcissa é dada em termos da razão entre a largura de fenda w e a largura de difração δl . Supõe-se que a largura espectral das fendas de entrada e saída seja a mesma. A curva da luminosidade está traçada em unidades da razão L / L_0 , entre a luminosidade observada com largura de fenda w e aquela observada se a largura de fenda for a largura de fenda normal.

As linhas cheias mostram as curvas obtidas supondo-se que a iluminação seja incoerente e levando em conta os efeitos de difração. A linha pontilhada mostra a curva obtida a partir do fluxo calculado com base na óptica geométrica.

A curva permite tirar algumas conclusões interessantes sobre a operação dos espectrômetros. Em primeiro lugar vê-se que, se for aumentada a largura da fenda, a luminosidade aumenta na mesma proporção, não havendo limite para este aumento, ao contrário do que ocorre com um espectrógrafo [V.24]. Em segundo lugar vemos que, ao reduzir a largura das fendas, é possível aproximar-se o quanto se deseje do poder resolutivo teórico R , muito embora isto cause uma diminuição na luminosidade que é proporcional à redução na largura das fendas.

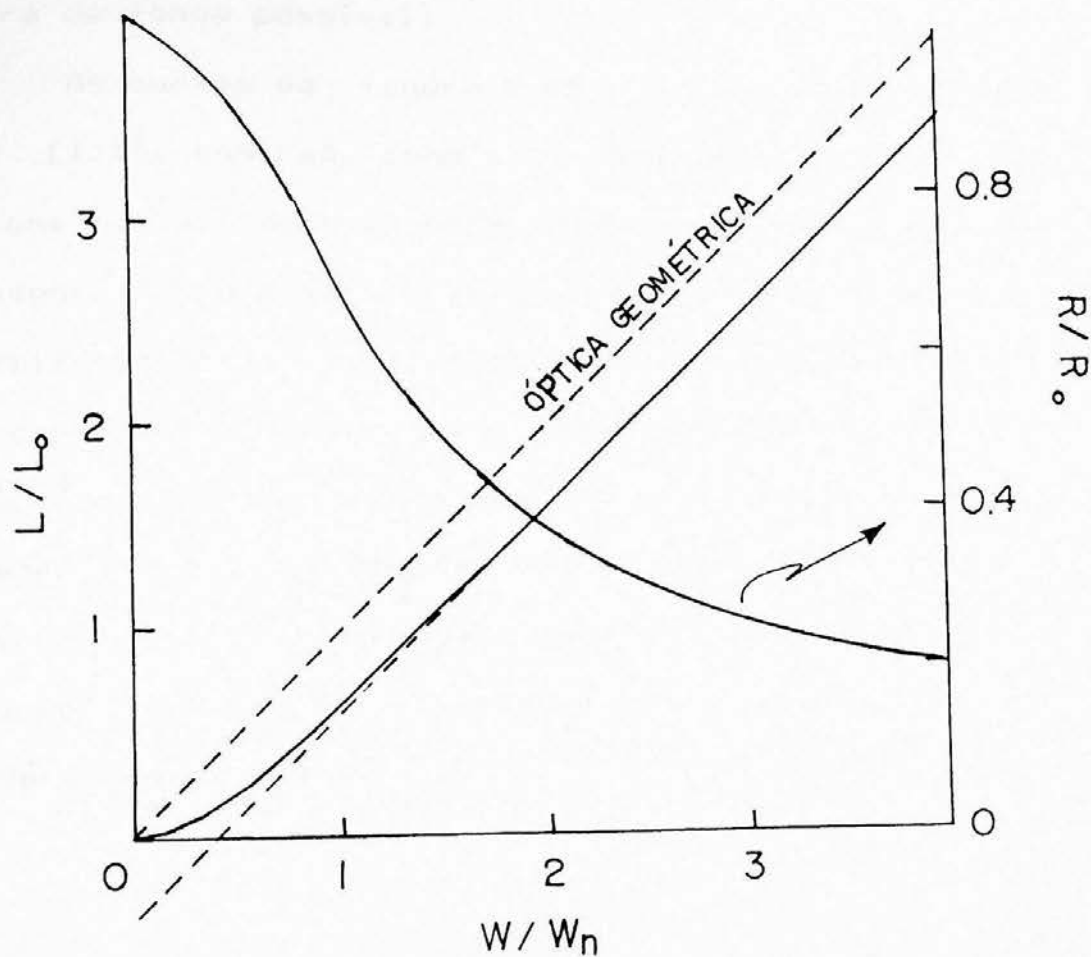


figura V.14 - Variação da resolução R e da luminosidade L em função da largura de fenda reduzida $u=w/w_n$. R_0 e' o poder resolutivo teórico da rede e L_0 a luminosidade que seria obtida com fendas de largura $u=1$

O espectrômetro apresenta, com relação ao espectrógrafo, a vantagem de ser um aparelho universal; nele é possível ajustar à vontade a resolução e a luminosidade, bastando para isso variar a largura das fendas. A resolução está limitada somente pela difração enquanto a luminosidade está limitada pela máxima abertura de fenda possível.

As curvas da figura V.15, calculadas por Jacquinet e Dufour [I.1], mostram como a luminosidade do espectrômetro se relaciona com a fração do poder resolutivo teórico alcançada pelo instrumento, para diversos valores da largura de fenda. Vê-se que, ao utilizarmos um instrumento cuja resolução teórica R_0 é proporcionalmente maior que a resolução efetiva a ser alcançada, a luminosidade efetiva crescerá em proporção maior que o aumento da razão R_0 / R . Isto mostra que é sempre vantajoso utilizar um espectrômetro cuja resolução teórica seja muito superior à resolução necessária, vantagem esta limitada apenas por considerações de custo.

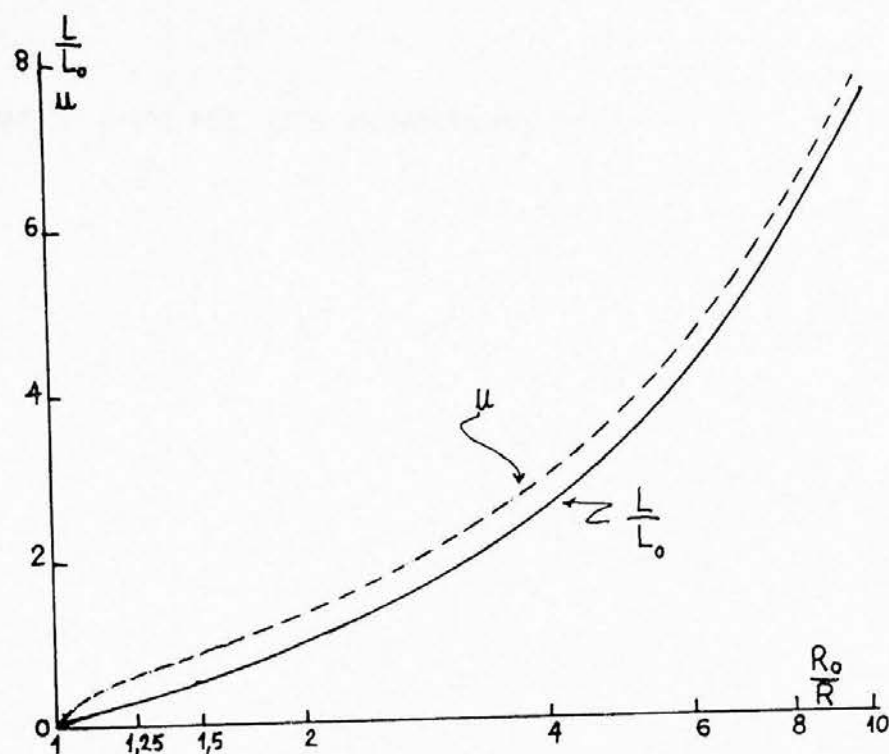


figura V.15 - Variação da luminosidade em função da fração do poder R/R_0 , do poder resolutivo teórico, que é utilizada. A curva tracejada mostra a largura de fenda reduzida μ que deve ser usada para obter a resolução R/R_0

CAPÍTULO VI - ANÁLISE DOS MONOCROMADORES DO TIPO CZERNY-TURNER

VI. Análise dos monocromadores do tipo Czerny-Turner

A. Introdução

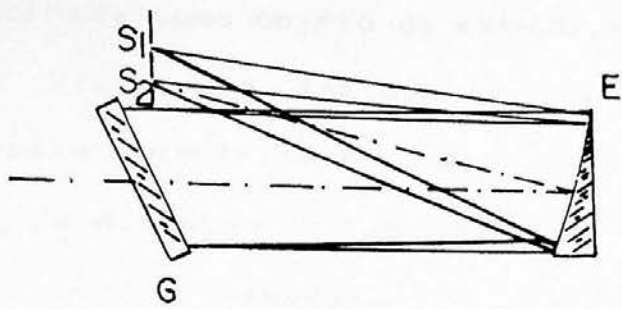
A.1 Tipos mais comuns de monocromadores

A.1.1 Montagem de Littrow

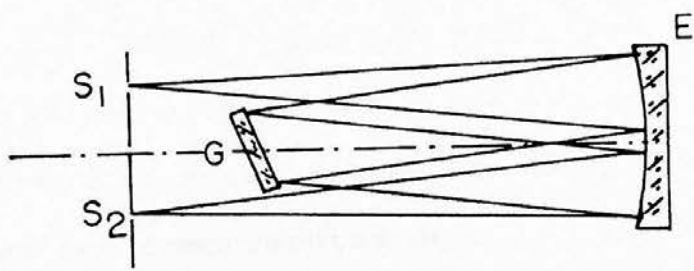
Nesta configuração, mostrada na figura VI.1a, um único espelho côncavo é utilizado simultaneamente como colimador e objetiva. As vantagens da montagem de Littrow são as dimensões reduzidas e a economia trazida pelo uso de um único espelho, o que explica o fato de esta montagem ser muito utilizada em instrumentos comerciais. Entre as desvantagens estão a má correção das aberrações, principalmente as aberrações transversais e aquelas ligadas à curvatura das fendas. Uma análise das aberrações da montagem de Littrow foi realizada por Yoshinaga et al. [VI.1].

A.1.2 Montagem de Ebert

Esta configuração de monocromador foi criada por Ebert [VI.2] e redescoberta por Fastie [VI.3] [VI.4]. Como mostra a figura VI.1b, esta montagem difere da anterior pelo fato de que diferentes seções do mesmo espelho são utilizadas para colimar e focalizar a radiação incidente na fenda de entrada. Além disto as fendas de entrada e saída estão situadas em um plano perpendicular ao eixo de simetria do sistema. A montagem de Ebert é um caso particular da montagem de Czerny-Turner, a qual examinaremos a seguir.



(a)



(b)

figura VI.1

a) Montagem Littrow

b) Montagem de Ebert-Fastie

A.1.3 Montagem de Czerny-Turner

Esta configuração foi proposta por Czerny e Turner em 1930 [VI.5]. É a montagem mais utilizada na construção de espectrógrafos e monocromadores de alta performance [VI.6,VI.7] e como tal foi escolhida como objeto de estudo neste trabalho. Como mostra a figura VI.2, ela faz uso de dois espelhos côncavos, dispostos de maneira simétrica ou aproximadamente simétrica em relação à rede de difração e às fendas de entrada e de saída S_1 e S_2 . Estas estão situadas, respectivamente, nos planos focais tangenciais do espelho colimador E_1 e do espelho de câmara (ou objetiva) E_2 . Diferentes comprimentos de onda são obtidos na fenda de saída através da rotação da rede G em torno de um eixo perpendicular ao plano da figura e que passa pela superfície da rede no ponto onde o eixo óptico intersecta esta última. Os sulcos da rede devem estar orientados perpendicularmente ao plano da figura.

O feixe luminoso proveniente da fenda de entrada S_1 é refletido pelo espelho colimador E_1 na direção do centro da rede G . A rede difrata este feixe em seus vários componentes, correspondentes aos comprimentos de onda nele contidos. Um destes feixes, cujo comprimento de onda central λ_0 é dado pela equação da rede (IV.5), será difratado na direção do espelho de câmara E_2 , que por sua vez o reflete na direção da fenda de saída S_2 , formando sobre ela uma imagem da fenda de entrada.

O posicionamento das fendas na superfície focal definida pela posição dos focos tangenciais garante, como mostram Rouse et al. [VI.8], que a posição da imagem será independente da orientação da rede e da distância entre esta e o espelho E_2 . Com isto é possível substituir a fenda de saída S_2 por uma chapa

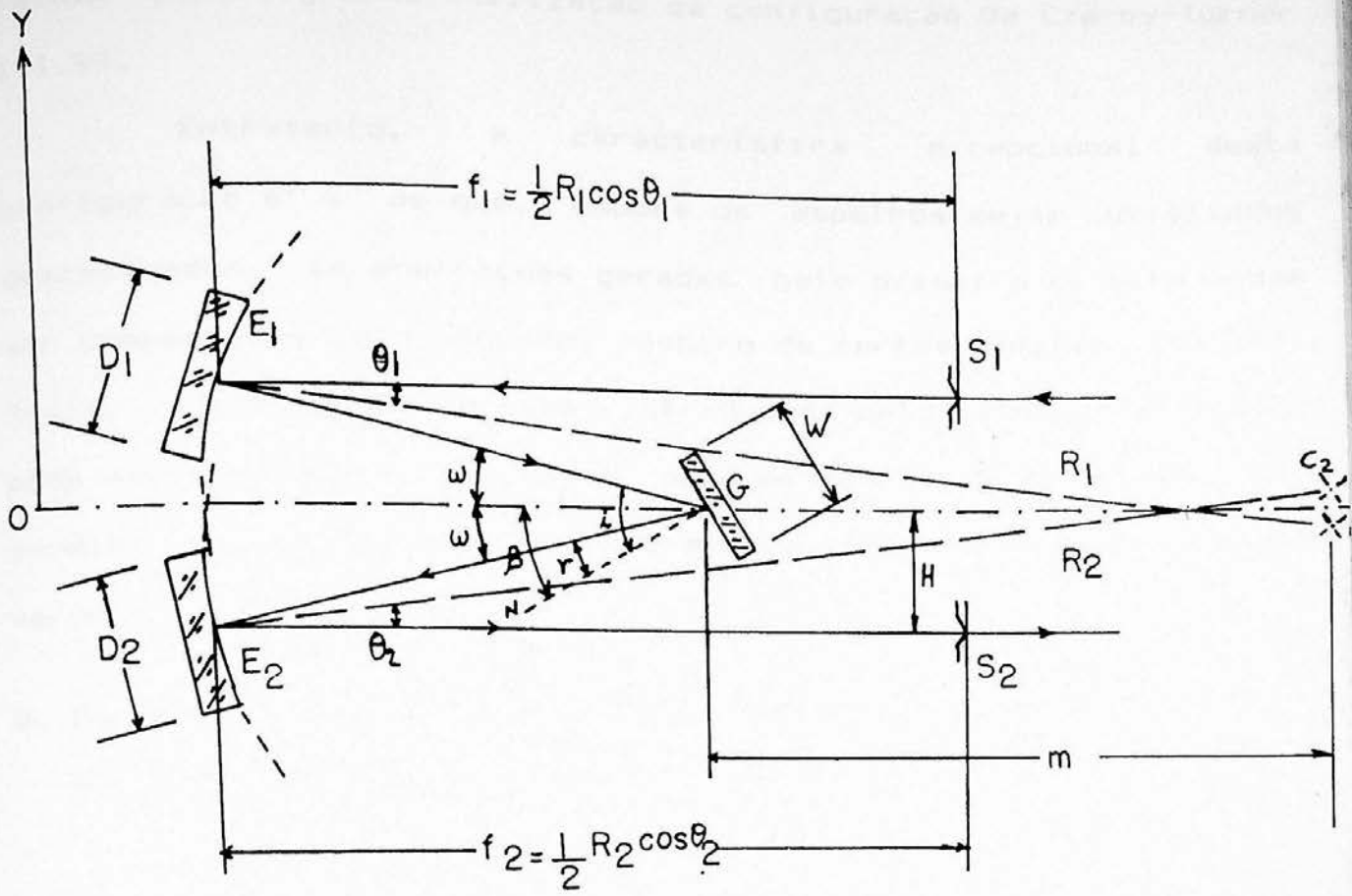


figura VI.2

- E espelho colimador
- E₁ espelho de câmara (ou objetiva)
- E₂ espelho de câmara (ou objetiva)
- S₁ e S₂ fendas de entrada e saída
- R₁ e R₂ raios de curvatura dos espelhos
- f₁ e f₂ distâncias focais dos espelhos
- D₁ e D₂ diâmetros dos espelhos
- G rede de difração
- W largura da rede
- H distância das fendas ao eixo de simetria OX
- N normal da rede

fotográfica ou por uma matriz de fotodiodos. Esta é uma das razões para a grande utilização da configuração de Czerny-Turner [VI.9].

Entretanto, a característica excepcional desta configuração é a de que, embora os espelhos sejam utilizados descentrados, as aberrações geradas pelo primeiro espelho podem ser compensadas pelo segundo, dentro de certos limites [VI.10]. Assim, a aberração de coma introduzida pelo espelho colimador pode ser totalmente compensada pela mesma aberração gerada pelo espelho de câmara, para um determinado comprimento de onda, como veremos adiante.

B. Parâmetros de operação do monocromador de Czerny-Turner

B.1 Equação da rede

A equação da rede (IV.5),

$$m\lambda = a (\sin i + \sin r)$$

discutida anteriormente, foi deduzida com base na suposição de que o feixe incidente seja paralelo ao plano xz , perpendicular aos sulcos da rede e à sua face. Esta suposição equivale a considerar a altura da fenda de entrada como infinitesimal.

Para o cálculo do desempenho de um sistema real é necessário considerar a altura finita das fendas, de modo que é necessário buscar uma expressão mais geral para a equação da rede. Por outro lado, a simetria apresentada pela configuração de Czerny-Turner permitira obter uma expressão mais simples. Esta expressão deve tirar proveito do fato de que, nesta configuração, os feixes incidente e difratado guardam entre si um ângulo fixo. Na discussão que se segue serão considerados somente os raios principais e a rede de difração, ignorando-se a existência dos

demais componentes ópticos do espectrômetro, o que não implica em nenhuma perda de generalidade [VI.11].

Suponhamos que a rede de difração esteja situada no plano $x = 0$ de um sistema de coordenadas cartesiano, com sua normal coincidindo com o eixo x , como mostra a figura VI.3, e que os sulcos estejam orientados paralelamente ao eixo y . Então a distância a , entre dois sulcos consecutivos será medida ao longo do eixo z . Seguindo o tratamento de James e Sternberg [VI.12], consideremos dois raios paralelos entre si, incidentes sobre a rede nos pontos $(0,0,0)$ e $P(0,y,z)$ em uma direção dada pelos cossenos diretores L_x , L_y e L_z . Os dois raios serão refletidos em direção dada pelos cossenos diretores L'_x , L'_y e L'_z . Sejam PA e PB duas linhas que saem de P e intersectam perpendicularmente o outro raio em pontos A e B. As distâncias AO e BO são dadas por,

$$AO = L_y y + L_z z \quad \text{e} \quad BO = L'_y y + L'_z z$$

É fácil ver que a linha PA situa-se em uma frente de onda incidente sobre a rede. No caso em que os cossenos diretores L_1 , L_2 e L_3 descrevam a direção de um máximo da equação da rede (IV.5), é correto dizer que PB situa-se em uma frente de onda difratada. Vem então que a distância AOB é a diferença de caminho óptico entre os dois raios e deve, portanto, ser um múltiplo de um número inteiro de comprimentos de onda, de modo que podemos escrever,

$$\begin{aligned} m\lambda &= L_y y + L_z z + L'_y y + L'_z z \\ &= y (L_y + L'_y) + z (L_z + L'_z) \end{aligned}$$

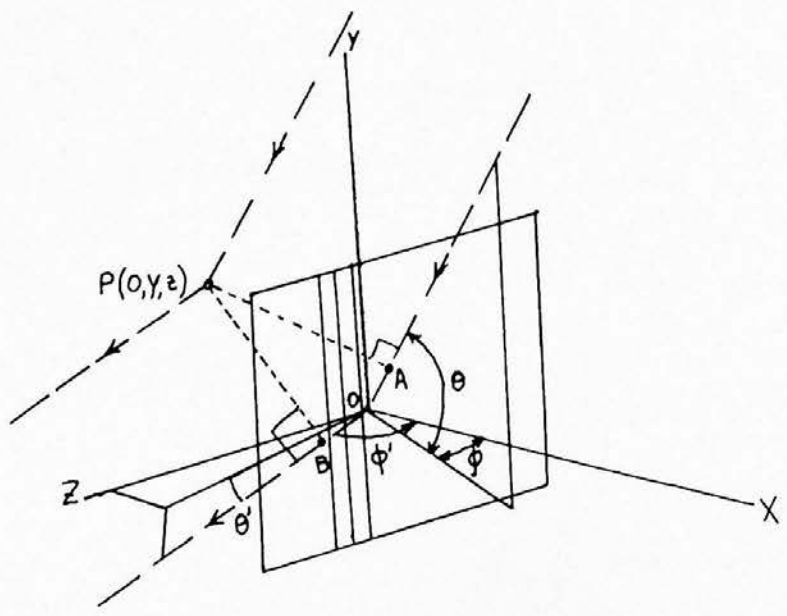


figura VI.3
Geometria para incidência oblíqua na rede

Seja y um ponto arbitrário na superfície da rede. Como os sulcos são paralelos ao eixo y , os raios devem sofrer uma reflexão especular nesta direção e a equação,

$$m\lambda = y \left(\frac{L}{y} + \frac{L'}{y} \right)$$

será válida para qualquer ponto y , de onde vem que $L = -L'$ ou, em coordenadas polares

$$\theta = \theta' \tag{VI.1}$$

que é a lei da reflexão.

Seja z a distância entre dois sulcos consecutivos, o outro termo da equação da rede toma a forma,

$$m\lambda = a \left(\frac{L}{z} + \frac{L'}{z} \right)$$

que, em coordenadas polares é,

$$m\lambda = a \left(\sin \varphi + \sin \varphi' \right) \cos \theta \tag{VI.2}$$

As expressões (VI.1) e (VI.2) descrevem a trajetória dos raios no caso de incidência oblíqua sobre a rede, sendo que a segunda delas é uma generalização da equação da rede para incidência oblíqua.

Vejamos agora como as condições de simetria da montagem de Czerny-Turner podem ser usadas para deduzir uma forma mais simples da equação da rede para esta configuração.

Considere-se a rede posicionada no centro de uma esfera (figura VI.4), de raio igual a unidade [VI.13] [VI.14] e suponha-se que a normal à rede intersecte a esfera no ponto $(r, \theta, \varphi) = (1, 0, 0)$ e que os sulcos estejam orientados paralelamente ao eixo polar. Suponhamos que o eixo de simetria do

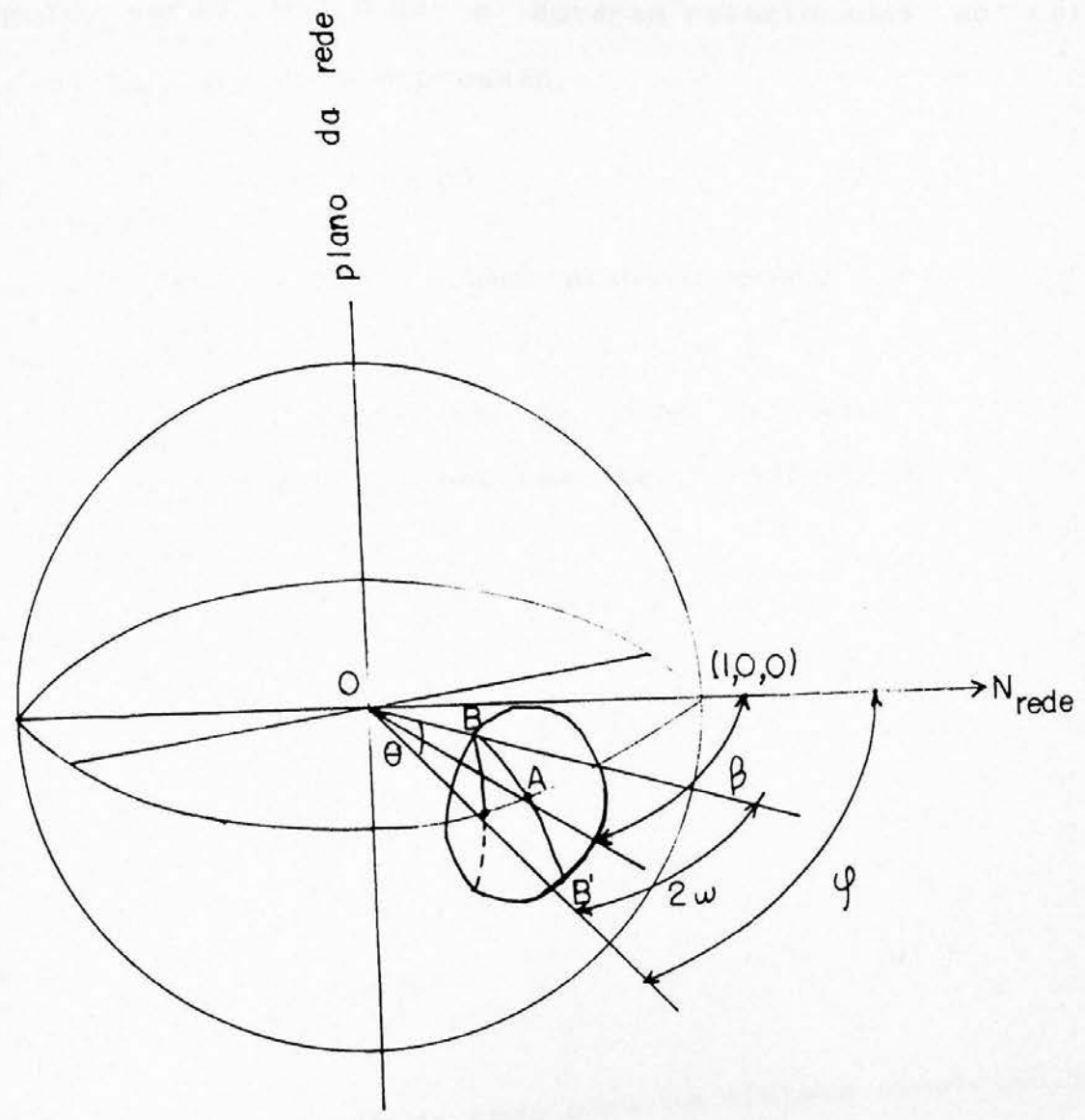


figura VI.4
Geometria para o caso de fendas de entrada e saída curvas

sistema óptico (eixo OX no esquema óptico da figura VI.2) encontre a superfície da esfera no ponto A de coordenadas $A(1, 0, \varphi)$. Seja ω o raio de curvatura de um círculo cujo centro esteja em $A(1, 0, \beta)$. As coordenadas de um ponto B qualquer situado neste círculo serão $B(1, 0, \varphi)$ e estarão relacionadas ao raio angular ω do círculo pela expressão,

$$\cos \omega = \cos \theta \cos (\varphi - \beta) \quad (\text{VI.3})$$

Seja B' um ponto do círculo diametralmente oposto a B, e cujas coordenadas são $B'(1, -\theta, \beta - (\varphi - \beta)) = B'(1, -\theta, 2\beta - \varphi)$. Supondo que B e B' sejam pontos onde os raios principais incidente e difratado, respectivamente, intersectam a esfera, teremos que,

$$m\lambda = \cos \theta (\sin \varphi + \sin (2\beta - \varphi)) a$$

ou,

$$m\lambda = 2 a \cos \theta \sin \beta \cos (\varphi - \beta) \quad (\text{VI.4})$$

e de (VI.3) vem,

$$\frac{m \lambda}{a} = 2 \cos \omega \sin \beta \quad (\text{VI.5})$$

que é a forma da equação da rede para um sistema simétrico, como é o caso da montagem Czerny-Turner.

Como veremos na seção C.4 deste capítulo, o resultado acima, válido para montagens simétricas, descreve a forma da imagem espectral no plano focal, permitindo assim o cálculo da curvatura das imagens das linhas espectrais no monocromador.

A equação (VI.5) também pode ser obtida de maneira direta a partir da equação da rede generalizada (IV.5) se a análise for limitada ao plano equatorial da esfera. Neste

caso, como mostra a figura VI.2, os raios principais incidente e refratado estarão situados respectivamente nos ângulos,

$$i = \varphi = \beta + \omega$$

$$r = \beta - \omega = \beta - \omega$$

e daí resulta a equação (VI.5), como é mostrado no Apêndice 1.

B.2 Comprimento de onda de brilho

Como já vimos na seção IV.A.6, o comprimento de onda de brilho na configuração Littrow é

$$\lambda_B = 2a \sin \varphi_B$$

onde φ_B é o ângulo de brilho indicado pelos fabricantes de redes. Para uma configuração genérica o comprimento de onda de brilho será dado pela equação (IV.14). Se substituirmos os valores $i' = \beta + \omega$ e $r' = \beta - \omega$ em (IV.14), obteremos,

$$\lambda'_B = 2a \sin \varphi_B \cos \omega \quad (VI.6)$$

que é o comprimento de onda de brilho na montagem Czerny-Turner, em uma rede cujo ângulo φ_B é conhecido. Esta relação é válida para a primeira ordem. Para uma ordem m o comprimento de onda de brilho será

$$\lambda''_B = \lambda_B / m$$

B.3 Dispersão e aumento anamórfico

Para qualquer configuração de espectrômetro a dispersão angular é dada pela equação (IV.6):

$$\frac{dr}{d\lambda} = \frac{m}{a \cos r}$$

a partir da qual pode-se escrever

$$\cos r \, dr = \frac{m}{a} \, d\lambda$$

onde dr é a largura angular da fenda de saída correspondente à largura de banda $d\lambda$. Análogamente tem-se para a fenda de entrada,

$$\cos i \, di = \frac{m}{a} \, d\lambda$$

de modo que, se desejarmos que ambas as fendas compreendam o mesmo intervalo espectral, que é a condição para minimizar a largura instrumental (ver seção A.4.1 do capítulo V), as larguras das fendas de entrada e saída estarão relacionadas por,

$$\cos r \, dr = \cos i \, di$$

ou

$$\frac{dr}{di} = \frac{\cos i}{\cos r} = R \quad (\text{VI.7})$$

que é o fator de aumento anamórfico definido no capítulo V (seção A.5.1). Como na maioria dos casos i é diferente de r , segue que a razão entre as larguras angulares das fendas de entrada e de saída deve ser igual ao fator anamórfico, para que tenhamos a máxima resolução possível. Em espectroscopia de alta resolução [VI.15] o efeito de aumento anamórfico deve ser compensado através do ajuste da largura das fendas de acordo com a relação acima.

Vejamos agora como as larguras angulares de entrada e de saída podem ser expressas em termos dos ângulos β e w . Como mostra Best [VI.16], a forma da expressão para a dispersão angular na montagem Czerny-Turner, é obtida tomando a equação (IV.6), e fazendo a substituição $r = (\beta - w)$, obtendo assim

$$\frac{dr}{d\lambda} = \frac{m}{a \cos(\beta - \omega)} \quad (\text{VI.8})$$

Como $\cos(\beta - \omega) = \cos \beta \cos \omega + \sin \beta \sin \omega$, podemos utilizar a equação (VI.5) para escrever a largura angular da fenda de entrada na primeira ordem,

$$dr = \frac{2}{\lambda (\cot \beta + \tan \omega)} d\lambda \quad (\text{VI.9a})$$

Análogamente, para a fenda de saída,

$$di = \frac{2}{\lambda (\cot \beta - \tan \omega)} d\lambda \quad (\text{VI.9b})$$

Em analogia com a equação (IV.8), a dispersão linear recíproca será, na primeira ordem

$$\frac{d\lambda}{dx} = \frac{a \cos(\beta - \omega)}{f} \quad (\text{VI.10})$$

B.4 Resolução e Luminosidade

Como vimos na seção A.4 do capítulo IV, o poder resolutivo teórico da rede de difração é dado por

$$R_o = \frac{W (\sin i + \sin r)}{\lambda}$$

que é também a máxima resolução passível de ser alcançada por um monocromador de rede, em um dado comprimento de onda λ .

O efeito de difração causado pelas dimensões finitas da rede é, como já vimos antes, o fator determinante da resolução de um monocromador. O segundo fator de maior importância é o

efeito da largura finita das fendas de entrada e de saída.

Supondo que as larguras de fenda de entrada e de saída obedecem à relação (VI.7), podemos utilizar as equações (VI.5) e (IV.8) para encontrar,

$$R = \left(\frac{f}{w} \right) \frac{2 \cos \omega \sin \beta}{2 \cos (\beta - \omega)} \quad (VI.11)$$

que é uma expressão para a resolução do monocromador Czerny-Turner como função da largura de fenda de saída.

A relação (V.14) dá a luminosidade como função da resolução efetiva do monocromador,

$$L = \frac{dr}{d\lambda} \frac{S}{2} \frac{b}{\lambda} \frac{t}{R} \frac{\lambda}{R}$$

onde $b = h/f$ é a altura angular da fenda, $S = S \cos^2 r$ é a área projetada da rede na direção de dispersão e t a transmissão espectral do monocromador. Utilizando a relação (IV.6) que dá a dispersão angular, obtém-se o produto da Resolução pela Luminosidade que, como já vimos, pode ser usado como uma medida da eficiência do monocromador:

$$R L = \frac{S}{2} \frac{b}{\lambda} \frac{t}{a \cos r} \frac{m}{\lambda}$$

A partir da equação da rede para a montagem Czerny-Turner (VI.5) vem,

$$R L = \frac{2 S b t}{\lambda} \cos \omega \sin \beta$$

Vê-se então que, para obter a máxima eficiência, o espectrômetro deve ser usado de modo que o ângulo de Ebert seja mínimo e o ângulo de brilho seja máximo.

C. Aberrações do espectrômetro Czerny-Turner

O problema das aberrações no monocromador de Czerny-Turner foi examinado por diversos autores [VI.17-33]. As aberrações mais importantes em sistemas de espelhos esféricos dispostos fora do eixo óptico são aberração esférica, coma e astigmatismo. Um outro efeito que, sob certos aspectos pode ser considerado uma aberração é o da curvatura das imagens, que resulta dos raios que incidem oblíquamente sobre a rede.

É uma propriedade conhecida de sistemas de dois espelhos dispostos simetricamente, como é o caso da configuração Czerny-Turner, a de que a aberração esférica e o astigmatismo de cada espelho são aditivos, enquanto que a coma dos dois espelhos tem sinais opostos, cancelando-se em certas situações.

Como mostra Murty [VI.28], as aberrações do sistema de Czerny-Turner podem ser deduzidas a partir da comparação, no vértice, da frente de onda resultante após a passagem da luz pelo sistema, com uma frente de onda esférica de mesma curvatura. Deste modo a aberração dos espelhos esféricos será dada pela diferença de caminho óptico (DCO) entre as duas frentes de onda. No caso de um espelho esférico descentrado, a DCO para um ponto de coordenadas (y,z) situado na superfície será,

$$DCO = \frac{(z + H)^4}{4R^3} = \frac{z^4}{4R^3} + \frac{H z^3}{R^3} + \frac{3 H^2 z^2}{2 R^3} + \frac{H^3 z}{R^3} + \frac{H^4}{R^3}$$

onde R é o raio de curvatura do espelho e H a distancia de descentragem com relação ao eixo x. O primeiro e o segundo termos correspondem, respectivamente à aberração esférica e à coma. O último termo é uma constante. Os demais termos estão ligados ao astigmatismo, curvatura de campo e distorsão do sistema.

Examinaremos a seguir as expressões para as principais aberrações do sistema Czerny-Turner.

C.1 Aberração esférica

A partir da diferença de caminho óptico, deduz-se uma expressão geral para a aberração esférica do sistema de dois espelhos na montagem de Czerny-Turner,

$$AS = \frac{z^4}{8 R^3}$$

Esta pode ser usada para encontrar uma relação entre a distância focal f dos espelhos e a razão de abertura f/D , onde $D = 2 z_{max}$ e' o diametro dos espelhos. Dado que a DCO deve ser menor que $\lambda/4$ para que não sejam introduzidas aberrações maiores que o limite de resolução do sistema óptico, tem-se que

$$\frac{z_{max}^4}{8 R^3} = \frac{(D/2)^4}{8 (2f)^3} = \frac{D^4}{1024 f^3} < \lambda/4$$

daqui podemos tirar uma relação entre o comprimento focal dos espelhos e a mínima razão de abertura necessária para que a aberração esférica seja desprezível,

$$(f/D)^4 > \frac{f}{256 \lambda}$$

A figura VI.5 mostra a curva da mínima razão de abertura versus distância focal de um espelho esférico, para diferentes comprimentos de onda λ [VI.28].

A expressão abaixo, dada por Schroeder [VI.9], descreve a aberração esférica transversal do sistema

Czerny-Turner

$$AET = \frac{1}{8} f_2 (W \cos i)^3 \left\{ \frac{1}{R_1^3} + \left(\frac{\cos r}{\cos i} \right)^4 \left(\frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_2} \right)^4 \frac{1}{R_2^3} \right\} \quad (VI.12)$$

C.2 Coma

A coma do monocromador Czerny-Turner é dada, em termos da DCO, por

$$DCO_{coma} = \left(H_1^3 z_1^3 / R_1^3 \right) - \left(H_2^3 z_2^3 / R_2^3 \right) \quad (VI.13)$$

As larguras do feixe incidente e do difratado são dadas, respectivamente, por,

$$A_1 = W \cos i \quad \text{e} \quad A_2 = W \cos r$$

onde $W = Na$ é a largura da rede. O fator anamórfico, como já vimos, é dado por

$$R_a = A_1 / A_2 = \cos i / \cos r$$

Vê-se que z_1 e z_2 são equivalentes a $A_1/2$ e a $A_2/2$, de modo que (VI.13) pode ser escrita como,

$$DCO_{coma} = \frac{W^3}{8} \left(\left(H_1^3 \cos^3 i / R_1^3 \right) - \left(H_2^3 \cos^3 r / R_2^3 \right) \right) \quad (VI.14)$$

e a coma será nula quando,

$$\left(H_1^3 \cos^3 i / R_1^3 \right) = \left(H_2^3 \cos^3 r / R_2^3 \right) \quad (VI.15)$$

No caso do sistema simétrico ($R_1 = R_2 = R$, $H_1 = H_2 = H$) a diferença de caminho óptico associada 'a coma será',

$$DCO_{coma} = H W^3 / 8 R^3 (\cos^3 i - \cos^3 r)$$

$$= H W^3 / 8 R^3 ((\cos i / \cos r)^3 - 1) \cos^3 r$$

Como $R = 2f$, temos que,

$$DCO_{coma} = \frac{H W^3}{64 f^3} \left(\frac{\cos^3 i}{\cos^3 r} - 1 \right) \cos^3 r$$

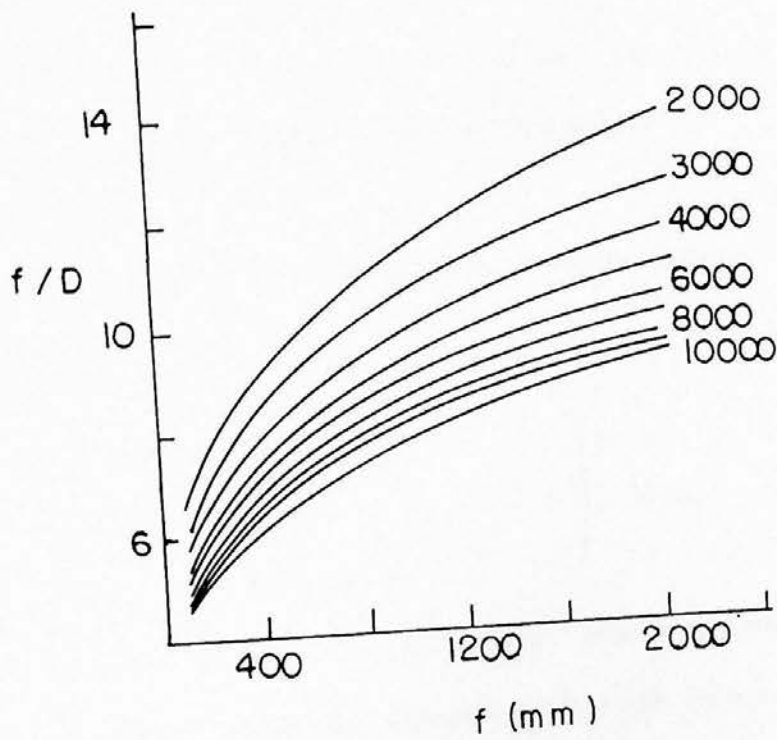


figura VI.5

Razao de abertura (f/D) minima para que a aberracao esferica de um espelho esferico de comprimento focal f esteja dentro da tolerancia estabelecida pelo criterio de Rayleigh (ref.[VI.28])

Como mostra Murty [VII.44], a coma sagital (CS), expressa em termos da diferença de caminho óptico e' :

$$CS = (2f / W \cos r) DCO \quad \text{coma}$$

de modo que a coma sagital do sistema Czerny-Turner simétrico e' dada por,

$$CS = \frac{H W^2}{32 f^2} \left(\frac{\cos^3 i}{\cos^3 r} - 1 \right) \cos^2 r$$

E' um resultado conhecido [VI.40] o de que a coma tangencial (CT) esta' ligada a coma sagital pela relação,

$$CT = 3 CS$$

e portanto a coma tangencial para o monocromador simétrico sera' dada pela expressão,

$$CT = \frac{3 H W^2}{32 f^2} \left(\frac{\cos^3 i}{\cos^3 r} - 1 \right) \cos^2 r \quad (VI.16)$$

A figura VI.6 (ref. [VI.28]) mostra como varia a coma tangencial CT em função do comprimento de onda λ , para o sistema Czerny-Turner simétrico (curva I). Os parâmetros utilizados foram $R_1 = R_2 = 2000$ mm, $\theta_1 = \theta_2 = 3.5^\circ$, ângulo de Ebert $\omega = 14^\circ$, rede de 1200 l/mm com área útil de 100mm x 100mm. Vê-se que neste caso a coma e' nula na ordem zero, aumentando com o comprimento de onda.

A partir da condição (VI.15) pode-se procurar um comprimento de onda diferente de zero onde a coma seja nula. Existem dois métodos para alcançar este resultado.

No primeiro método, proposto por Fastie [VI.41], são utilizados espelhos de igual raio de curvatura, trabalhando em ângulos de descentragem diferentes. Neste caso temos, a partir da

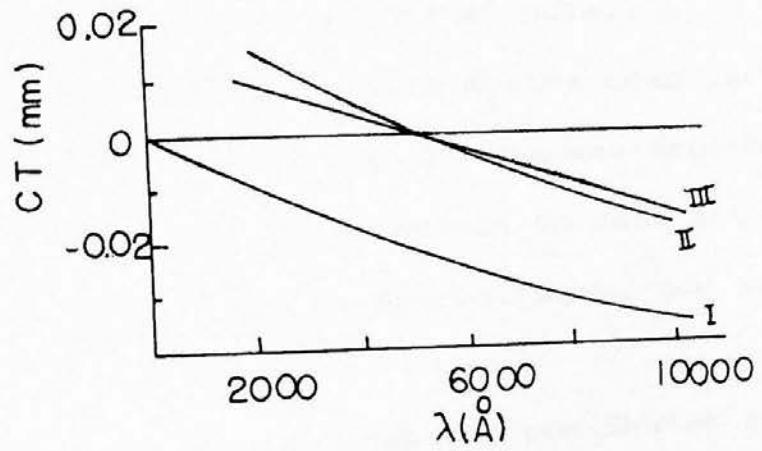


figura VI.6

Comportamento da coma tangencial em função do comprimento de onda para as três configurações geométricas dos monocromadores do tipo Czerny-Turner (ref. [VI.28])

condição (VI.15) e da geometria da configuração Czerny-Turner (ver figura VI.2),

$$H_1 / H_2 = \frac{\cos^3 r_0}{\cos^3 i_0} = \frac{\sin^2 \theta_1}{\sin^2 \theta_2}$$

e da equação (VI.14) vem,

$$CT = \frac{H_1 W_1^2}{32 f_2} \left(\frac{\cos^3 i_0}{\cos^3 r_0} - \frac{\cos^3 i_0}{\cos^3 r_0} \right) \cos^2 r_0 \quad (VI.17)$$

onde i_0 e r_0 são os ângulos de incidência e difração no comprimento de onda onde a coma é nula.

A curva II da figura VI.6 mostra como varia a coma em função do comprimento de onda no esquema proposto por Fastie. Os parâmetros utilizados foram mesmos do caso anterior (simétrico) com exceção dos ângulos de descentragem, que são $\theta_1 = 3.5^\circ$ e $\theta_2 = 4.43^\circ$

No segundo método, proposto por Shafer et al. [VI.22], são usados espelhos de diferentes raios de curvatura, dispostos simetricamente em relação à rede.

Como agora $H_1 = H_2$, a condição de coma nula (VI.15) nos dá

$$R_1 / R_2 = f_1 / f_2 = \frac{\cos^3 i_0}{\cos^3 r_0}$$

da geometria (ver figura VI.2) fica claro que,

$$\frac{\sin^2 \theta_1}{\sin^2 \theta_2} = \frac{f_2}{f_1}$$

onde i_0 e r_0 são, respectivamente os ângulos de incidência e difração no comprimento de onda de coma nula. Pode-se então utilizar a equação (VI.14) para escrever,

$$CT = \frac{3 H W^2}{32 f^2} \left(\begin{array}{cc} \cos i & \cos i \\ \cos r & \cos r \end{array} \right) \left(\begin{array}{cc} \cos r & 0 \\ \cos i & 0 \end{array} \right) \cos r \quad (VI.18)$$

que e' a expressao para a coma tangencial no caso em que os espelhos tem diferentes raios de curvatura. Ve-se que, neste caso, a coma e' menor que a do caso anterior por um fator $(\cos r / \cos i)$.

A curva III da figura VI.6 mostra a variacao da coma em funcao do comprimento de onda para o caso em que os raios de curvatura sao diferentes. Os parametros usados sao os mesmos de do caso simetrico, com excecao dos raios e dos angulos de descentragem, que sao, $R_1 = 2162 \text{ mm}$, $R_2 = 2000 \text{ mm}$, $\theta_1 = 3.5^\circ$, $\theta_2 = 3.77^\circ$.

