

1. Publicação nº <i>INPE-3124-MD/026</i>	2. Versão	3. Data <i>Maio, 1984</i>	5. Distribuição <input type="checkbox"/> Interna <input checked="" type="checkbox"/> Externa <input type="checkbox"/> Restrita
4. Origem <i>DGA/DOA</i>	Programa <i>FISAT</i>		
6. Palavras chaves - selecionadas pelo(s) autor(es) <i>FOTÔMETROS AIRGLOW</i> <i>LUMINESCÊNCIA ATMOSFÉRICA FABRY-PEROT</i>			
7. C.D.U.: <i>535.8</i>			
8. Título <i>ELEMENTOS BÁSICOS SOBRE FOTÔMETROS DE FILTRO INCLINÁVEL</i>		10. Páginas: <i>29</i>	
		11. Última página: <i>26</i>	
9. Autoria <i>Volker W.J.H. Kirchhoff</i> 		12. Revisada por  <i>H. Takahashi</i>	
Assinatura responsável		13. Autorizada por  <i>Nelson de Jesus Parada</i> Diretor Geral	
14. Resumo/Notas <i>O fotômetro de filtro inclinável é um instrumento que tem tido grande aplicação no estudo de fenômenos ligados à luminescência natural da atmosfera. Sua função é monitorar a intensidade da radiação natural emitida, sendo os dados obtidos de grande valor científico. Nesta descrição do sistema dá-se ênfase a alguns elementos essenciais do fotômetro: começando com o conceito de interferência, analisa-se o interferômetro Fabry-Perot, filtros de interferência, considerações de redução do sinal, considerações ópticas, e aplicações e resultados de medidas.</i>			
15. Observações <i>Este trabalho foi parcialmente subvencionado pelo Fundo Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (FNDCT), através do Contrato FINEP 537/CT.</i>			

ELEMENTOS BÁSICOS SOBRE FOTÔMETROS DE FILTRO INCLINÁVEL

Volker W.J.H. Kirchhoff

Instituto de Pesquisas Espaciais - INPE
Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico - CNPq
12200 São José dos Campos, S.P., Brasil

RESUMO

O fotômetro de filtro inclinável é um instrumento que tem tido grande aplicação no estudo de fenômenos ligados à luminescência natural da atmosfera. Sua função é monitorar a intensidade da radiação natural emitida, sendo os dados obtidos de grande valor científico. Nesta descrição do sistema dá-se ênfase a alguns elementos essenciais do fotômetro: começando com o conceito de interferência, analisa-se o interferômetro Fabry-Perot, filtros de interferência, considerações de redução do sinal, considerações ópticas, e aplicações e resultados de medidas.

ELEMENTOS BÁSICOS SOBRE FOTÔMETROS DE FILTRO INCLINÁVEL

Volker W.J.H. Kirchhoff

Instituto de Pesquisas Espaciais - INPE
Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico - CNPq
12200 São José dos Campos, S.P., Brasil

ABSTRACT

The tilting filter photometer is an instrument that has had wide application in the study of natural airglow phenomena. The photometer is used to monitor the emitted radiation intensity, and the data have great scientific value. In this description of the system we emphasize some of its essential parts: starting with the concept of interference, we analyze the Fabry Perot interferometer, interference filters, data reduction, optical considerations, and measurement results.

1- INTRODUÇÃO

Fotômetros são instrumentos de alta sensibilidade óptica cuja finalidade é a de medir intensidades luminosas de determinado comprimento de onda. No caso em questão, está-se interessado na luminescência natural da atmosfera. Reações químicas que ocorrem na região da mesopausa, as quais deixam alguns átomos (moléculas) em estado excitado, são eventualmente responsáveis pela irradiação natural que ocorre quando o átomo (molécula) volta ao seu estado fundamental ou de energia mínima. A emissão natural da atmosfera é, no entanto, muito fraca e a maioria dos fotômetros pode ser operada apenas à noite quando o ruído (luz branca solar) é bem menor. Vários tipos de fotômetros têm sido utilizados esporadicamente ou rotineiramente para observar a luminescência atmosférica^{1,2}.

O diagrama típico de um dos fotômetros usados em Cachoeira Paulista é o mostrado na Figura 1³. O feixe luminoso dentro do ângulo de cone de 3° é aceito pela disposição óptica do instrumento e passa pelo filtro F, lente L, diafragma, e *tubo fotomultiplicador (TFM)*. O motor síncrono M_2 movimenta uma peça que muda a inclinação θ do filtro, e o motor M_1 troca os filtros em determinada sequência. O princípio do *fotômetro de filtro inclinável* se baseia no fato de que a transmissão máxima do filtro é transferida para comprimentos de ondas menores, à medida que se aumenta o ângulo de incidência de luz no filtro. Assim sendo, inclina-se o filtro em sequências repetidas, fazendo uma varredura espectral em torno do comprimento de onda desejado.