C.3 Astigmatismo e curvatura de campo

O uso de espelhos decentrados no monocromador Czerny-Turner implica na existencia de astigmatismo. Ligadas ainda a posicao relativa entre a rede e os espelhos estao as aberracoes de distorsao e curvatura de campo.

O astigmatismo do monocromador de Czerny-Turner [VI.27] no foco tangencial e' dado por

$$AST = 2 f^2 W \left(\frac{\theta_1^2}{R_1} + \frac{\theta_2^2}{R_2} \right) \quad (VI.19)$$

onde f e' a distancia focal da camara, W a largura da rede, R_1 e R_2 os raios de curvatura do colimador e da camara e θ_1 e θ_2 os angulos de descentragem dos espelhos colimador e de camara. AST e' medido perpendicularmente a direcao de dispersao. Em

aplicações onde não seja importante o conhecimento da distribuição espacial da radiação na fonte emissora [VI.42], utiliza-se o foco tangencial para a formação das imagens das raias espectrais. Neste caso a contribuição do astigmatismo para o alargamento do perfil instrumental é desprezível.

Juntamente com o astigmatismo manifestam-se aberrações como a distorsão e a curvatura de campo que, como mostrou Sassa [VI.33], são determinadas pela posição dos espelhos em relação à rede. Em seu trabalho Sassa encontrou duas posições para a rede que oferecem maior interesse para o projeto de monocromadores do tipo Ebert ou Czerny-Turner simétrico. Estas são dadas por

$$R - m = R \left[1 - (1 / \sqrt{3}) \right] \quad (\text{VI.20})$$

e,

$$R - m = R / 4 \quad (\text{VI.21})$$

No primeiro caso a superfície focal será plana e a imagem da fenda de saída apresentará uma curvatura. No segundo a superfície focal será curva na direção dos espelhos e a imagem da fenda de entrada reta. A desvantagem do segundo caso está em que as dimensões físicas do monocromador serão bem maiores que no primeiro, como mostra a figura VI.7. Em geral a posição dada pelo primeiro caso é a mais utilizada nos monocromadores Czerny-Turner.

C.4 Curvatura das imagens

Tomando a equação (VI.5), vemos que como o termo $m\lambda/a$ é uma constante, vem que

$$\cos \omega \sin \beta = \text{constante}$$

e daqui conclui-se que, para um dado comprimento de onda, determinado por $\sin \beta$, existirão dois pontos opostos no círculo

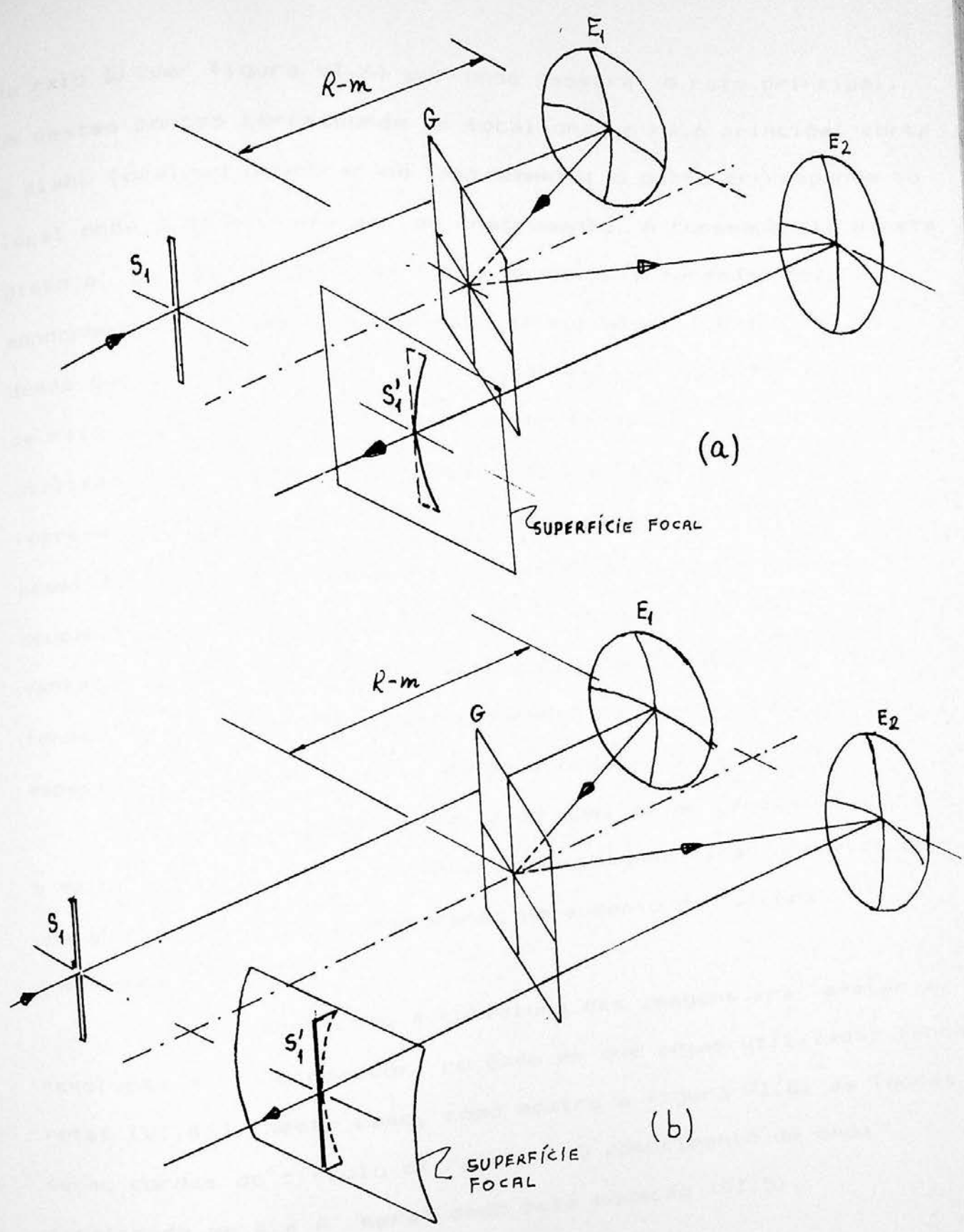


figura VI.7

- a) Forma da superfície focal quando a distância entre a rede e o espelho é $R - m = R (1 - (1/\sqrt{3}))$
- b) Forma da superfície focal quando a distância $R - m = R/4$

de raio ω (ver figura VI.4) por onde passará o raio principal. Um destes pontos corresponde ao local onde o raio principal corta o plano focal ao penetrar no instrumento; o outro corresponde ao local onde o mesmo raio sai do instrumento. A consequência direta disto é que as imagens das raias espectrais formadas pelo monocromador apresentarão um raio de curvatura igual a ω , desde que o objeto (fenda de entrada) esteja inscrito no círculo de raio ω . Devido a isto qualquer ponto do círculo pode ser utilizado como fenda de entrada, sendo então a fenda de saída representada pelo ponto diametralmente oposto. É portanto possível construir fendas de entrada e saída curvas, cada uma ocupando um semicírculo de raio ω , como mostra a figura VI.8. A vantagem deste recurso é a de que ele torna possível o uso de fendas longas, com conseqüente aumento da luminosidade de um espectrômetro, como mostram as equações (V.12) e (V.13).

Outra consequência é a de que, se as fendas de entrada e saída forem retas, a curvatura das imagens terá o efeito de uma aberração óptica, provocando um aumento da largura instrumental.

Examinemos como a curvatura das imagens irá afetar a resolução do monocromador, no caso em que sejam utilizadas fendas retas [VI.43]. Neste caso, como mostra a figura VI.8, as fendas serão cordas do círculo de raio ω . O comprimento de onda focalizado em A e A' será dado pela equação (VI.5),

$$2 \cos \omega \sin \beta = \frac{m\lambda}{a}$$

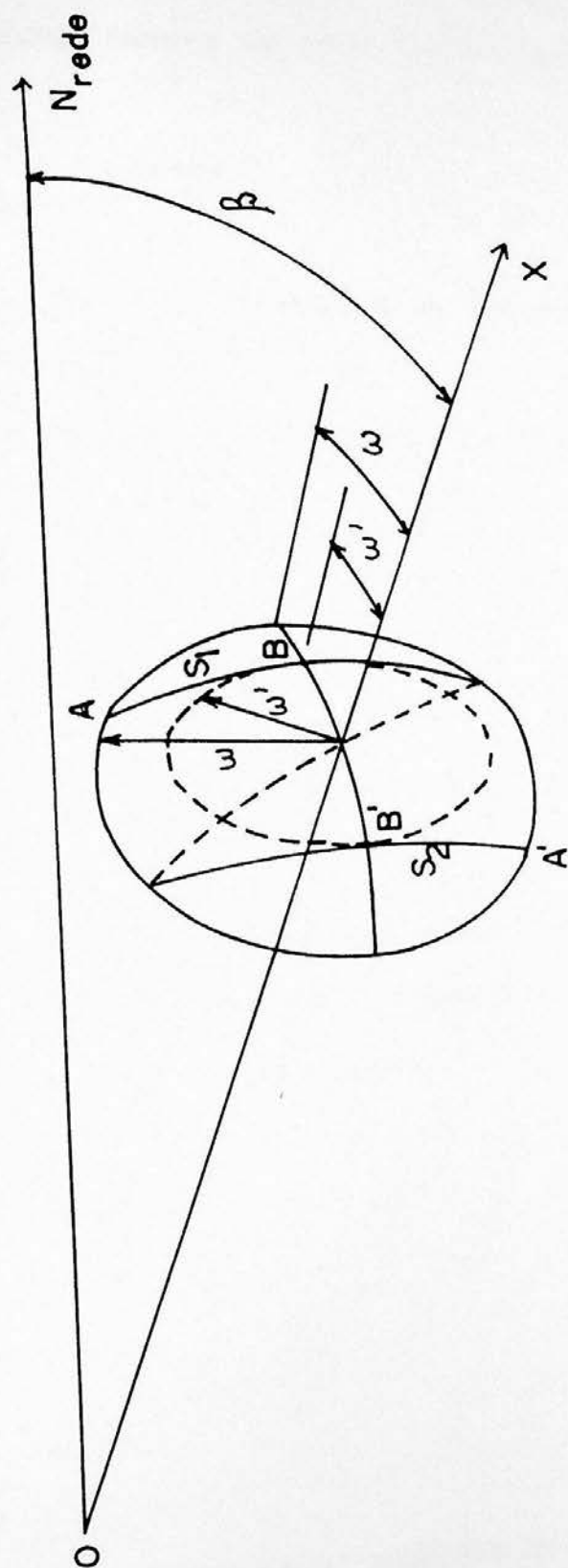


figura VI.8

Geometria para avaliação do efeito de curvatura das raias espectrais na configuração Czerny-Turner simétrica

Da mesma forma, o comprimento de onda focalizado em B e B', será dado por,

$$2 \cos \omega' \sin \beta = \frac{m(\lambda + \delta\lambda)}{a}$$

onde $\omega' = (\varphi - \beta)$ e $\delta\lambda$ é a diferença de comprimento de onda entre as imagens situadas em A' e B'.

Tomando a razão entre as duas expressões, obtêm-se,

$$\frac{\cos \omega'}{\cos \omega} = 1 + \frac{\delta\lambda}{\lambda}$$

Da expressão (VI.3) vem,

$$\frac{1}{\cos \theta_s} = 1 + \frac{\delta\lambda}{\lambda}$$

onde $\theta = b/2 = h/2f$ é a meia altura angular da fenda quando vista da rede (ver equação (V.14)). Como $f \gg h$, segue que θ_s é um ângulo pequeno e pode-se escrever,

$$\frac{1}{\cos \theta_s} \approx 1 + \frac{\theta_s^2}{2}$$

e portanto,

$$\frac{\theta_s^2}{2} \approx \frac{1}{R} \quad (\text{VI.22})$$

que descreve como a resolução é afetada pela curvatura das imagens, no caso de fendas retas de meia altura angular igual

a θ_s .

D. Defeitos do espectrômetro Czerny-Turner

D.1 Dispersão múltipla e a condição de Cary

Denomina-se dispersão múltipla um defeito característico dos monocromadores com rede e espelhos situados no mesmo plano, pelo qual o feixe difratado pela rede pode ser refletido em um dos espelhos e ser novamente difratado na direção da fenda de saída. A teoria da dispersão múltipla foi examinada por vários autores [VI.34-39]. O problema ocorre apenas em determinadas posições da rede, como mostrado em [VI.36, VI.37], agravando-se quando os ângulos de descentragem (θ_1, θ_2) são menores que um certo valor, determinado pelas condições geométricas do instrumento.

A dispersão múltipla pode ser evitada empregando-se o chamado princípio de Cary, que consiste em montar o espelho do colimador e da câmara em posições tais que o eixo óptico de cada um dos espelhos não intersecte a rede de difração [VI.38]. Em consequência haverá sempre um ângulo de descentragem mínimo a ser obedecido para que o monocromador não apresente difração múltipla. A figura VI.9 mostra a geometria do problema, com uma possível trajetória dos raios que sofrem difração múltipla. A partir da figura pode-se deduzir a seguinte relação entre a posição da rede, o ângulo de descentragem θ e a razão de abertura (f/D) :

$$(f/D) \theta > (4 - K) / 4K \quad (VI.23)$$

onde θ é o ângulo de descentragem como mostrado na figura VI.9, K é um fator que dá a distância $(R-m) = Kf$ da rede ao espelho. A figura VI.10 mostra os valores de $(f/D)2\theta$ em função de K .

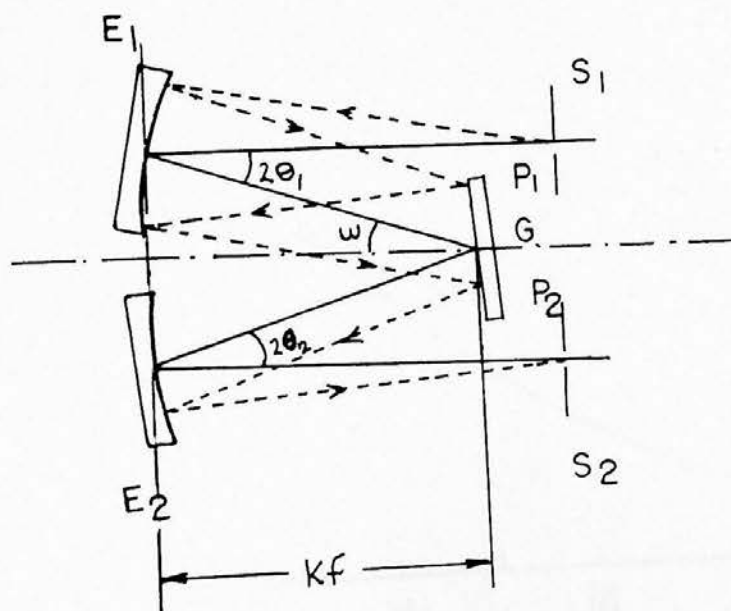


figura VI.9

Esquema para dedução da fórmula que descreve o princípio de Cary
[VI.38]

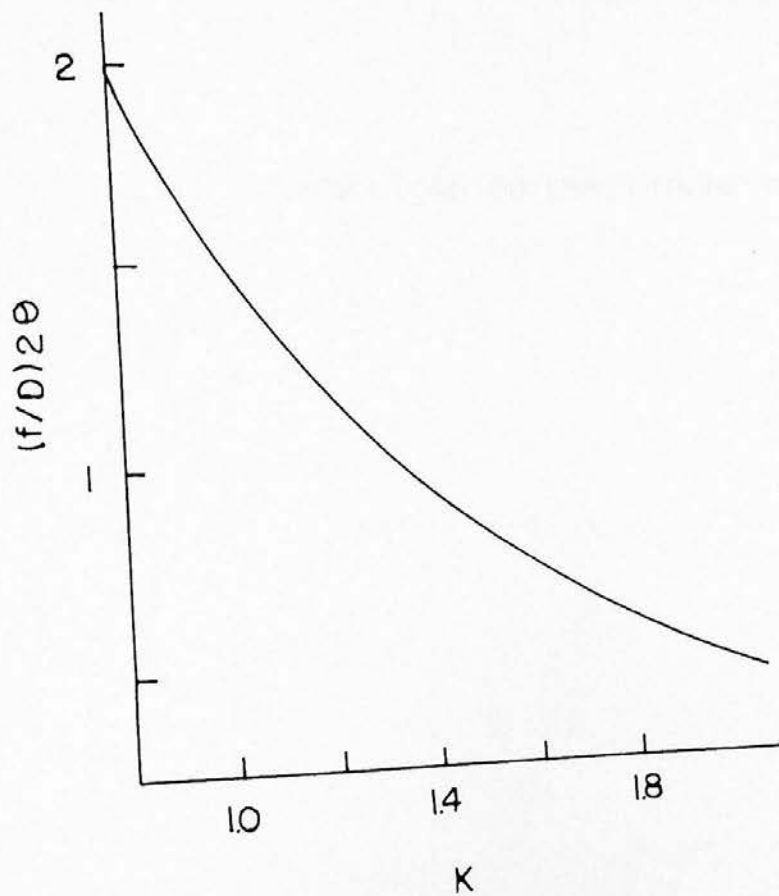


figura VI.10

Curva para verificação da concordância com o princípio de Cary
[VI.38]

1.1. Descrição do espectrômetro
1.2. Descrição do instrumento

Este capítulo descreve o projeto do espectrômetro, sendo
utilizado os princípios da óptica de geometria.
A configuração básica
A figura 1.1 mostra a configuração básica do espectrômetro
utilizado para a análise de amostras. A mesma foi baseada nos
seguintes dados:

CAPÍTULO VII - DESCRIÇÃO DO ESPECTRÔMETRO

Este capítulo descreve o projeto do espectrômetro, sendo
utilizado os princípios da óptica de geometria.
A configuração básica
A figura 1.1 mostra a configuração básica do espectrômetro
utilizado para a análise de amostras. A mesma foi baseada nos
seguintes dados:

VII. Descrição do espectrômetro

A. Concepção do instrumento

Neste capítulo descreve-se o projeto do espectrômetro, sendo definidos os principais parâmetros de construção.

A.1 Configuração escolhida

A montagem escolhida para o espectrômetro objeto deste trabalho foi a de Czerny-Turner. A escolha foi baseada nos seguintes fatores:

.A maior flexibilidade da configuração de Czerny-Turner para a realização de diferentes tipos de experimentos, podendo ser usada como espectrômetro, como espectrógrafo ou como policromador.

.A ampla faixa espectral de uso, indo do ultravioleta de vácuo próximo (1500 \AA) até o infravermelho (20000 \AA), dependendo da rede utilizada.

.Possibilidade de correção da coma.

.Possibilidade de usar fendas curvas com grande altura, com conseqüente aumento da luminosidade.

.Uma revisão da literatura sobre medidas de temperatura iônica em plasmas através da medida de alargamento Doppler [II.3-5, II-15, II-25], mostra que esta configuração é uma das mais usadas em estudos de alta resolução no intervalo espectral de interesse, contrariando a opinião de Gil e Simon [I.17] de que esta montagem não seria apropriada para este tipo de aplicação.

Para efeito de simplificação, os cálculos e as medidas apresentados neste capítulo e no seguinte foram feitos para uma montagem Czerny-Turner simétrica.

A.2 Critérios para definição dos parâmetros de construção

Os parâmetros de construção do espectrômetro foram

definidos a partir de dois critérios básicos, que são a resolução efetiva necessária e a faixa espectral de utilização.

A resolução efetiva a ser obtida deve ser suficiente para permitir a medida precisa dos alargamentos Doppler de raias espectrais de impurezas no plasma do TBR (ver capítulo II). Para que isto seja possível e' necessário que a largura instrumental seja inferior 'a largura Doppler a ser medida. Um critério típico para os plasmas transientes, sugerido por Suckewer e Hinnov [II.3] e' o de que a largura instrumental seja 0,1 a 0,3 da largura a ser medida, ou seja,

$$\Delta\lambda_{in} / \Delta\lambda_D \approx 0,1 \text{ a } 0,3$$

De acôrdo com o discutido no capítulo II, a semi-largura Doppler e' dada por,

$$\Delta\lambda_D = 7.16 \times 10^{-7} \lambda_0 \sqrt{T_i / M_i}$$

Tomando $T_i = 10 \text{ eV} = 1.16 \times 10^5 \text{ K}$ como um valor provável para a temperatura iônica do plasma, construímos a tabela VII.1, que mostra, para as raias de impurezas ja' citadas, os valores da semi-largura Doppler, da largura instrumental desejável e da resolução efetiva a ser alcançada.

A partir destes dados podemos tomar $R = 55.000$ como a resolução efetiva mínima a ser obtida com o espectrômetro.

Conforme discutido no capítulo II, as raias de maior interêsse para a medida de temperatura a partir de alargamento Doppler estão situadas no ultravioleta. Por outro lado, e' desejável que a faixa espectral do instrumento alcance o visível, facilitando assim a calibração. Com base nestas considerações definimos a região de 1500 Å a 7000 Å como o intervalo espectral de utilização do espectrômetro.

Tabela VII.1 - Resolução a ser alcançada pelo espectrômetro

linha espectral	$\Delta\lambda$ (Å) D	$\Delta\lambda = 0.3 \Delta\lambda$ In	$R = \lambda / \Delta\lambda$ In
C IV 1548 Å	0,094	0,028	54.893
O VII 1623 Å	0,099	0,029	54.646
C V 2271 Å	0,138	0,041	54.855
O V 2781 Å	0,170	0,051	54.529
O III 3047 Å	0,186	0,055	54.605
O IV 3064 Å	0,187	0,056	54.616

A.3 Definição dos parâmetros de construção

Conhecida a resolução a ser alcançada e tomando $\Delta\lambda = 0,03 \text{ \AA}$ como o valor mínimo da largura de banda espectral a ser utilizado no ultravioleta, utilizamos o nomograma da figura VII.1, o qual é baseado no trabalho de Pierson [VII.1], para estimar a dispersão linear recíproca que o espectrômetro deverá apresentar. Para isto é necessário definir previamente a mínima largura de fenda a ser utilizada. Limitações de ordem mecânica estabelecem o valor de $w = 0.01 \text{ mm}$ como um limite mínimo para a largura das fendas. Uma vez definidos a largura de banda mínima e mínima largura de fenda encontramos, a partir do nomograma, a dispersão linear recíproca do espectrômetro,

$$\frac{\Delta\lambda}{\Delta x} \approx 3 \text{ \AA/mm} \quad (\text{VII.1})$$

A.3.1 Distância focal e razão de abertura

O passo seguinte é a escolha da distância focal do espectrômetro. Como a configuração estudada é do tipo simétrico, a distância focal de ambos espelhos deve ser a mesma. Na escolha da distância focal deve-se levar em conta o fato, já discutido no capítulo V, de que para um instrumento com detecção fotoelétrica é vantajoso utilizar o maior comprimento focal possível. Com base nesta consideração a distância focal escolhida para o espectrômetro foi $f = 1500 \text{ mm}$, que representa um limite acima do qual o instrumento ficaria excessivamente grande, o que seria indesejável devido a limitações de espaço no laboratório onde será utilizado.

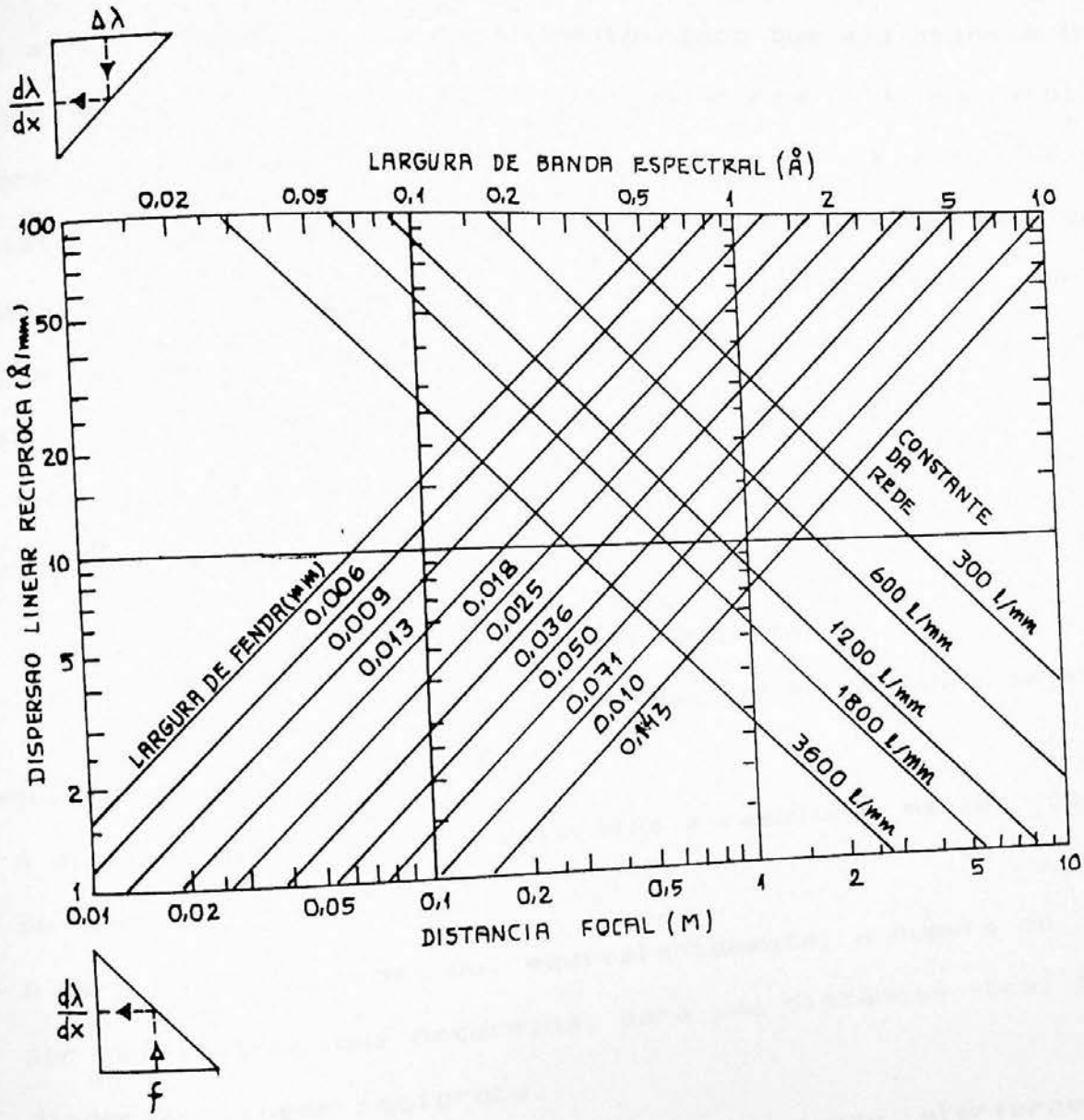


figura VII.1

Nomograma para cálculo dos principais parâmetros do espectrômetro

A razão de abertura (f/D) do espectrômetro determina, como foi visto no capítulo VI (item C.1), a aberração esférica do sistema. Utilizando o gráfico da figura VI.5, foi escolhido o valor $(f/D) \approx 13$ para a razão de abertura do espectrômetro. Com este valor a aberração esférica dos espelhos será minimizada em toda a faixa espectral do instrumento. Dado que a distância focal escolhida foi de 1500 mm, segue que a largura útil dos espelhos deverá ser da ordem de 115 mm, para que a condição seja satisfeita. Como já foi dito anteriormente, o elemento óptico limitante da abertura do espectrômetro costuma ser a rede de difração, uma vez que é o componente de maior custo. Decorre daí que a largura útil dos espelhos deverá ser sempre maior que a da rede, e que portanto a largura da rede a ser escolhida deverá ser de, no máximo 115 mm.

A.3.2 Características da rede de difração

Na seleção da rede de difração devem ser considerados os seguintes fatores:

- A dimensão da rede, que determina a resolução máxima passível de ser alcançada.
- A largura dos sulcos ou, equivalentemente, o número de linhas por milímetro, que determina, para uma distância focal dada, a dispersão linear recíproca.
- A região espectral de máxima eficiência (rede interferométrica) ou o comprimento de onda de brilho (rede gravada mecânicamente)
- O tipo de recobrimento refletor, que irá influenciar a eficiência da rede e sua faixa espectral de trabalho.
- O tipo de rede, se interferométrica (holográfica) ou do tipo gravado mecânicamente (ruled). A escolha entre os dois tipos

vemos que, para um dado número de linhas por milímetro da rede, a dispersão linear recíproca dependerá da distância focal escolhida.

De posse do valor $f = 1500$ mm para a distância focal do espectrômetro e do valor de 3 \AA/mm para a dispersão linear recíproca, definido pela condição (VII.1), utiliza-se o nomograma da figura VII.1 para escolher o número de linhas por milímetro da rede, que vem a ser de aproximadamente 3600 linhas por milímetro (1/mm).

Caso se deseje trabalhar na região visível, especialmente em estudos de linhas espectrais situadas no vermelho, é interessante dispor de uma rede com menor número de linhas por milímetro. Redes apropriadas seriam as de 1200 1/mm ou de 1800 1/mm.

Outro fator importante a definir-se é a região espectral de máxima eficiência. Para a rede de 3600 1/mm a região de máxima eficiência deverá ser a do ultravioleta, dado que esta rede será utilizada basicamente para o estudo de linhas situadas nesta região. Para as demais redes o comprimento de onda de brilho na primeira ordem poderá estar situado no visível (quando destinadas a uso na primeira ordem) ou no infravermelho (quando destinadas a uso em ordens superiores).

Com base na discussão do parágrafo anterior, define-se o tipo de recobrimento refletor a ser utilizado. Para a rede de 3600 1/mm deverá ser utilizada uma camada de alumínio sobre a qual será depositado um filme de fluoreto de magnésio (MgF_2), de modo a melhorar a refletância do alumínio no ultravioleta. Para um exame detalhado da teoria deste tipo de recobrimento ver referência [VII.2]. Para as demais redes o recobrimento poderá

ser de alumínio simples.

Resta ainda definir o tipo de rede a ser utilizado. As redes de reflexão dividem-se em dois tipos principais, quanto ao método de fabricação; as redes replicadas a partir de uma matriz gravada mecânicamente, também designadas como de tipo clássico e as redes interferométricas. Como já discutido no capítulo IV, as primeiras apresentam a vantagem do menor custo, ao qual porém, estão associados um maior nível de luz espalhada e o problema dos fantasmas e linhas satélites, intrínseco a este tipo de rede. As redes interferométricas não apresentam estes últimos defeitos, sendo a luz espalhada várias ordens de grandeza inferior. A única desvantagem das redes interferométricas, pelo menos na atualidade (1986), é a do seu maior custo. Entretanto, para redes grandes ou cujo número de linhas por milímetro seja maior que 2000, torna-se mais econômico o uso de redes interferométricas.

Com base nos fatores acima discutidos, a rede básica a ser utilizada no espectrômetro do tipo interferométrico. As demais redes podem ser interferométricas ou do tipo clássico.

A.3.3 Posição da rede em relação aos espelhos

A escolha da posição da rede em relação aos espelhos que, como já vimos, influencia a forma da sua superfície focal, foi feita com base na condição (VI.20) da seção VI.C.3, que é a condição de campo plano:

$$R - m = R \left(1 - \frac{1}{\sqrt{3}} \right)$$

A partir dos parâmetros de construção escolhidos, temos então que $(R - m) \sim 1267,9$ mm para nosso instrumento. A escolha foi feita com base nos seguintes requisitos:

- A necessidade de minimizar as dimensões físicas do

espectrômetro, que é melhor atendida com esta solução, como já foi visto anteriormente.

- A possibilidade de conversão em espectrógrafo ou policromador, o que torna necessária a existência de um campo plano.

Como veremos mais adiante, o problema da curvatura das imagens espectrais é minimizado limitando-se a altura das fendas.

A.3.4 Separação entre os espelhos

Na definição da separação entre os espelhos estão em jogo dois requisitos conflitantes; o primeiro decorre da condição de Cary (VI.23), que exige que aquela distância seja maximizada para eliminar a possibilidade da ocorrência de difração múltipla; o segundo decorre da expressão para a coma tangencial (VI.16), que exige que a diferença entre os ângulos de incidência e difração seja a menor possível, de modo a minimizar a coma não compensada. Esta última condição implica, pela geometria do Czerny-Turner simétrico, que o ângulo de Ebert seja mínimo, isto é, que a distância entre os espelhos seja a menor possível.

Tendo em vista este conflito, escolheu-se uma solução de compromisso, com ângulo de Ebert $\omega = 6,74^\circ$.

Examinemos a grau de concordância de nosso projeto com o princípio de Cary.

Como a montagem do espectrômetro é totalmente simétrica, com os feixes de entrada e saída paralelos, como mostra a figura VII.2, segue que a relação entre o ângulo de Ebert e o ângulo θ da fórmula (VI.23) é $\omega = 2\theta$.

A partir do estabelecido no sub-item A.3.3 deste capítulo e da fórmula (VI.23), temos um fator K tal que,

$$K = (R-m)/f = 1267,9 / 1500 = 0,85$$

de modo que, a ser satisfeita a condição de Cary, a razão de abertura deveria ser $(f/D) \approx 15,7$, como pode ser visto na figura VI.10. Do sub-item A.3.1, sabemos que a razão de abertura será $(f/D) \approx 13$, o que, embora não satisfazendo a condição, é uma solução próxima à ideal.

A.3.5 Altura das fendas

Considerações de custo e de flexibilidade (possibilidade de conversão para espectrógrafo ou policromador) nos levaram a escolher fendas de entrada e saída retas, o que implica em perda de resolução, conforme discutido na seção C.4 do capítulo VI. Contudo, o efeito prejudicial da altura da fenda sobre a resolução pode ser anulado desde que satisfeito o critério (VI.22), estabelecido naquela seção.

A relação entre a semi-altura angular das fendas θ_s e sua altura h é dada por $\theta_s = h/2f$. A partir daqui, e dado que a resolução efetiva a ser atingida será $R = 55.000$, e que a distância focal do espectrometro será $f = 1500$ mm, temos que,

$$h = 2 \theta_s f \approx 2 \sqrt{(2/R)} f = 18 \text{ mm}$$

que é a máxima altura de fenda utilizável para atingir a resolução especificada.

A.3.6 Parâmetros de construção

A tabela VII.2 mostra os valores efetivos dos parâmetros mais importantes, enquanto a figura VII.2 mostra um desenho do espectrômetro onde são mostrados os principais parâmetros de construção.

Tabela VII.2 - Principais parâmetros do espectrômetro

	UV (1650 Å)	Visível (5500 Å)
Largura instrumental (esperada)	0,03 Å	0,06 Å
Resolução efetiva (esperada)	55.000	92.000
Dispersão linear recíproca (Å/mm)	1,8	3,4
Faixa espectral	de 1500 a 7000 Å	
Distância focal ($f = f_1 = f_2$)	1500 mm	
Razão de abertura (f/D)	13,6	
Rede de difração	36001/mm	18001/mm
Tipo	interferométrica	clássica
Dimensões úteis	110 x 80 mm	110 x 80 mm
Constante de rede (a)	2777,8 Å	5555,6 Å
Recobrimento	Al + Mg F ₂	Al
Distância das fendas ao eixo de simetria ($H = H_1 = H_2$)	150 mm	
Ângulo de descentragem dos espelhos ($\theta = \theta_1 = \theta_2$)	3,37°	
Posição da rede (R-m)	1267,9 mm	
Ângulo de Ebert (ω)	6,74°	
Altura máxima das fendas no UV (h_{max})	18 mm	

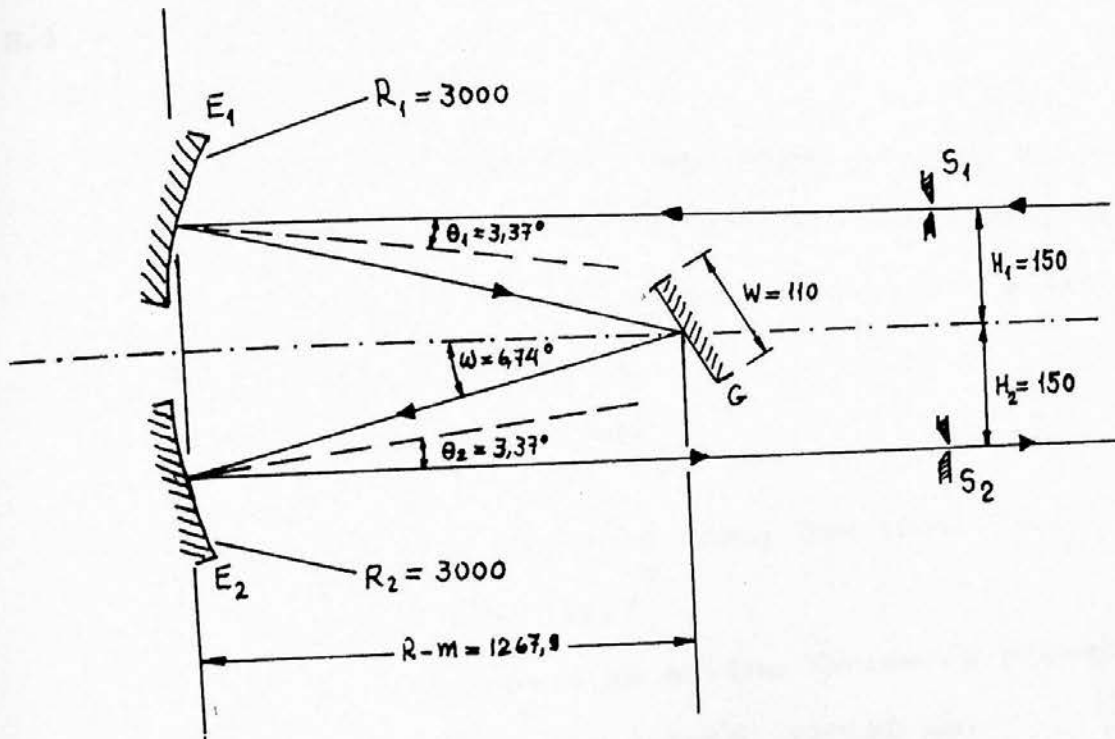


Figura VII.2 - Esquema do sistema óptico

B. Principais componentes do espectrômetro

Descrivemos a seguir os componentes mais importantes do espectrômetro. Na figura VII.3 é mostrada sua fotografia, juntamente com a fonte espectral e o sistema de detecção e registro.

B.1 Sistema óptico

B.1.1 Redes de difração

Foram utilizadas as seguintes redes de difração:

- Rede interferométrica Jobin-Yvon, com 3600 l/mm.

Eficiência máxima na região entre 1200 Å e 4000 Å.

Dimensões: 110 x 80 mm

Recobrimento : Al + MgF₂

- Rede replicada Bausch & Lomb, com 1800 l/mm

Ângulo de brilho: 26,7°

Comprimento de onda de brilho (primeira ordem): 5000 Å

Dimensões: 125 x 100 (uteis: 110x80 mm)

Recobrimento: Al

B.1.2 Fendas

Foram utilizadas fendas retas, com movimento bi-lateral fabricadas por Spex Industries, Inc.:

- Fenda de entrada ref. 1451 N, com abertura ajustável de 3 micron a 3 mm, altura máxima de 20 mm e paralelismo de 1 micron em toda a abertura. Diafragma de abertura com ajuste de altura para 2 mm, 10 mm e 20 mm e três aberturas de Hartmann.

- Fenda de saída ref. 1451 X, com as mesmas características da fenda de entrada, exceto o diafragma de abertura.

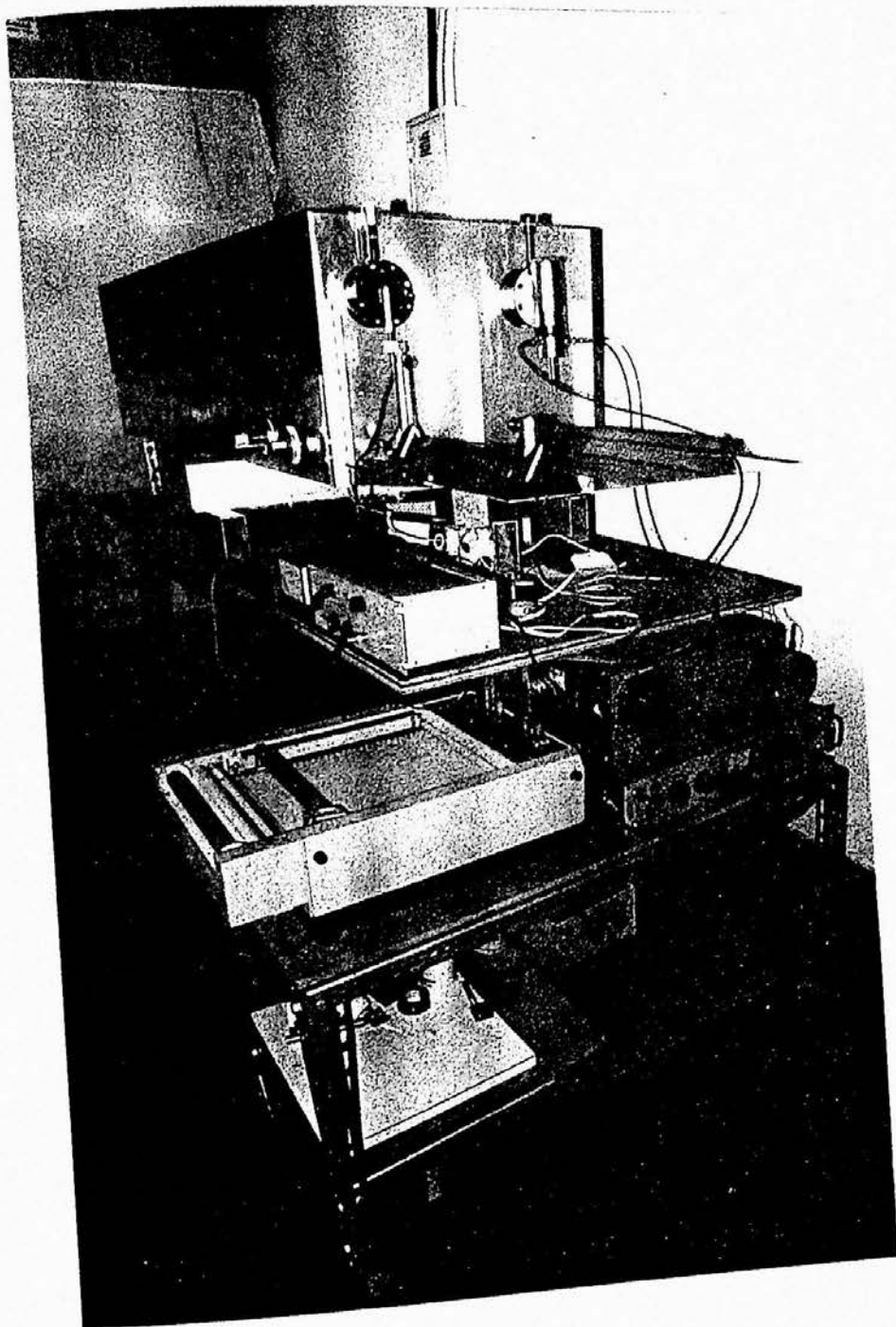


Figura VII.3 - Espectrômetro e sistema de detecção

B.1.3 Espelhos

O espectrômetro utiliza dois espelhos esféricos iguais, fabricados na oficina de protótipos de óptica da Funbec, com as seguintes características:

- Raio de curvatura: 3.000 3 mm
- Dimensões: 120 x 100 x 20 mm
- Material: vidro comum
- Recobrimento: Al + MgF₂ otimizado para o UV

Os espelhos foram fabricados usando processos de polimento de alta precisão, de modo a garantir que o desvio em relação à esfera de referência não fosse maior que $\lambda/8$. O controle da forma da superfície durante o polimento foi feito por meio de duas técnicas:

- Controle por interferência, utilizando calibres interferenciais [VII.3-4]. Para facilitar o trabalho de controle, que é feito de modo iterativo, foi utilizado um programa em BASIC (ver Apêndice 4). O programa fornece, a partir do raio do calibre e do raio desejado para o espelho, o número de franjas de interferência a ser observado para que o espelho esteja dentro da especificação.
- Controle pelo teste de Foucault [VII.5], que permite observar defeitos localizados com altura inferior a $\lambda/20$.

A utilização de substratos de vidro comum, cujo coeficiente de dilatação é de cerca de $1 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$, causou alguma dificuldade durante a fabricação, devido à necessidade de evitar o aquecimento excessivo durante o polimento, o que provocaria deformações. O material ideal seria a sílica fundida ou um vidro cerâmico como o Schott Zerodur, cujos coeficientes de dilatação térmica são de uma fração de 10^{-6} K^{-1} .

O recobrimento refletor, produzido no Laboratório de

Filmes Finos da Funbec, foi projetado de modo a otimizar a refletancia dos espelhos na região do Ultra-Violeta. A figura VII.4 mostra a curva de refletancia deste tipo de recobrimento.

B.2 Sistema mecânico

B.2.1 Chassis

O chassis do espectrometro, mostrado na figura VII.5, é inteiramente construído em duraluminio, sendo constituído por seis painéis, conectados por meio de parafusos. A usinagem, executada na Escola SENAI Roberto Simonsen, foi feita de modo a garantir uma planicidade melhor que 0,2 mm em toda a extensão das placas.

B.2.2 Suportes dos espelhos

Os suportes dos espelhos, mostrados na figura VII.6, foram construídos utilizando uma montagem cinemática, a qual garante que o alinhamento seja feito por meio de dois movimentos ortogonais. O passo da rosca dos parafusos de ajuste é de 0,5 mm o que faz com que, a cada volta de um dos parafusos do espelho E₂ a imagem se desloque de 7,5 mm sobre o plano da fenda de saída. Estas peças foram fabricadas na oficina do Depto. de Física Experimental do IFUSP.

B.2.3 Eixo e suporte da rede

O eixo e o suporte da rede (figura VII.7) foram igualmente fabricados no IFUSP. O conjunto foi projetado de modo a garantir a estabilidade do movimento da rede, mantendo o alinhamento entre esta e o restante do sistema opto-mecânico. O suporte da rede possibilita ajuste de inclinação em relação ao eixo de rotação, de inclinação dos sulcos com relação às fendas e um ajuste fino do ângulo de rotação.

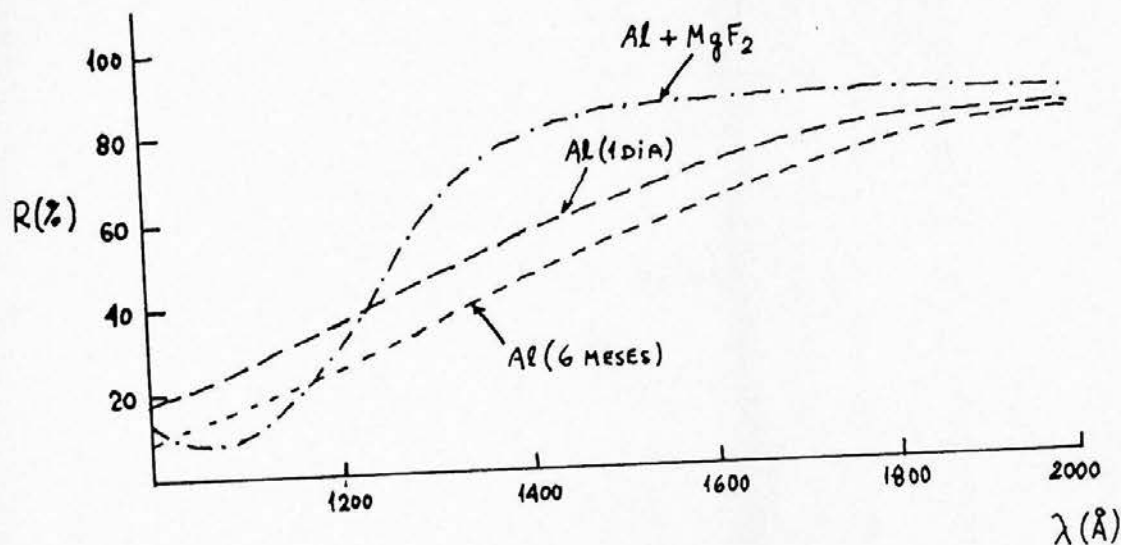


Figura VII.4 - Refletância do recobrimento refletor otimizado para uso no ultravioleta ($Al + MgF_2$), comparada com a refletância de recobrimentos simples de alumínio após 1 dia e após 6 meses da preparação. Ver referência [VII-6].

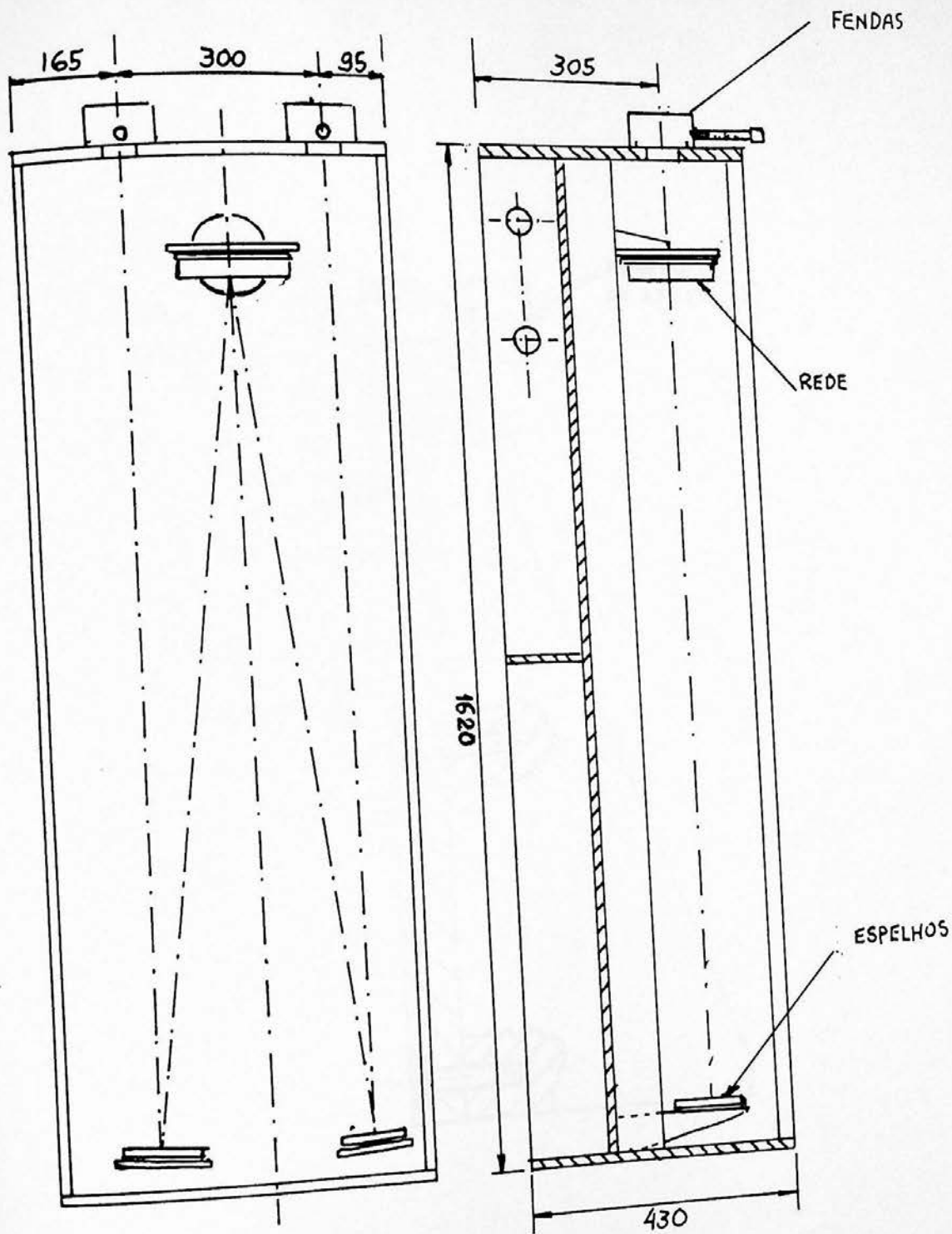


Figura VII.5 - Chassis do espectrômetro

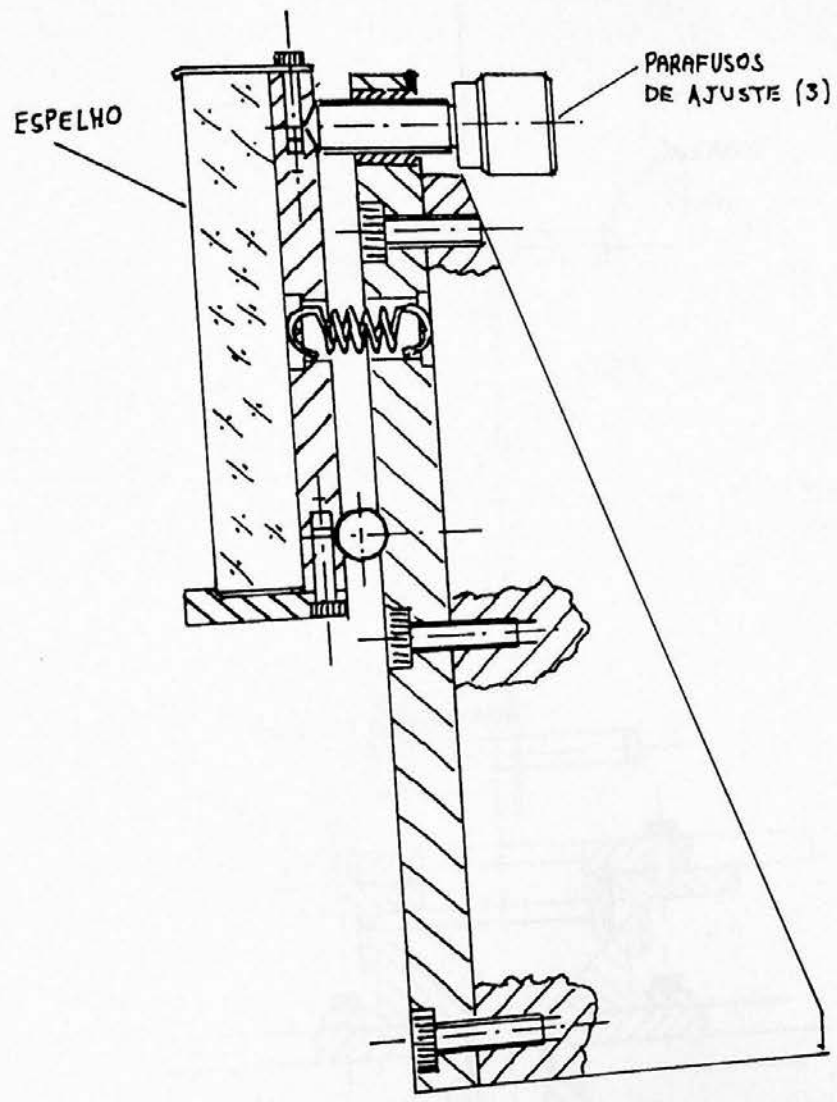


Figura VII.6 - Suporte do espelho

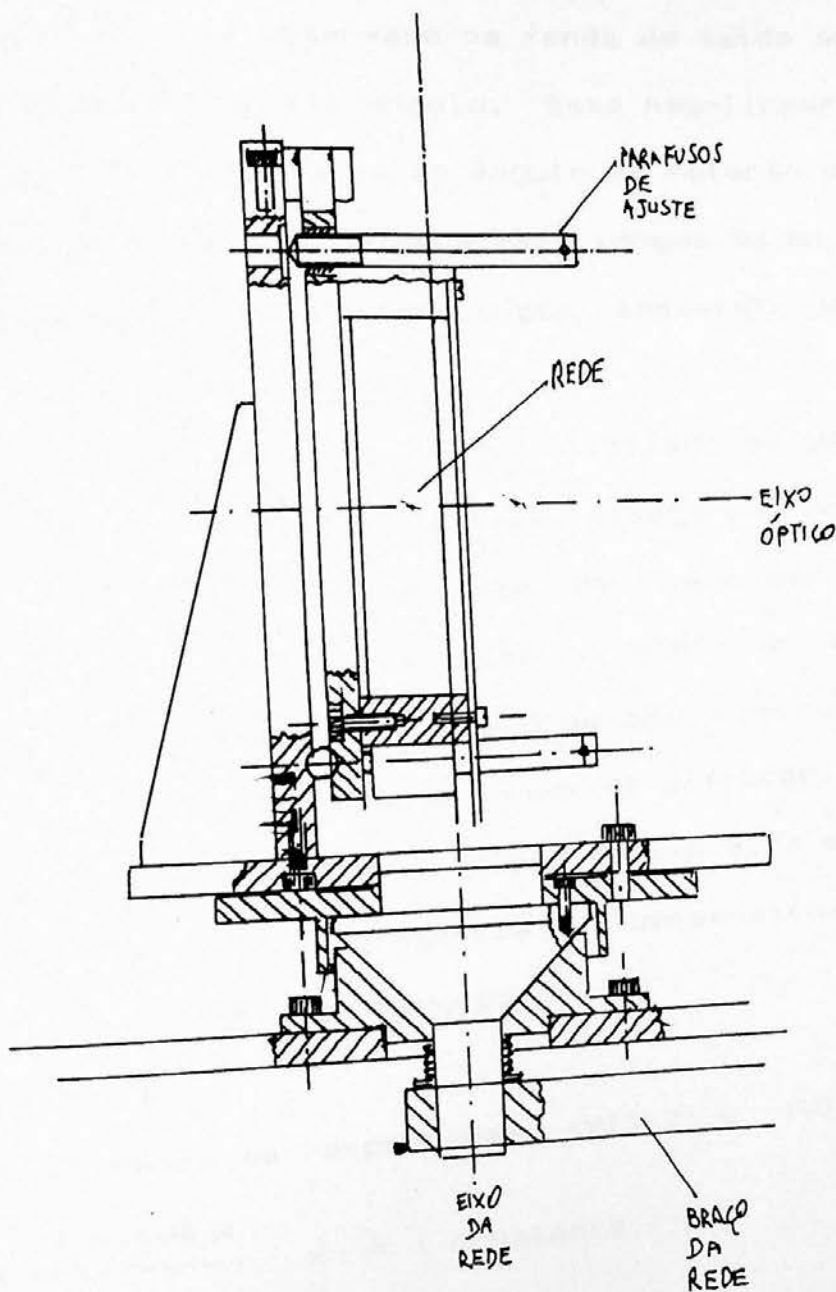


Figura VII.7 - Eixo e suporte da rede de difração

B.2.4 Mecanismo de barra seno

A equação da rede na montagem Czerny-Turner,

$$\lambda = 2 a \cos \omega \sin \beta \quad (\text{VII.2})$$

mostra claramente que, se a rede fôr girada de um ângulo β , o comprimento de onda λ , observado na fenda de saída sera' proporcional ao seno daquele ângulo. Esta não-linearidade do comprimento de onda em relação ao ângulo de rotação pode ser apreciável em comprimentos de onda mais longos ou em instrumentos com maior dispersão, dificultando o posicionamento preciso em um comprimento de onda desejado.

O mecanismo de barra seno, utilizado em quase todos os monocromadores que fornecem leitura direta em comprimentos de onda, constitui uma maneira prática de linearizar a escala de comprimentos de onda. Seu princípio de operação e' mostrado na figura VII.8. Nesta figura um braço de comprimento fixo L esta' conectado ao eixo de rotação da rede de difração. Quando a rede e' girada em torno de seu eixo de um ângulo θ , a extremidade do braço desloca-se de uma distância x , perpendicularmente a sua posição inicial, onde x e' dado por,

$$x = L \sin \theta \quad (\text{VII.3})$$

Combinando as expressões (VII.2) e (VII.3), obtemos,

$$\lambda = \frac{2 a \cos \omega}{L} x = (\text{constante}) x$$

de modo que o comprimento de onda e' diretamente proporcional ao deslocamento da ponta do braço. Se o acionamento da ponta do braço fôr feito por meio de um parafuso micrométrico ligado a um tambor calibrado, a leitura podera' ser feita diretamente em comprimentos de onda.

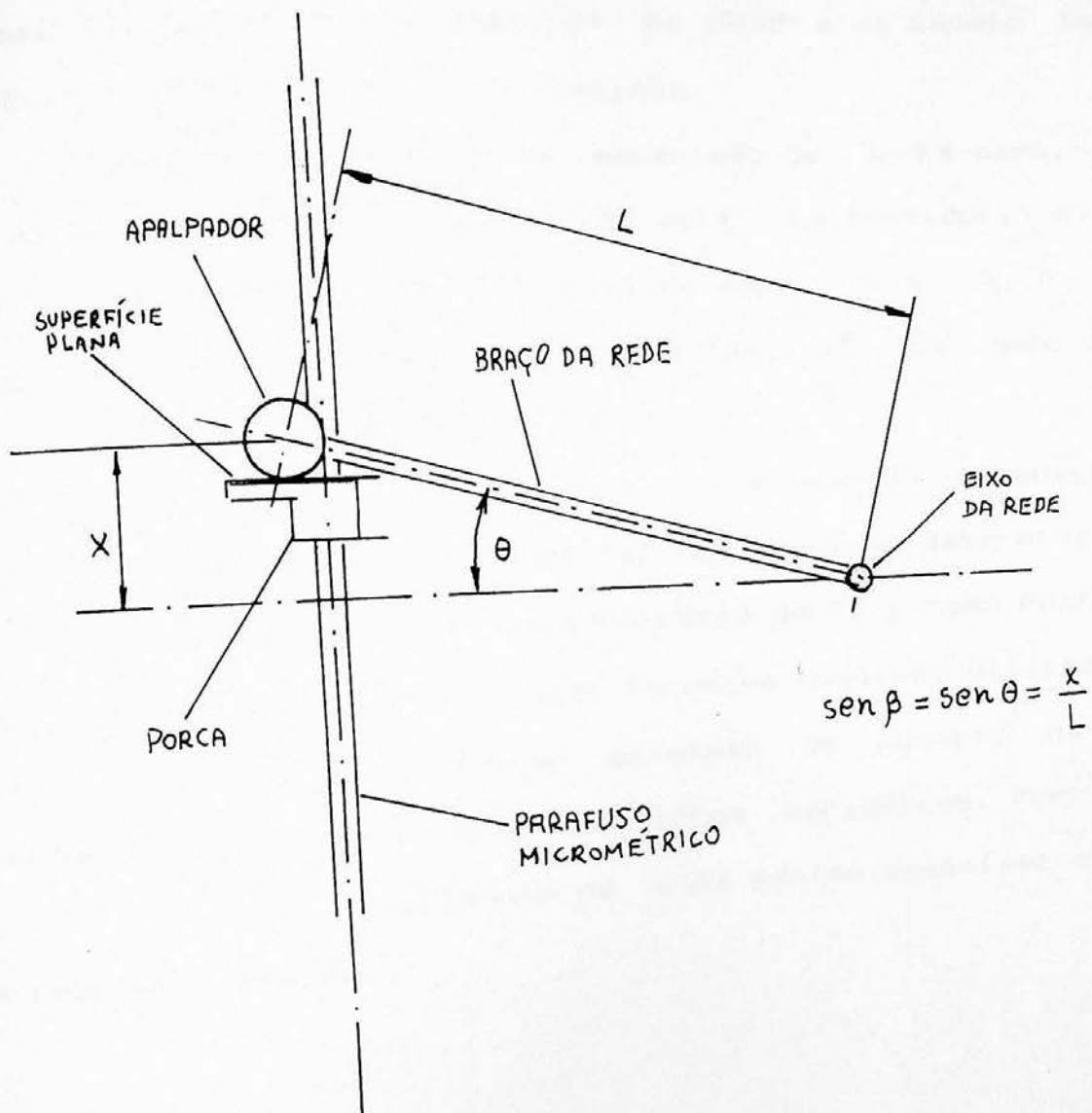


Figura VII.8 - Princípio de operação do sistema barra-seno

No projeto do espectrômetro foi utilizado um sistema mais elaborado, visando obter a precisão exigida pelas especificações do sistema. Um esquema deste sistema e' mostrado, juntamente com fotografias, nas figuras VII.9 e VII.10. O mecanismo foi fabricado nas oficinas do IFUSP e da Escola Senai Suiço-Brasileira de Mecânica de Precisão.

Acoplado ao parafuso do mecanismo de barra-seno, por meio de um sistema de engrenagens, esta' um contador, o qual indica o comprimento de onda central na fenda de saída. A cada volta completa o valor indicado varia de 1 \AA , de modo que a precisão de leitura seja de $0,1 \text{ \AA}$.

A necessidade de garantir a precisão do mecanismo de barra seno em toda a faixa espectral do aparelho determina que a inclinação máxima do braço seja de cerca de 45° , como mostra a figura VII.9. Com esta limitação torna-se possível utilizar um passo mais largo na rósca do parafuso de rotação da rede, reduzindo assim a importância dos erros periódicos. Por outro lado isto limita o comprimento de onda máximo acessível com uma dada rede de difração.

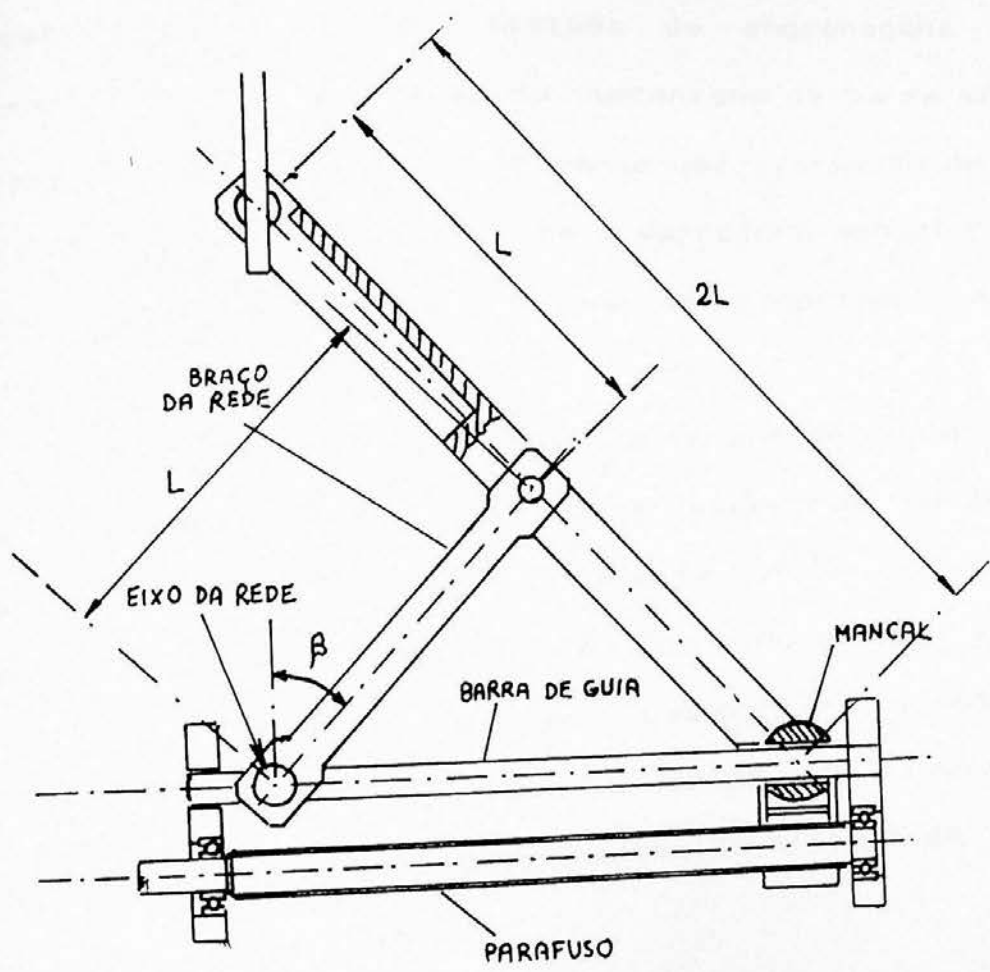


Figura VII.9 - Esquema do sistema barra-seno utilizado no espectrômetro

B.2.5 Sistema de varredura espectral

A varredura em comprimento de onda pode ser feita manualmente ou por meio de um motor de passo.

A varredura manual é feita por meio de um "knob", o qual está ligado a um sistema de engrenagens que atua diretamente sobre o parafuso do mecanismo de barra seno. Quando utilizando varredura manual obtém-se uma variação de $3,35 \text{ \AA}$ a cada volta do "knob". Utiliza-se a varredura manual para grandes deslocamentos e para ajuste grosso do comprimento de onda do espectrômetro.

A varredura automática, feita por meio de um motor de passo é utilizada no registro de espectros ou de perfis de linhas espectrais. O sistema permite variar a velocidade de varredura espectral desde $0,1 \text{ \AA}$ por minuto até $2,3 \text{ \AA}/\text{min}$. A varredura automática pode ser usada para ajuste fino do comprimento de onda na fenda de saída. Na figura VII.10 são mostradas fotografias dos componentes do sistema de varredura.

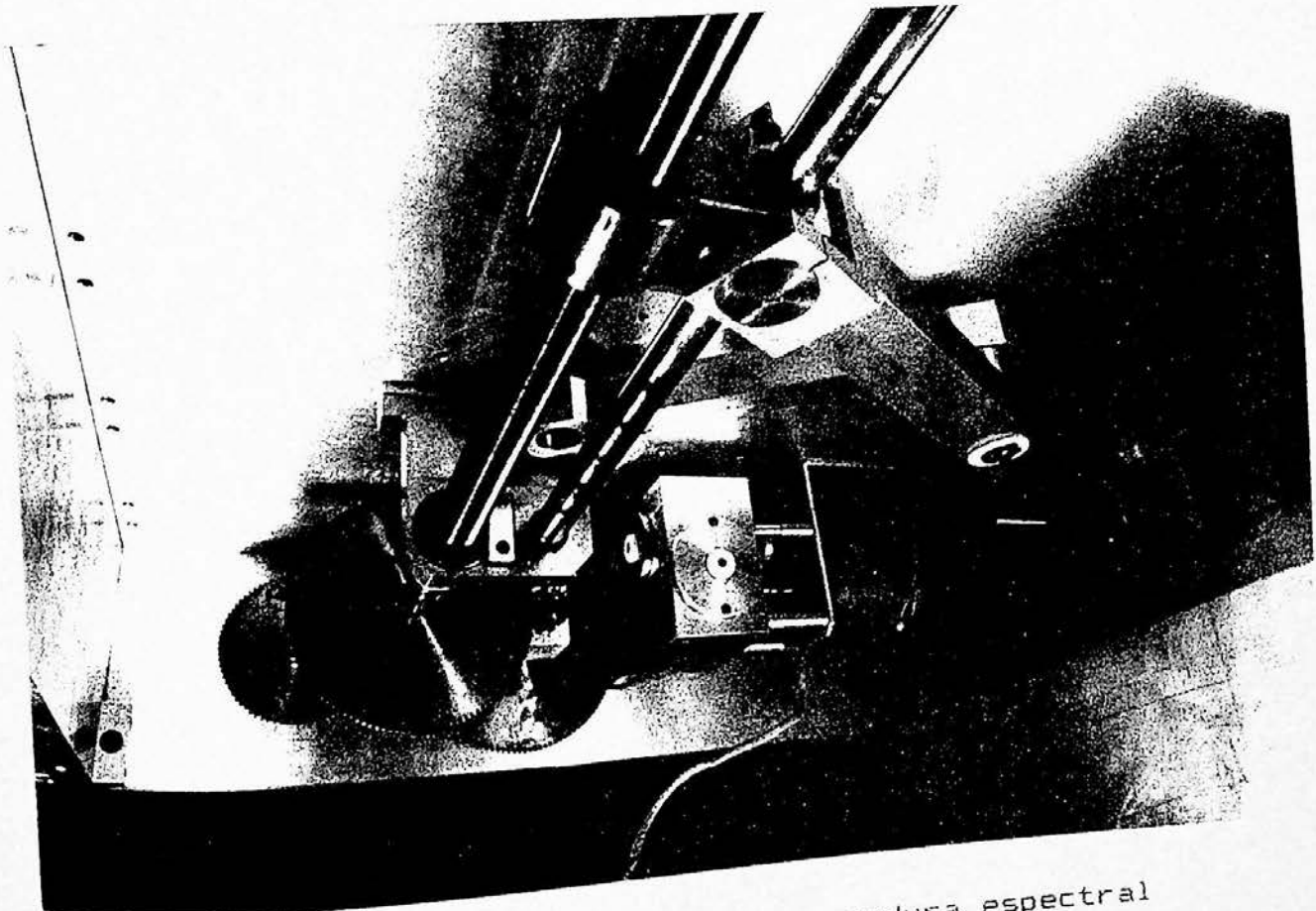
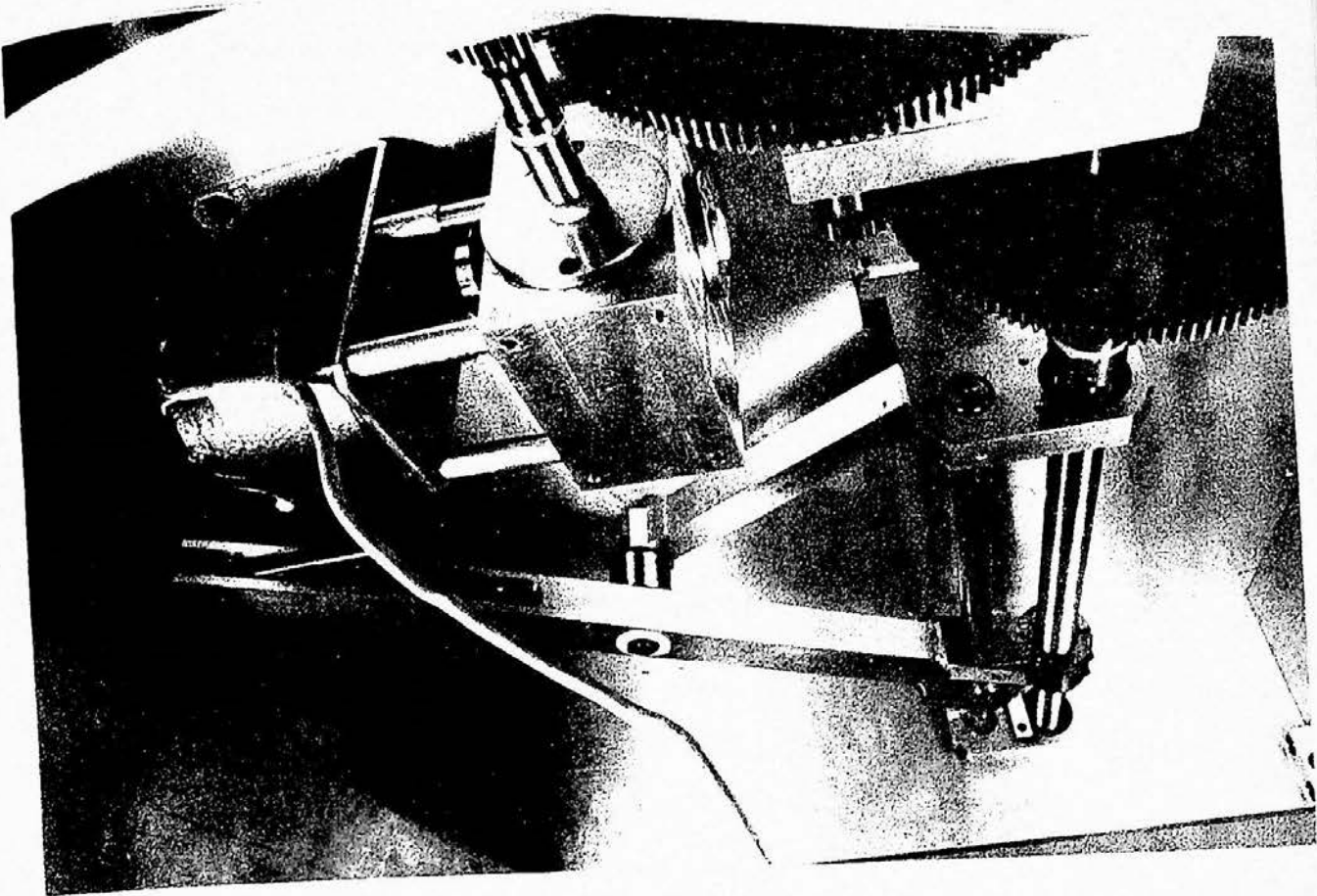


Figura VII.10 - Sistema de varredura espectral

B.3 Sistema de detecção

A figura VII.11 mostra um diagrama do sistema de detecção. Em seguida descrevemos seus componentes.

B.3.1 Detetor

O detetor utilizado foi um fotomultiplicador (Hamamatsu ref. R456) com fotocátodo do tipo multialcali, com larga faixa de sensibilidade e dispendo de janela de sílica fundida para melhor resposta no ultravioleta.

As características do detetor são:

Faixa espectral: 1600 - 8700 Å

Comprimento de onda de máxima resposta: 3600 Å

Voltagem : 1250 V

Sensibilidade típica : 80 $\mu\text{A}/\text{Lm}$

NEP (10⁻¹⁵ W Hz^{-0.5}) : 0,2

Amplificação : 5 x 10⁶

B.3.2 Fonte de alta tensão

A fonte de alta tensão (John Fluke Mfg.Co.) é do tipo decádico, estabilizada e com polaridade positiva ou negativa. Foi utilizada a polaridade negativa.

B.3.3 Amplificador

O amplificador, construído no Instituto de Física da USP, é do tipo DC, eletrométrico, com escala de 10⁻³ a 10⁻¹⁰ A e compensação de zero. A saída tem impedância de 1 M Ω .

B.3.4 Registrador gráfico

O registrador gráfico (Yokogawa Electric Works, modelo 3036) é do tipo X-Y, com acessório para uso como X-t. A precisão máxima é de 0,25 % e a sensibilidade de 5 μV . A impedância de entrada é de 1 M Ω .

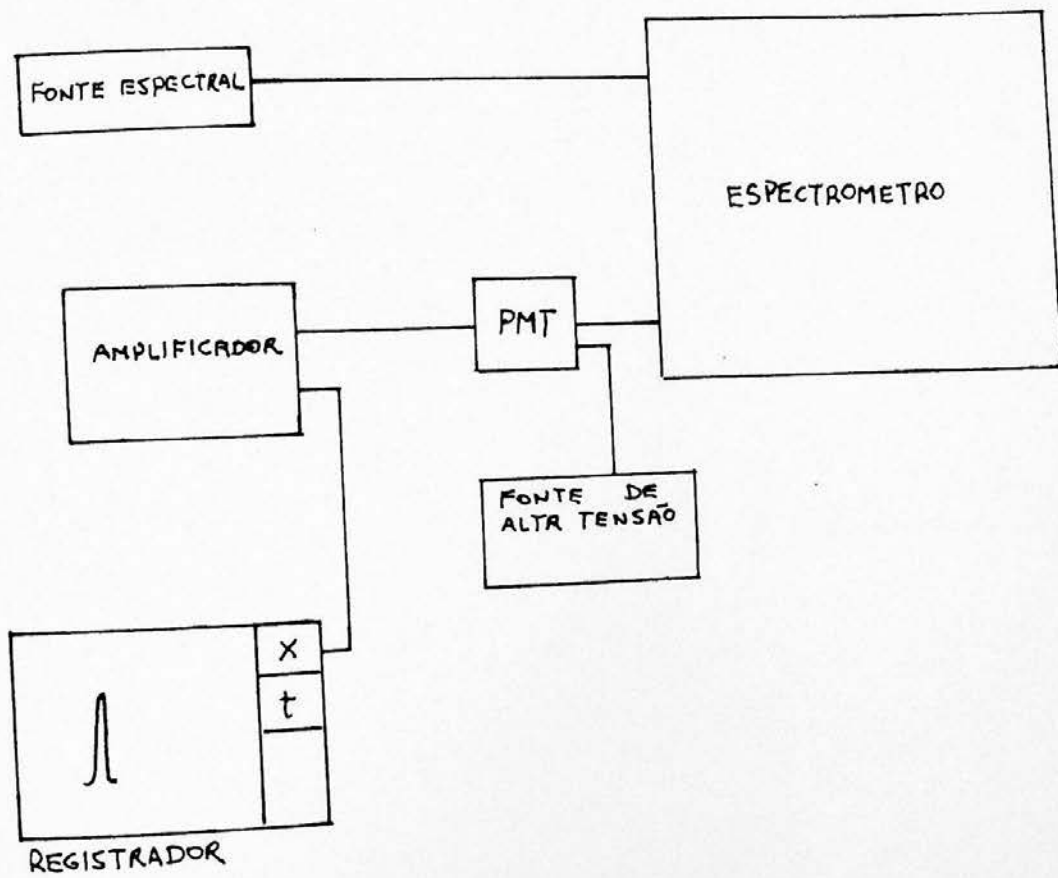


Figura VII.11 - Esquema do sistema de detecção

CAPÍTULO VIII - DESEMPENHO TEÓRICO DO ESPECTRÔMETRO

VIII. Desempenho teórico do espectrômetro

Neste capítulo utiliza-se a teoria examinada nos capítulos IV, V e VI, assim como os valores dos parâmetros de construção do espectrômetro, dados no capítulo VII, para calcular o desempenho do instrumento. Os cálculos que se seguem, salvo observação em contrário, foram feitos para a primeira ordem.

A. Dispersão e fator anamórfico

A.1 Rede de 3600 1/mm

A equação da rede para a configuração Czerny-Turner na primeira ordem é

$$\lambda = 2 a \cos \omega \sin \beta$$

Da tabela VII.2 obtemos os valores $a = 2777,8 \text{ \AA}$ e $\omega = 6,74^\circ$, de modo que a equação toma a forma

$$\lambda = 5517,205 \sin \beta$$

O ângulo β para cada comprimento de onda na primeira ordem será então

$$\beta = \arcsen (1,81251 \times 10^{-4} \times \lambda)$$

de onde são calculados os valores da coluna 2 da tabela VIII.1.

Os valores dos ângulos i e r em função do comprimento de onda serão,

$$i = \arcsen (1,81251 \times 10^{-4} \times \lambda) + 6,74^\circ$$

e,

$$r = (\beta - \omega) = \arcsen (1,81251 \times 10^{-4} \times \lambda) - 6,74^\circ$$

a partir destas expressões são calculados os valores das colunas 3 e 4 da tabela VIII.1.

O máximo ângulo de incidência aceito pela rede é $i_{\max} = 90^\circ$, de modo que o comprimento de onda máximo observável

com a rede de 3600 l/mm sera'

$$\lambda_{\max} = 2 a \cos \omega \sin (i_{\max} - \omega) = 5479,07 \text{ \AA}$$

que e' o maior valor de λ na tabela VIII.1. Note-se porém que, por uma limitação mecânica (ver figura VII.9), o angulo β pode assumir o valor máximo de $\sim 45^\circ$, de modo que $\lambda = 3900 \text{ \AA}$ e' o máximo comprimento de onda que pode ser observado com a rede de 3600 l/mm.

Ainda da tabela VII.2 sabemos que $f = 1500 \text{ mm}$, de modo que a dispersão linear recíproca em função do comprimento de onda sera',

$$\frac{d\lambda}{dx} = (a/f) \cos r = 1,85187 \cos (\arcsen (1,81251 \times 10^{-4} \times \lambda))$$

cujos valores em função do comprimento de onda são mostrados na coluna 5 da tabela VIII.1. A figura VIII.1 permite observar que a dispersão recíproca diminui com o comprimento de onda, o que equivale a dizer que a dispersão angular e' tanto maior quanto maior for a inclinacao da rede.

Pela fórmula (V.7), sabemos que o aumento horizontal (isto e', na direção de dispersão) do espectrometro e'

$$M_h = R \left(\frac{f}{f_1} \right)$$

onde o fator anamórfico R_a e' definido por

$$R_a = \left(\frac{\cos i}{\cos r} \right)$$

a equação (VI.7) mostra que

$$dr/di = R_a$$

ou

$$dr = R_a di$$

onde dr e di são as larguras angulares das fendas de saída e

entrada, respectivamente. Como $f_1 = f_2$, podemos escrever

$$\frac{w_2}{2} = R \frac{w_1}{a}$$

para que o contorno instrumental seja triangular. A variação de R em função do comprimento de onda λ calculada na coluna 6 da tabela VIII.1.

A.2 Rede de 1800 1/mm

Da tabela VII.2 sabemos que, para a rede de 1800 1/mm, a constante de rede será $a = 5555,6 \text{ \AA}$, sendo os demais parâmetros de construção mantidos constantes. A equação da rede toma a forma,

$$\lambda = 11034,410 \text{ sen } \beta$$

O maior comprimento de onda observável com a rede de 1800 1/mm é dado por,

$$\lambda_{\text{max}} = 11034,410 \text{ sen } (i_{\text{max}} - \omega) = 10958,15 \text{ \AA}$$

Aqui, da mesma forma que para a outra rede, é necessário notar a existência de uma limitação mecânica que determina que o máximo comprimento de onda observável com a rede de 1800 1/mm seja $\lambda = 7800 \text{ \AA}$.

A tabela VIII.2 mostra, para a rede de 1800 1/mm os valores do ângulo β , dos ângulos i e r , da dispersão linear recíproca e do fator anamórfico R , em função do comprimento de onda λ . A figura VIII.2 mostra a curva da dispersão linear recíproca em função do comprimento de onda, para esta rede.

Tabela VIII.1 - Parâmetros de operação da rede de 3600 1/mm

λ (Å)	β (rad)	i (rad)	r (rad)	$\left(\frac{d\lambda}{dx}\right)$ (Å/mm)	$\left(\frac{\cos i}{\cos r}\right)$
1500	.2753428	.3929779	.1577076	1.828885	.9353809
1700	.3132236	.4308588	.1955885	1.816558	.9262681
1900	.3515754	.4692106	.2339402	1.801423	.9169014
2100	.3904748	.5081100	.2728396	1.783365	.9072242
2300	.4300076	.5476428	.3123725	1.762250	.8971709
2500	.4702711	.5879063	.3526359	1.737913	.8866640
2700	.5113766	.6290118	.3937414	1.710162	.8756109
2900	.5534537	.6710889	.4358185	1.678763	.8638981
3100	.5966552	.7142904	.4790200	1.643434	.8513841
3131	.6034633	.7210985	.4858281	1.637585	.8493618
3300	.6411643	.7587995	.5235291	1.603828	.8378892
3500	.6872052	.8048403	.5695700	1.559518	.8231792
3700	.7350570	.8526922	.6174218	1.509964	.8069406
3900	.7850770	.9027122	.6674418	1.454470	.7887409

Tabela VIII.2 - Parâmetros de operação da rede de 1800 1/mm

λ (Å)	β (rad)	i (rad)	r (rad)	$\left(\frac{d\lambda}{dx}\right)$ (Å/mm)	$\left(\frac{\cos i}{\cos r}\right)$
1500	.1363606	.2539958	.0187254	3.703084	.9680858
2000	.1822586	.2998938	.0646234	3.696002	.9573663
2500	.2285485	.3461837	.1109133	3.680975	.9464903
3000	.2753428	.3929779	.1577076	3.657770	.9353809
3131	.2877013	.4053365	.1700661	3.650302	.9324213
3500	.3227646	.4403998	.2051294	3.626083	.9239523
4000	.3709515	.4885867	.2533163	3.585535	.9121055
4500	.4200599	.5376951	.3024248	3.535647	.8997235
5000	.4702711	.5879063	.3526359	3.475826	.8866640
5500	.5217993	.6394345	.4041641	3.405329	.8727495
6000	.5749032	.6925384	.4572680	3.323219	.8577514
6328	.6107460	.7283812	.4931108	3.262487	.8471824
6500	.6299030	.7475382	.5122678	3.228304	.8413666
7000	.6872052	.8048403	.5695700	3.119036	.8231792
7500	.7473426	.8649778	.6297074	2.993357	.8025948

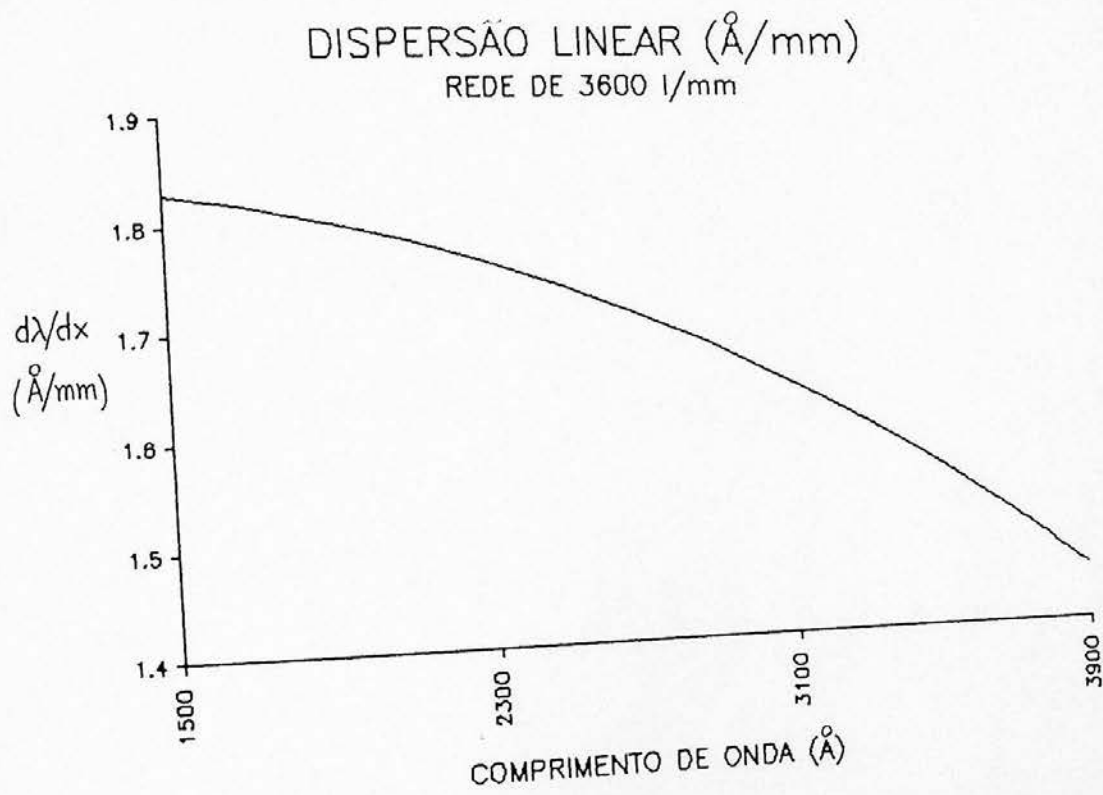


Figura VIII.1 - Dispersão linear recíproca em função do comprimento de onda. Rede de 3600 l/mm.

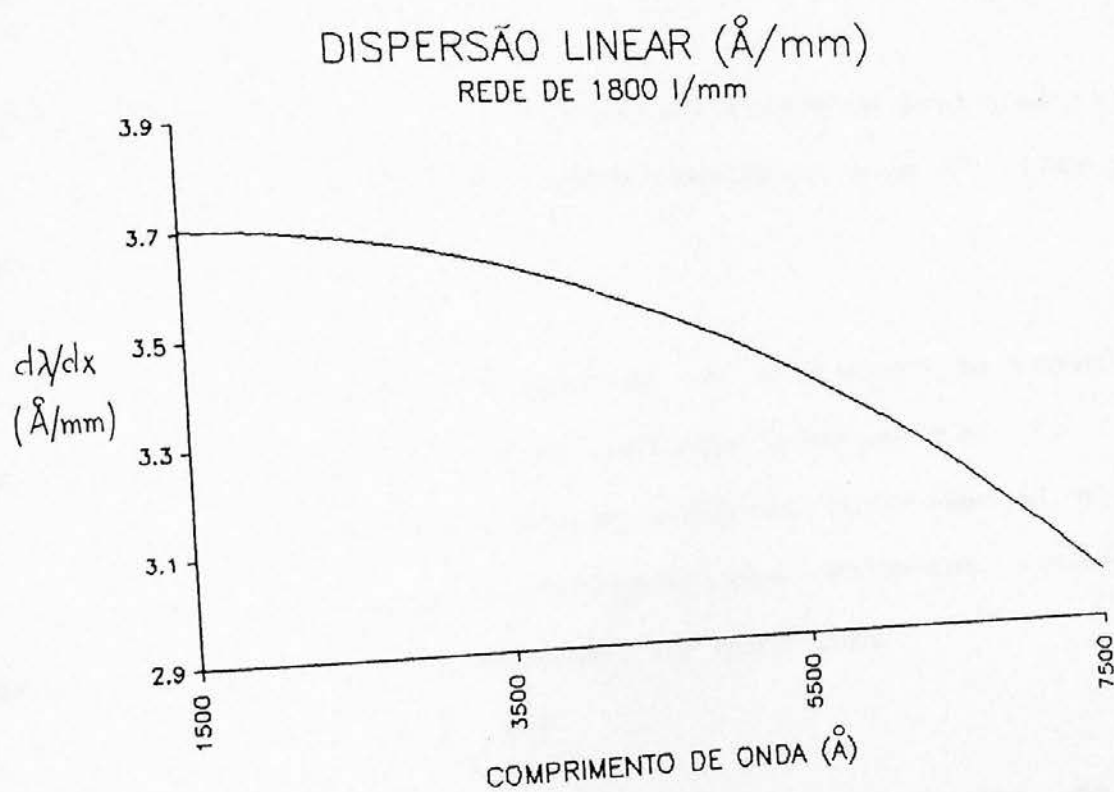


Figura VIII.2 - Dispersão linear recíproca em função do comprimento de onda. Rede de 1800 l/mm.

B. Fatores que afetam a resolução efetiva

Como vimos na seção A.3.3 do capítulo V, a uma fonte cuja distribuição espectral de luminância seja descrita por uma função $\varphi(\lambda)$, corresponderá uma resposta espectral descrita por

$$U(\lambda') = \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(\lambda) F(\lambda' - \lambda) d\lambda$$

onde $F(\lambda' - \lambda)$ é a função de aparelho ou contorno instrumental do espectrômetro, centrado sobre o comprimento de onda λ' . Isto pode ser escrito como

$$U = \varphi * F$$

isto é, a função resposta espectral é o produto de convolução da função fonte φ pela função contorno instrumental F .

Vimos também que a função contorno instrumental é, ela própria, o resultado da convolução das diversas causas de alargamento do perfil instrumental, de modo que,

$$F = F_1 * F_2 * F_3 * F_4 * F_5$$

onde F_1 é o alargamento causado pela largura finita da rede, F_2 e F_3 são respectivamente, os alargamentos resultantes da largura finita das fendas de entrada e saída, F_4 o alargamento causado pelas aberrações ópticas e F_5 o alargamento resultante de desfocalização, dilatação, etc.

Calcularemos a seguir a magnitude de cada uma das causas de alargamento no espectrômetro em estudo. Para isso partiremos da definição de resolução

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$$

e da expressão para a dispersão linear recíproca

$$\frac{d\lambda}{dx} = \frac{a}{m f} \cos r$$

para obter o alargamento $\Delta\lambda$ do perfil instrumental resultante de um alargamento Δx_F da imagem, causado por qualquer um dos componentes da função contorno instrumental:

$$\Delta\lambda_F = \frac{d\lambda}{dx} \Delta x_F = (a/mf) \cos r \Delta x_F \quad (\text{VIII.1})$$

B.1 Difração causada pela largura finita da rede

A partir da equação (IV.11), temos que o poder resolutivo teórico de uma rede de largura W é dado por

$$R_o = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{W (\sin i + \sin r)}{\lambda}$$

de onde vem

$$\Delta\lambda_{DIF} = \frac{\lambda^2}{W (\sin i + \sin r)}$$

As tabelas VIII.3a e VIII.3b, mostram os valores do alargamento da banda espectral causado pela difração, em função do comprimento de onda, para as duas redes. As curvas correspondentes são mostradas nas figuras VIII.3 e VIII.4.

Tabela VIII.3a - Alargamento resultante da difração, rede de 1800 1/mm

λ° (Å)	$\Delta\lambda_{DIF}^{\circ}$ (Å)
1500	.0075758
2000	.0101011
2500	.0126264
3000	.0151516
3131	.0158133
3500	.0176769
4000	.0202022
4500	.0227275
5000	.0252527
5500	.0277780
6000	.0303033
6328	.0319599
6500	.0328285
7000	.0353538
7500	.0378791

Tabela VIII.3b - Alargamento resultante da difração, rede de 3600 1/mm

λ (Å)	$\Delta\lambda_{\text{DIF}}$ (Å)
1500	.0037879
1700	.0042930
1900	.0047980
2100	.0053031
2300	.0058081
2500	.0063132
2700	.0068182
2900	.0073233
3100	.0078283
3131	.0079066
3300	.0083334
3500	.0088385
3700	.0093435
3900	.0098486

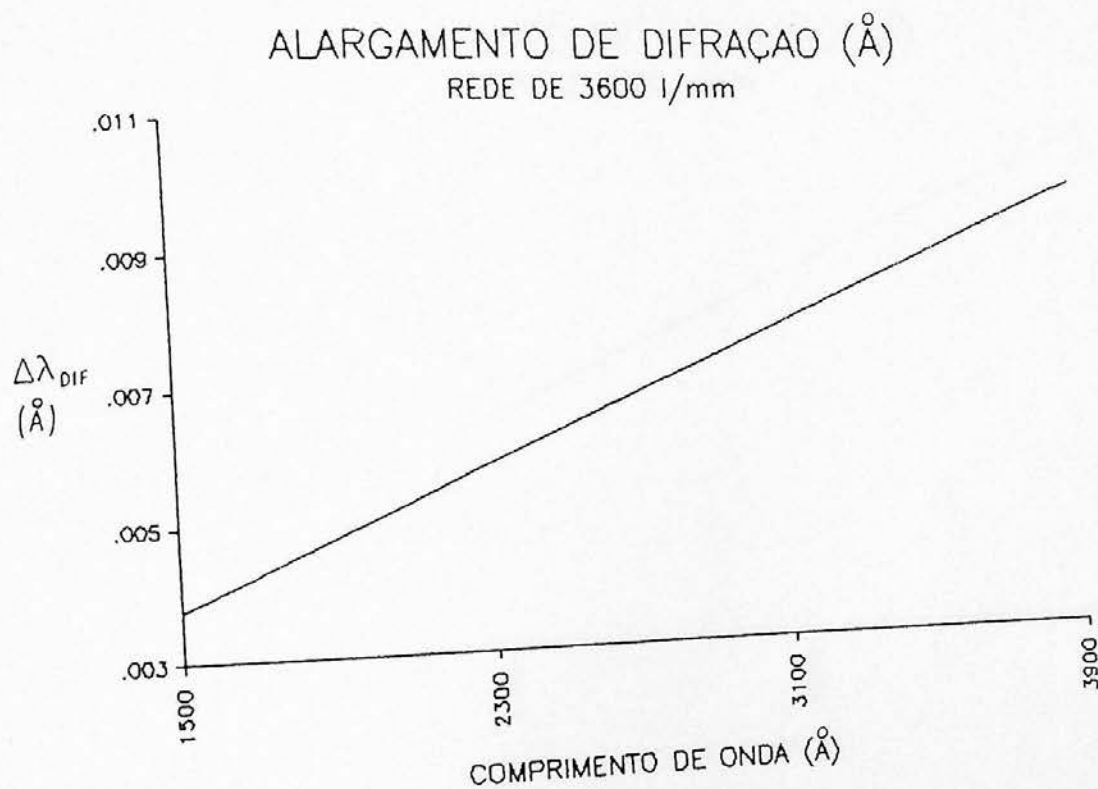


Figura VIII.3 - Variação da largura de difração, em função do comprimento de onda. Rede de 3600 1/mm.

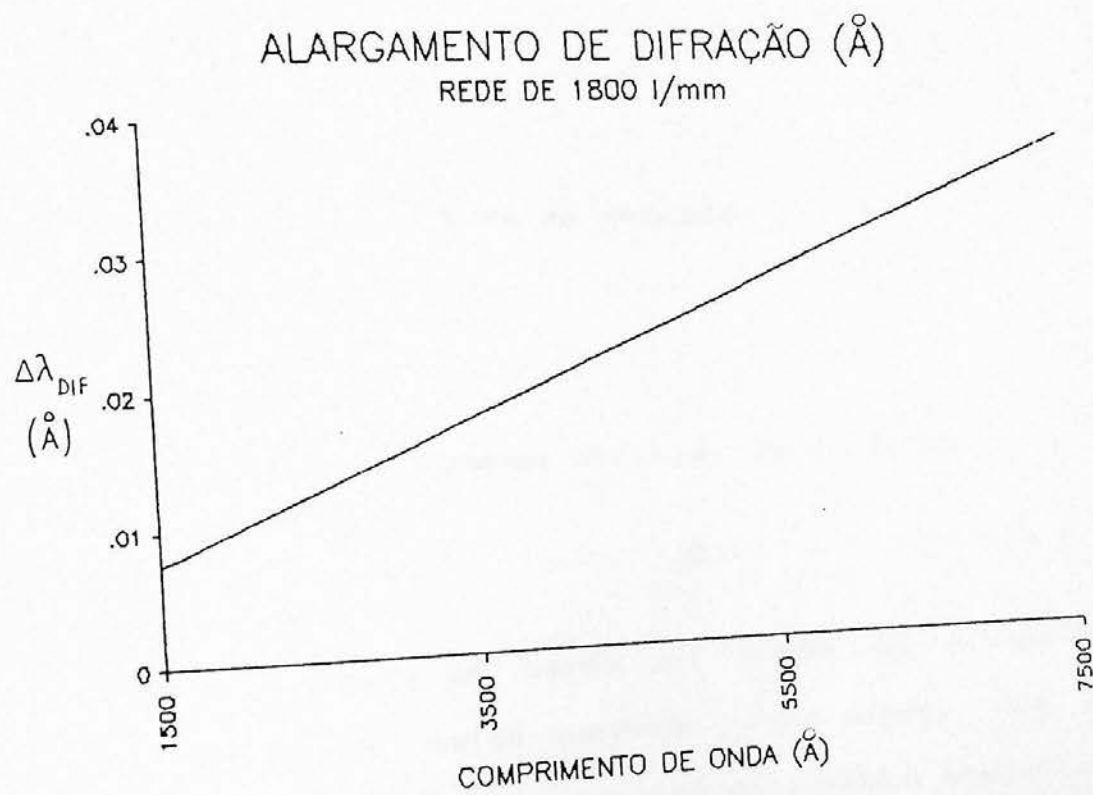


Figura VIII.4 - Variação da largura de difração, em função do comprimento de onda. Rede de 1800 l/mm.

B.2 Largura das fendas

A largura finita das fendas e' , como já vimos, o fator de maior importância na formação do perfil instrumental. A equação (VI.11), válida quando as larguras das fendas obedecem à relação de aumento anamórfico, expressa a resolução do espectrômetro Czerny-Turner como função da largura da fenda de saída e das condições angulares.

$$R = \frac{1}{w} \frac{2 f \cos \omega \operatorname{sen} \beta}{\cos r}$$

análogamente, temos para a fenda de entrada,

$$R = \frac{1}{w} \frac{2 f \cos \omega \operatorname{sen} \beta}{\cos i}$$

Alternativamente podemos utilizar as relações

$$\Delta \lambda = w \frac{(a/f) \cos i}{1} \quad \text{e} \quad \Delta \lambda = w \frac{(a/f) \cos r}{2}$$

para calcular a largura de banda em termos das larguras das fendas de entrada e de saída supondo, como antes, que estas larguras sejam determinadas pela relação de aumento anamórfico.

Da relação (V.9), que define a largura de fenda normal w_n , temos as larguras normais de fenda de entrada e saída,

$$w_{n1} = \frac{\lambda}{W \cos i} f \quad \text{e} \quad w_{n2} = \frac{\lambda}{W \cos r} f$$

Nas tabelas VIII.4 e VIII.5 são mostrados, para alguns comprimentos de onda, os valores do alargamento de banda para uma largura de fenda igual a w_n .

Tabela VIII.4 - Alargamento causado pela fenda de saída para rede de 3600 1/mm, supondo $w_2 = R \frac{w_1}{a}$

λ (Å)	w_1 (um)	w_2 (um)	$\Delta\lambda$ (Å)
1500	.0022142	.0020712	.0037879
1700	.0025514	.0023632	.0042930
1900	.0029048	.0026635	.0047980
2100	.0032777	.0029736	.0053031
2300	.0036736	.0032959	.0058081
2500	.0040970	.0036326	.0063132
2700	.0045533	.0039869	.0068182
2900	.0050496	.0043623	.0073233
3100	.0055949	.0047634	.0078283
3131	.0056845	.0048282	.0079066
3300	.0062012	.0051959	.0083334
3500	.0068848	.0056674	.0088385
3700	.0076684	.0061879	.0093435
3900	.0085849	.0067712	.0098486

Tabela VIII.5 - Alargamento causado pela fenda de saída para rede de 1800 1/mm, supondo $w_2 = R \frac{w_1}{a}$

λ (Å)	w_1 (um)	w_2 (um)	$\Delta\lambda$ (Å)
1500	.0021133	.0020458	.0075758
2000	.0028547	.0027330	.0101011
2500	.0036241	.0034302	.0126264
3000	.0044285	.0041423	.0151516
3131	.0046460	.0043320	.0158133
3500	.0052762	.0048749	.0176769
4000	.0061773	.0056344	.0202022
4500	.0071445	.0064281	.0227275
5000	.0081939	.0072652	.0252527
5500	.0093466	.0081572	.0277780
6000	.0106309	.0091187	.0303033
6328	.0115632	.0097962	.0319599
6500	.0120863	.0101690	.0328285
7000	.0137696	.0113349	.0353538
7500	.0157668	.0126544	.0378791

B.3 Aberrações do sistema óptico

Aplicaremos a seguir as fórmulas das aberrações do espectrômetro Czerny-Turner simétrico, desenvolvidas na seção C do capítulo V, ao espectrômetro em estudo.

B.3.1 Aberração esférica

A aberração esférica transversal do sistema simétrico e' , a partir da equação (VI.12),

$$AET = \frac{W^3}{64 f^2} \left(\frac{\cos^4 r}{\cos^4 i} + 1 \right) \cos^3 i$$

Aplicando a fórmula (VIII.1) ao valor da aberração esférica, obtemos o alargamento causado por esta aberração,

$$\frac{\Delta \lambda}{AET} = AET (a/f) \cos r$$

B.3.2 Coma tangencial

A coma tangencial e' dada pela expressão (VI.16),

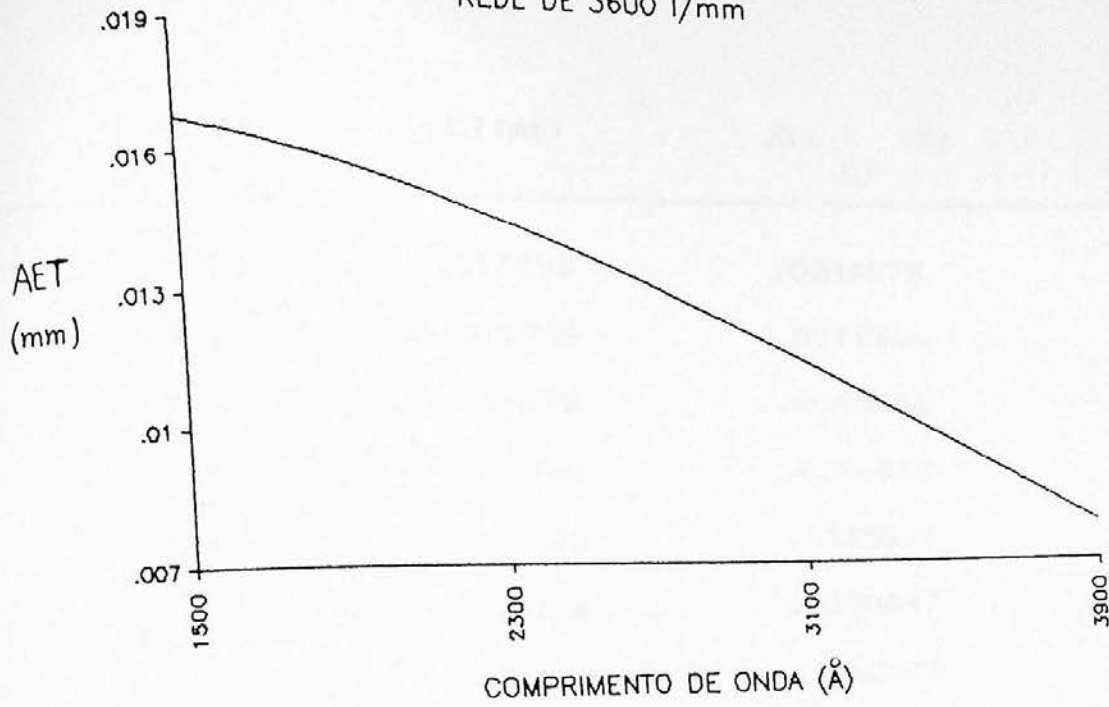
$$CT = \frac{3 H W^2}{32 f^2} \left(\frac{\cos^3 i}{\cos^3 r} - 1 \right) \cos^2 r$$

As tabelas VIII.6 a VIII.9 mostram a variação da aberração esférica e da coma tangencial em função do comprimento de onda, para as redes de 3600 1/mm e 1800 1/mm. As curvas correspondentes são apresentadas nas figuras VIII.5 a VIII.8.

Tabela VIII.6 - Aberração esférica transversal, rede de 3600 1/mm

λ (Å)	AET (mm)	$\Delta\lambda$ (Å) AET
1500	.0168046	.0307337
1700	.0163522	.0297047
1900	.0158377	.0285303
2100	.0152628	.0272192
2300	.0146299	.0257815
2500	.0139415	.0242291
2700	.0132004	.0225749
2900	.0124102	.0208338
3100	.0115746	.0190221
3131	.0114413	.0187360
3300	.0106979	.0171576
3500	.0097852	.0152602
3700	.0088421	.0133512
3900	.0078750	.0114540

ABERRAÇÃO ESFÉRICA TRANSVERSAL (mm)
REDE DE 3600 1/mm



ALARGAMENTO DE ABERR. ESFÉRICA (Å)
REDE DE 3600 1/mm

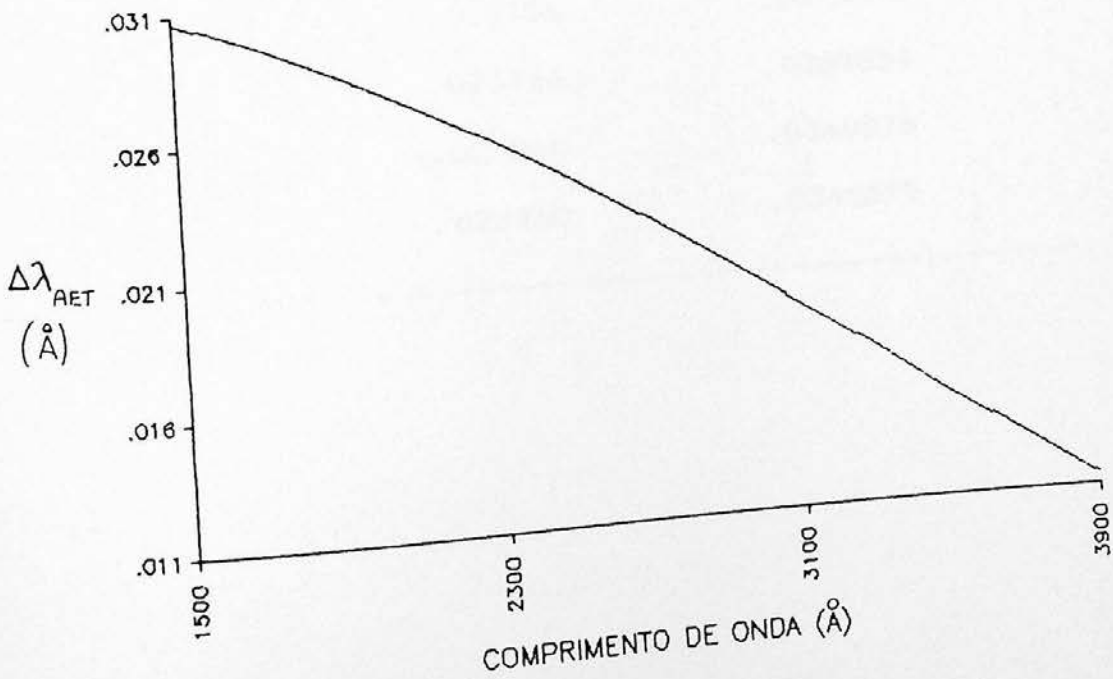


Figura VIII.5 - Aberração esférica transversal para a rede de 3600 1/mm.

Tabela VIII.7 - Coma tangencial, rede de 3600 1/mm

λ (Å)	CT (mm)	$\Delta\lambda$ (Å) CT
1500	-.013395	.0244975
1700	-.014938	.0271366
1900	-.016398	.0295406
2100	-.017765	.0316817
2300	-.019028	.0335323
2500	-.020176	.0350647
2700	-.021198	.0362513
2900	-.022078	.0370643
3100	-.022804	.0374761
3131	-.022901	.0375022
3300	-.023356	.0374590
3500	-.023716	.0369854
3700	-.023860	.0360276
3900	-.023760	.0345579

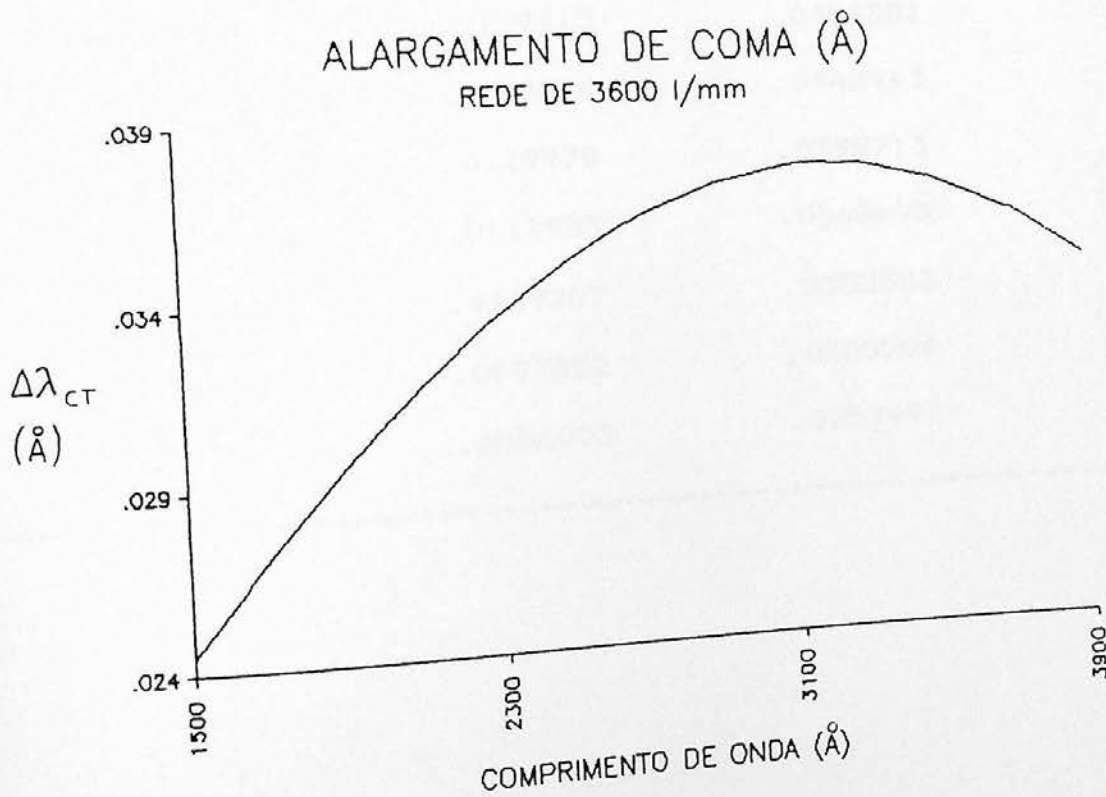
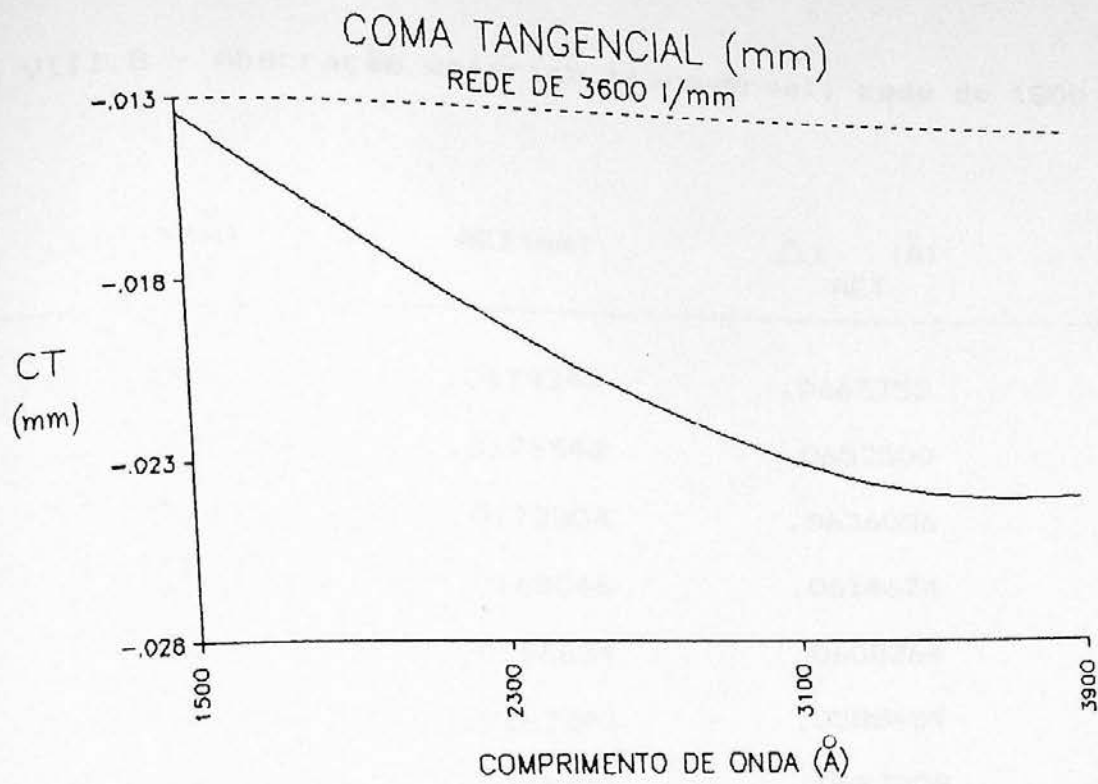
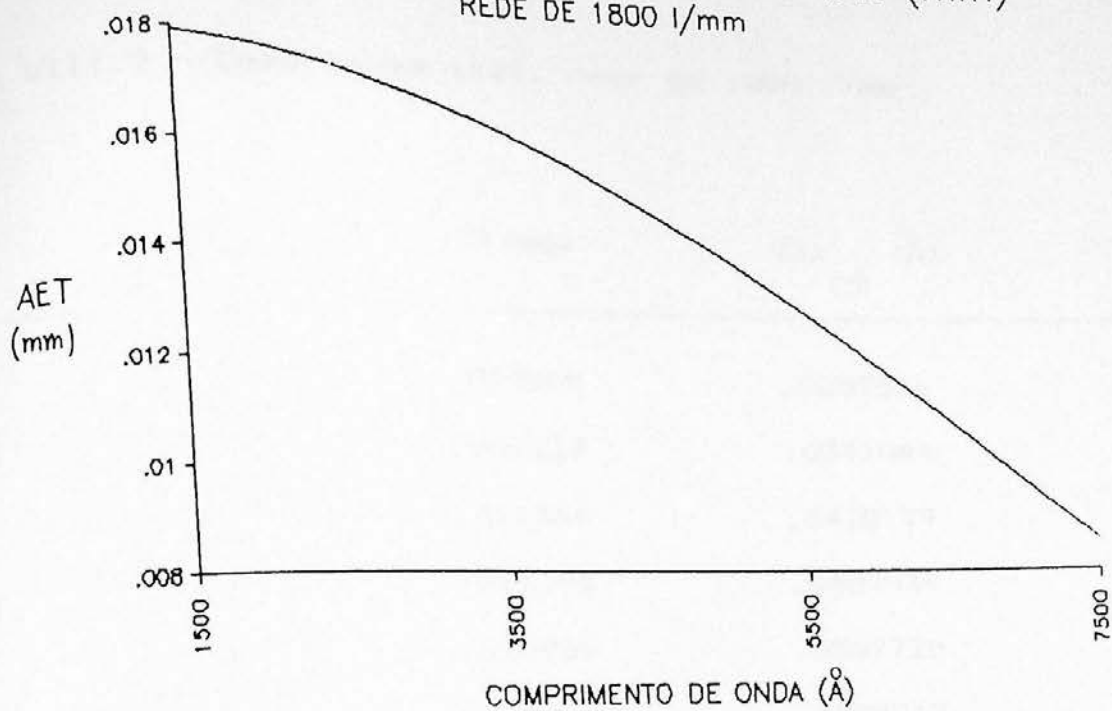


Figura VIII.6 - Coma tangencial para rede de 3600 1/mm.

Tabela VIII.8 - Aberração esférica transversal, rede de 1800 1/mm

λ (Å)	AET (mm)	$\Delta\lambda$ (Å) AET
1500	.0179244	.0663755
2000	.0176542	.0652500
2500	.0172804	.0636086
3000	.0168046	.0614674
3131	.0166634	.0608264
3500	.0162293	.0588489
4000	.0155576	.0557825
4500	.0147934	.0523044
5000	.0139415	.0484581
5500	.0130074	.0442943
6000	.0119978	.0398713
6328	.0112983	.0368605
6500	.0109207	.0352553
7000	.0097852	.0305204
7500	.0086023	.0257497

ABERRAÇÃO ESFÉRICA TRANSVERSAL (mm)
REDE DE 1800 l/mm



ALARGAMENTO DE ABERR. ESFÉRICA (Å)
REDE DE 1800 l/mm

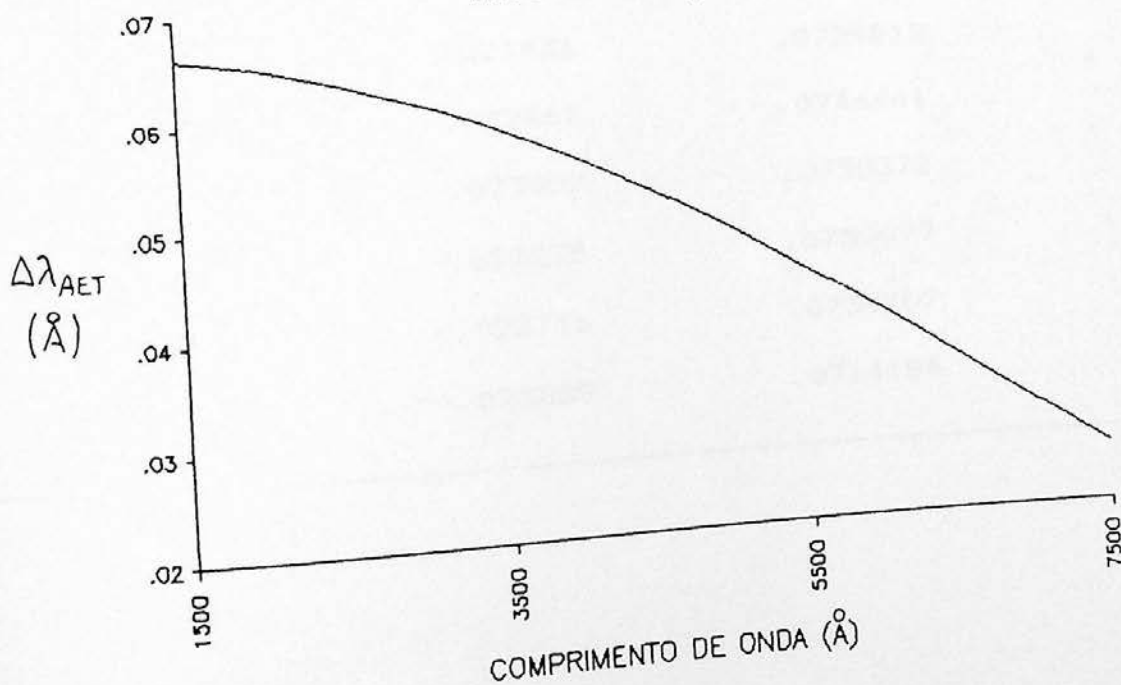


Figura VIII.7 - Aberração esférica transversal, rede de 1800 l/mm

Tabela VIII.9 - Coma tangencial, rede de 1800 1/mm

λ (Å)	CT (mm)	$\frac{\Delta\lambda}{CT}$ (Å)
1500	-.007009	.0259566
2000	-.009227	.0341044
2500	-.011361	.0418199
3000	-.013395	.0489949
3131	-.013909	.0507720
3500	-.015312	.0555215
4000	-.017094	.0612915
4500	-.018723	.0661968
5000	-.020176	.0701294
5500	-.021431	.0729812
6000	-.022461	.0746441
6328	-.023000	.0750372
6500	-.023235	.0750099
7000	-.023716	.0739707
7500	-.023859	.0714184

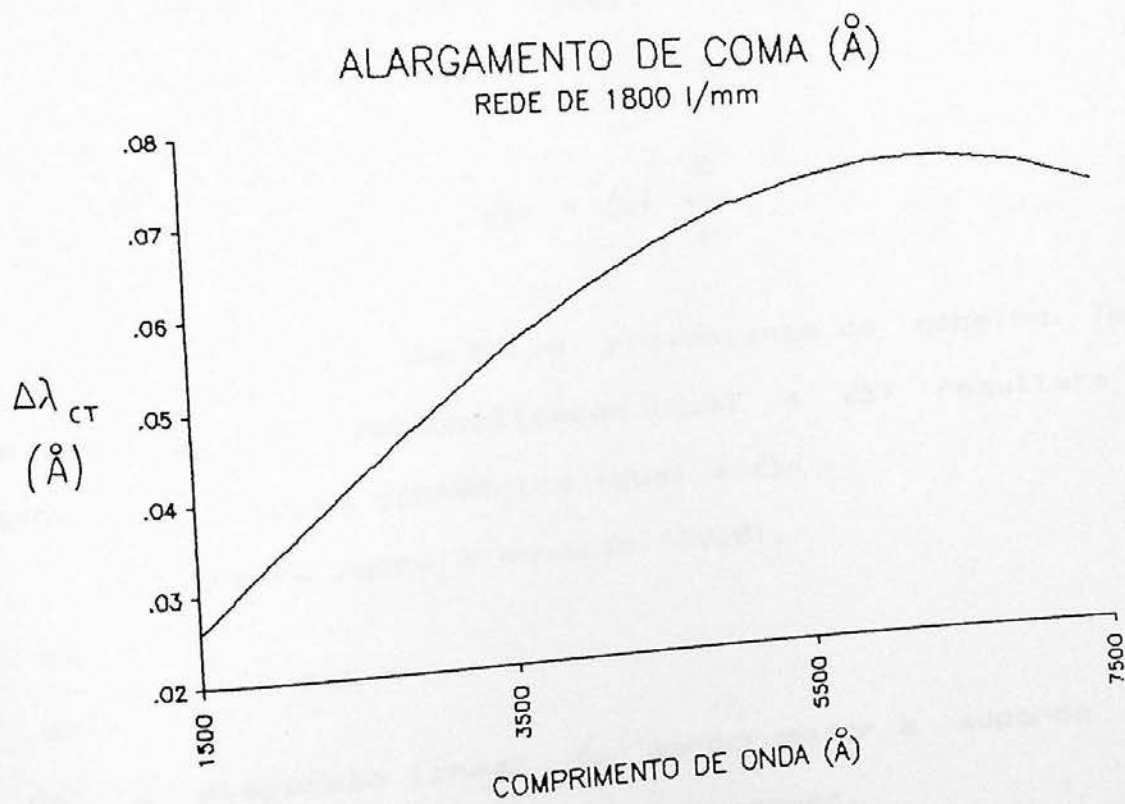
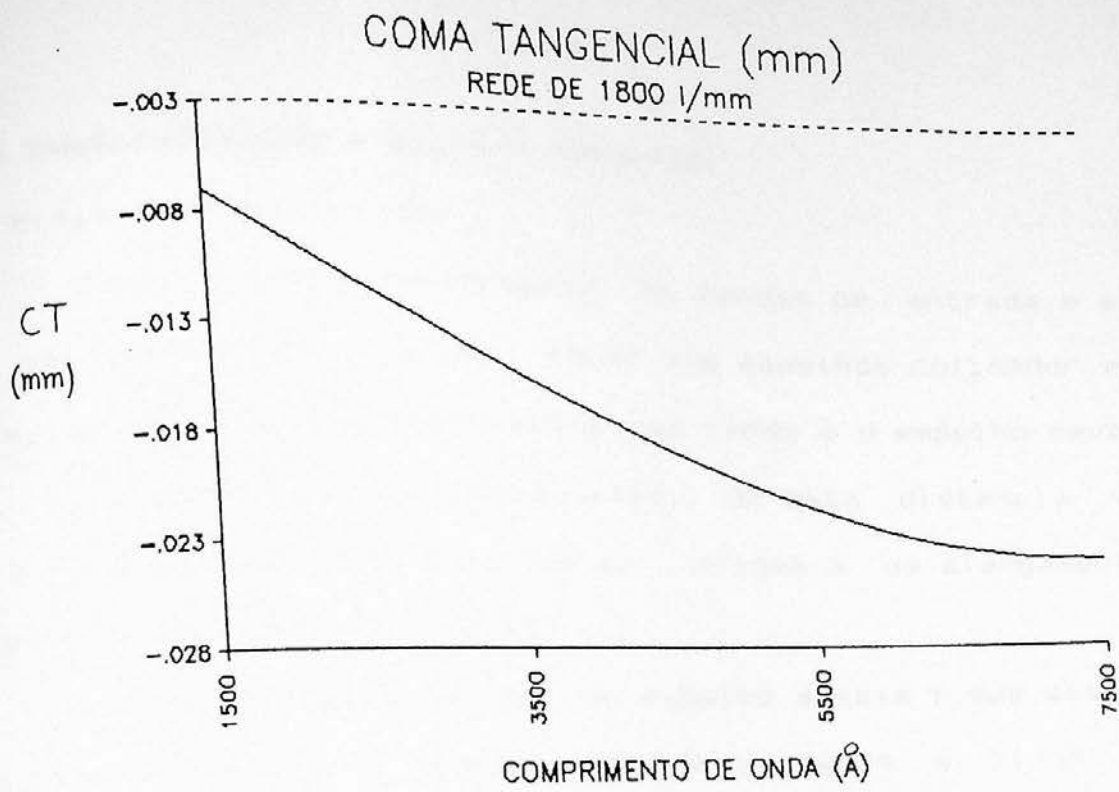


Figura VIII.8 - Coma tangencial, rede de 1800 l/mm

B.4 Desfocalização e efeitos térmicos

B.4.1 Desfocalização

Como vimos anteriormente as fendas de entrada e saída devem estar situadas no plano focal dos espelhos colimador e de câmara, ou seja, a distância entre uma fenda e o espelho deve ser igual à distância focal do espelho. Se esta distância varia ocorre uma desfocalização, que dá origem a um alargamento do contorno instrumental [VIII.1].

Seja D o diâmetro útil do espelho e seja f sua distância focal, como mostra a figura VIII.9, sendo o plano focal perpendicular ao eixo óptico do espelho. Seja Δf o afastamento da fenda com relação ao plano focal.

Da figura vê-se que,

$$\frac{\Delta x}{\Delta f} = \frac{D}{f} \quad \text{ou} \quad \Delta x = \Delta f \frac{D}{f}$$

onde D é o diâmetro do feixe proveniente do espelho. Tem-se então que, de uma desfocalização igual a Δf resultará um alargamento da imagem geométrica igual a Δx .

Utilizando agora a equação (IV.8),

$$\frac{d\lambda}{dx} = \frac{1}{f} a \cos r$$

que dá a dispersão linear do monocromador e supondo que a desfocalização seja pequena, pode-se escrever,

$$\Delta \lambda = \frac{d\lambda}{dx} \Delta x = \frac{a}{f} \cos r \Delta x = \frac{D}{f} \Delta f \left(\frac{a}{f}\right) \cos r$$

que dá o alargamento $\Delta \lambda$ resultante de uma desfocalização Δf .

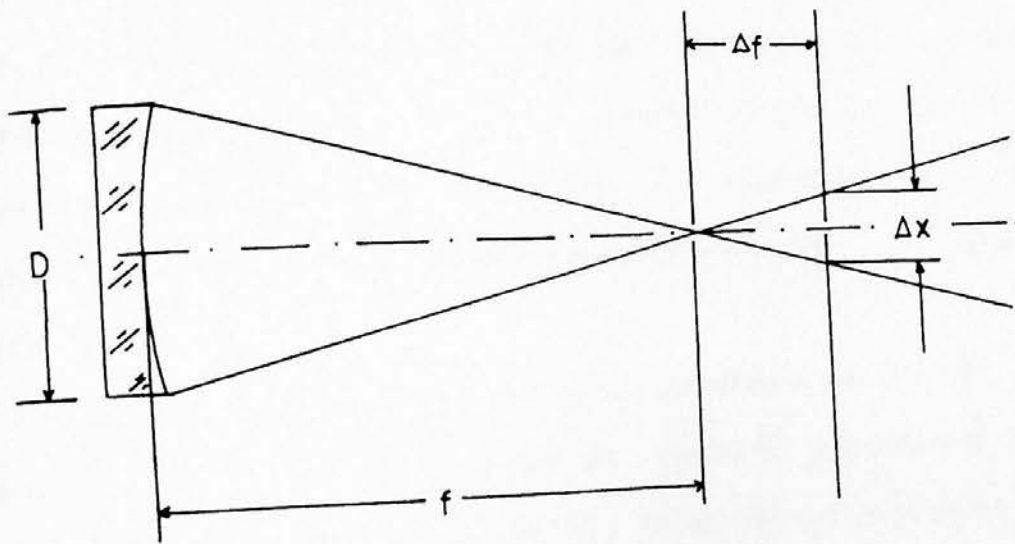


figura VIII.9
Alargamento das imagens como resultado da desfocalização

Para deslocamentos Δf_1 e Δf_2 das fendas de entrada e saída, ocorrerão alargamentos do contorno instrumental dados por

$$\Delta \lambda_1 = \frac{D}{f} \Delta f_1 (a/f) \cos i \quad (\text{VIII.2a})$$

e

$$\Delta \lambda_2 = \frac{D}{f} \Delta f_2 (a/f) \cos r \quad (\text{VIII.2b})$$

para os espelhos colimador e de câmara, respectivamente. A tabela VIII.10 mostra, para a rede de 1800 l/mm, a magnitude do alargamento causado por uma desfocalização de 0,1 mm, para diversos comprimentos de onda. O alargamento resultante da desfocalização é diretamente proporcional à magnitude desta última.

A tabela mostra os alargamentos do perfil instrumental resultantes da desfocalização do espelho colimador (coluna 2) e do espelho da câmara (coluna 3). Observe-se que para comprimentos de onda menores que 5000 Å o alargamento do perfil instrumental resultante da desfocalização é maior que a própria largura geométrica da imagem (ver tabela VIII.5). Devido a isto pode-se dizer que para os comprimentos de onda mais curtos a focalização deve ser mais precisa para que seja alcançada a máxima resolução possível.

Tabela VIII.10 - Alargamento causado por desfocalização de 0,1 mm para a rede de 1800 1/mm

λ (Å)	$\Delta\lambda_1$ (Å)	$\Delta\lambda_2$ (Å)
1500	.0254458	.0271512
2000	.0247903	.0270474
2500	.0240337	.0268280
3000	.0231778	.0264908
3131	.0229374	.0263827
3500	.0222247	.0260338
4000	.0211768	.0254548
4500	.0200363	.0247514
5000	.0188060	.0239209
5500	.0174888	.0229604
6000	.0160880	.0218665
6328	.0151256	.0210746
6500	.0146077	.0206353
7000	.0130524	.0192620
7500	.0114280	.0177410

B.4.2 Variação da temperatura ambiente [VIII.2]

A variação da temperatura ambiente e' outra causa de alargamento do contorno instrumental, através de variações dimensionais no chassis e na óptica do monocromador, com consequente desfocalização. Este efeito manifesta-se das seguintes formas:

a) Alteração das dimensões do instrumento devida 'a dilatação

A dilatação resultante de uma variação de temperatura ΔT e' dada por,

$$\Delta l = f \alpha \Delta T$$

onde α e' o coeficiente de dilatação do material da base do instrumento [VIII.3].

Utilizando os resultados da seção anterior temos,

$$\frac{\Delta x}{\Delta l} = \frac{D}{f} \quad \text{ou} \quad \Delta x = D \alpha \Delta T$$

e, em analogia com as equações (VIII.2a) e (VIII.2b) obtêm-se,

$$\Delta \lambda'_1 = a \alpha (D / f) \cos i \Delta T \quad (\text{VIII.3a})$$

$$\Delta \lambda'_2 = a \alpha (D / f) \cos r \Delta T \quad (\text{VIII.3b})$$

e o alargamento do contorno instrumental resultante da dilatação do chassis sera' dado por

$$\Delta \lambda'_T = \Delta \lambda'_1 + \Delta \lambda'_2$$

b) Alteração da distância focal dos espelhos devida 'a variação térmica dos raios de curvatura

A variação térmica da distância focal dos espelhos obedece 'a lei da dilatação linear [VIII.4]:

$$\Delta R = R \alpha \Delta T$$

e daqui

$$\Delta x = R \alpha (D/f) \Delta T = 2 f \alpha (D/f) \Delta T$$

e em analogia com o caso anterior, o alargamento resultante sera'

$$\Delta \lambda_T'' = \Delta \lambda_1'' + \Delta \lambda_2'', \text{ onde}$$

$$\Delta \lambda_1'' = 2 a \alpha (D/f) \cos i \Delta T \quad (\text{VIII.4a})$$

$$\Delta \lambda_2'' = 2 a \alpha (D/f) \cos r \Delta T \quad (\text{VIII.4b})$$

A tabela VIII.11 mostra o efeito da variação de temperatura ambiente sobre o chassis e sobre os espelhos, para a rede de 1800 1/mm. Foram utilizados os valores $\alpha_1 = 22,5 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ para o coeficiente de expansão do alumínio, que é o material usado na estrutura do espectrômetro, e $\alpha_2 = 7,1 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ para o coeficiente do vidro. Na tabela são mostrados os efeitos da dilatação térmica do chassis (coluna 2) e dos espelhos (coluna 3) para uma variação de temperatura ambiente de 1 grau centígrado. Como os dois efeitos de dilatação tem a mesma direção, ocorrerá uma compensação, a ponto de que, se as dilatações do chassis e dos espelhos forem iguais, não resultará nenhuma desfocalização. A coluna 4 mostra o alargamento final resultante. Os cálculos mostram que, devido a esta compensação, a influência da dilatação térmica sobre a largura instrumental é desprezível.

Tabela VIII.11 - Alargamento causado por dilatação, rede de 1800 1/mm

λ	Chassis		Espelhos		Resultante
	$\Delta\lambda'_1 + \Delta\lambda'_2$		$\Delta\lambda''_1 + \Delta\lambda''_2$		$\text{ABS}(\Delta\lambda_T - \Delta\lambda''_T)$
$\overset{\circ}{\text{Å}}$	$\overset{\circ}{\text{Å}}$		$\overset{\circ}{\text{Å}}$		$\overset{\circ}{\text{Å}}$
1500	.0180378		.0113838		.0066539
2000	.0179052		.0113002		.0066050
2500	.0177333		.0111917		.0065416
3000	.0175210		.0110577		.0064633
3131	.0174585		.0110182		.0064402
3500	.0172666		.0108972		.0063695
4000	.0169684		.0107089		.0062595
4500	.0166240		.0104916		.0061324
5000	.0162303		.0102432		.0059872
5500	.0157839		.0099614		.0058225
6000	.0152799		.0096433		.0056366
6328	.0149154		.0094133		.0055021
6500	.0147126		.0092853		.0054273
7000	.0140742		.0088824		.0051918
7500	.0133546		.0084283		.0049264

C. Cálculo do perfil instrumental

A partir dos valores calculados para as diversas causas de alargamento instrumental podemos estimar a magnitude do alargamento total resultante e, através desta conhecer a forma do perfil instrumental do espectrômetro.

Para isto utilizaremos os métodos matemáticos discutidos no capítulo III, item E. Os cálculos são feitos utilizando três modelos.

No primeiro modelo supõe-se que os perfis instrumentais resultantes dos diversos fatores independentes de alargamento sejam de forma Gaussiana, e aplica-se o método das semilarguras.

O segundo modelo é baseado na suposição de que os fatores de alargamento apresentem contribuições de forma Lorentziana.

No terceiro modelo utiliza-se as funções de Voigt para descrever os perfis instrumentais.

Supõe-se ainda que a fonte luminosa utilizada apresente uma largura de linha desprezível em comparação com os fatores de alargamento instrumental, de tal modo que a convolução entre a função fonte e o perfil instrumental assumirá praticamente o valor deste último.

C.1 Método das semi-larguras e método das Lorentzianas

O método das semilarguras, por sua simplicidade, é frequentemente utilizado para descrever o perfil instrumental de espectrômetros [VIII.5].

Por outro lado funções de forma Lorentziana são úteis na descrição do perfil instrumental de espectrógrafos que

apresentem aberrações, como observam Van de Hulst e Reesinck [III.11].

Utilizando as relações (III.9) e (III.11), aplicadas sucessivamente a cada par de fatores de alargamento, calculamos o contorno instrumental para diversos valores da abertura das fendas, no intervalo de comprimentos de onda de 1500 a 7500 Å, para a rede de 1800 1/mm e no intervalo de 1500 a 3900 Å, para a rede de 3600 1/mm. No cálculo das larguras instrumentais foram considerados como fatores de alargamento a largura geométrica das imagens, a difração e as aberrações. Os dados referentes a estes fatores de alargamento instrumental foram retirados das tabelas VIII.1 a VIII.9 .

C.1.1 Variação do perfil com o comprimento de onda

Os resultados para a rede de 1800 1/mm são apresentados na tabela VIII.12 onde, para cada comprimento de onda são calculadas as larguras instrumentais pelo método das semi-larguras (coluna 3) e pelo método das Lorentzianas (coluna 4). Os cálculos são feitos para duas larguras de fenda de saída, iguais à largura normal w_n e a $2w_n$.

Na tabela VIII.13 são apresentados os mesmos cálculos para a rede de 3600 1/mm.

As figuras VIII.12 e VIII.13, no final deste capítulo, mostram curvas da evolução da largura instrumental (para largura de fenda normal) em função do comprimento de onda, utilizando os dados das tabelas VIII.12 e VIII.13. Os resultados fornecidos pelos dois modelos serão mais adiante discutidos e comparados com aqueles fornecidos pelo modelo das funções de Voigt.

Tabela VIII.12 - Cálculo do contorno instrumental pelo método das semi-larguras e pelo método das Lorentzianas para a rede de 1800 1/mm

λ (Å)	w (mm) 2 (larg.fenda)	$\Delta\lambda$ (Å) (Gauss)	$\Delta\lambda$ (Å) (Lorentz)
1500	.0020458	.0720710	.1074837
	.0040916	.0732558	.1150595
2000	.0027330	.0749982	.1195565
	.0054660	.0770119	.1296576
2500	.0034302	.0781908	.1306812
	.0068603	.0811916	.1433076
3000	.0041423	.0814733	.1407656
	.0082846	.0855956	.1559173
3131	.0043320	.0823272	.1432249
	.0086641	.0867637	.1590382
3500	.0048749	.0846805	.1497242
	.0097499	.0900455	.1674012
4000	.0056344	.0876618	.1574783
	.0112687	.0943874	.1776805
4500	.0064281	.0902820	.1639562
	.0128562	.0984909	.1866836
5000	.0072652	.0924215	.1690930
	.0145305	.1022489	.1943457
5500	.0081572	.0939759	.1728315
	.0163144	.1055762	.2006095
6000	.0091187	.0948580	.1751220
	.0182373	.1084108	.2054252
6328	.0097962	.0950376	.1758174
	.0195923	.1099838	.2077773
6500	.0101690	.0949992	.1759223
	.0203380	.1107158	.2087509
7000	.0113349	.0943555	.1751988
	.0226697	.1124839	.2105526
7500	.0126544	.0929155	.1729263
	.0253088	.1137443	.2108054

Tabela VIII.13 - Cálculo do contorno instrumental pelo método das semi-larguras e pelo método das Lorentzianas para a rede de 3600 1/mm e para rede de 1800 1/mm quando utilizada na segunda ordem

λ (Å)	w (mm) 2 (larg.fenda)	$\Delta\lambda$ (Å) (Gauss)	$\Delta\lambda$ (Å) (Lorentz)
1500	.0020712 .0041423	.0396659 .0402048	.0628070 .0665949
1700	.0023632 .0047265	.0406894 .0413632	.0654273 .0697203
1900	.0026635 .0053269	.0416253 .0424468	.0676670 .0724650
2100	.0029736 .0059473	.0424366 .0434192	.0695071 .0748101
2300	.0032959 .0065917	.0430880 .0442468	.0709301 .0767382
2500	.0036326 .0072652	.0435465 .0448984	.0719201 .0782333
2700	.0039869 .0079738	.0437808 .0453456	.0724626 .0792809
2900	.0043623 .0087246	.0437615 .0455627	.0725446 .0798679
3100	.0047634 .0095268	.0434610 .0455270	.0721548 .0799831
3131	.0048282 .0096565	.0433876 .0454976	.0720515 .0799581
3300	.0051959 .0103919	.0428538 .0452193	.0712834 .0796168
3500	.0056674 .0113349	.0419169 .0446249	.0699225 .0787610
3700	.0061879 .0123758	.0406306 .0437349	.0680658 .0774093
3900	.0067712 .0135425	.0389798 .0425489	.0657089 .0755575

C.1.2 Variação do perfil com a largura de fenda

As tabelas VIII.14 e VIII.15 mostram a evolução do perfil instrumental com a largura de fenda, para as duas redes, respectivamente nos comprimentos de onda de 6328 Å e 3131 Å. As figuras VIII.10 e VIII.11 mostram as curvas correspondentes às duas tabelas.

Na construção das tabelas VIII.14 e VIII.15 consideramos todas as contribuições ao perfil instrumental como sendo de forma puramente Gaussiana.

Na coluna (2) é mostrada a largura resultante da difração, a qual, naturalmente, é independente da largura de fenda. A coluna (3) mostra a largura instrumental obtida se forem desprezados os efeitos da difração e das aberrações, isto é, se os cálculos forem baseados na óptica geométrica de primeira ordem. Observe-se que, neste caso, a largura instrumental é diretamente proporcional à largura de fenda. Na coluna (4) é mostrada a largura instrumental na ausência de aberrações, ou seja, a largura resultante da combinação dos efeitos de difração com os resultados da óptica geométrica. Finalmente a coluna (5) mostra a largura teórica resultante se levados em conta os efeitos das aberrações. É interessante notar que na passagem do domínio de alta resolução ($w \sim w_n$) para o de baixa resolução ($w \gg w_n$), a largura instrumental calculada (5) aproxima-se da largura calculada com base na óptica geométrica (3).

TABELA VIII.14 - Largura instrumental em 6328 \AA , em função da largura de fenda. Rede de 1800 1/mm

(1) Largura de Fenda (mm)	(2) Difração (Å)	(3) Óptica Geométrica (Å)	(4) Difr. e Opt. Geométrica (Å)	(5) Larg. Instr. c/Aberrações (Å)
.0097962	.0319599	.0319599	.0451981	.0950376
.0195923	.0319599	.0639197	.0714644	.1099838
.0293885	.0319599	.0958796	.1010659	.1311625
.0391846	.0319599	.1278394	.1317738	.1560565
.0489808	.0319599	.1597993	.1629639	.1831571
.0587770	.0319599	.1917591	.1944042	.2116182
.0685731	.0319599	.2237190	.2259903	.2409583
.0783693	.0319599	.2556788	.2576686	.2708918
.0881654	.0319599	.2876387	.2894088	.3012419
.0979616	.0319599	.3195985	.3211925	.3318944
.1077578	.0319599	.3515584	.3530081	.3627726
.1175539	.0319599	.3835182	.3848476	.3938235
.1273501	.0319599	.4154781	.4167055	.4250091
.1371463	.0319599	.4474379	.4485779	.4563019
.1469424	.0319599	.4793978	.4804619	.4876812

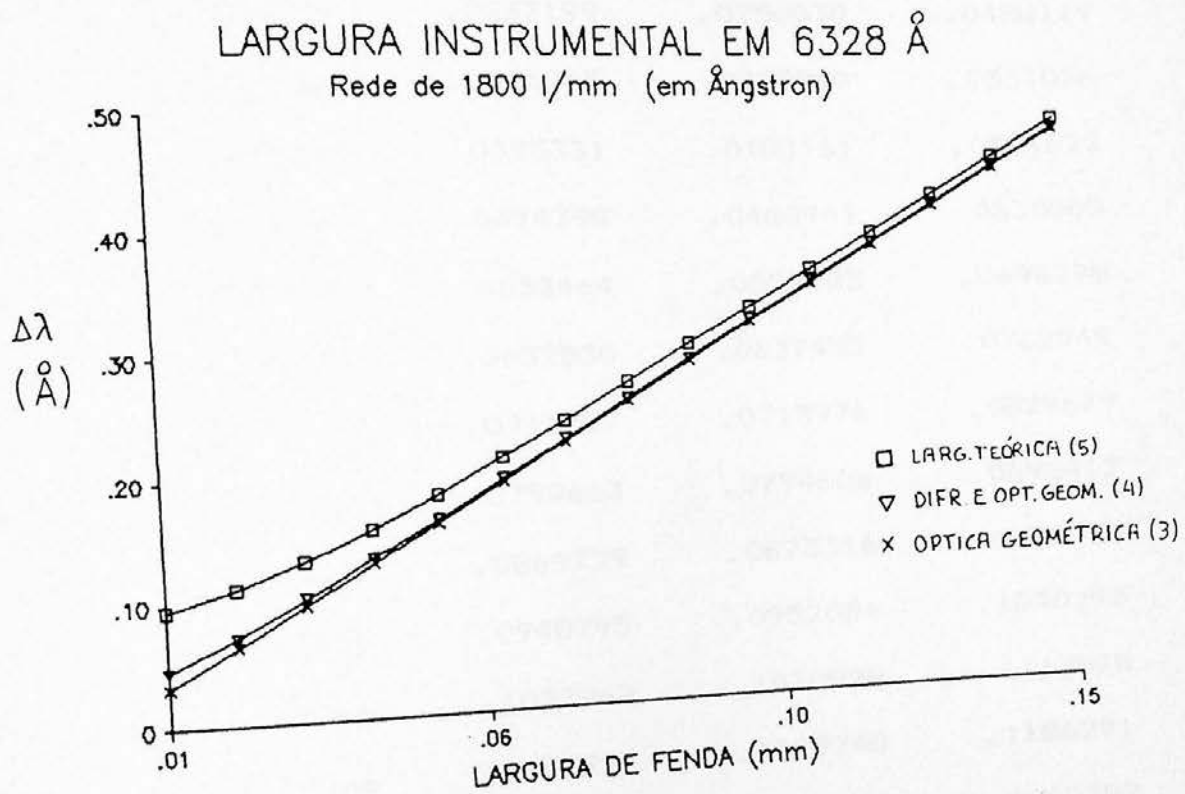


Figura VIII.10 - Largura instrumental em 6328 Å em função da largura de fenda.

TABELA VIII.15 - Largura instrumental em 3131 Å, em função da largura de fenda. Rede de 3600 1/mm

(1) Largura de Fenda (mm)	(2) Difração (Å)	(3) Óptica Geométrica (Å)	(4) Difr. e Opt. Geométrica (Å)	(5) Larg. Instr. c/Aberrações (Å)
.0048282	.0079066	.0079066	.0111817	.0433876
.0096565	.0079066	.0158133	.0176798	.0454976
.0144847	.0079066	.0237199	.0250030	.0488119
.0193129	.0079066	.0316265	.0325999	.0531056
.0241411	.0079066	.0395331	.0403161	.0581622
.0289694	.0079066	.0474398	.0480941	.0638005
.0337976	.0079066	.0553464	.0559083	.0698798
.0386258	.0079066	.0632530	.0637453	.0762949
.0434540	.0079066	.0711597	.0715976	.0829679
.0482823	.0079066	.0790663	.0794606	.0898412
.0531105	.0079066	.0869729	.0873316	.0968724
.0579387	.0079066	.0948795	.0952084	.1040293
.0627669	.0079066	.1027862	.1030898	.1112878
.0675952	.0079066	.1106928	.1109748	.1186291
.0724234	.0079066	.1185994	.1188627	.1260389

LARGURA INSTRUMENTAL EM 3131 Å
REDE DE 3600 l/mm (em Ångstron)

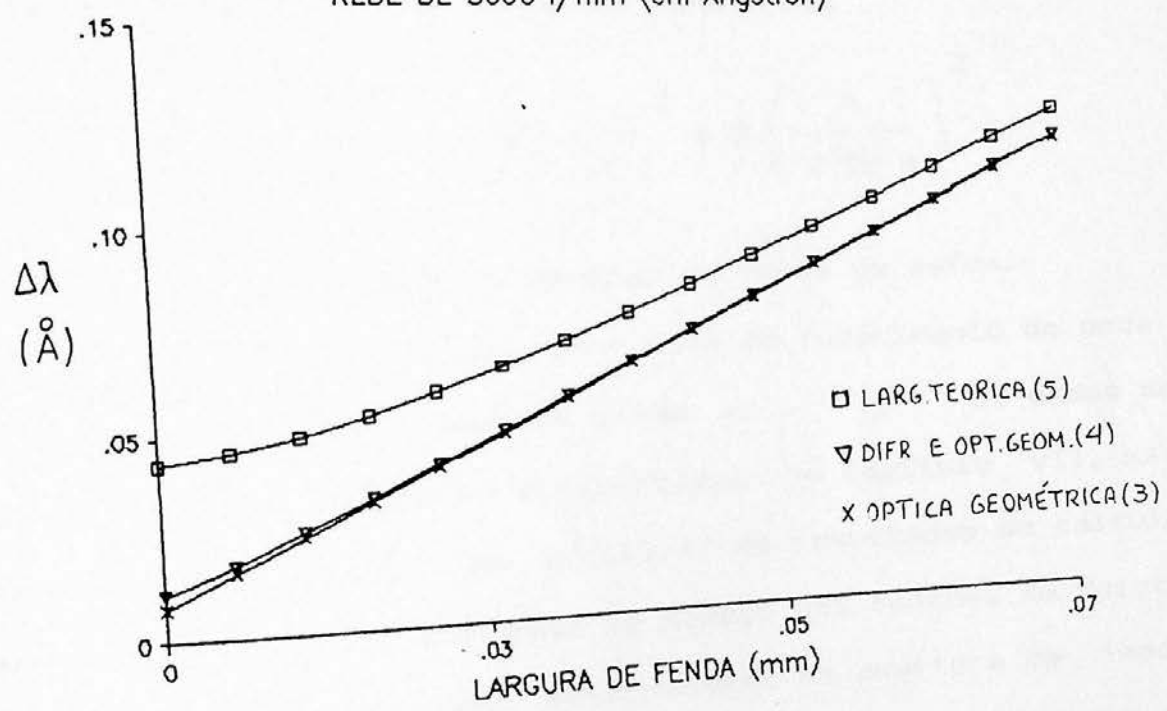


Figura VIII.11 - Largura instrumental em 3131 Å em função da largura de fenda. Rede de 3600 l/mm ou de 1800 l/mm na segunda ordem.

C.2 Método das funções de Voigt

Na aplicação deste método utilizamos os valores dos parâmetros β_1 e β_2 dados por Van de Hulst e Reesinck [III.11]. Assim, para o alargamento geométrico resultante de uma fenda reta de largura angular w , os parâmetros são

$$\beta_1 = 0 \quad \text{e} \quad \beta_2 = 0,408 w$$

Para o alargamento resultante da difração causada pelas dimensões finitas da rede de difração, temos os parâmetros

$$\beta_1 = \left(\frac{\lambda}{2 \pi A} \right) \quad \text{e} \quad \beta_2^2 = 2 \left(\frac{\lambda}{2 \pi A} \right)^2$$

onde A é a largura da rede na direção da fenda de saída.

C.2.1 Variação da largura em função do comprimento de onda

Utilizando os parâmetros acima e os dados de construção do espectrômetro apresentados no capítulo VII, são mostrados nas tabelas VIII.16 e VIII.17 os resultados do cálculo da largura instrumental com base no modelo das funções de Voigt. Os cálculos foram feitos para dois valores da abertura de fenda de saída, iguais a w_n e $2w_n$. Os cálculos foram baseados no nomograma e nas tabelas da referência [III.11].

A aberração esférica transversal e a coma tangencial foram incluídas no cálculo como funções do tipo puramente Lorentziano, com $\beta_1 = 0$ nos dois casos. O parâmetro β_2 foi calculado a partir das dimensões angulares da mancha de aberração correspondente, isto é, $1.665 \beta_2 = (\Delta x / f)$ (rad).

Tabela VIII.16 - Cálculo do contorno instrumental pelo método das funções de Voigt [VIII.8], rede de 1800 1/mm

λ (Å)	Larg. fenda (mm)	Largura instrumental (Å)
1500	.0020458	.0979763
	.0040916	.0984855
2000	.0027330	.1061948
	.0054660	.1070594
2500	.0034302	.1134151
	.0068603	.1151820
3000	.0041423	.1195284
	.0082846	.1220608
3131	.0043320	.1209624
	.0086641	.1237360
3500	.0048749	.1245369
	.0097499	.1289024
4000	.0056344	.1285171
	.0112687	.1357922
4500	.0064281	.1308234
	.0128562	.1415432
5000	.0072652	.1321575
	.0145305	.1453123
5500	.0081572	.1321167
	.0163144	.1485843
6000	.0091187	.1304770
	.0182373	.1509439
6328	.0097962	.1292608
	.0195923	.1518327
6500	.0101690	.1285798
	.0203380	.1522621
7000	.0113349	.1263224
	.0226697	.1531829
7500	.0126544	.1220187
	.0253088	.1526018

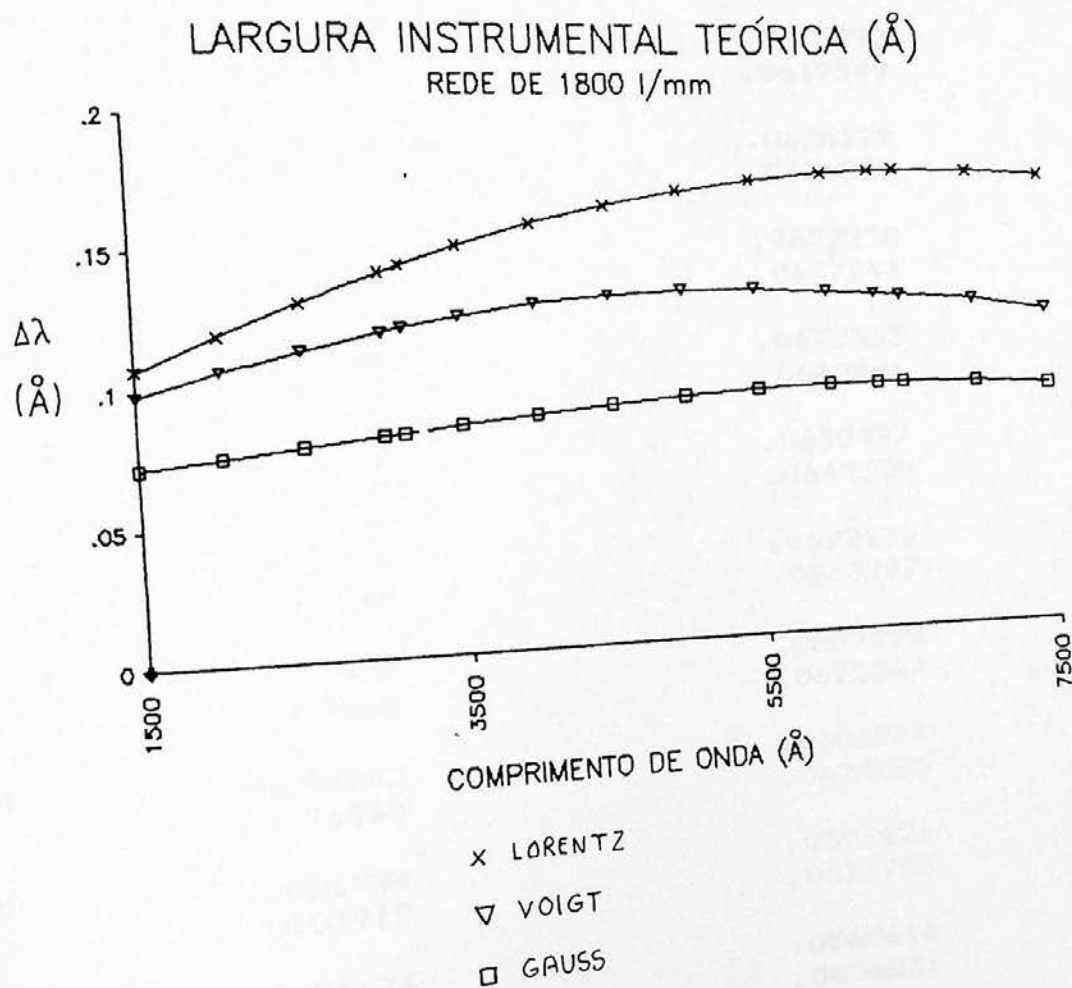


Figura VIII.12 - Comparação dos valores de largura instrumental fornecidos pelos três modelos, em função do comprimento de onda. Rede de 1800 1/mm.

Tabela VIII.17 - Cálculo do contorno instrumental pelo método das funções de Voigt [VIII.8], rede de 3600 1/mm

λ (A)	Larg. fenda (mm)	Largura instrumental (A)
1500	.0020712	.0582992
	.0041423	.0585047
1700	.0023632	.0601425
	.0047265	.0604173
1900	.0026635	.0615890
	.0053269	.0619349
2100	.0029736	.0626179
	.0059473	.0631273
2300	.0032959	.0632228
	.0065917	.0637241
2500	.0036326	.0633855
	.0072652	.0640491
2700	.0039869	.0630497
	.0079738	.0640320
2900	.0043623	.0622136
	.0087246	.0633297
3100	.0047634	.0609399
	.0095268	.0625367
3131	.0048282	.0606974
	.0096565	.0624080
3300	.0051959	.0591621
	.0103919	.0616753
3500	.0056674	.0569616
	.0113349	.0606831
3700	.0061879	.0540749
	.0123758	.0589618
3900	.0067712	.0509823
	.0135425	.0568543

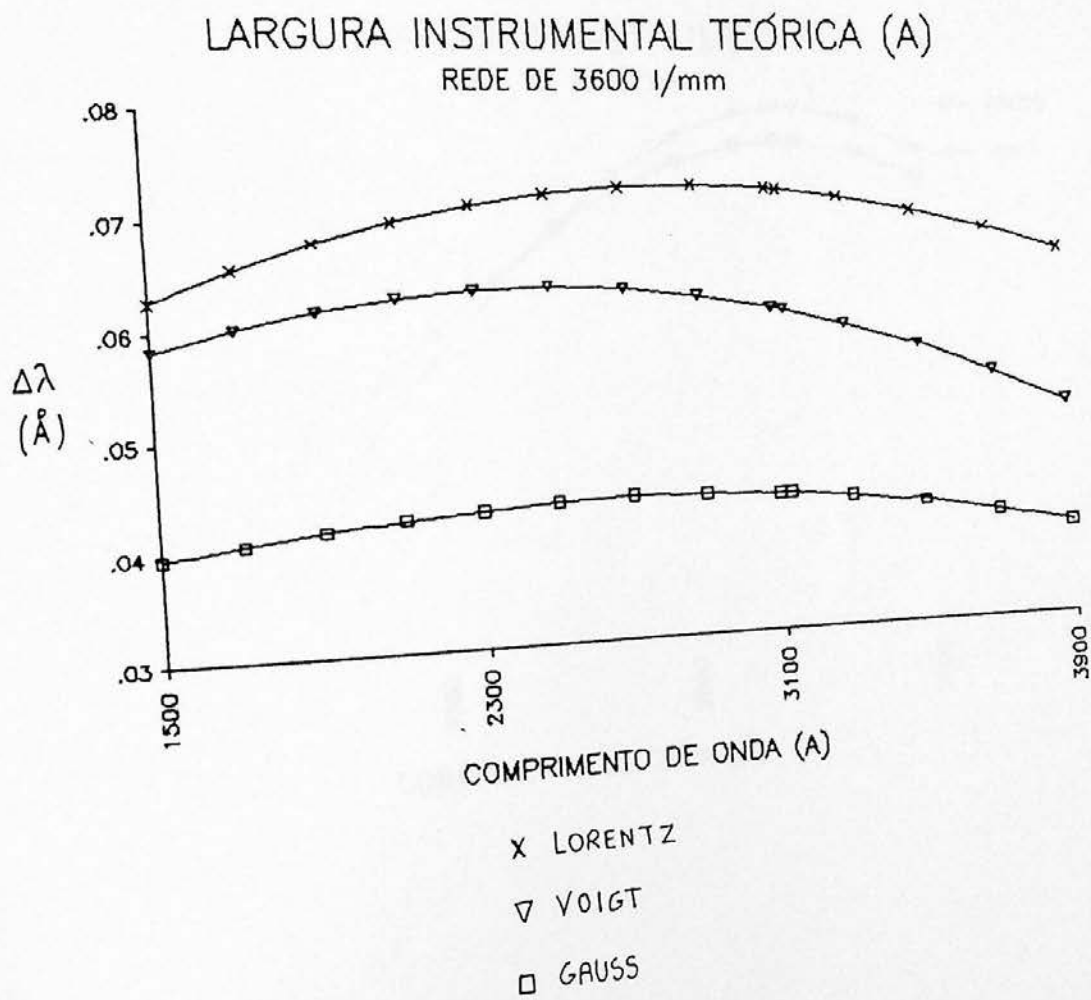


Figura VIII.13 - Comparação dos valores de largura instrumental fornecidos pelos três modelos, em função do comprimento de onda. Rede de 3600 l/mm ou de 1800 l/mm na segunda ordem.

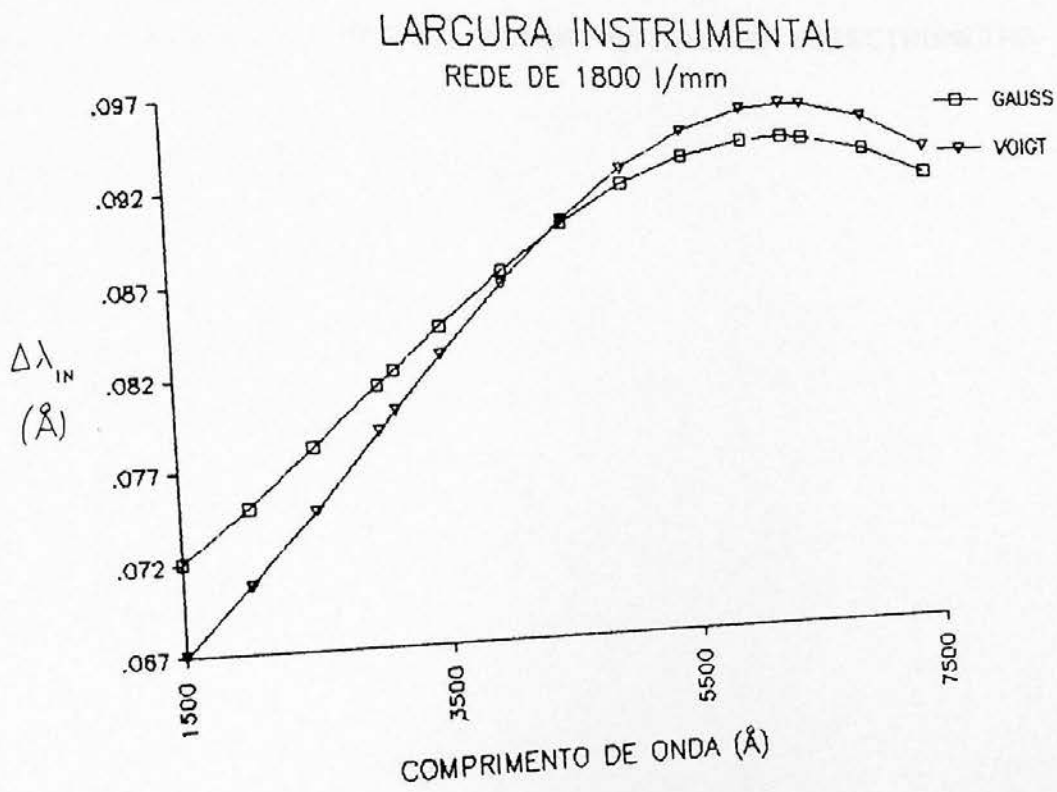


Figura VIII.14 - Comparação entre os valores de largura instrumental fornecidos pelo modelo gaussiano e pelo modelo das funções de Voigt, supondo, neste último, que a contribuição das aberrações seja de forma puramente gaussiana. Rede de 1800 l/mm na primeira ordem.

7)

nd

ue

a

CAPÍTULO IX - DESEMPENHO EXPERIMENTAL DO ESPECTRÔMETRO

nt
81

IX. Desempenho experimental do espectrômetro

A fim de demonstrar experimentalmente alguns aspectos da teoria discutida nos capítulos anteriores, bem como para comparar o desempenho prático do espectrômetro com o calculado, foi feita uma série de medidas, cujos resultados são mostrados a seguir.

Tendo em vista que os fatores de maior importância na avaliação do desempenho de um espectrômetro destinado a estudos de formas de linhas espectrais são o perfil instrumental e a resolução efetiva, as medidas concentraram-se na determinação destas quantidades para alguns comprimentos de onda, utilizando as redes de 1800 1/mm e de 3600 1/mm.

A. Metodologia

A.1 Fontes espectrais utilizadas

Visando examinar o desempenho sob diferentes condições da fonte no que se refere a comprimento de onda, grau de coerência, temperatura e pressão de trabalho, foram utilizadas as seguintes fontes

A.1.1 Laser

Foi utilizado um Laser He-Ne multimodo, de 0,5 mW [IX.1]. O laser é uma fonte ideal para medidas de perfil instrumental por apresentar largura de linha muito pequena em comparação com os demais fatores que contribuem para a formação da resposta espectral. A largura de linha espectral estimada para o laser utilizado é de $\approx 0,01 \text{ \AA}$ [IX.2], ou seja, da mesma ordem da largura Doppler na temperatura de trabalho do laser [IX.3].

A.1.2 Lâmpada de Mercúrio de baixa pressão

Lâmpada "Fen-Ray" (Ultra-Violet Products, San Gabriel CA, USA), composta por uma mistura de Neon e Mercúrio. A emissão

desta lâmpada e' basicamente proveniente de átomos neutros [IX.4]. Quando resfriada, seu espectro apresenta raias do Ne, além das do Hg. A lâmpada utilizada em temperatura normal apresenta um espectro de Hg predominante. A vantagem desta lâmpada esta' em que, por operar em baixa pressão e temperatura reduzida, as larguras de linha são pequenas, não ocorrendo efeitos indesejáveis como p.ex. a auto-absorção.

A.1.3 Lâmpada de mercúrio de alta pressão

Lâmpada comum para iluminação (Philips HPL-N 125W), operando em pressão e temperatura elevadas. Foi utilizada a fim de poder avaliar o alargamento em comparação com a lâmpada de baixa pressão.

A.2 Descrição da montagem experimental

Os componentes da montagem experimental foram descritos no capítulo VI. As figuras IX.1 e IX.2 mostram a disposição instrumental utilizada para medida da largura instrumental por meio do Laser. O vidro despolido tem a função de reduzir a coerência espacial do feixe Laser, satisfazendo assim ao requisito de iluminação uniforme da abertura do espectrômetro.

A figura IX.3 mostra a disposição usada na medida da resolução da raia Hg 3131 Å.

Nas medidas foram utilizadas as redes de 1800 1/mm, para medidas na faixa entre 3125 Å e 6328 Å, na primeira e segunda ordens, e a rede de 3600 1/mm, para medidas na região de 3131 Å.

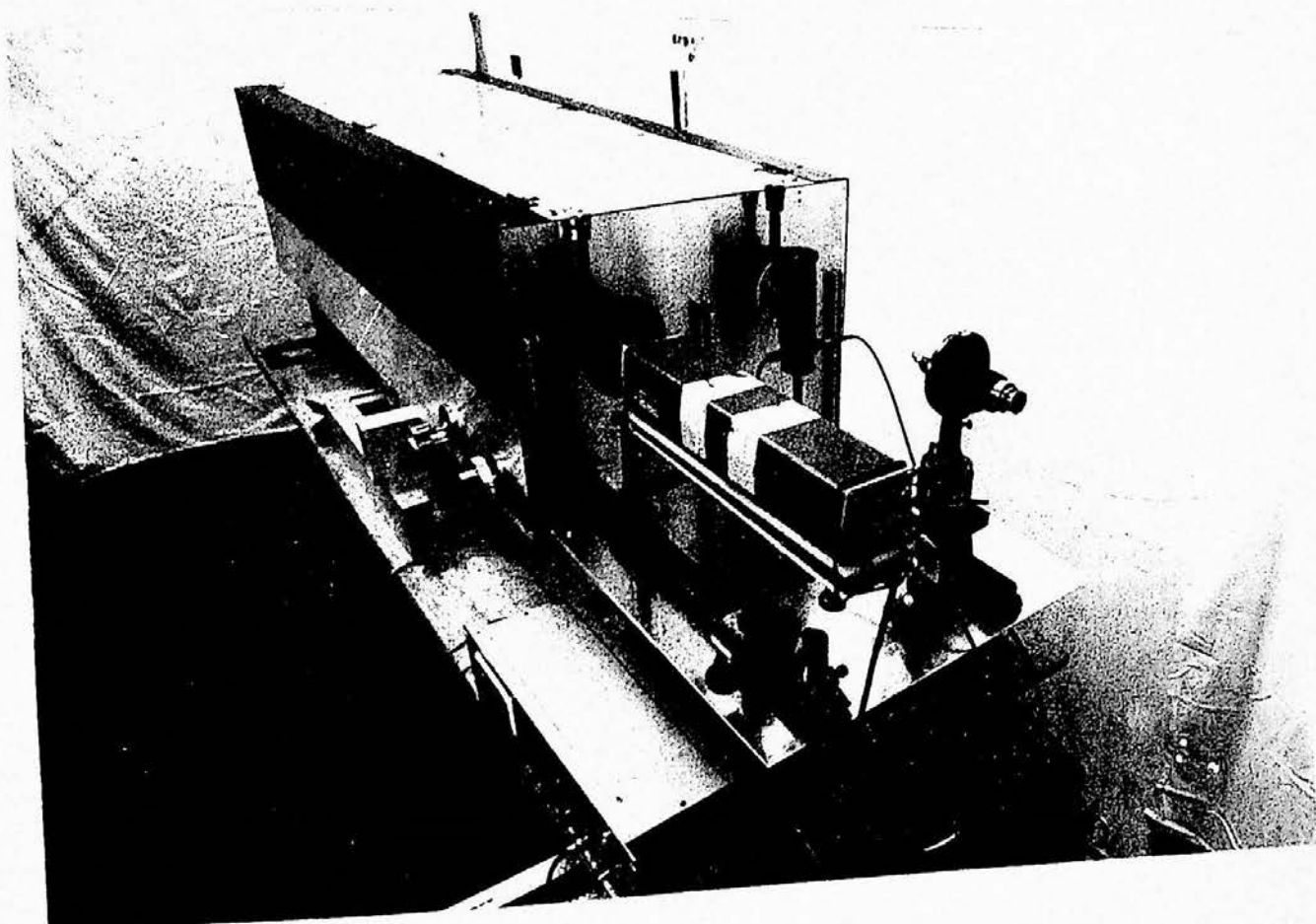


Figura IX.1 - Vista geral da montagem experimental utilizada na medida do perfil instrumental com o Laser.

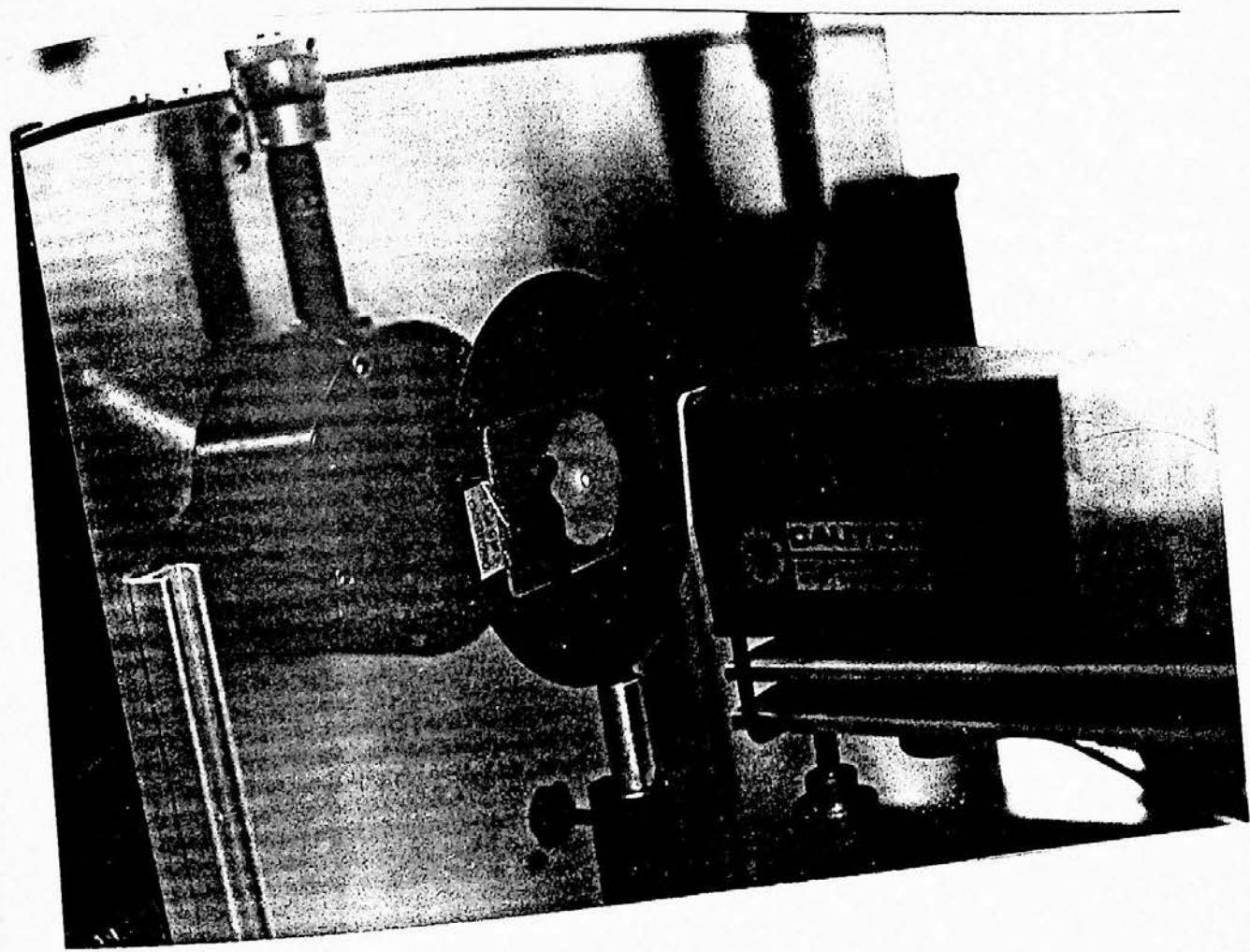


Figura IX.2 - Detalhe da óptica de iluminação.

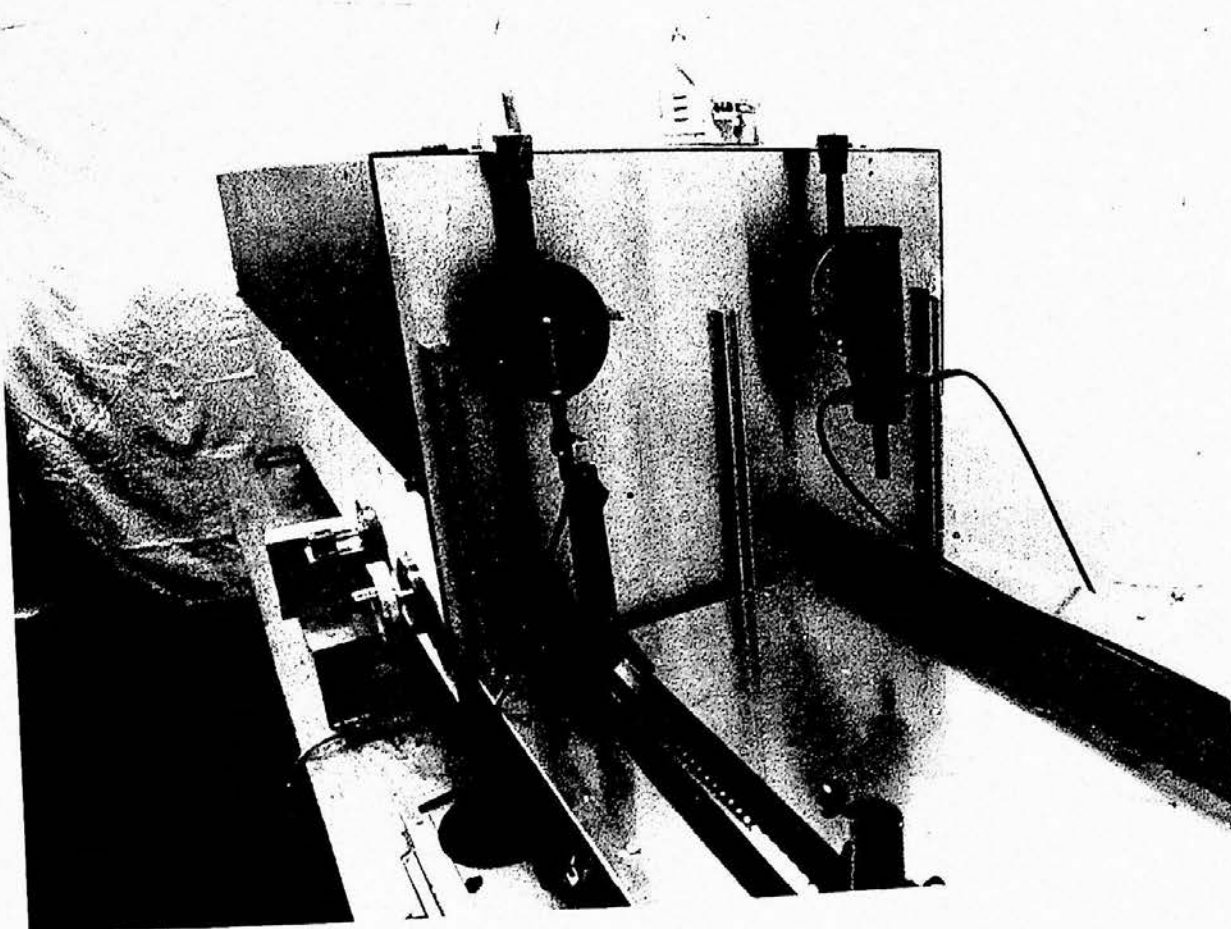


Figura IX.3 - Montagem experimental utilizada na medida de resolução da raia Hg 3131

A.3 Limitações da montagem experimental

As medidas feitas estão sujeitas às seguintes limitações de caráter experimental:

A.3.1 Efeitos de coerência

A coerência da radiação emitida pelo Laser faz surgir uma série de efeitos indesejáveis de interferência. Tais efeitos manifestam-se também nos perfis instrumentais, fazendo surgir artefatos. Por outro lado, a utilização de iluminação coerente torna o sistema extremamente sensível a vibrações.

A.3.2 Aquecimento da lâmpada de Hg de baixa pressão

A utilização da lâmpada de baixa pressão sem resfriamento, como foi o caso presente, implica em alargamento por efeito Doppler, o qual embora sendo reduzido, pode dificultar a resolução de estruturas hiperfinas.

A.3.3 Defeitos da rede de 18001/mm

A rede de 1800 l/mm, por ser do tipo gravado mecânicamente, apresenta raias fantasmas e raias satélites que, como já vimos, são defeitos intrínsecos a este tipo de rede. Estas raias espúrias dificultam bastante a interpretação dos dados quando a linha medida apresenta estrutura hiperfina, uma vez que confundem-se com estruturas reais.

A.3.4 Defeitos dos espelhos

Por terem sido fabricados utilizando vidro comum como substrato, os espelhos apresentam defeitos de polimento que, embora muito reduzidos, chegam a afetar a qualidade de imagem, devido à alta resolução utilizada.

7)

nd

ue

a

nt
31

A.3.5 Vibrações mecânicas

As vibrações mecânicas originam-se no sistema de varredura e na mesa utilizada como base do aparelho.

A utilização de um motor de passo é a principal causa de vibração, uma vez que, em determinadas velocidades, surgem ressonâncias entre o motor e o sistema de engrenagens de varredura.

Outra fonte de vibrações está na mesa utilizada como base para o instrumento, a qual não é suficientemente rígida, tendo em vista a carga suportada.

A.3.6 Abertura da fenda de entrada

Em algumas das medidas foi utilizada uma fenda de entrada que permite uma abertura mínima de cerca de 10 microns, o que limitou a resolução máxima alcançável em certos casos.

A.3.7 Desfocalização

Como vimos anteriormente, os efeitos de alargamento decorrentes da desfocalização dos espelhos podem ser apreciáveis, especialmente nos comprimentos de onda mais curtos. No caso da rede de 1800 l/mm, cuja faixa espectral de trabalho permite a observação da linha do Laser He-Ne, a focalização e o alinhamento do sistema óptico foram feitos através da observação visual do feixe laser e da avaliação fotoelétrica da largura instrumental. Devido à intensidade deste feixe a tarefa fica bastante facilitada. No caso da rede de 3600 l/mm, a limitação da faixa espectral ao máximo de 3900 Å dificultou consideravelmente o alinhamento e focalização da óptica, uma vez que não dispunhamos de uma fonte de luz coerente (laser) nesta região espectral.

A.4 Procedimentos de medida

A.4.1 Perfil instrumental

A determinação do perfil instrumental foi feita nos domínios de alta e baixa resolução.

As larguras de fenda foram ajustadas usando a relação de aumento anamórfico $w_2 = (\cos i / \cos r) w_1$.

Nas medidas de perfil instrumental foram utilizadas as raias espectrais 6328 \AA do Laser He-Ne, a raia Hg 5461 \AA , a raia Hg 3131.83 \AA e a raia Hg 3125 .

A.4.2 Resolução efetiva

Para a medida da resolução efetiva foram empregados dois métodos.

O primeiro método, aplicável somente em casos em que a raia não apresente qualquer estrutura, baseia-se na medida direta da largura da raia a metade de sua altura. Este método é mais adequado quando se utiliza o laser como fonte de radiação.

O segundo método baseia-se na medida da distância entre duas raias espectrais no limiar da separação. Neste método foi utilizado o par 3131.83 \AA e 3131.54 \AA do Hg.

A.4.3 Alargamento da raia Hg 5461

A fim de ilustrar o efeito de alargamento causado pela pressão foram feitas medidas do perfil instrumental da raia Hg 5461, usando as lâmpadas de alta e baixa pressão. Os parâmetros do sistema de medida (larguras de fenda, dispersão, etc..) foram mantidos constantes nas duas medições. O ganho do sistema de detecção foi ajustado de modo a obter-se deflexões de mesma ordem nos registros.

B. Medidas

As medidas basearam-se em curvas obtidas no registrador gráfico, conforme esquema do sistema mostrado no capítulo VII. Estas curvas representam a variação do sinal do fotomultiplicador ao varrer-se a raia espectral sobre a fenda de saída.

Foi realizado um total de 37 medidas sob diferentes condições experimentais, especificadas na tabela IX.1. A escala das curvas é função da velocidade de varredura do espectrômetro ($\text{Å}/\text{min.}$) e da velocidade do registrador ($\text{cm}/\text{min.}$). O ganho do sistema de detecção e registro foi ajustado em cada medida, de tal modo que as curvas apresentassem amplitudes de deflexão semelhantes. Devido a isto a escala vertical varia de uma curva para a outra.

B.1 Curvas obtidas

As figuras IX.4 a IX.16 mostram algumas das curvas obtidas. Nelas são indicadas as larguras de fenda utilizadas (em micra) e largura instrumental obtida (em Ångstrom).

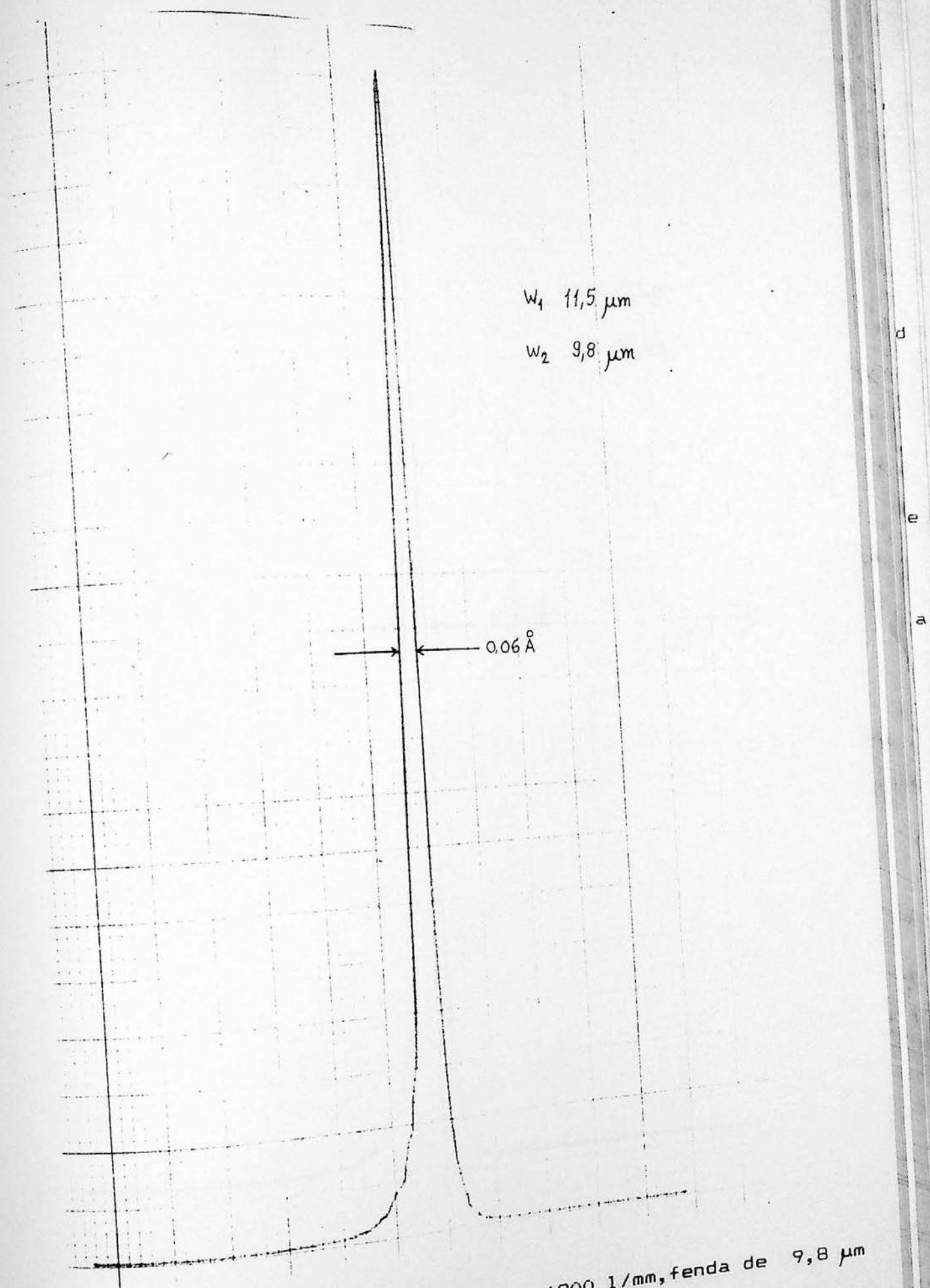


Figura IX.4 - Raia He-Ne 6328, rede de 1800 1/mm, fenda de 9,8 μm

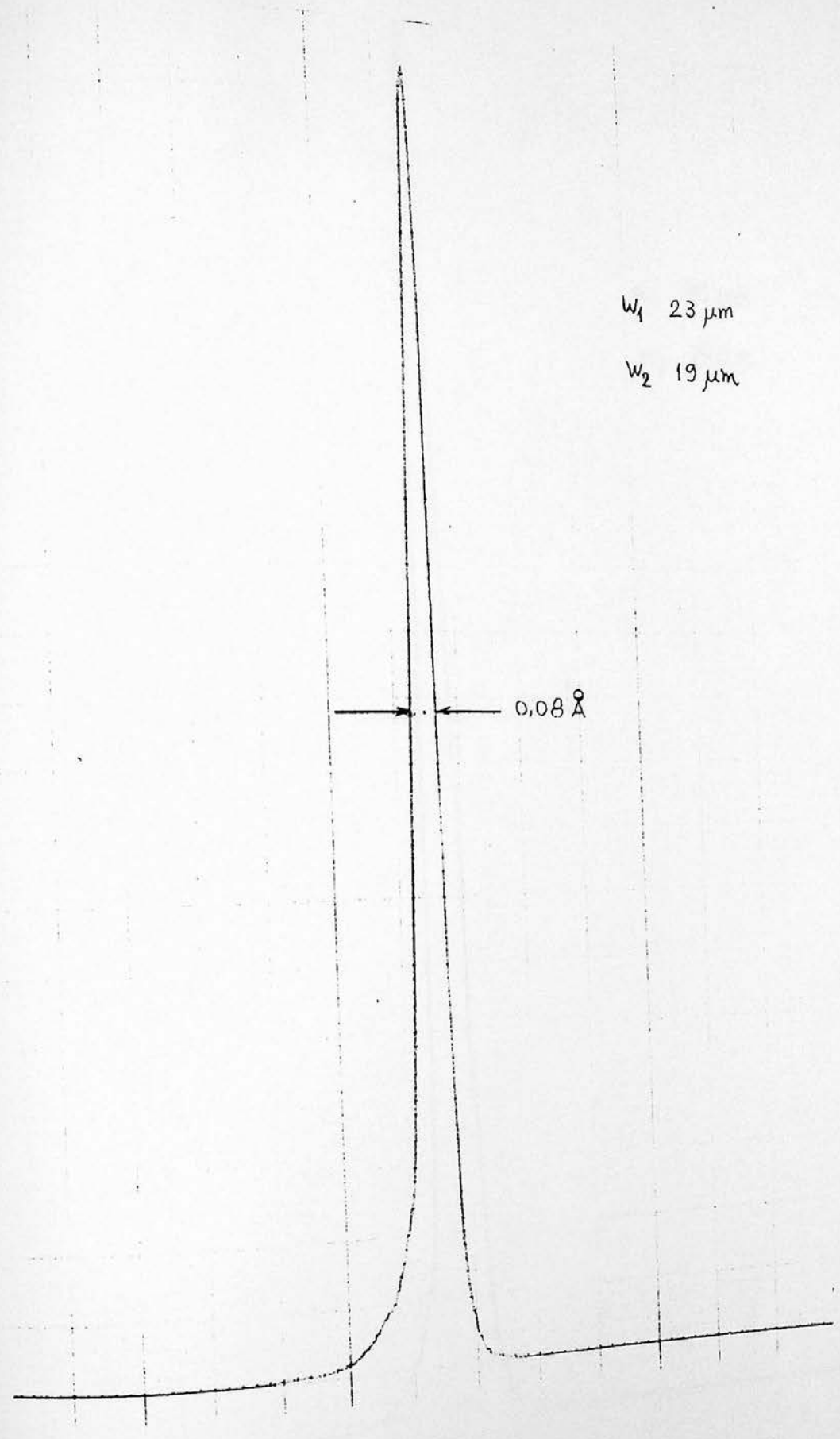


Figura IX.5 - Raia He-Ne 6328, rede de 1800 1/mm, fenda de 19,5 μm

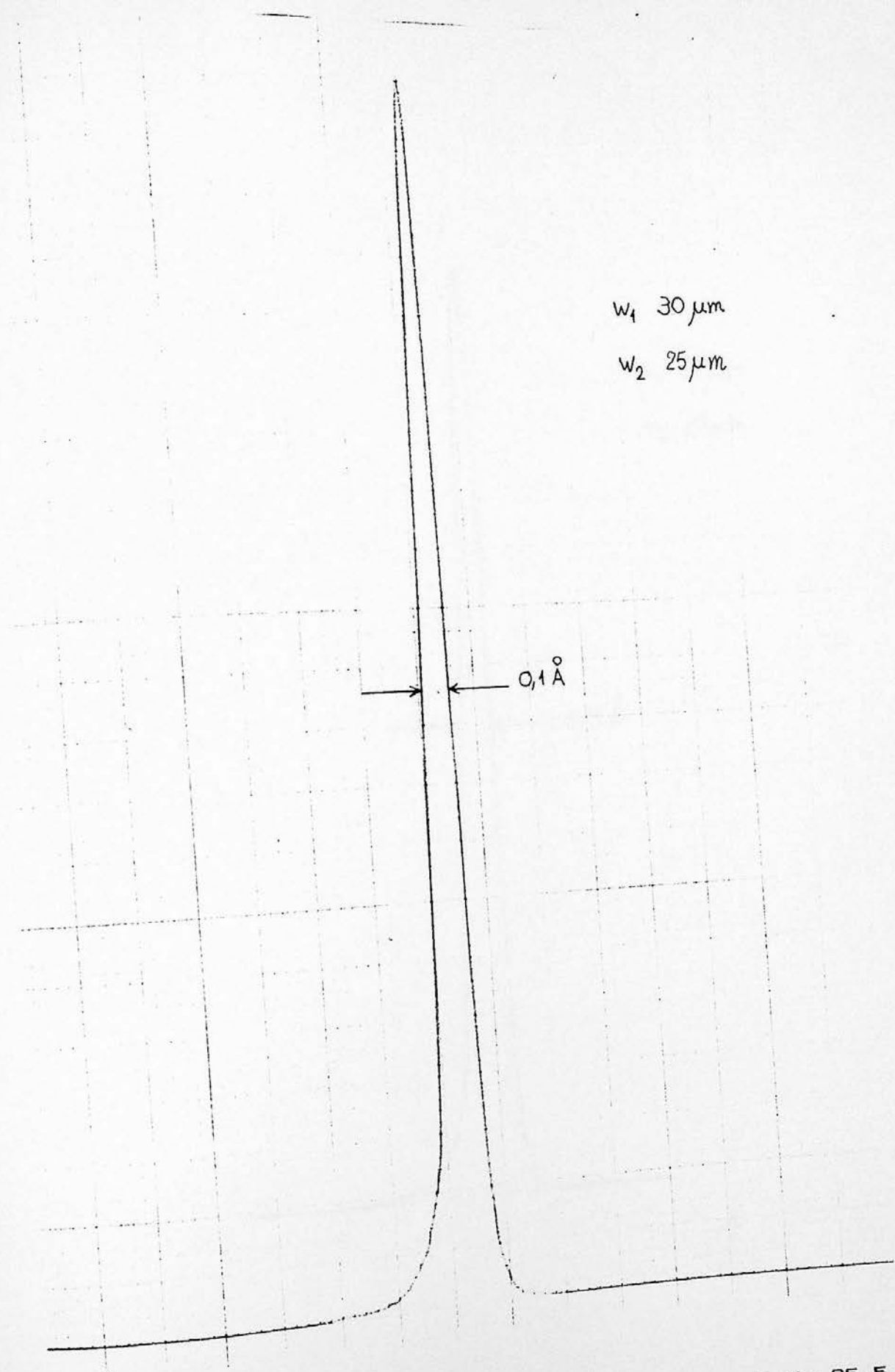


Figura IX.6 - Raia He-Ne 6328, rede de 1800 1/mm, fenda de 25,5 μm

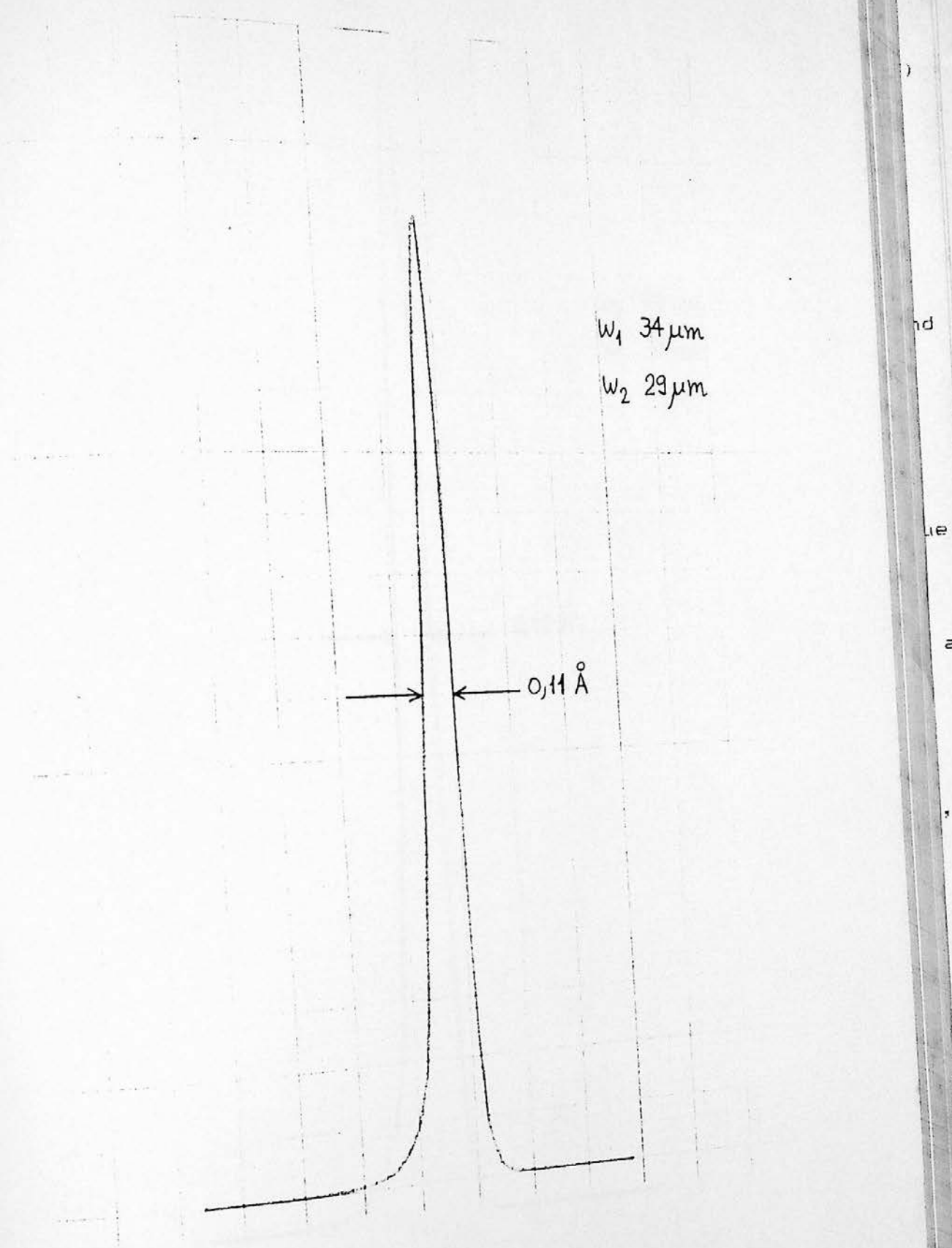


Figura IX.7 - Raia He-Ne 6328, rede de 1800 1/mm, fenda de 29,4 μm

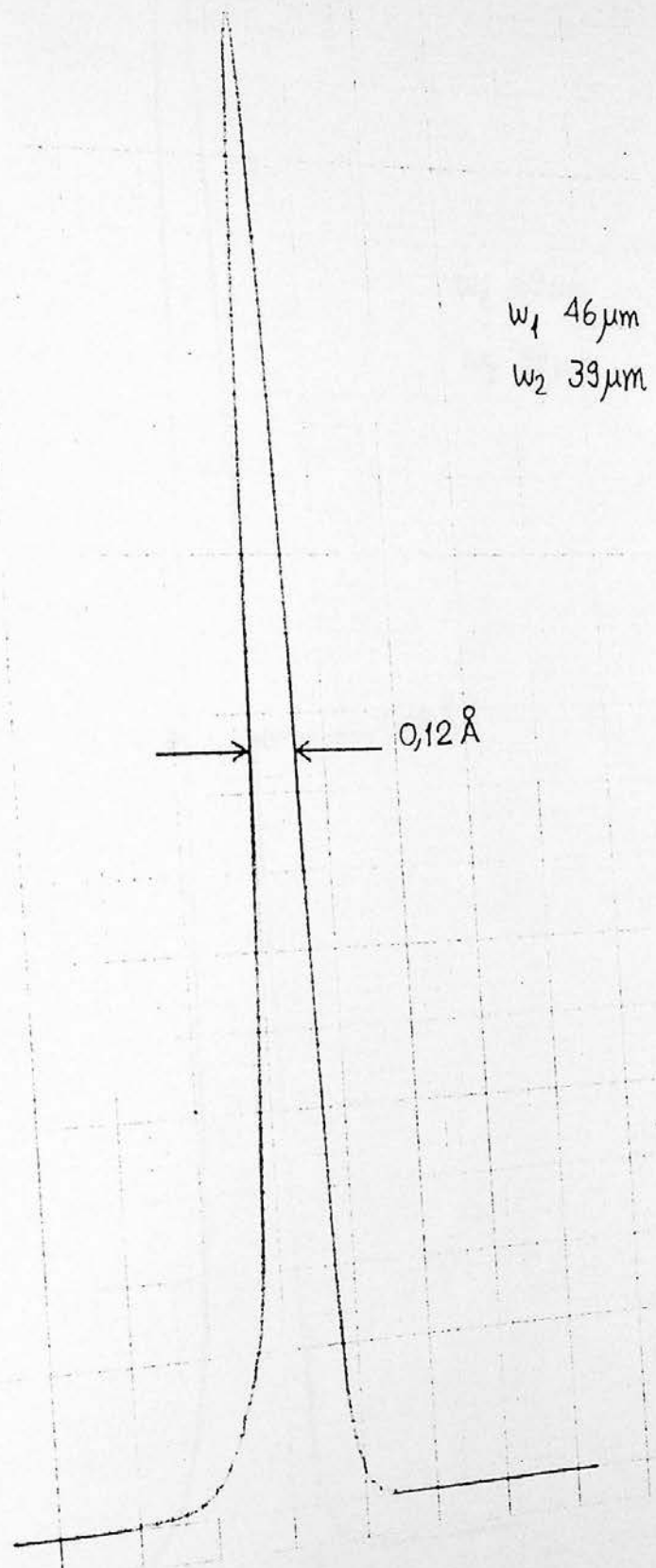


Figura IX.8 - Raia He-Ne 6328, rede de 1800 1/mm, fenda de 39,2 μm

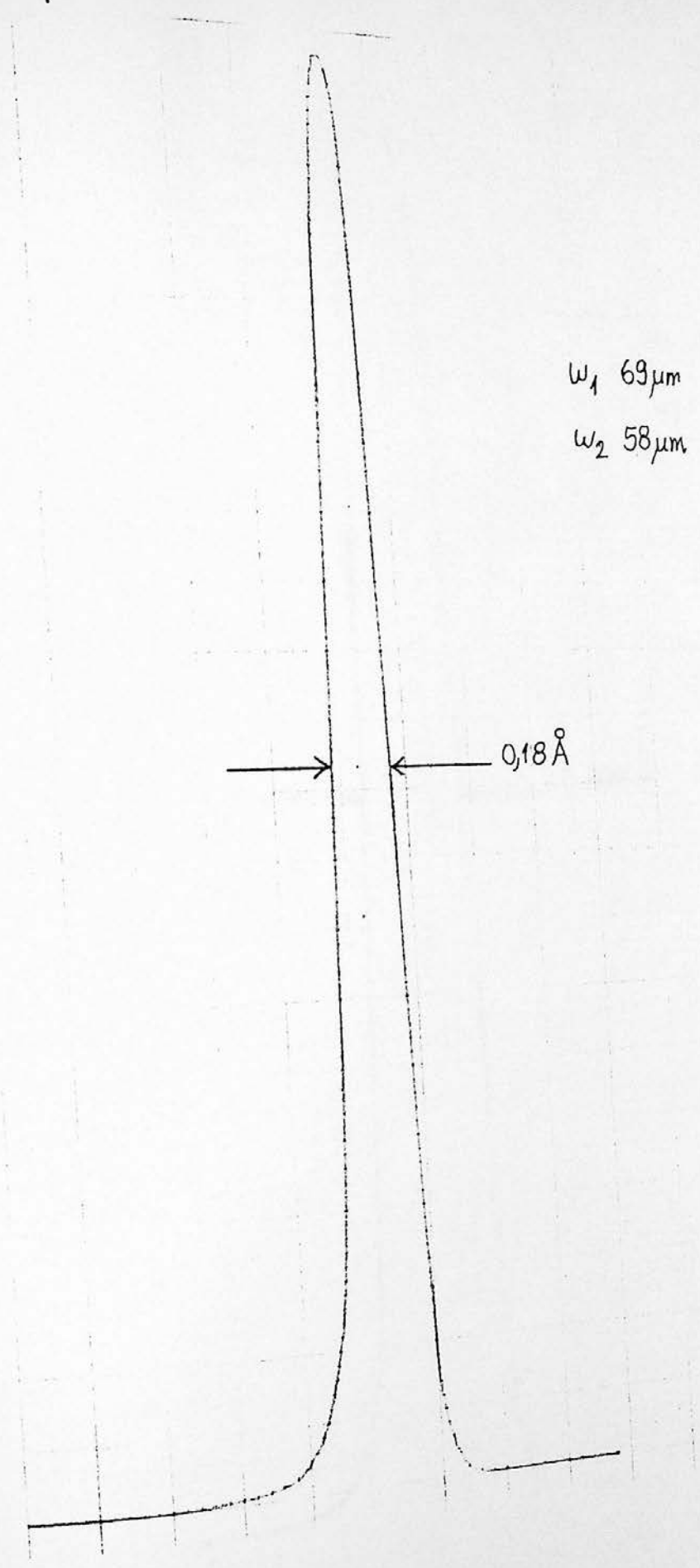


Figura IX.9 - Raia He-Ne 6328, rede de 1800 1/mm, fenda de 58,8 μm

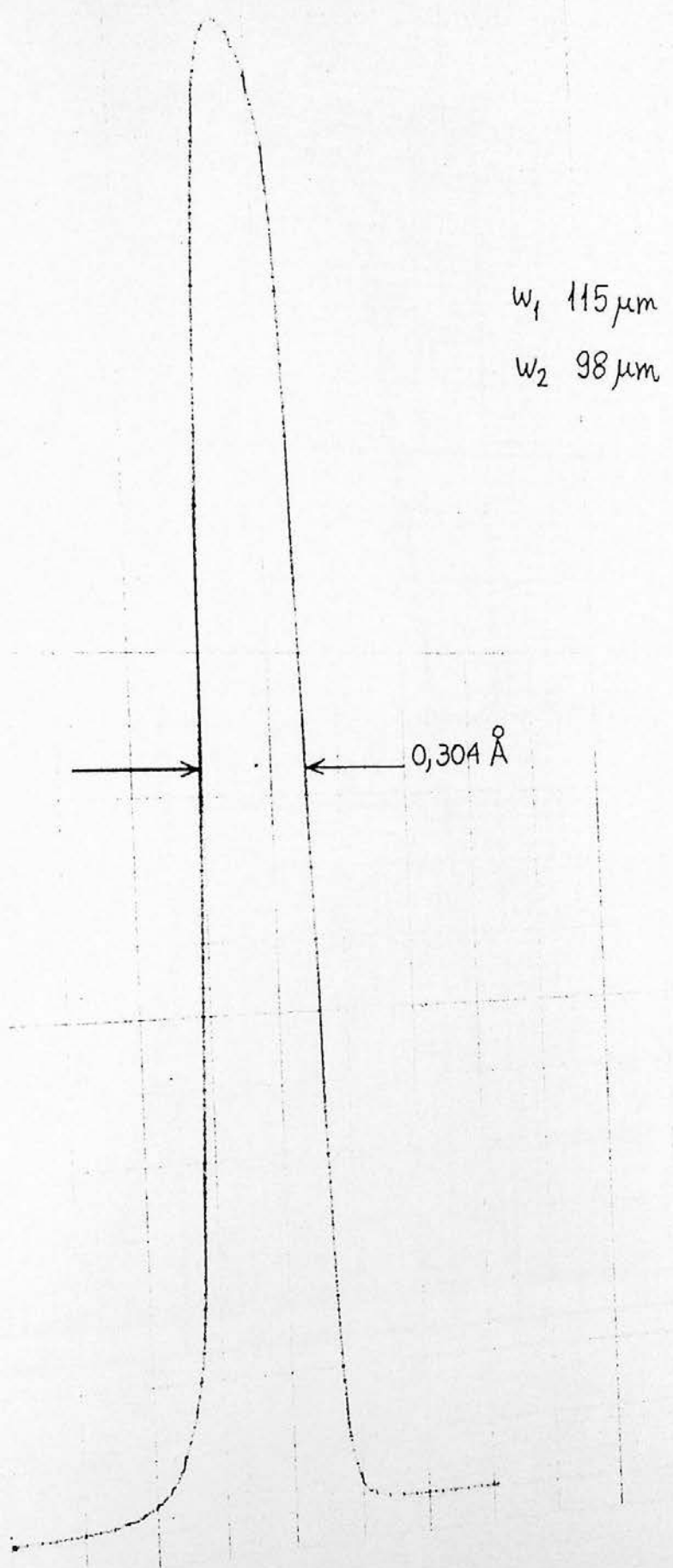


Figura IX.10 - Raia He-Ne 6328, rede de 1800 1/mm, fenda de 98 μm

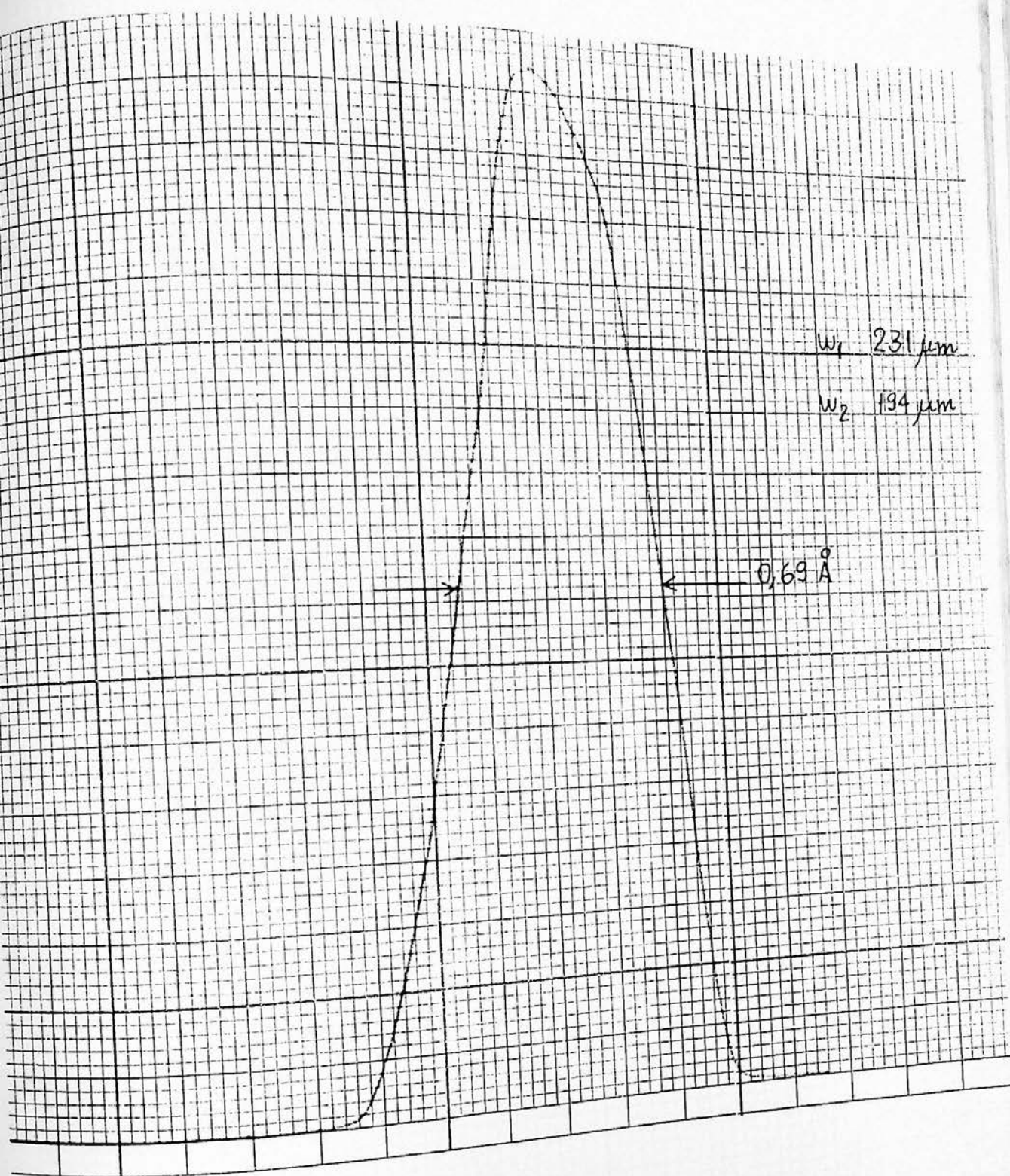


Figura IX.11 - Raia He-Ne 6328, rede de 1800 l/mm, fenda de 194 μm

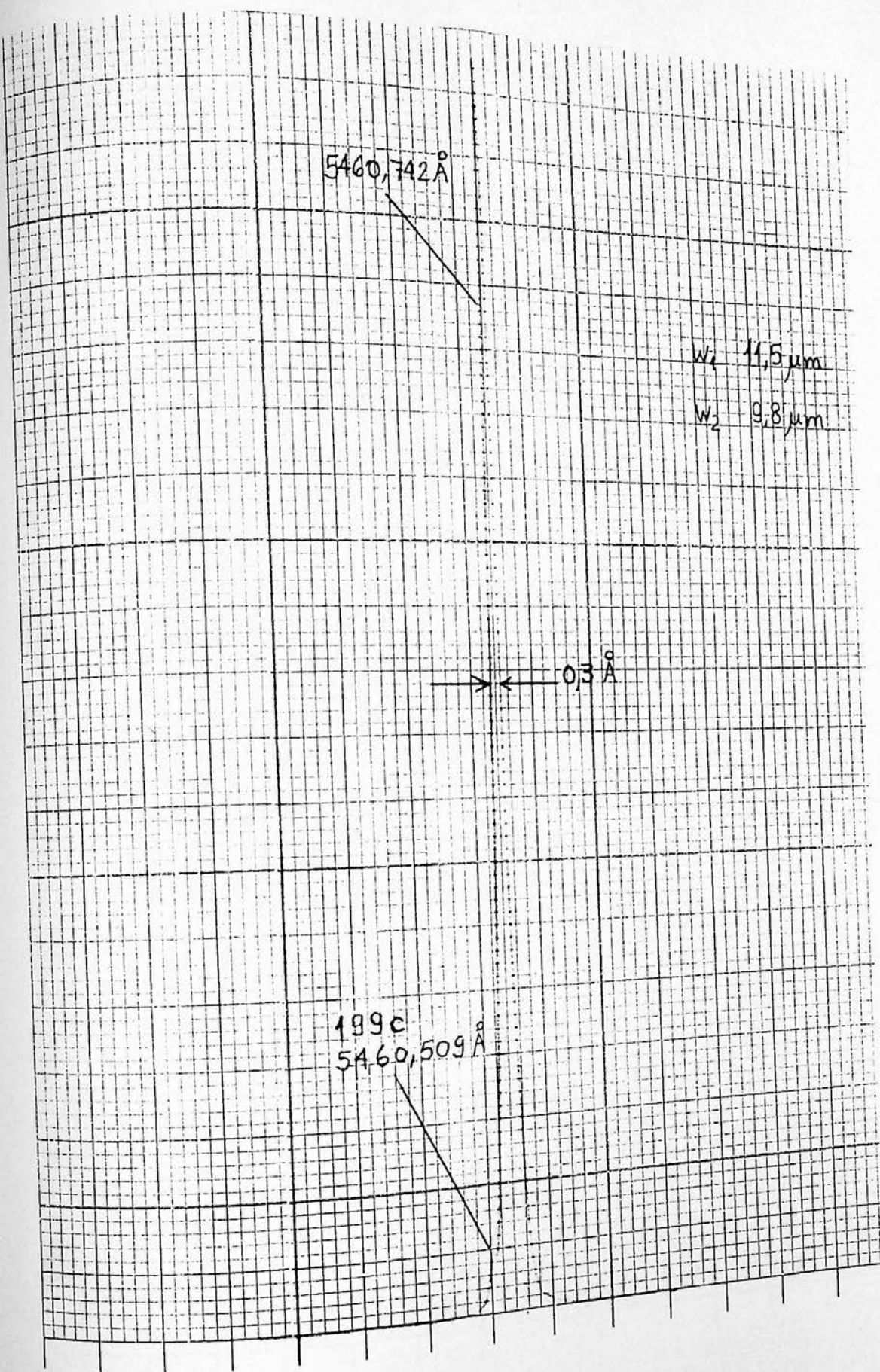


Figura IX.12 - Raia Hg 5461, rede de 1800 l/mm, fenda de 9,8 μm lâmpada de baixa pressão sem resfriamento

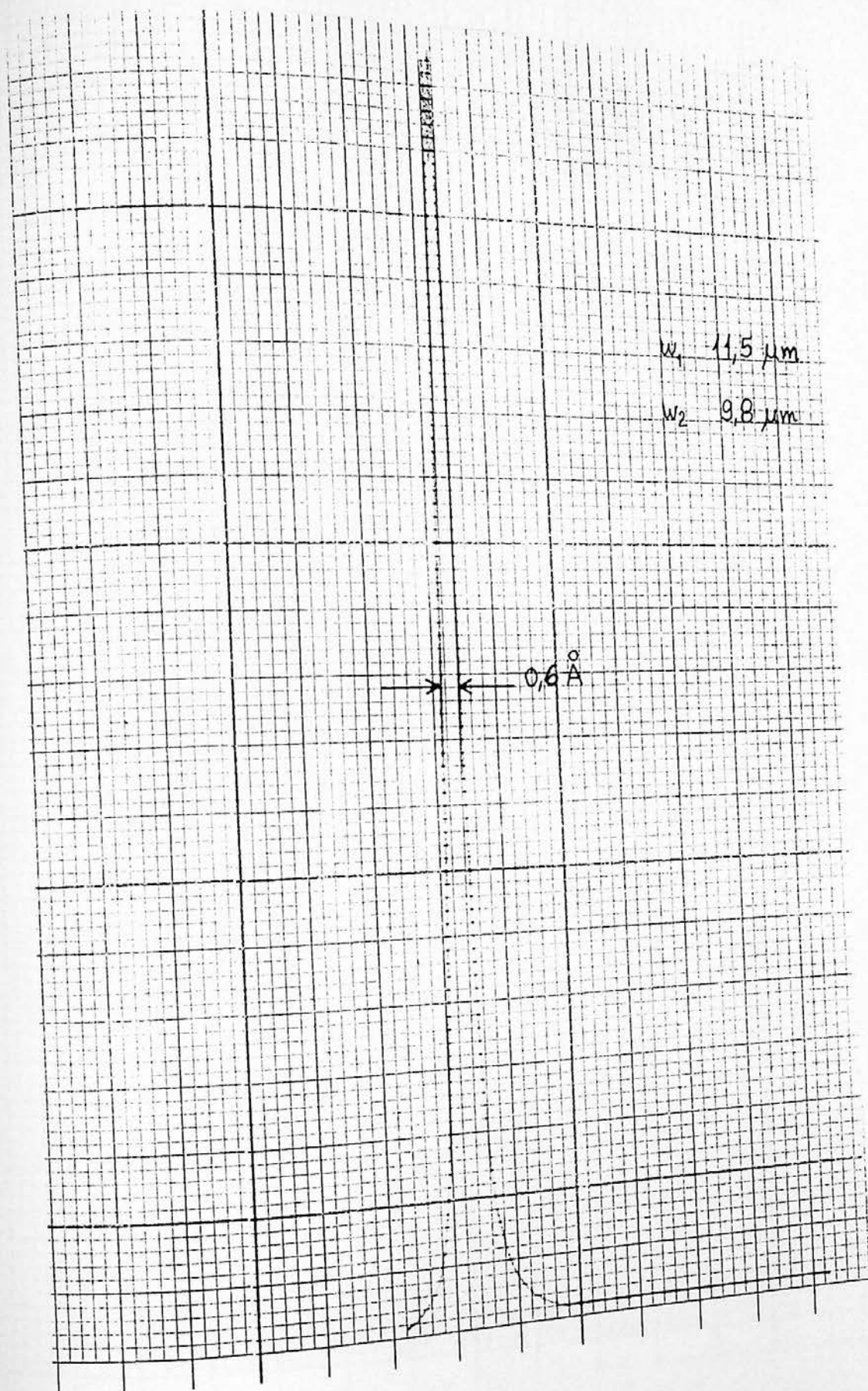


Figura IX.13 - Raia Hg 5461, rede de 1800 1/mm, fenda de $9,8 \mu\text{m}$
Lâmpada de alta pressão

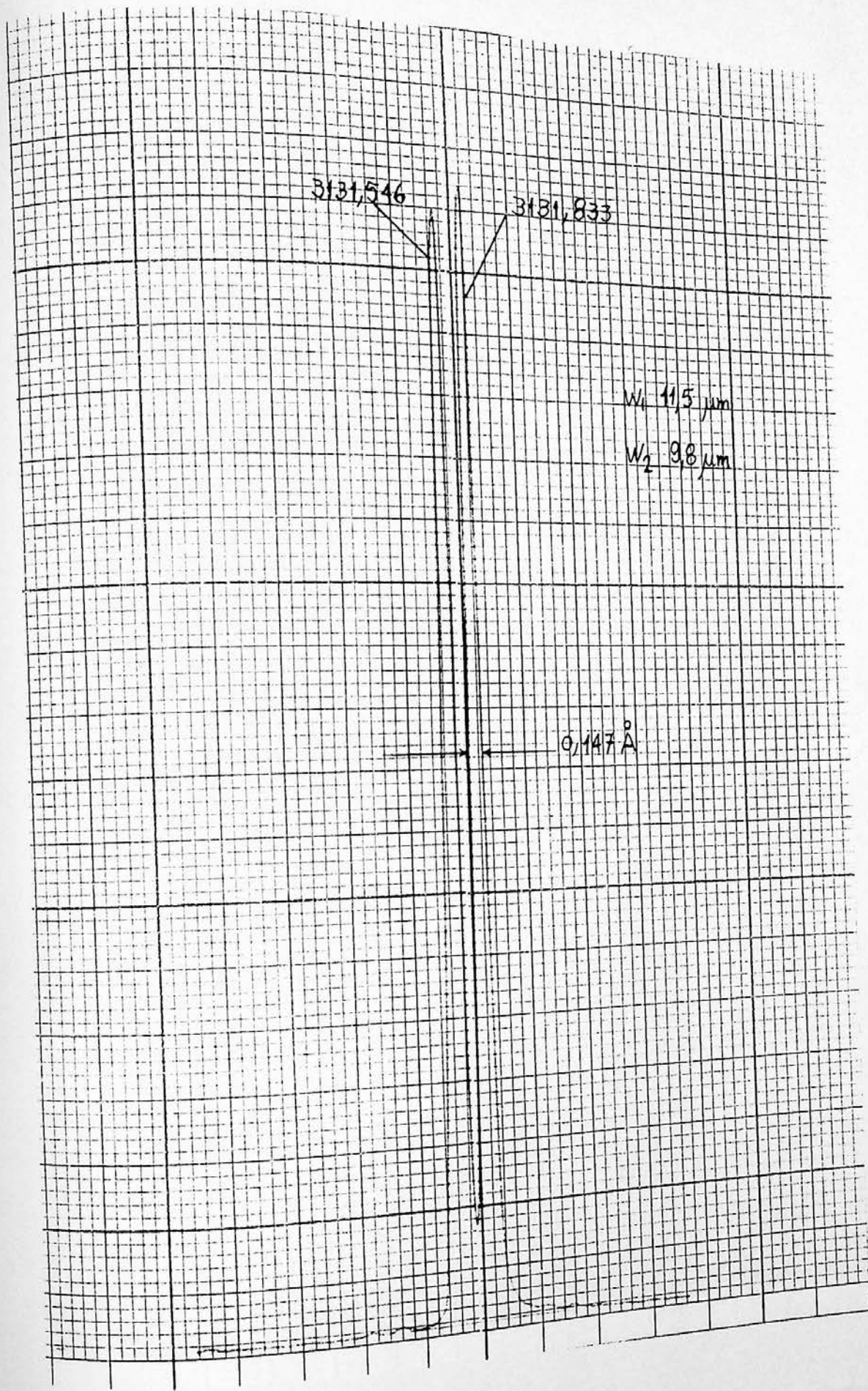


Figura IX.14 - Raia Hg 3131, rede de 1800 l/mm, fenda de 9,8 μm

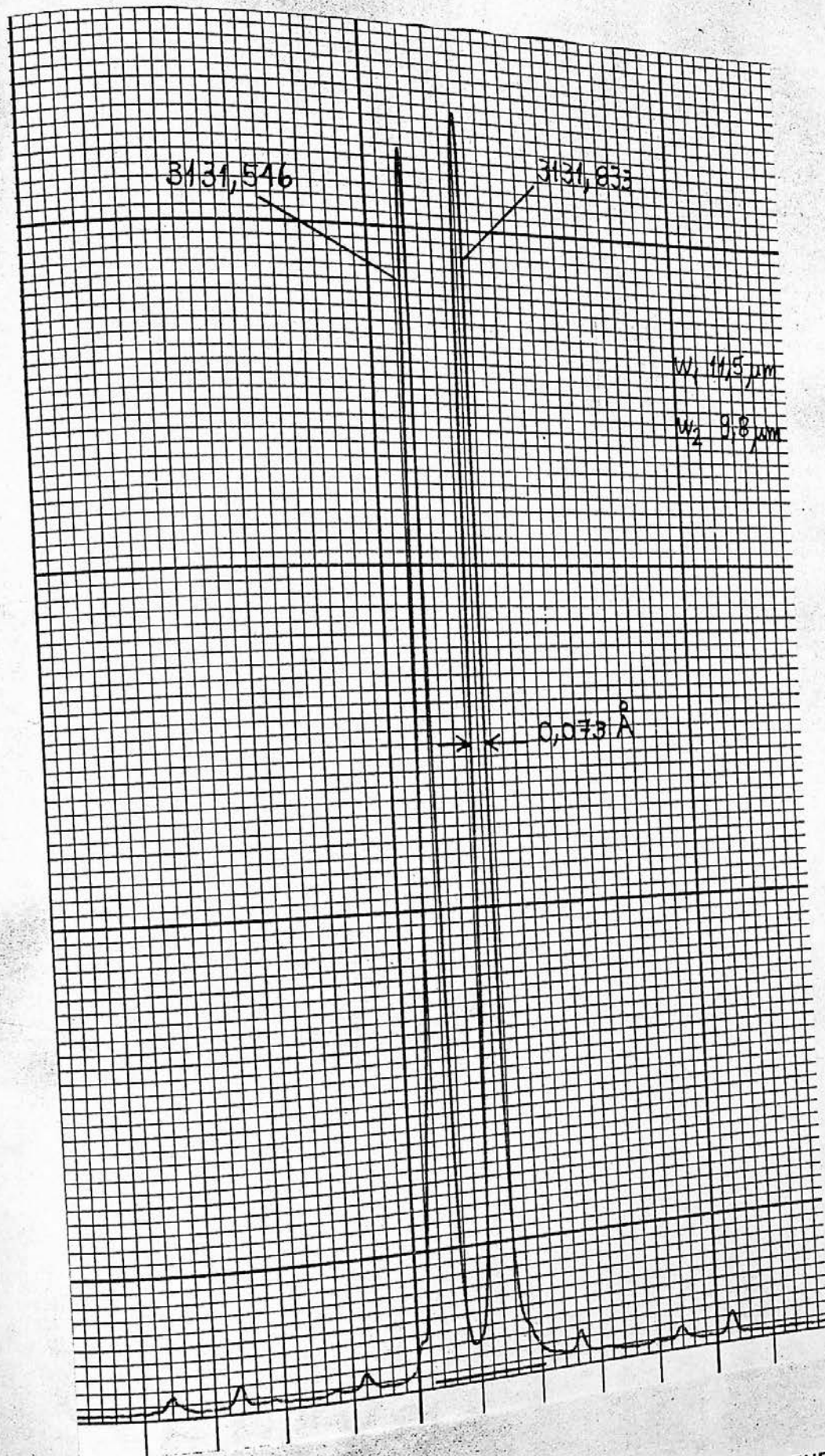


Figura IX.15 - Raia Hg 3131, rede de 1800 l/mm na segunda ordem, fenda de 9,8 μm , lâmpada de baixa pressão sem resfriamento

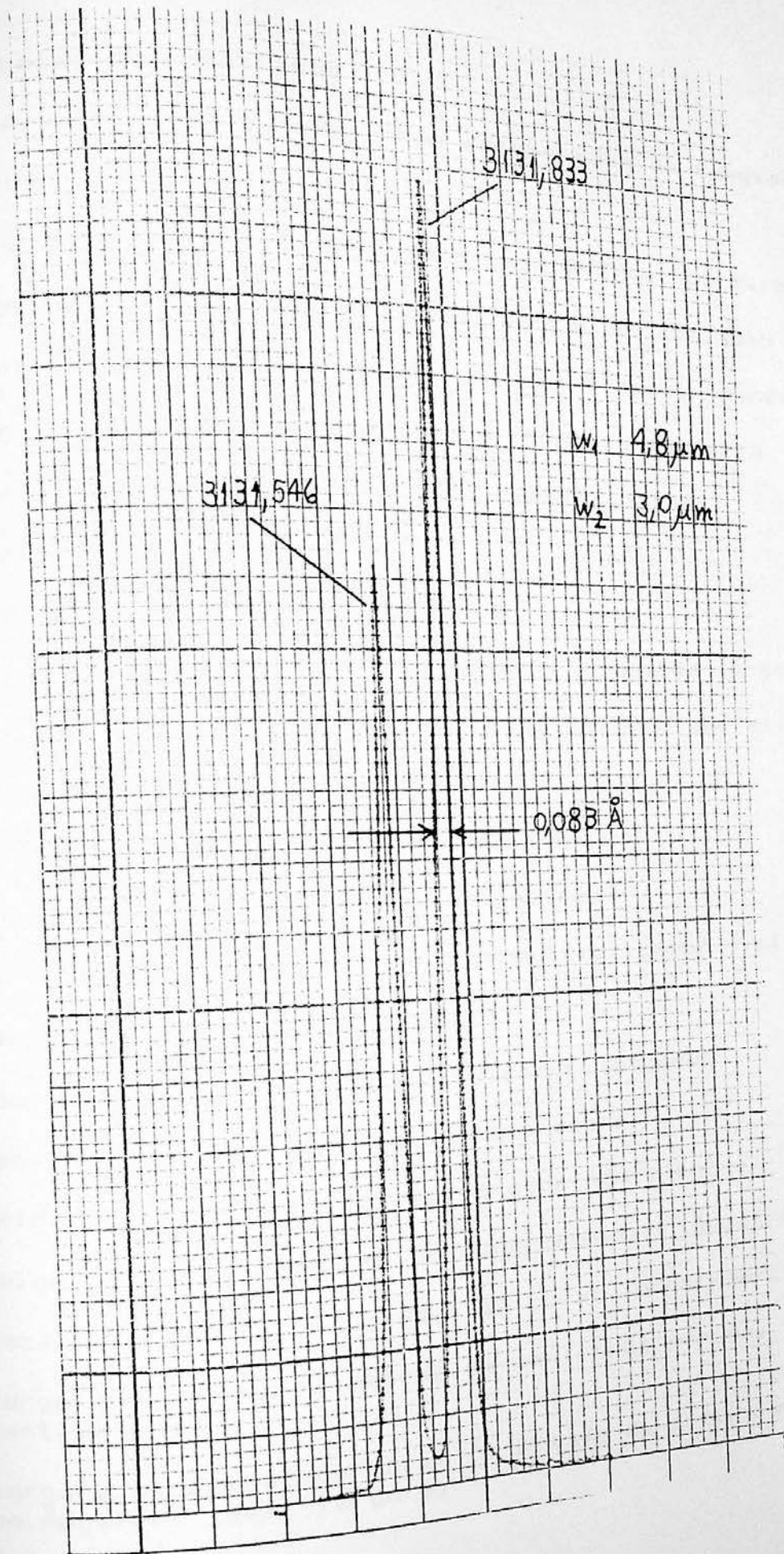


Figura IX.16 - Raia Hg 3131, rede de 3600 l/mm, fenda de $4,8 \mu\text{m}$
Lâmpada de baixa pressão sem resfriamento

B.2 Tabelas de resultados

A partir das curvas foram construídas as tabelas IX.1, IX.2 e IX.3 .

A tabela IX.1 mostra, para cada medida, os valores utilizados para os parâmetros de calibração do conjunto experimental, bem como os respectivos resultados, representados pela largura instrumental medida. Definimos a seguir o significado de cada uma das colunas desta tabela:

- (1) Numero da medida
- (2) Fonte de radiação utilizada
- (3) Comprimento de onda da raia espectral medida (Ångstrom)
- (4) Tipo de rede de difração utilizada (linhas por milímetro)
- (5) Ordem de difração
- (6) Largura de fenda de entrada (milímetros)
- (7) Largura de fenda de saída (milímetros)
- (8) Voltagem de alimentação do fotomultiplicador (Volts)
- (9) Escala do amplificador (Ampére)
- (10) Compensação de zero do amplificador (Ampére)
- (11) Ganho do registrador (Volts/centímetro)
- (12) Velocidade do papel do registrador (cm/minuto)
- (13) Velocidade de varredura do espectrômetro (Ångstrom/minuto)
- (14) Escala horizontal (abscissa) da curva (Ångstrom/centímetro)
- (15) Largura da curva a metade da amplitude máxima, medida em centímetros
- (16) Largura espectral da curva a metade da altura máxima, medida em Ångstrom (semi-largura)
- (17) Resolução efetiva
- (18) No. da figura correspondente

A tabela IX.2 e a figura IX.17 mostram, para o comprimento de onda de 6328 \AA , a largura instrumental medida, para alguns valores da largura de fenda, utilizando a rede de 1800 1/mm . Para efeito de comparação são incluídos os valores de alargamento calculados no capítulo anterior.

A tabela IX.3 e a figura IX.18 nos dão a largura instrumental medida, para diversos valores da largura de fenda, nos comprimentos de onda de 3125 \AA e 3131 \AA . Aqui também são incluídos os valores teóricos correspondentes, calculados no capítulo VIII.

Tabela IX.1 - Parâmetros experimentais e resultados das medidas

(1) MEDIDA NO.	(2) FONTE	(3) LAMBDA (Å)	(4) REDE (1/mm)	(5) ORDEM DE DIFRACAO	(6) FENDAS ENTRADA (mm)	(7) FENDAS SAIDA (mm)	(8) VOLTAGEM PMT (V)	(9) AMPLIFICADOR CORRENTE (Å)	(10) CORRENTE COMPENS. (Å)	(11) REGISTRADOR GANHO (V/cm)	(12) VELOC. VELOC. (cm/min)	(13) VELOC. DE VARREDURA (Å/min)	(14) ESCALA DA CURVA (Å/cm)	(15) LARGURA MEDIDA (cm)	(16) LARGURA MEDIDA (Å)	(17) RESOLUCAO EFETIVA	(18) CURVA (No. figura)
1	He-Ne	6328	1800	1	.0115	.0098	800	1e-5									
2	He-Ne	6328	1800	1	.0115	.0098	800	1e-5	6e-8	.025	3	2	.667	.1	.067	94920	
3	He-Ne	6328	1800	1	.0115	.0098	800	1e-5	6e-8	.025	10	2	.200	.3	.060	105467	IX.4
4	He-Ne	6328	1800	1	.0115	.0098	800	1e-5	6e-8	.025	10	1.5	.150	.32	.048	131833	
5	He-Ne	6328	1800	1	.023	.019	800	1e-5	6e-8	.025	3	1.5	.500	.2	.100	63280	
6	He-Ne	6328	1800	1	.023	.019	800	1e-5	6e-8	.1	10	2	.200	.35	.070	90400	
7	He-Ne	6328	1800	1	.023	.019	800	1e-5	6e-8	.1	10	2	.200	.45	.090	70311	
8	He-Ne	6328	1800	1	.023	.019	800	1e-5	6e-8	.1	10	2	.200	.4	.080	79100	IX.5
9	He-Ne	6328	1800	1	.03	.025	800	1e-5	6e-8	.1	3	2	.667	.12	.080	79100	
10	He-Ne	6328	1800	1	.03	.025	800	1e-5	6e-8	.1	10	2	.200	.46	.092	68783	
11	He-Ne	6328	1800	1	.03	.025	800	1e-5	6e-8	.1	1	2	2.000	.05	.100	63280	
12	He-Ne	6328	1800	1	.03	.025	800	1e-5	6e-8	.1	3	2	.667	.15	.100	63280	
13	He-Ne	6328	1800	1	.03	.025	800	1e-5	6e-8	.1	3	2	.667	.12	.080	79100	
14	He-Ne	6328	1800	1	.03	.025	800	1e-5	6e-8	.1	10	2	.200	.5	.100	63280	IX.6
15	He-Ne	6328	1800	1	.0346	.0294	800	1e-5	6e-8	.1	10	2	.200	.55	.110	57527	IX.7
16	He-Ne	6328	1800	1	.0346	.0294	800	1e-5	6e-8	.1	3	2	.667	.15	.100	63280	
17	He-Ne	6328	1800	1	.0462	.0392	800	1e-5	6e-8	.1	10	2	.200	.6	.120	52733	IX.8
18	He-Ne	6328	1800	1	.0462	.0392	800	1e-5	6e-8	.1	3	2	.667	.15	.100	63280	
19	He-Ne	6328	1800	1	.0693	.0588	800	1e-5	6e-8	.1	10	2	.200	.9	.180	35156	IX.9
20	He-Ne	6328	1800	1	.0693	.0588	800	1e-5	6e-8	.1	3	2	.667	.3	.200	31640	
21	He-Ne	6328	1800	1	.0693	.0588	800	1e-5	6e-8	.1	10	2	.200	1.52	.304	20816	IX.10
22	He-Ne	6328	1800	1	.115	.098	800	1e-5	6e-8	.1	3	2	.667	.1	.667	9492	
23	He-Ne	6328	1800	1	.115	.098	800	1e-5	6e-8	.1	3	2	.200	3.45	.690	9171	IX.11
24	He-Ne	6328	1800	1	.231	.194	800	1e-4	6e-8	.025	10	2	.667	.1	.667	9492	
25	He-Ne	6328	1800	1	.231	.194	800	1e-4	6e-8	.025	3	2	2.000	.15	.300	18203	IX.12
26	Hg (HP)	5461	1800	1	.0115	.0098	800	1e-6	6e-8	.005	1	2	.667	.9	.600	9102	
27	Hg (HP)	5461	1800	1	.0115	.0098	800	1e-5	6e-8	.005	3	2	2.000	.3	.600	9102	IX.13
28	Hg (HP)	5461	1800	1	.0115	.0098	800	1e-5	6e-8	.005	1	2	.667	.22	.147	21348	IX.14
29	Hg (LP)	3131	1800	1	.0115	.0098	800	1e-7	6e-8	.025	3	2	.200	.85	.170	18418	
30	Hg (LP)	3131	1800	1	.0115	.0098	800	1e-7	6e-8	.025	10	2	.200	.22	.073	42695	IX.15
31	Hg (LP)	3131	1800	2	.0115	.0098	800	1e-7	6e-8	.025	3	1	.333	.65	.065	48169	
32	Hg (LP)	3131	1800	2	.0115	.0098	800	1e-7	6e-8	.025	10	1	.100	.25	.083	37572	IX.16
33	Hg (LP)	3131	3600	1	.005	.003	1100	1e-6	6e-8	.01	3	1	.333	.3	.100	31250	
34	Hg (LP)	3125	3600	1	.05	.003	1100	1e-6	6e-8	.01	3	1	.333	.3	.100	31250	
35	Hg (LP)	3125	3600	1	.05	.003	800	1e-6	6e-8	.25	3	1	.333	.32	.107	29297	
36	Hg (LP)	3125	3600	1	.024	.003	800	1e-6	6e-8	.25	3	1	.333	.35	.117	26786	
37	Hg (LP)	3125	3600	1	.03	.003	800	1e-6	6e-8	.25	3	1	.333	.38	.127	24671	
					.04	.003	800	1e-6	6e-8	.25	3	1	.333	.5	.167	18750	
					.07	.003	800	1e-6	6e-8	.25	3	1	.333				

TABELA IX.2 - Larguras medidas em 6328 Å (em Ångstrom)
 Rede de 1800 1/mm

Larg. fenda (mm)	Largura teórica (Å)	Medidas de Largura instrumental (Å)				Média	Vari-ânciã	Desvio Padrão (Å)
		(1)	(2)	(4)	(5)			
.0098	.0950	.0670	.0600	.0480	.1000	.0688	.0004	.0193
.0196	.1100	.0700	.0900	.0800	.0800	.0800	.0001	.0071
.0294	.1312	.1100	.1000	-	-	.1050	.0000	.0050
.0392	.1561	.1200	.1000	-	-	.1100	.0001	.0100
.0490	.1832	-	-	-	-	-	-	-
.0588	.2116	.1800	.2000	-	-	.1900	.0001	.0100
.0686	.2410	-	-	-	-	-	-	-
.0784	.2709	-	-	-	-	-	-	-
.0882	.3012	-	-	-	-	-	-	-
.0980	.3319	.3040	-	-	-	.3040	-	-
.1176	.3938	-	-	-	-	-	-	-
.1371	.4563	-	-	-	-	-	-	-
.1567	.5191	-	-	-	-	-	-	-
.1763	.5822	-	-	-	-	-	-	-
.1959	.6454	.6670	.6900	-	-	.6785	.0001	.0115

7)

nd

ue

a

at
81

LARGURAS MEDIDAS EM 6328 Å REDE DE 1800 1/mm (em Ångstrom)

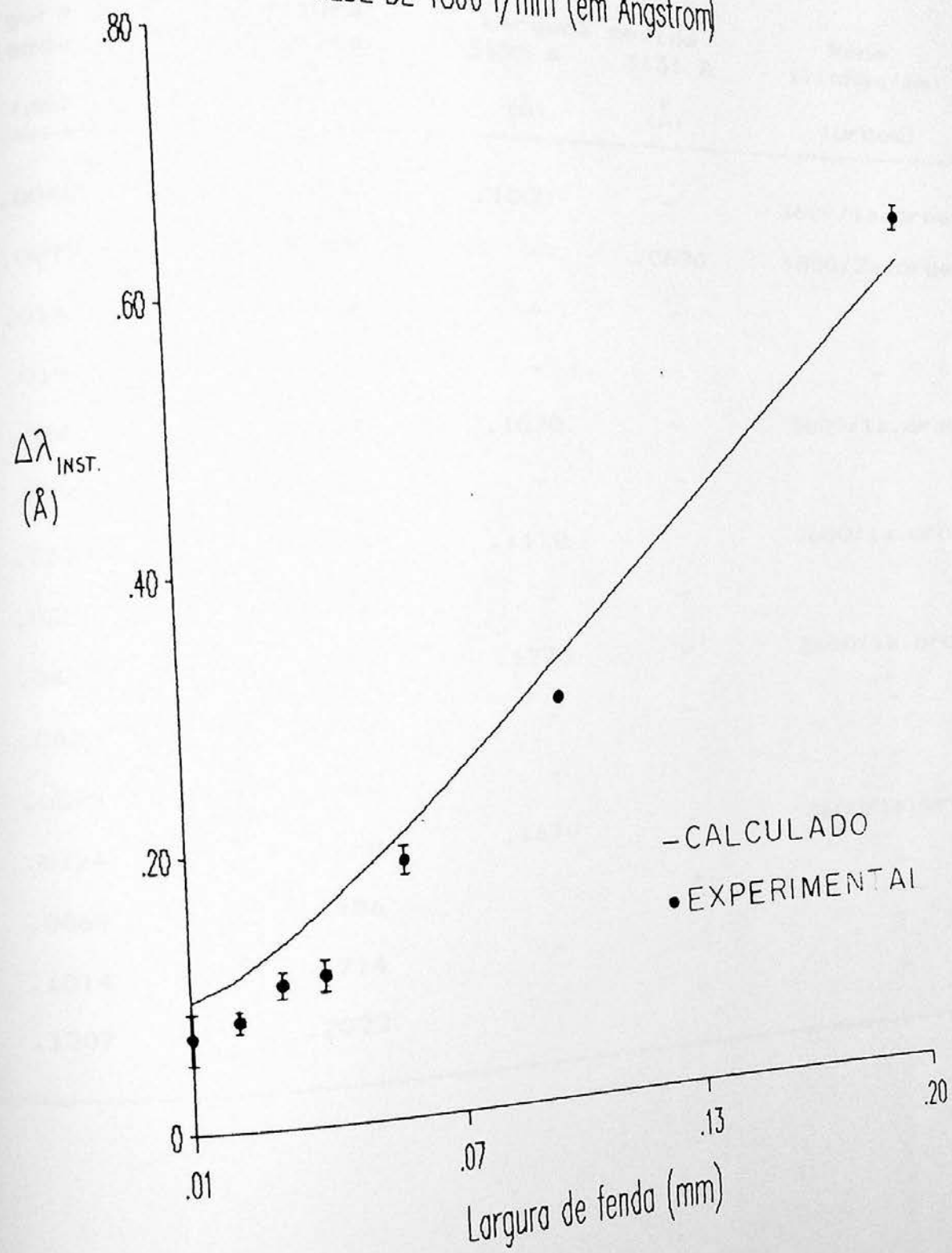


Figura IX.17 - Medidas em 6328 Å. Rede de 1800 1/mm.

TABELA IX.3 - Larguras medidas no U.V. (em Ångstrom)
 Rede de 3600 1/mm e rede de 1800 1/mm na 2a ordem

Largura de fenda (mm)	Largura teórica (Å)	Largura medida		Rede (linhas/mm) (ordem)
		3125 Å	3131 Å	
.0048	.0434	.1000	-	3600/1a. ordem
.0097	.0455	-	.0690	1800/2a. ordem
.0145	.0488	-	-	-
.0193	.0531	-	-	-
.0241	.0582	.1070	-	3600/1a. ordem
.0290	.0638	-	-	-
.0338	.0699	.1170	-	3600/1a. ordem
.0386	.0763	-	-	-
.0435	.0830	.1270	-	3600/1a. ordem
.0483	.0898	-	-	-
.0579	.1040	-	-	-
.0724	.1260	.1670	-	3600/1a. ordem
.0869	.1486	-	-	-
.1014	.1714	-	-	-
.1207	.2022	-	-	-

ht
31

LARGURAS MEDIDAS NO U.V. (em Ångstrom)
Rede de 3600 l/mm e rede de 1800 l/mm na 2ª ordem

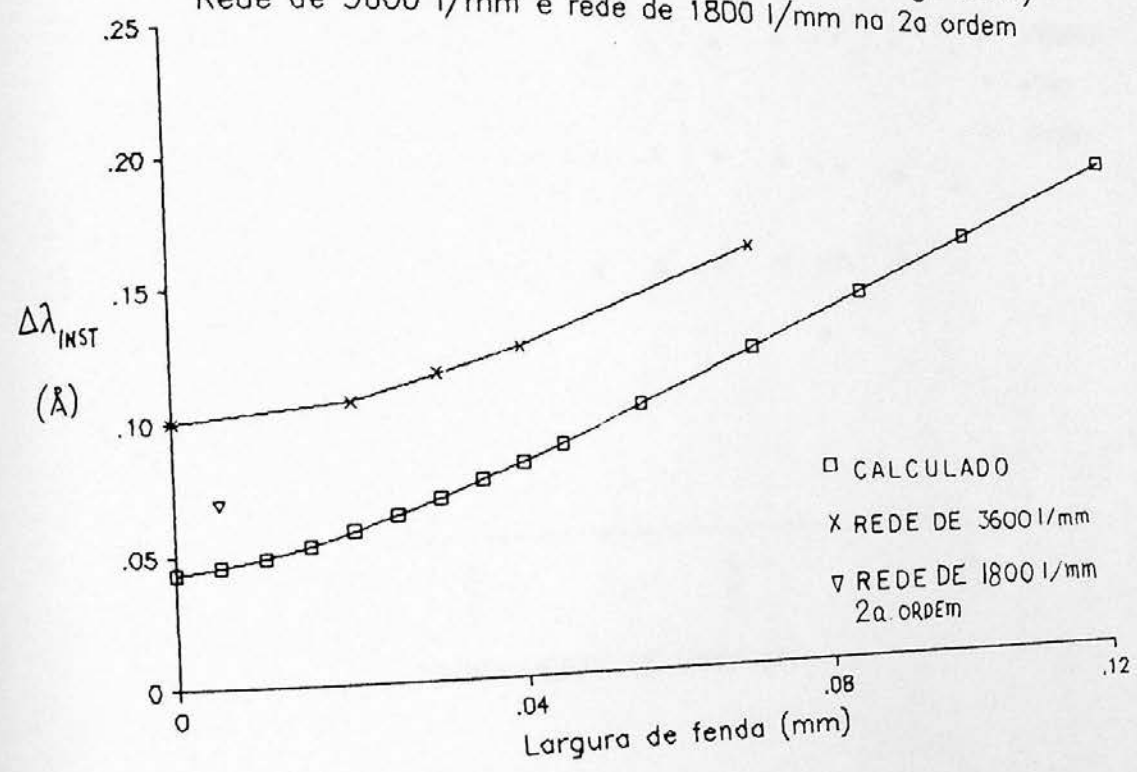


Figura IX.18 - Medidas em 3131 Å e em 3125 Å. Rede de 3600 l/mm e rede de 1800 l/mm na 2ª. ordem.

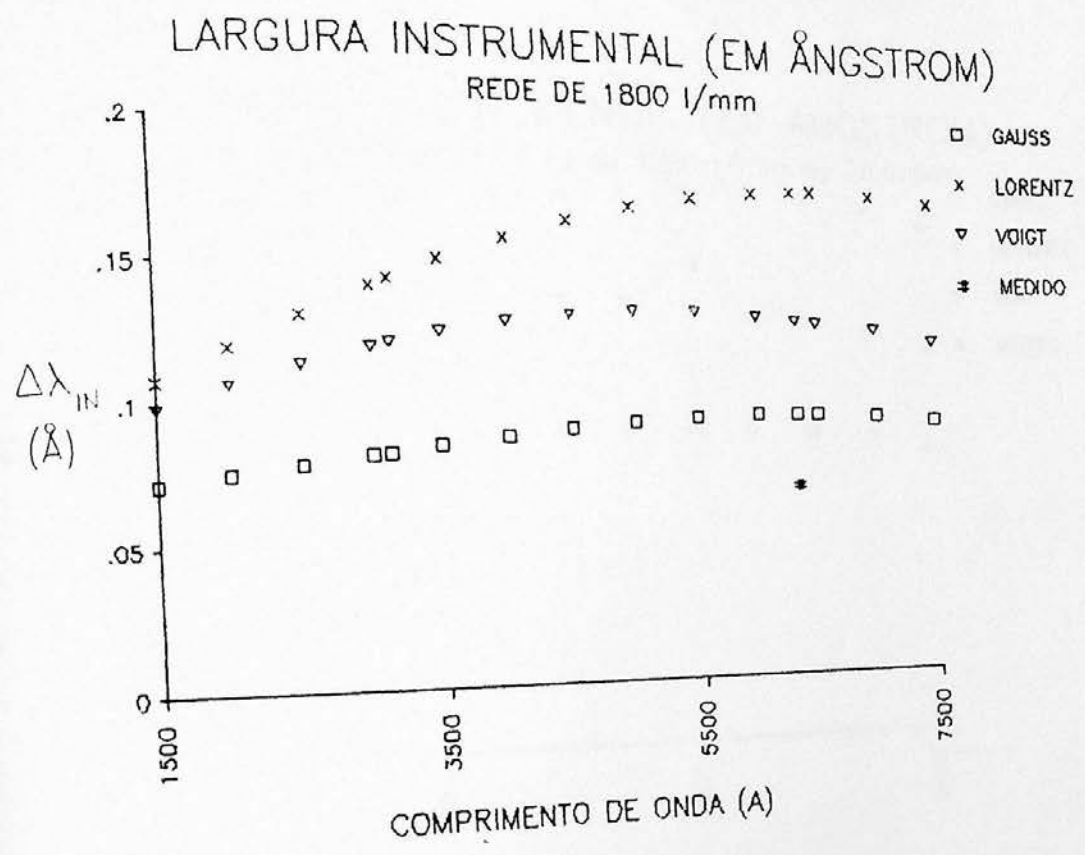


Figura IX.19 - Comparação entre o resultado das medidas de largura instrumental e os valores fornecidos pelos três modelos teóricos. Rede de 1800 l/mm, na primeira ordem.

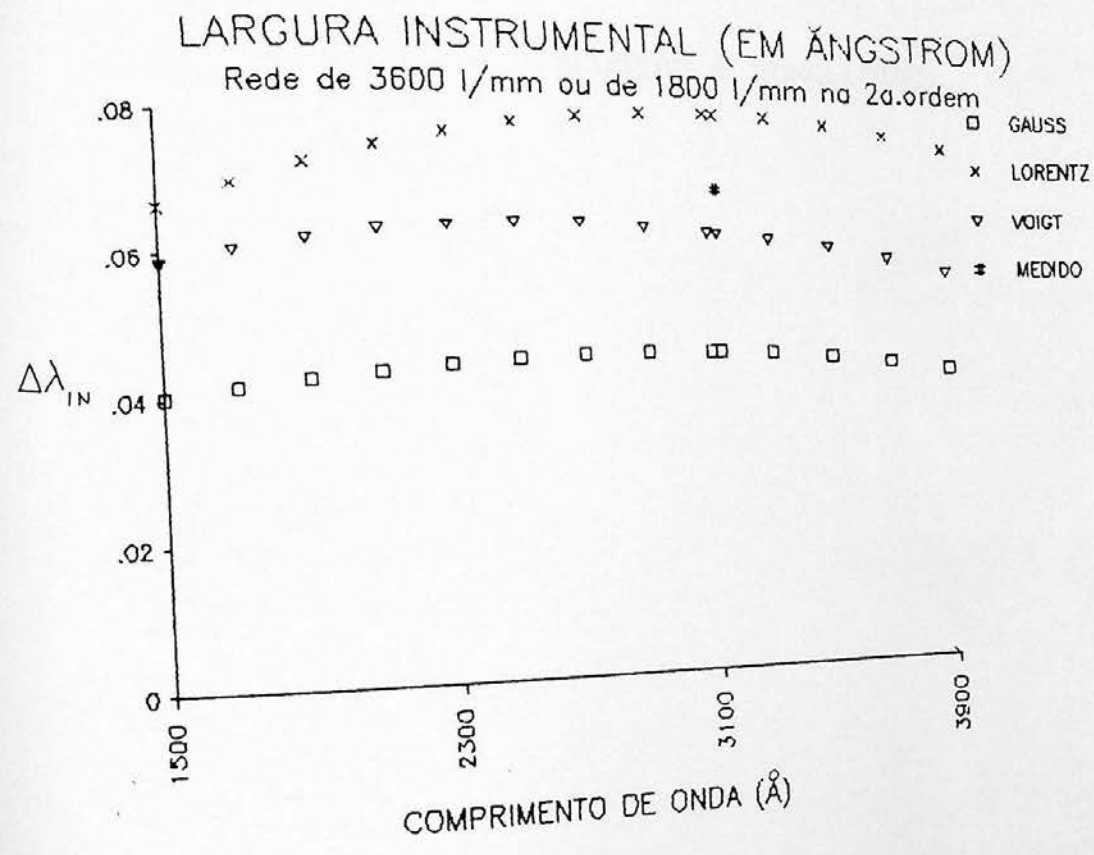


Figura IX.20 - Comparação entre o resultado das medidas de largura instrumental e os valores fornecidos pelos três modelos teóricos. Rede de 1800 l/mm, na segunda ordem e rede de 3600 l/mm, na primeira ordem.

CAPÍTULO X - DISCUSSÃO E CONCLUSÕES

7)

nd

ue

a

5,

l

n

ht
31

X. Discussão e conclusões

A. Comparação dos resultados com a teoria

A.1 Medidas em 6328 Å

A curva da figura VIII.10 mostra que, para uma largura de fenda normal (largura mínima), a largura instrumental calculada na ausência de aberrações é de 0,045 Å, portanto cerca da metade da largura de 0,095 Å, calculada na presença destas, supondo que o perfil instrumental resultante das aberrações seja de forma puramente Gaussiana.

Os resultados de medidas feitas variando-se a largura de fenda, apresentados na figura IX.17, mostram que o valor médio de diversas medidas de largura instrumental para uma fenda normal (domínio de alta resolução) é de 0,068 Å, portanto ligeiramente inferior ao previsto, assumindo valores que se situam entre as larguras calculadas na presença de aberrações e as larguras calculadas na sua ausência.

No domínio de baixa resolução, a largura instrumental medida, de 0,67 Å, é ligeiramente superior à calculada (ver figura IX.17), sendo que os resultados experimentais concordam satisfatoriamente com a suposição de que as aberrações causem um alargamento de forma puramente Gaussiana.

A.2 Medidas em 3131 Å

As curvas da figura VIII.11 mostram que, para uma largura de fenda normal, a largura instrumental de 0,011 Å, calculada na ausência de aberrações e' cerca de 25% menor que a largura calculada em presença de aberração esférica e coma tangencial, supondo que o alargamento causado por estas aberrações seja de forma puramente Gaussiana. A figura VIII.13 mostra que, caso as aberrações sejam consideradas como de forma puramente Lorentziana, utilizando os perfis de Voigt para descrever as larguras instrumentais resultantes das diversas causas de alargamento, então obteremos, para uma largura de fenda normal, uma largura instrumental teórica na ausência de aberrações que e' cerca de 18% menor que a largura calculada quando estas estão presentes (comparar o primeiro ítem da coluna 5 da tabela VIII.15 com a largura instrumental calculada para o comprimento de onda de 3131 Å na tabela VIII.17)

A figura IX.18 mostra que os valores de largura instrumental medidos com a rede de 3600 1/mm são consistentemente maiores (cerca de 100% maiores) que os previstos teoricamente, supondo que o alargamento causado pelas aberrações seja de natureza puramente Gaussiana. A curva que descreve a dependência das larguras medidas com a largura de fenda, entretanto, tem a mesma forma da curva teórica.

A média das medidas feitas com a rede de 1800 1/mm, quando usada na segunda ordem (portanto equivalente 'a rede de 3600 1/mm na 1a. ordem), mostra que as larguras experimentais são cerca de 50% maiores que os previstos teoricamente, supondo que o alargamento resultante das aberrações seja de forma puramente Gaussiana.

A.3 Medidas em 5461 Å

A determinação da largura instrumental neste comprimento de onda fica prejudicada pela presença da estrutura hiperfina da raia Hg 5461 Å, uma vez que neste caso a largura medida resulta da convolução da largura instrumental com a largura finita da raia espectral, resultante do alargamento por pressão. Nas temperaturas envolvidas ($\sim 10^2$ K), a largura Doppler é desprezível. Por outro lado a estrutura hiperfina, que deveria ser perfeitamente resolvida, não o é devido à disparidade entre as intensidades dos diferentes componentes da raia, uma vez que a teoria aqui utilizada pressupõe que estas intensidades sejam iguais.

Apesar disto, observa-se na figura IX.12 que o componente 199 C (5460.509 Å) está no limiar da resolução, dando-nos portanto, uma largura instrumental efetiva de 0.23 Å, melhor portanto do que o valor de 0.3 Å, obtido da medida direta da semi-largura do componente principal. Esta curva foi obtida utilizando-se como fonte a lâmpada de baixa pressão.

Outro efeito interessante observado na raia Hg 5461 Å, foi o do alargamento do perfil quando a medida foi feita utilizando-se como fonte a lâmpada de alta pressão. Neste caso, como mostra a figura IX.13, obteve-se uma largura de linha de cerca de 0.6 Å, sendo visível o efeito de auto-absorção no centro da raia.

A.4 Variação do perfil instrumental com o comprimento de onda

Nas figuras IX.19 e IX.20 são comparados os valores de largura instrumental calculados por meio do uso de funções Lorentzianas, funções Gaussianas e de funções de Voigt, com as larguras medidas em 3131 \AA e em 6328 \AA . Nas duas medidas foi utilizada a largura de fenda normal. Quando utilizadas as funções de Voigt supôs-se que a contribuição das aberrações para o alargamento do perfil instrumental fôsse de forma Lorentziana. A comparação dos resultados experimentais com os fornecidos pela teoria, mostra que a largura observada foi menor que a largura teórica fornecida pelos modelos gaussiano e de funções de Voigt no comprimento de onda de 6328 \AA , o oposto ocorrendo em 3131 \AA .

A.5 Presença de raias fantasmas nos espectros obtidos com a rede de 1800 l/mm

A varredura do par Hg $3131,54 \text{ \AA}$ e Hg $3131,83 \text{ \AA}$, mostrada nas figuras IX.14 e IX.15, revela a presença de raias simetricamente dispostas. O padrão simétrico permite afirmar que estas são raias fantasmas do tipo Rowland.

A mesma varredura, feita com a rede interferométrica de 3600 l/mm , mostrada na figura IX.16, não mostra a presença de raias fantasmas, o que demonstra uma das vantagens das redes interferométricas.

A.6 Erros e desvios observados

A.6.1 Assimetrias nas imagens de raias espectrais

Foram observadas assimetrias nas imagens das linhas espectrais, as quais são evidentes nas varreduras apresentadas nas figuras IX.4 a IX.11 e IX.16. Tais assimetrias, como mostra Sargent-Rozey [I.8], são características da configuração Czerny-Turner, podendo ser agravadas por erros de alinhamento do sistema óptico.

A.6.2 Estreitamento do perfil instrumental em 6328 \AA

Como pode ser visto na figura V.10, os contornos instrumentais medidos na presença de iluminação coerente do Laser He-Ne (6328 \AA) são menores que os contornos obtidos com iluminação incoerente. Como os cálculos feitos neste trabalho partem da suposição de que a iluminação utilizada seja incoerente, é razoável esperar que os valores de largura instrumental medidos com o Laser de He-Ne sejam ligeiramente inferiores aos valores calculados.

A.6.3 Alargamento do perfil instrumental no ultravioleta

Nas medidas feitas em 3131 \AA foi observado um alargamento sistemático, que foi mais pronunciado com a rede de 3600 1/mm . Este aumento foi observado logo após a substituição da rede de 1800 1/mm pela de 3600 1/mm , sendo mantidas constantes todas as demais condições experimentais, a exceção da largura de fenda. Como as condições geométricas relevantes (largura da rede, ângulos de incidência e de difração) são as mesmas nos dois casos (desde que a rede de 1800 1/mm seja usada na 2a. ordem), a dispersão deve ser a mesma, enquanto que a largura instrumental deve ser menor com a rede de 3600 1/mm (já que foi utilizada largura de fenda menor). Uma comparação das figuras IX.15 e

IX.16, que mostram varreduras do par Hg 3131,83 Å e Hg 3131,54 Å, comprova que a dispersão é a mesma com as duas redes. Entretanto, a comparação destas mesmas curvas mostra que o perfil instrumental aumentou de 0,073 Å com a rede de 1800 1/mm para 0,083 Å com a outra rede.

Estas discrepâncias podem ser explicadas pela existência de desfocalização e de defeitos de alinhamento do sistema óptico. Como é mostrado na tabela VIII.10, o efeito de alargamento do perfil instrumental causado pela desfocalização é maior para comprimentos de onda mais curtos. Por outro lado a influência de defeitos de alinhamento ou deformações nas partes ópticas, também será maior no ultravioleta, uma vez que nesta região espectral tais defeitos serão aparentemente maiores, comparados com o comprimento de onda da radiação, que é o fator de escala do sistema.

Estima-se que o principal defeito de alinhamento tenha sido o da inclinação dos sulcos da rede em relação ao eixo de rotação da mesma e das fendas. Tal defeito causa um alargamento do perfil instrumental proveniente da inclinação das imagens das raias espectrais na fenda de saída. A falta de uma fonte intensa e de largura espectral desprezível (laser, p.exemplo) emitindo no intervalo espectral útil da rede de 3600 1/mm, dificultou o alinhamento da mesma, o que contribuiu para a observada queda no desempenho.

A.6.4 Erros na leitura das larguras de fenda

Nas medidas feitas com abertura de fenda de entrada de 11,5 µm observou-se um aumento sistemático dos erros de medida. Isto pode ser atribuído ao problema referido no item A.3.6 do capítulo IX, que impede que a abertura da fenda seja ajustada

para valores inferiores a $10 \mu\text{m}$, juntamente com um possível erro nas indicações de abertura da fenda de entrada.

A.6.5 Erros na velocidade de varredura

Em algumas medidas, feitas em condições idênticas, foram observadas variações apreciáveis da largura instrumental medida. Tais variações devem-se a instabilidades na velocidade de varredura em comprimento de onda, originadas por vibrações no sistema de engrenagens que faz o acoplamento do motor com o parafuso de acionamento da rotação da rede, e por irregularidades no perfil da haste de guia do mancal da barra-seno (ver figuras VII.9 e VII.10), que dão origem a variações na carga do motor e, em consequência, a variações em sua velocidade.

B. Interpretação dos resultados

B.1 Importância dos diversos fatores que influenciam a largura instrumental

O resultado dos experimentos confirma de maneira geral a correção das previsões quantitativas feitas para a largura instrumental nas diversas situações experimentais presentes. A forma da dependência do perfil instrumental em relação aos fatores mais importantes na sua formação, a saber, a largura das fendas, a difração causada pelas dimensões finitas da rede e as aberrações geométricas do sistema óptico, foi caracterizada nos comprimentos de onda de 6328 \AA e de 3131 \AA .

Foram confirmadas as previsões teóricas quanto à forma do perfil instrumental ao passar-se do domínio de alta resolução, onde a largura de fenda espectral é da mesma ordem da largura de difração, para o domínio de baixa resolução, onde tem-se larguras de fenda espectrais muito maiores que a largura de difração.

Nesta passagem o perfil instrumental muda da forma típica de um padrão de difração para uma forma aproximadamente triangular. Isto, juntamente com os resultados experimentais mostrados nas figuras IX.17 e IX.18, demonstra o fato de que, para larguras de fenda grandes, o perfil instrumental tende assintoticamente ao perfil determinado pela óptica geométrica.

B.2 Descrição da função de aparelho

A comparação das medidas de largura instrumental feitas em 6328 \AA com os valores previstos pelos três modelos matemáticos utilizados na descrição da função de aparelho, permite-nos inferir as seguintes generalizações:

- a) A descrição da função de aparelho por meio de funções dispersivas, do tipo Lorentziano resulta em valores de largura instrumental muito superiores aos observados, especialmente no visível.
- b) A descrição da função de aparelho por meio de funções de Voigt, considerando-se o alargamento causado pelas aberrações como de forma puramente Lorentziana, também da origem, no visível, a previsões mais altas do que os valores efetivamente medidos.
- c) A descrição da função de aparelho por meio de funções de Voigt, considerando-se o alargamento causado pelas aberrações como de forma puramente Gaussiana, da origem a previsões bastante próximas 'aquelas fornecidas quando a descrição do perfil é feita supondo que todas as contribuições sejam de forma Gaussiana, como é exemplificado pelo exame da figura VIII.14.

d) A melhor descrição do perfil instrumental do espectrômetro é feita atribuindo-se forma Gaussiana às funções que descrevem as aberrações, bem como às demais causas de alargamento instrumental. Isto equivale a dizer que o perfil instrumental do espectrômetro é de forma essencialmente Gaussiana.

A discrepância observada nos resultados obtidos em 3131 Å não invalida as conclusões acima, uma vez que as medidas foram feitas na presença de efeitos de desfocalização e de desalinhamento da óptica, ambos de importância muito maior no ultravioleta.

B.3 Resolução efetiva

O poder resolutivo (ou resolução teórica) de uma rede de difração, dado pela equação (IV.12), é $R = Nm$, onde N é o número total de estrias da rede e m a ordem de difração. Como a largura útil das redes utilizadas é de 110 mm, temos que a resolução teórica da rede de 1800 1/mm na primeira ordem será de 198000, enquanto que a da rede de 3600 1/mm na 1a. ordem (ou da rede de 1800 1/mm na 2a. ordem) será de 396000.

A tabela IX.1 mostra que a maior resolução efetiva em 6328 Å foi de 131833, obtida na medida de número 3. Em 3131 Å obteve-se o valor de 48169 como a maior resolução efetiva, na medida de número 30.

Temos então que a resolução efetiva alcançada em 6328 Å foi de 66 % do poder resolutivo teórico da rede, enquanto que em 3131 Å, foi de apenas 12 % do poder resolutivo teórico. Se levarmos em conta a redução do perfil instrumental resultante do

uso de luz coerente em 6328 \AA , e utilizarmos o valor de $0,095 \text{ \AA}$, dado na tabela VIII.14, para a menor largura instrumental passível de ser obtida em luz incoerente neste último comprimento de onda, teremos uma resolução efetiva de 66610 , isto é, de 33% do poder resolutivo teórico da rede.

O fato da resolução efetiva no ultravioleta ter sido de apenas 12% do poder resolutivo da rede deve-se, como foi mostrado, a efeitos de desfocalização e desalinhamento do sistema óptico. Se eliminarmos estes efeitos indesejáveis torna-se razoável supor que uma resolução efetiva de 66000 possa ser obtida sem dificuldade no ultravioleta, o que corresponderia a uma largura instrumental de $0,047 \text{ \AA}$, que é próxima do valor de $0,043 \text{ \AA}$, calculado para 3131 \AA , na tabela VIII.15.

C. Conclusões

C.1 Implicações teóricas e práticas

Este trabalho teve como objetivo projetar e construir um espectrômetro de rede de difração adequado para medidas de perfis de linhas espectrais. Visando determinar a viabilidade de ser atingido o desempenho exigido pela aplicação em vista, foi feito um estudo da teoria dos espectrômetros ópticos, com ênfase nos aspectos ligados à forma e à largura da função de aparelho. Como parte deste estudo foi revista a literatura existente sobre aberrações dos espectrômetros de rede do tipo Czerny-Turner.

Uma vez construído o espectrômetro, foi realizada uma série de medidas com a finalidade de comparar a função de aparelho efetiva com as previsões teóricas.

Os resultados experimentais estão, de modo geral, em concordância com a teoria discutida neste trabalho. Em particular

verificou-se a concordância dos valores medidos da função de aparelho com as estimativas para os valores da aberração esférica transversal e da coma tangencial, que se basearam em expressões desenvolvidas a partir do cálculo de diferenças de caminho óptico.

Os resultados mostram ainda que a função de aparelho tem forma gaussiana.

A resolução efetiva obtida no ultravioleta (3131 \AA) foi de 48169, isto é, de 87 % da resolução especificada inicialmente, que era de 55000. No visível (6328 \AA) a resolução alcançada, de 131833, excedeu as previsões iniciais.

A comparação dos resultados experimentais com as previsões teóricas evidencia a possibilidade de melhorar a resolução no ultravioleta, alcançando-se uma largura instrumental da ordem de $0,05 \text{ \AA}$. Tal resultado devera' ser obtido através de melhor focalização e alinhamento do sistema óptico do espectrômetro.

A forma gaussiana da função de aparelho e os valores de largura instrumental obtidos mostram que o instrumento é adequado para medidas de perfis de linhas espectrais nas regiões espectrais do visível e ultravioleta.

A resolução necessária para a medida de alargamento Doppler de raias espectrais de impurezas no plasma do Tokamak TBR podera' ser alcançada sem maiores dificuldades mediante uma melhor calibração do sistema óptico.

C.2 Sugestões para trabalhos posteriores

C.2.1 Melhorias no espectrômetro

Os valores obtidos para a largura instrumental, no ultravioleta, poderão ser significativamente reduzidos através do uso de métodos mais adequados para a focalização e o alinhamento do sistema óptico do espectrômetro naquela região espectral. O uso de lasers ou de lâmpadas de cátodo ôco emitindo no ultravioleta devera' facilitar consideravelmente a tarefa.

O sistema mecânico de varredura espectral podera' ser melhorado mediante a substituição das engrenagens atualmente em uso por um conjunto de correias dentadas, o qual devera' eliminar as vibrações que ocorrem em certas velocidades. Uma outra melhoria devera' ser conseguida com a substituição da haste de guia do sistema barra-seno, que atualmente trabalha em conjunto com um mancal linear com movimento longitudinal, por uma barra retificada trabalhando em conjunto com um rolamento de esferas linear. Com estas modificações devera' ser obtida maior estabilidade na velocidade de varredura espectral.

Uma outra melhoria poderia ser obtida com o uso de máscaras de apodização a fim de obter maior resolução em linhas que apresentem estrutura hiperfina. A técnica de apodização consiste em reduzir ou eliminar os máximos secundários do padrão de difração por meio da modificação da distribuição do fluxo radiante neste último. Esta modificação, feita através da alteração da forma da pupila do sistema (rede de difração) por meio de uma máscara, permite melhorar a resolução do espectrômetro para raias que apresentem estrutura hiperfina e cujos componentes possuam intensidades muito diferentes. Este

processo tem a desvantagem de aumentar a largura do máximo central do padrão, reduzindo assim a resolução para raias espectrais de igual intensidade.

A introdução de assimetrias no sistema óptico, representadas pelo uso de diferentes raios de curvatura em cada espelho, ou por diferentes ângulos de descentragem nos dois espelhos, pode, como vimos no capítulo VI, contribuir para a redução ou eliminação da aberração de coma tangencial. Este recurso poderia ser utilizado com vistas à redução da coma em regiões espectrais selecionadas. Por outro lado a utilização de espelhos parabólicos, em lugar dos espelhos esféricos atualmente em uso, contribuiria para a eliminação da aberração esférica que, como foi visto no capítulo VI, é a aberração de maior importância no ultravioleta.

C.2.2 Caracterização do perfil instrumental em toda a faixa espectral de trabalho do espectrômetro

A realização de medidas de largura instrumental em todo o intervalo espectral do espectrômetro (1500 Å a 7500 Å) possibilitaria uma melhor caracterização da função de aparelho. Idealmente estas medidas deveriam ser feitas utilizando lâmpadas de cátodo ôco.

C.2.3 Utilização do espectrômetro na medida da temperatura iônica no plasma do Tokamak TBR.

A entrada em operação do espectrômetro no Laboratório de Plasmas do IFUSP possibilitará a realização de medidas de largura Doppler de raias espectrais de impurezas existentes no plasma do TBR, visando a determinação de sua temperatura iônica. Estas medidas complementarão trabalhos anteriores, citados no capítulo II, possivelmente permitindo a obtenção de resultados

mais precisos.

C.2.4 Estudo comparativo dos diferentes modelos matemáticos utilizados na descrição das aberrações dos espectrômetros Czerny-Turner

O espectrômetro aqui descrito, graças às suas características de dispersão e resolução, é adequado para estudos das aberrações ópticas, uma vez que os efeitos de difração e de aberrações podem ser mais facilmente medidos. Um trabalho interessante seria o de comparação das previsões teóricas fornecidas pelas diferentes descrições das aberrações do arranjo Czerny-Turner com os resultados experimentais. Este estudo permitiria realizar comparações quantitativas entre os diferentes modelos teóricos.

C.2.5 Estudo das condições ópticas para o uso de detetores do tipo multicanal em espectrômetros de rede de difração.

Um outro trabalho de interesse, que poderia ser feito utilizando o espectrômetro, seria uma investigação das condições ópticas para o emprego de detetores multicanais como, por exemplo, os CCD's e as MCP (Multichannel Plates) discutidos nos capítulos II e V. Um exame da literatura publicada após o surgimento dos detetores multicanais não revelou nenhuma análise destes detetores, equivalente à realizada por Jacquinet e Dufour [I.1], que em 1948 investigaram as condições ópticas para o emprego de células fotoelétricas em instrumentos espectrais. As condições para o emprego de detetores multicanais em tais instrumentos são diferentes das que prevalecem no caso de utilização de fotodetetores do tipo monocanal (fotomultiplicadores, por exemplo), e no caso de utilização de emulsões fotográficas. Os detetores multicanais, diferentemente

das emulsões fotográficas, respondem a variações do fluxo luminoso proveniente da fonte. Entretanto, ao contrário dos detetores monocanais, que normalmente são utilizados em conjunto com uma fenda de saída, os detetores multicanais não permitem a variação da resolução e luminosidade, uma vez que neste caso a largura espectral de cada canal é previamente determinada por construção. Devido a isto tais detetores tem características híbridas dos dois sistemas de detecção até aqui mais utilizados.

APÊNDICES

APENDICE 1 - Equacao da rede de difracao

FORMA GERAL

A forma generica da equacao da rede de difracao para uma rede de reflexao e',

$$\text{sen } i + \text{sen } r = \frac{m \lambda}{a}$$

onde i e r sao os angulos de incidencia e difracao, m e' a ordem de difracao, λ o comprimento de onda e $1/a$ o numero de linhas por milimetro da rede.

CONFIGURACAO LITTROW

Neste caso $i = r$, de modo que a equacao da rede toma a forma,

$$2 \text{ sen } i = 2 \text{ sen } r = \frac{m \lambda}{a}$$

CONFIGURACAO CZERNY-TURNER SIMETRICA

Neste caso, como mostra a figura VI.2, $i = \alpha + \omega$ e

$r = \beta - \omega$, de modo que,

$$\begin{aligned} \frac{m \lambda}{a} &= \text{sen}(\alpha + \omega) + \text{sen}(\beta - \omega) \\ &= \text{sen } \beta \cos \omega + \cos \beta \text{ sen } \omega + \text{sen } \alpha \cos \omega - \cos \alpha \text{ sen } \omega \end{aligned}$$

e daqui,

$$\frac{m \lambda}{a} = 2 \cos \omega \text{ sen } \beta$$

onde ω e' o angulo entre o feixe incidente (ou difratado) e o eixo de simetria do sistema optico e β e' o angulo entre a normal da rede $\rightarrow N$ e o eixo de simetria.

APENDICE 2 - Largura das fendas como funcao da resolucao efetiva a ser alcancada

Tomando a equacao da rede e derivando-a com relacao ao angulo de incidencia i , vem

$$\cos i \, di = \frac{m \lambda}{a} \quad \text{ou} \quad di = \frac{m \, d\lambda}{a \cos i}$$

mas como

$$\frac{m}{a} = \frac{\sin i + \sin r}{\lambda}$$

vem que

$$di = \frac{d\lambda}{\lambda} \frac{\sin i + \sin r}{\cos i}$$

ou

$$di = \frac{\sin i + \sin r}{R_{ef} \cos i}$$

e utilizando os resultados do Apendice 1, obtemos

$$di = \frac{2}{R_{ef} (\cot \beta - \tan \omega)}$$

Analogamente, temos que, para a fenda de saida,

$$dr = \frac{2}{R_{ef} (\cot \beta + \tan \omega)}$$

onde di e dr sao as larguras angulares das fendas de entrada e de saida e R_{ef} e' a resolucao efetiva dada pela optica geometrica.

Como,

$$d_i = \frac{dx_1}{f_1} \quad \text{e} \quad d_r = \frac{dx_2}{f_2}$$

onde dx_1 , dx_2 , f_1 e f_2 são, respectivamente as larguras das fendas de entrada e de saída e as distâncias focais dos dois espelhos, obtém-se as relações:

$$dx_1 = \frac{2 f_1}{R_{ef} (\cot \beta - \tan \omega)}$$

e

$$dx_2 = \frac{2 f_2}{R_{ef} (\cot \beta + \tan \omega)}$$

que dão as larguras de fenda a serem utilizadas para que seja obtida uma resolução efetiva R_{ef} .

APENDICE - Largura de banda resultante da largura finita das fendas de entrada e de saída

Derivando a equação da rede com relação a i ,

$$d\lambda_1 = \frac{a}{m} \cos i \, di$$

e usando o fato de que $di = \frac{x_1}{f_1}$

onde x_1 e f_1 são a largura da fenda de entrada e a distância focal do espelho colimador, vem

$$d\lambda_1 = \frac{x_1}{f_1} \frac{a}{m} \cos i \quad (\text{A.3.1})$$

de maneira análoga, temos para a fenda de saída,

$$d\lambda_2 = \frac{x_2}{f_2} \frac{a}{m} \cos r \quad (\text{A.3.2})$$

APENDICE 4 - Programa para controle do polimento dos espelhos por meio de calibres interferenciais

```

10 T = PEEK (49920)
20 IF T < > 44 THEN GOTO 50
30 PR# 3
40 PRINT CHR# (12)
50 PRINT " Programa para Calculo de Ajuste de Calibres Interfe
renciais"
60 PRINT
70 REM -ENTRADA DE DADOS
80 INPUT " RAIO DE CURVATURA DO CALIBRE (MM) : ";R
90 PRINT
100 INPUT " DIAMETRO DA AREA DE CONTATO (MM) : ";D
105 PRINT
110 INPUT " DESEJA UTILIZAR LUZ DE SODIO (LAMBDA=589.3nm) (S/N)
? ";A$
120 PRINT
130 IF A$ = "S" THEN L = .0005893: GOTO 160
140 IF A$ < > "N" AND A$ < > "S" THEN 105
150 INPUT "COMPRIMENTO DE ONDA A SER UTILIZADO (em MM): ";L
160 PRINT
170 INPUT "Deseja calcular o NO. DE ANEIS (1); a DIFERENCA DE R
AIO (2); ou a FLECHA (3) ? ";A$
175 DE = SQR (R ^ 2 - (D ^ 2 / 4))
176 S = ABS (R) - DE
180 PRINT
190 IF A$ = "1" THEN GOSUB 300
200 IF A$ = "2" THEN GOSUB 400
210 IF A$ = "3" THEN GOSUB 500
215 PRINT
220 INPUT "Deseja continuar (S/N) ? ";A$
230 IF A$ < > "S" AND A$ < > "N" THEN GOTO 220
240 IF A$ = "S" THEN GOTO 160
250 END
300 REM -CALCULO DO NUMERO DE ANEIS
310 INPUT "Entre com a DIFERENCA DE RAIO(mm) entre o calibre e
a peca em teste : ";DR
320 PRINT
330 NO = (2 * S * DR) / (DE * L)
340 PRINT " NUMERO DE ANEIS = ";NO
350 RETURN
400 REM -CALCULO DA DIFERENCA DE RAIO
410 INPUT "ENTRE COM O NUMERO DE ANEIS NO DIAMETRO UTIL : ";NO
420 PRINT
430 DR = (L * NO * DE) / (2 * S)
440 PRINT " DIFERENCA DE RAIO = ";DR;" mm"
450 RETURN
500 REM -FLECHA
510 PRINT " FLECHA = ";S;" mm"
520 RETURN

```

APENDICE 5 - Tabelas de parametros de calibracao do espectrometro
em funcao do comprimento de onda

d

e

a

t
1

$\lambda(\text{\AA})$	β°	i°	r°	$\frac{d\lambda}{dx}$	k_A	$w_{N_1}(\mu\text{m})$	$w_{N_2}(\mu\text{m})$	$\Delta\lambda(\text{\AA})$
1500.00	15.78	22.52	9.04	1.83	0.94	2.21	2.07	.0037879
1550.00	16.32	23.06	9.58	1.83	0.93	2.30	2.14	.0039142
1600.00	16.86	23.60	10.12	1.82	0.93	2.38	2.22	.0040404
1650.00	17.40	24.14	10.66	1.82	0.93	2.47	2.29	.0041667
1700.00	17.95	24.69	11.21	1.82	0.93	2.55	2.36	.0042930
1750.00	18.49	25.23	11.75	1.81	0.92	2.64	2.44	.0044192
1800.00	19.04	25.78	12.30	1.81	0.92	2.73	2.51	.0045455
1850.00	19.59	26.33	12.85	1.81	0.92	2.81	2.59	.0046718
1900.00	20.14	26.88	13.40	1.80	0.92	2.90	2.66	.0047980
1950.00	20.70	27.44	13.96	1.80	0.91	3.00	2.74	.0049243
2000.00	21.25	27.99	14.51	1.79	0.91	3.09	2.82	.0050505
2050.00	21.81	28.55	15.07	1.79	0.91	3.18	2.90	.0051768
2100.00	22.37	29.11	15.63	1.78	0.91	3.28	2.97	.0053031
2150.00	22.94	29.68	16.20	1.78	0.90	3.37	3.05	.0054293
2200.00	23.50	30.24	16.76	1.77	0.90	3.47	3.13	.0055556
2250.00	24.07	30.81	17.33	1.77	0.90	3.57	3.21	.0056819
2300.00	24.64	31.38	17.90	1.76	0.90	3.67	3.30	.0058081
2350.00	25.21	31.95	18.47	1.76	0.89	3.78	3.38	.0059344
2400.00	25.79	32.53	19.05	1.75	0.89	3.88	3.46	.0060607
2450.00	26.36	33.10	19.62	1.74	0.89	3.99	3.55	.0061869
2500.00	26.94	33.68	20.20	1.74	0.89	4.10	3.63	.0063132
2550.00	27.53	34.27	20.79	1.73	0.88	4.21	3.72	.0064394
2600.00	28.12	34.86	21.38	1.72	0.88	4.32	3.81	.0065657
2650.00	28.71	35.45	21.97	1.72	0.88	4.44	3.90	.0066920
2700.00	29.30	36.04	22.56	1.71	0.88	4.55	3.99	.0068182
2750.00	29.90	36.64	23.16	1.70	0.87	4.67	4.08	.0069445
2800.00	30.50	37.24	23.76	1.69	0.87	4.80	4.17	.0070708
2850.00	31.10	37.84	24.36	1.69	0.87	4.92	4.27	.0071970
2900.00	31.71	38.45	24.97	1.68	0.86	5.05	4.36	.0073233
2950.00	32.32	39.06	25.58	1.67	0.86	5.18	4.46	.0074496
2950.00	32.32	39.06	25.58	1.67	0.86	5.32	4.56	.0075758
3000.00	32.94	39.68	26.20	1.66	0.86	5.45	4.66	.0077021
3050.00	33.56	40.30	26.82	1.65	0.85	5.59	4.76	.0078283
3100.00	34.19	40.93	27.45	1.64	0.85	5.74	4.87	.0079546
3150.00	34.82	41.56	28.08	1.63	0.85	5.89	4.98	.0080809
3200.00	35.45	42.19	28.71	1.62	0.84	6.04	5.08	.0082071
3250.00	36.09	42.83	29.35	1.61	0.84	6.20	5.20	.0083334
3300.00	36.74	43.48	30.00	1.60	0.84	6.36	5.31	.0084597
3350.00	37.39	44.13	30.65	1.59	0.83	6.53	5.43	.0085859
3400.00	38.04	44.78	31.30	1.58	0.83	6.71	5.55	.0087122
3450.00	38.71	45.45	31.97	1.57	0.83	6.88	5.67	.0088385
3500.00	39.37	46.11	32.63	1.56	0.82	7.07	5.79	.0089647
3550.00	40.05	46.79	33.31	1.55	0.82	7.26	5.92	.0090910
3600.00	40.73	47.47	33.99	1.54	0.82	7.46	6.05	.0092172
3650.00	41.42	48.16	34.68	1.52	0.81	7.67	6.19	.0093435
3700.00	42.12	48.86	35.38	1.51	0.81	7.88	6.33	.0094698
3750.00	42.82	49.56	36.08	1.50	0.80	8.11	6.47	.0095960
3800.00	43.53	50.27	36.79	1.48	0.80	8.34	6.62	.0097223
3850.00	44.25	50.99	37.51	1.47	0.79	8.58	6.77	.0098486
3900.00	44.98	51.72	38.24	1.45	0.79			

REDE DE 3600 l/mm

$\lambda(\text{\AA})$	β°	i°	r°	$\frac{d\lambda}{dx}$	R_A	$w_{H\beta}(\mu m)$	$w_{H\gamma}(\mu m)$	$\Delta\lambda(\text{\AA})$
1500.00	7.81	14.55	1.07	3.70	0.97	2.11	2.05	.0075758
1550.00	8.08	14.82	1.34	3.70	0.97	2.19	2.11	.0078283
1600.00	8.34	15.08	1.60	3.70	0.97	2.26	2.18	.0080809
1650.00	8.60	15.34	1.86	3.70	0.96	2.33	2.25	.0083334
1700.00	8.86	15.60	2.12	3.70	0.96	2.41	2.32	.0085859
1750.00	9.13	15.87	2.39	3.70	0.96	2.48	2.39	.0088385
1800.00	9.39	16.13	2.65	3.70	0.96	2.56	2.46	.0090910
1850.00	9.65	16.39	2.91	3.70	0.96	2.63	2.53	.0093435
1900.00	9.92	16.66	3.18	3.70	0.96	2.70	2.59	.0095960
1950.00	10.18	16.92	3.44	3.70	0.96	2.78	2.66	.0098486
2000.00	10.44	17.18	3.70	3.70	0.96	2.85	2.73	.0101011
2050.00	10.71	17.45	3.97	3.69	0.96	2.93	2.80	.0103536
2100.00	10.97	17.71	4.23	3.69	0.96	3.01	2.87	.0106061
2150.00	11.24	17.98	4.50	3.69	0.95	3.08	2.94	.0108587
2200.00	11.50	18.24	4.76	3.69	0.95	3.16	3.01	.0111112
2250.00	11.77	18.51	5.03	3.69	0.95	3.24	3.08	.0113637
2300.00	12.03	18.77	5.29	3.69	0.95	3.31	3.15	.0116163
2350.00	12.30	19.04	5.56	3.69	0.95	3.39	3.22	.0118688
2400.00	12.56	19.30	5.82	3.68	0.95	3.47	3.29	.0121213
2450.00	12.83	19.57	6.09	3.68	0.95	3.55	3.36	.0123738
2500.00	13.09	19.83	6.35	3.68	0.95	3.62	3.43	.0126264
2550.00	13.36	20.10	6.62	3.68	0.95	3.70	3.50	.0128789
2600.00	13.63	20.37	6.89	3.68	0.94	3.78	3.57	.0131314
2650.00	13.90	20.64	7.16	3.67	0.94	3.86	3.64	.0133839
2700.00	14.16	20.90	7.42	3.67	0.94	3.94	3.71	.0136365
2750.00	14.43	21.17	7.69	3.67	0.94	4.02	3.78	.0138890
2800.00	14.70	21.44	7.96	3.67	0.94	4.10	3.86	.0141415
2850.00	14.97	21.71	8.23	3.67	0.94	4.18	3.93	.0143941
2900.00	15.24	21.98	8.50	3.66	0.94	4.26	4.00	.0146466
2950.00	15.51	22.25	8.77	3.66	0.94	4.35	4.07	.0148991
3000.00	15.78	22.52	9.04	3.66	0.94	4.43	4.14	.0151516
3050.00	16.05	22.79	9.31	3.65	0.93	4.51	4.21	.0154042
3100.00	16.32	23.06	9.58	3.65	0.93	4.59	4.29	.0156567
3150.00	16.59	23.33	9.85	3.65	0.93	4.68	4.36	.0159092
3200.00	16.86	23.60	10.12	3.65	0.93	4.76	4.43	.0161617
3250.00	17.13	23.87	10.39	3.64	0.93	4.85	4.51	.0164143
3300.00	17.40	24.14	10.66	3.64	0.93	4.93	4.58	.0166668
3350.00	17.67	24.41	10.93	3.64	0.93	5.02	4.65	.0169193
3400.00	17.95	24.69	11.21	3.63	0.93	5.10	4.73	.0171719
3450.00	18.22	24.96	11.48	3.63	0.93	5.19	4.80	.0174244
3500.00	18.49	25.23	11.75	3.63	0.92	5.28	4.87	.0176769
3550.00	18.77	25.51	12.03	3.62	0.92	5.36	4.95	.0179294
3600.00	19.04	25.78	12.30	3.62	0.92	5.45	5.02	.0181820
3650.00	19.32	26.06	12.58	3.61	0.92	5.54	5.10	.0184345
3700.00	19.59	26.33	12.85	3.61	0.92	5.63	5.18	.0186870
3750.00	19.87	26.61	13.13	3.61	0.92	5.72	5.25	.0189395
3800.00	20.14	26.88	13.40	3.60	0.92	5.81	5.33	.0191921
3850.00	20.42	27.16	13.68	3.60	0.92	5.90	5.40	.0194446
3900.00	20.70	27.44	13.96	3.59	0.91	5.99	5.48	.0196971

REDE DE 1800 ℓ/mm : NA 1ª ORDEM

$\lambda(\text{\AA})$	β°	i°	r°	$\frac{d\lambda}{dx}$	R_A	$w_{M1}(\mu\text{m})$	$w_{M2}(\mu\text{m})$	$\Delta\lambda(\text{\AA})$
3950.00	20.98	27.72	14.24	3.59	0.91	6.08	5.56	.0199497
4000.00	21.25	27.99	14.51	3.59	0.91	6.18	5.63	.0202022
4050.00	21.53	28.27	14.79	3.58	0.91	6.27	5.71	.0204547
4100.00	21.81	28.55	15.07	3.58	0.91	6.37	5.79	.0207072
4150.00	22.09	28.83	15.35	3.57	0.91	6.46	5.87	.0209598
4200.00	22.37	29.11	15.63	3.57	0.91	6.56	5.95	.0212123
4250.00	22.65	29.39	15.91	3.56	0.91	6.65	6.03	.0214648
4300.00	22.94	29.68	16.20	3.56	0.90	6.75	6.11	.0217173
4350.00	23.22	29.96	16.48	3.55	0.90	6.85	6.19	.0219699
4400.00	23.50	30.24	16.76	3.55	0.90	6.95	6.27	.0222224
4450.00	23.78	30.52	17.04	3.54	0.90	7.04	6.35	.0224749
4500.00	24.07	30.81	17.33	3.54	0.90	7.14	6.43	.0227275
4550.00	24.35	31.09	17.61	3.53	0.90	7.25	6.51	.0229800
4600.00	24.64	31.38	17.90	3.52	0.90	7.35	6.59	.0232325
4650.00	24.92	31.66	18.18	3.52	0.90	7.45	6.67	.0234850
4700.00	25.21	31.95	18.47	3.51	0.89	7.55	6.76	.0237376
4750.00	25.50	32.24	18.76	3.51	0.89	7.66	6.84	.0239901
4800.00	25.79	32.53	19.05	3.50	0.89	7.76	6.92	.0242426
4850.00	26.07	32.81	19.33	3.49	0.89	7.87	7.01	.0244951
4900.00	26.36	33.10	19.62	3.49	0.89	7.98	7.09	.0247477
4950.00	26.65	33.39	19.91	3.48	0.89	8.08	7.18	.0250002
5000.00	26.94	33.68	20.20	3.48	0.89	8.19	7.27	.0252527
5050.00	27.24	33.98	20.50	3.47	0.89	8.30	7.35	.0255053
5100.00	27.53	34.27	20.79	3.46	0.88	8.42	7.44	.0257578
5150.00	27.82	34.56	21.08	3.46	0.88	8.53	7.53	.0260103
5200.00	28.12	34.86	21.38	3.45	0.88	8.64	7.61	.0262628
5250.00	28.41	35.15	21.67	3.44	0.88	8.76	7.70	.0265154
5300.00	28.71	35.45	21.97	3.43	0.88	8.87	7.79	.0267679
5350.00	29.00	35.74	22.26	3.43	0.88	8.99	7.88	.0270204
5400.00	29.30	36.04	22.56	3.42	0.88	9.11	7.97	.0272729
5450.00	29.60	36.34	22.86	3.41	0.87	9.23	8.07	.0275255
5500.00	29.90	36.64	23.16	3.41	0.87	9.35	8.16	.0277780
5550.00	30.20	36.94	23.46	3.40	0.87	9.47	8.25	.0280305
5600.00	30.50	37.24	23.76	3.39	0.87	9.59	8.34	.0282831
5650.00	30.80	37.54	24.06	3.38	0.87	9.72	8.44	.0285356
5700.00	31.10	37.84	24.36	3.37	0.87	9.84	8.53	.0287881
5750.00	31.41	38.15	24.67	3.37	0.87	9.97	8.63	.0290406
5800.00	31.71	38.45	24.97	3.36	0.86	10.10	8.72	.0292932
5850.00	32.02	38.76	25.28	3.35	0.86	10.23	8.82	.0295457
5900.00	32.32	39.06	25.58	3.34	0.86	10.36	8.92	.0297982
5950.00	32.63	39.37	25.89	3.33	0.86	10.50	9.02	.0300507
6000.00	32.94	39.68	26.20	3.32	0.86	10.63	9.12	.0303033
6050.00	33.25	39.99	26.51	3.31	0.86	10.77	9.22	.0305558
6100.00	33.56	40.30	26.82	3.31	0.85	10.91	9.32	.0308083
6150.00	33.87	40.61	27.13	3.30	0.85	11.05	9.42	.0310609
6200.00	34.19	40.93	27.45	3.29	0.85	11.19	9.53	.0313134
6250.00	34.50	41.24	27.76	3.28	0.85	11.33	9.63	.0315659
6300.00	34.82	41.56	28.08	3.27	0.85	11.48	9.74	.0318184
6350.00	35.13	41.87	28.39	3.26	0.85	11.63	9.84	.0320710

REDE DE 1800 λ/mm NA 1ª ORDEM

$\lambda(\text{\AA})$	β°	i°	r°	$\frac{d\lambda}{d\lambda}$	R_A	$w_{H1}(\mu\text{m})$	$w_{H2}(\mu\text{m})$	$\Delta\lambda(\text{\AA})$
6400.00	35.45	42.19	28.71	3.25	0.84	11.78	9.95	.0323235
6450.00	35.77	42.51	29.03	3.24	0.84	11.93	10.06	.0325760
6500.00	36.09	42.83	29.35	3.23	0.84	12.09	10.17	.0328285
6550.00	36.41	43.15	29.67	3.22	0.84	12.24	10.28	.0330811
6600.00	36.74	43.48	30.00	3.21	0.84	12.40	10.39	.0333336
6650.00	37.06	43.80	30.32	3.20	0.84	12.56	10.51	.0335861
6700.00	37.39	44.13	30.65	3.19	0.83	12.73	10.62	.0338387
6750.00	37.71	44.45	30.97	3.18	0.83	12.89	10.74	.0340912
6800.00	38.04	44.78	31.30	3.16	0.83	13.06	10.85	.0343437
6850.00	38.37	45.11	31.63	3.15	0.83	13.24	10.97	.0345962
6900.00	38.71	45.45	31.97	3.14	0.83	13.41	11.09	.0348488
6950.00	39.04	45.78	32.30	3.13	0.83	13.59	11.21	.0351013
7000.00	39.37	46.11	32.63	3.12	0.82	13.77	11.33	.0353538
7050.00	39.71	46.45	32.97	3.11	0.82	13.95	11.46	.0356063
7100.00	40.05	46.79	33.31	3.10	0.82	14.14	11.58	.0358589
7150.00	40.39	47.13	33.65	3.08	0.82	14.33	11.71	.0361114
7200.00	40.73	47.47	33.99	3.07	0.82	14.52	11.84	.0363639
7250.00	41.07	47.81	34.33	3.06	0.81	14.72	11.97	.0366165
7300.00	41.42	48.16	34.68	3.05	0.81	14.92	12.11	.0368690
7350.00	41.77	48.51	35.03	3.03	0.81	15.13	12.24	.0371215
7400.00	42.12	48.86	35.38	3.02	0.81	15.34	12.38	.0373740
7450.00	42.47	49.21	35.73	3.01	0.80	15.55	12.51	.0376266
7500.00	42.82	49.56	36.08	2.99	0.80	15.77	12.65	.0378791
7550.00	43.17	49.91	36.43	2.98	0.80	15.99	12.80	.0381316
7600.00	43.53	50.27	36.79	2.97	0.80	16.21	12.94	.0383841
7650.00	43.89	50.63	37.15	2.95	0.80	16.45	13.09	.0386367
7700.00	44.25	50.99	37.51	2.94	0.79	16.68	13.24	.0388892
7750.00	44.62	51.36	37.88	2.92	0.79	16.92	13.39	.0391417
7800.00	44.98	51.72	38.24	2.91	0.79	17.17	13.54	.0393943
7850.00	45.35	52.09	38.61	2.89	0.79	17.42	13.70	.0396468
7900.00	45.72	52.46	38.98	2.88	0.78	17.68	13.86	.0398993
7950.00	46.09	52.83	39.35	2.86	0.78	17.94	14.02	.0401518
8000.00	46.47	53.21	39.73	2.85	0.78	18.22	14.18	.0404044
8050.00	46.85	53.59	40.11	2.83	0.78	18.49	14.35	.0406569
8100.00	47.23	53.97	40.49	2.82	0.77	18.78	14.52	.0409094
8150.00	47.61	54.35	40.87	2.80	0.77	19.07	14.70	.0411619
8200.00	48.00	54.74	41.26	2.78	0.77	19.37	14.87	.0414145
8250.00	48.39	55.13	41.65	2.77	0.77	19.68	15.06	.0416670
8300.00	48.78	55.52	42.04	2.75	0.76	19.99	15.24	.0419195
8350.00	49.18	55.92	42.44	2.73	0.76	20.32	15.43	.0421721
8400.00	49.57	56.31	42.83	2.72	0.76	20.65	15.62	.0424246
8450.00	49.98	56.72	43.24	2.70	0.75	21.00	15.82	.0426771
8500.00	50.38	57.12	43.64	2.68	0.75	21.35	16.02	.0429296
8550.00	50.79	57.53	44.05	2.66	0.75	21.72	16.22	.0431822
8600.00	51.20	57.94	44.46	2.64	0.74	22.10	16.43	.0434347
8650.00	51.62	58.36	44.88	2.62	0.74	22.49	16.65	.0436872
8700.00	52.04	58.78	45.30	2.61	0.74	22.89	16.87	.0439397
8750.00	52.46	59.20	45.72	2.59	0.73	23.31	17.09	.0441923
8800.00	52.89	59.63	46.15	2.57	0.73	23.74	17.32	.0444448

REDE DE 1800 S/min NA 1ª ORDEM

REFERÊNCIAS

d

e

a

REFERÊNCIAS

- I.1 Jacquinet, P.; Dufour, C. "Conditions optiques d'emploi des cellules photo-eletriques dans les spectrographes et les interferometres" *J.Recherches CNRS* 4, 91-103 (1948)
- I.2 Fastie, W.G. "Image-forming properties of the Ebert monochromator" *J.Opt.Soc.Am.* 42, 647 (1952)
- I.3 Von Planta, P.C., "Experimental Study of the slit function of an Ebert Spectrometer in the visible and near-infrared" *J.Opt.Soc.Am.* 47, 629 (1957)
- I.4 Kudo, K. "Plane grating monochromators of Ebert, Pfund and Czerny-Turner types" *Science of Light* 9, 65 (1960)
- I.5 Sassa, N. "Optical Properties of Ebert Spectrograph" *Science of Light* 10, 53 (1961)
- I.6 Rosendahl, G.R. "Contributions to the optics of mirror systems and gratings with oblique incidence III - Some applications" *J.Opt.Soc.Am.* 52, 412 (1962)
- I.7 Shafer, A.B.; Megill, L.R.; Droppleman, L. "Optimization of the Czerny-Turner Spectrometer" *J.Opt.Soc.Am.* 54, 879 (1964)
- I.8 Sergent-Rozey, M. "Etude d'un Montage Ameliorant la Formation des Images dans un Spectrometre 'a Reseau" *Revue D'Optique* 44, 193 (1965)
- I.9 Welford, W.T. "Aberration Theory of Gratings and Grating Mountings", in Wolf, E. (ed.) "Progress in Optics" vol.IV, North-Holland, Amsterdam (1965)
- I.10 Rouse, P.E.; Brixner, B.B.; Kline, J.V. "Optimization of a 4-m asymmetric Czerny-Turner Spectrograph" *J.Opt.Soc.Am.* 59, 955 (1969)
- I.11 Reader, J. "Optimizing Czerny-Turner spectrographs: a comparison between analytical theory and ray-tracing" *J.Opt.Soc.Am.* 59, 1189 (1969)
- I.12 Burch, C.R. "On aspheric anastigmatic systems" *Proc.Phys.Society* 55, 29 (1943)
- I.13 Simon, J.M. "The plate diagram and its applications to off-axis systems and spectrographs" *Optica Acta* 20, 345 (1973)
- I.14 Gil, M.C.; Simon, J.M. "Coma compensation in a parabolized Ebert monochromator", nao publicado (1978)
- I.15 Murty, M.V.R.K. "Theory and principles of monochromators, spectrometers and spectrographs" *Optical Engineering* 13, 23 (1974)
- I.16 Gil, M.A. "Aberraciones en Espectrometros de Red Plana", tese de doutorado, Universidad de Buenos Aires, B.Aires (1981)
- I.17 Gil, M.A.; Simon, J.M. "Aberrations in plane grating spectrometers" *Optica Acta* 30, 777 (1983)
- I.18 Simon, J.M.; Gil, M.A. e Fantino, A.N. "Czerny-Turner monochromator: astigmatism in the classical and in the crossed beam dispositions" *Applied Optics* 25, 3715 (1986)
- I.19 Saunders, R.D. e Shumaker, J.B. "Apparatus function of a prism-grating double monochromator" *Applied Optics* 25, 3710 (1986)
- I.20 Sanada, E.K. "Estudo de parametros do plasma no TBR-1 a partir de medidas espectroscopicas na regio optica", Dissertacao de mestrado, Instituto de Fisica da Universidade de Sao Paulo, Sao Paulo (1983)

- II.1 Griem, H.R. "Plasma Spectroscopy", McGraw-Hill, N.York (1964) p.268
- II.2 Bell, M.G. "The ion temperature and energy balance in stable discharges in the LT-3 Tokamak", Plasma Physics 19, 467-477 (1977)
- II.3 Suckewer, S.; Hinnov, E. "Spectroscopy measurements of ion temperature in ATC Tokamak with RF and Neutral-Beam heating", Nuclear Fusion 17 (5), 945-953 (1977)
- II.4 Clement, M.; Martin, J.E.; Weisse, J. "Mesure de la temperature ionique dans PETULA a partir de l'enlargissement Doppler des raies de impuretes", Publication Euratom-CEA FC-862, Grenoble (1976)
- II.5 Breton, C, De Michelis C., Dumay, J.L., Hecq, W., Mattioli M., Ramette, J. e Saoutic B., "Near V.U.V. Doppler monochromator using a multianode microchannel plate detector" publicacao EURATOM-CEA, EUR-CEA-FC-1301, Fontenay-aux-Roses (1986)
- II.6 Nascimento, I.C.; Fagundes, A.N.; da Silva, R. P.; Galvao, R.M.O.; del Bosco, E.; Vuolo, J.H., Sanada, E.K.; Dellaqua, R. "Preliminary results of the TBR small tokamak" Report IFUSP P-270, Instituto de Fisica da Universidade de Sao Paulo, Sao Paulo (1980)
- II.7 Dallaqua, R.S.; Hershcovitch, A.; da Silva, R.P.; Nascimento, I.C.; Galvao, R.M.O. "Particle Diffusion in TBR", Il Nuovo Cimento 83B, 1-11 (11 set 1984)
- II.8 Turner, E.B. "Optical and Ultraviolet Techniques" in Huddleston and Leonard (eds.) "Plasma Diagnostic Techniques", Academic N.York, p.321 (1968)
- II.9 Nascimento, I.C., comunicacao pessoal
- II.10 James, J.F.; Sternberg, R.S. "The Design of Optical Spectrometers", Chapman and Hall, London, p.100 (1969)
- II.11 Cooper, J.; Greig, J.R. "Rapid scanning of spectral line profiles using an oscillating Fabry-Perot interferometer" Journal of Scientific Instruments 40, 433-437 (1963)
- II.12 Shepherd, G.G.; Lake, C.W.; Miller, J.R.; Cogger, L.L. "A spatial scanning technique for the Fabry-Perot Spectrometer" Applied Optics 4, 267-272 (1965)
- II.13 Hirschberg, J.G.; Platz, P. "A multichannel Fabry-Perot interferometer" Applied Optics 4, 267-272 (1965)
- II.14 Ref.10, p.107
- II.15 Scott, F.R.; Dacus, E.N.; Tuckfield Jr., R.G. "Optical emission line profile analyser" Review of Scientific Instruments 33, 1001 (1962)
- II.16 Hall, J.A. "Arrays and Charge-Coupled devices" in Shannon, R.; Wyant, J. (eds.) "Applied Optics and Optical Engineering" vol.8, Academic, New York, p.349 (1980)
- II.17 Levi, L. "Applied Optics" vol.2, Wiley, New York, p.544 (1980)
- II.18 Pan, M. "Optical Multichannel Analyser" Publ. Jobin-Yvon no. A2101 (sem data)
- II.19 Princeton Instruments Inc. Data sheets for the Optical Spectrometric Multichannel Analyser (OSMA), (sem data)
- II.20 Marshall, G.F. "Scanning Devices and Systems" in Shannon, R.; Wyant, J. (eds.) "Applied Optics and Optical Engineering" vol.6, Academic, New York (1980)
- II.21 Ref.II.4, p.20

- II.22 Church, C.H. e Gampel, L. "A wide spectral range ultra-rapid scanning spectrometer" Applied Optics 5, 241 (1966) 7)
- II.23 Bulova Frequency Control Products, Bulletin 106, Linear Scanners (sem data)
- II.24 Bulova Frequency Control Products, Bulletin ATP 7-73, Linear Scanners (sem data)
- II.25 Telesca, G. e Koch, R. "Single shot ion temperature measurement by impurity line Doppler broadening in the Erasmus tokamak" Laboratoire Report No. 68, Laboratoire de Physique des Plasmas-Ecole Royale Militaire, Bruxelles (1979)
- III.1 Marr, G.V. "Plasma Spectroscopy", Elsevier, London (1968) p.244
- III.2 Traving, G. "Line Broadening and Line Shift" in Lochte-Holtgreven (ed.) "Plasma Diagnostics", North-Holland, Amsterdam (1968) p.68
- III.3 Ref. III.1, p.246
- III.4 Thorne, A.P. "Spectrophysics", Chapman & Hall, London (1974) p.272
- III.5 Ref. III.1, p. 255
- III.6 Lorentz, H.A. Proc. Acad. Sci. Amsterdam 8, 591 (1906)
- III.7 Baranger, M.; "Problem of Overlapping Lines in the Theory of Pressure Broadening" Phys. Rev. 111, 494 (1958)
- III.8 Kolb, A.C., Griem, H.R.; "Theory of Line Broadening in Multiplet Spectra" Phys. Rev. 111, 514 (1958)
- III.9 Wiese, W.L. "Line Broadening" in Huddleston, R.H. e Leonard S.L. (eds.) "Plasma Diagnostics Techniques", Academic, New York (1968) p.270
- III.10 Ref. III.9, p.309
- III.11 Van de Hulst, H.C.; Reesinck, J.J.M. "Line breadths and Voigt profiles" Astrophys. Journal 106, 121 (1947)
- III.12 Ref. III.2, p.127
- III.13 Mitchell, A.C.G, Zemansky, M.W.; "Resonance Radiation and Excited Atoms", Cambridge University Press, Cambridge (1934)
- IV.1 Jenkins, F.A., White, H.E. "Fundamentals of Optics", McGraw-Hill, N.York (1957) p.333
- IV.2 Zaidel, A.N., Ostrovskaya, G.V., Ostrovski, Yu.I. Technica y Practica de Espectroscopia, Mir, Moscou (1979) p.72
- IV.3 Ref. IV.1, p.337
- IV.4 Ref. IV.1, p.300
- IV.5 Stroke.G.W. "Diffraction Gratings", in Flugge, S.(ed.) "Handbuch der Physik", vol. XXIX, Springer, Berlin (1967) p.459
- IV.6 Bousquet, P. "Spectroscopie Instrumentale", Dunod, Paris (1969) p.44
- IV.7 Bausch & Lomb, Inc. Diffraction Grating Handbook, Bausch & Lomb, Rochester (1970) pag.23
- IV.8 Hutley, M.C. Diffraction Gratings, Academic, London (1982) pag.156
- IV.9 Ref. IV.7, p.38
- IV.10 Ref. IV.8, p.144
- IV.12 Ref. IV.8, p.145
- IV.13 Ref. IV.8, p.95

- V.1 O'Shea, D.C. "Elements of Modern Optical Design" Wiley, N.York (1985) p.360, p.372
- V.2 Arfken, G. "Mathematical Methods for Physicists", 2nd ed. Academic, N.York (1970) p.681
- V.3 Ref.IV.2, p.25
- V.4 Ref.IV.6, p.92
- V.5 Julien, C. "Un triple monochromateur pour la spectroscopie de Raman a basses frequences" Journal of Optics (Paris) 11, 257 (1980)
- V.6 Ref.IV.2, p.20
- V.7 Ref.IV.2, p.25
- V.8 Ref.IV.6, p.87
- V.9 Ref.IV.5, p.487
- V.10 Ref.IV.2, p.106
- V.11 Ref.IV.6, p.10
- V.12 Ref.IV.6, p.92
- V.13 Ref.IV.2, p.21
- V.14 Schroeder, D. "Diffraction Grating Instruments" in Marton (ed.) "Methods of Experimental Physics" vol.12, Academic, N.York (1974) p.464
- V.15 Van Cittert, P.H. "Zum Einfluss der Spaltbreite auf die Intensitatsverteilung in Spektrallinien" Z.Phys. 65, 547 (1930); Z.Phys. 69, 298 (1931)
- V.16 Mielenz, K.D. "Spectroscopie slit images in partially coherent light" J.Opt.Soc.Am. 57, 66-74 (1967)
- V.17 Ref.IV.2, p.107
- V.18 Ref.IV.8, p.59
- V.19 Ref.IV.8, p.62
- V.20 Ref.IV.6, p.92
- V.21 Ref.II.10, p.66
- V.22 Ref.IV.2, p.115
- V.23 Ref.IV.5, p.488
- V.24 Ref.IV.6, p.16
- VI.1 Yoshinaga, H., Okazaka, B., Tatsnoka, S. J.Opt.Soc.Am. 50, 437 (1960)
- VI.2 Ebert, H. Annalen der Physik 38, 489 (1889)
- VI.3 Fastie, W.G. "A small plane grating spectrograph" J.Opt.Soc.Am. 42, 641 (1952)
- VI.4 Fastie, W.G. "Image-forming properties of the Ebert monochromator" J.Opt.Soc.Am. 42, 647 (1952)
- VI.5 Czerny, M.; Turner, A.F. "Uber den astigmatismus bei spiegel spektrometern" Z.Physik 61, 792 (1930)
- VI.6 Spex Industries "Operation and maintenance instructions for the Spex 1802 Spectrograph" Metuchen, N.J. (1974)
- VI.7 Jarrel-Ash "Operation instructions for the Jarrel-Ash 0.5 meter Ebert scanning spectrometer" Waltham, Mass. (1969)
- VI.8 Rouse, P.E.; Brixner, B.B.; Kline, J.V. "Optimization of a 4-m asymmetric Czerny-Turner Spectrograph" J.Opt.Soc.Am. 59, 955 (1969)
- VI.9 Schroeder, D. "Diffraction Grating Instruments" in Marton (ed.) "Methods of Experimental Physics" vol.12, Academic, N.York (1974) p.479
- VI.10 James, J.F.; Sternberg, R.S. "The Design of Optical Spectrometers", Chapman and Hall, London (1969) p.72
- VI.11 Ref.VI.10, p.63
- VI.12 Ref.VI.10, p.62
- VI.13 Ref.VI.10, p.65

- VI.14 Stroke, G.W. "Diffraction Gratings", in Flugge, S. (ed.) "Handbuch der Physik", vol. XXIX, Springer, Berlin (1967) p.470
- VI.15 Ref.VI.10, p.68
- VI.16 Best, G.T. "Dispersion of Grating Spectrometers" Applied Optics 12, 1751 (1973)
- VI.17 Czerny, M.; Turner, A.F. "Uber den astigmatismus bei spiegel spektrometern" Z.Physik 61, 792 (1930)
- VI.18 Fastie, W.G. "A small plane grating spectrograph" J.Opt.Soc.Am. 42, 641 (1952)
- VI.19 Fastie, W.G. "Image-forming properties of the Ebert monochromator" J.Opt.Soc.Am. 42, 647 (1952)
- VI.20 Kudo, K. "Plane grating monochromators of Ebert, Pfund and Czerny-Turner types" Science of Light 9, 65 (1960)
- VI.21 Rosendahl, G.R. "Contributions to the optics of mirror systems and gratings with oblique incidence III - Some applications" J.Opt.Soc.Am. 52, 412 (1962)
- VI.22 Shafer, A.B.; Megill, L.R.; Droppleman, L. "Optimization of the Czerny-Turner Spectrometer" J.Opt.Soc.Am. 54, 879 (1964)
- VI.23 Sergent-Rozey, M. "Etude d'un Montage Ameliorant la Formation des Images dans un Spectrometre 'a Reseau" Revue D'Optique 44, 193 (1965)
- VI.24 Shafer, A.B. "Correcting for astigmatism in the Czerny-Turner spectrometer and spectrograph" Applied Optics 6, 159 (1967)
- VI.25 Rouse, F.E.; Brixner, B.B.; Kline, J.V. "Optimization of a 4-m asymmetric Czerny-Turner Spectrograph" J.Opt.Soc.Am. 59, 955 (1969)
- VI.26 Reader, J. "Optimizing Czerny-Turner spectrographs: a comparison between analytical theory and ray-tracing" J.Opt.Soc.Am. 59, 1189 (1969)
- VI.27 Ref.VI.9, p.477
- VI.28 Murty, M.V.R.K. "Theory and principles of monochromators, spectrometers and spectrographs" Optical Engineering 13, 23 (1974)
- VI.29 Ghodgaonkar, A.M.; Ramani, K. "Coma correction for a Czerny-Turner monochromator" Applied Optics 20, 3474 (1981)
- VI.30 Gil, M.A. "Aberraciones en Espectrometros de Red Plana", tese de doutorado, Universidad de Buenos Aires, B.Aires (1981)
- VI.31 Gil, M.A.; Simon, J.M. "Aberrations in plane grating spectrometers" Optica Acta 30, 777 (1983)
- VI.32 Simon, J.M.; Gil, M.A. "Diffraction gratings and optical aberrations" Applied Optics 23, 1075 (1984)
- VI.33 Sassa, N. "Optical Properties of Ebert Spectrograph" Science of Light 10, 53 (1961)
- VI.34 Penchina, C.M. "Reduction of stray light in in-plane grating spectrometers" Applied Optics 6, 1029 (1967)
- VI.35 Watanabe, A.; Tabisz, G.C. "Multiply diffracted light in Ebert monochromators" Applied Optics 6, 1132 (1967)
- VI.36 Pribram, J.K.; Penchina, C.M. "Stray light in Czerny-Turner and Ebert Spectrometers" Applied Optics 7, 2005 (1968)
- VI.37 Mitteldorf, J.J.; Landon, D.O. "Multiply diffracted light in the Czerny-Turner Spectrometer" Applied Optics 7, 1431 (1968)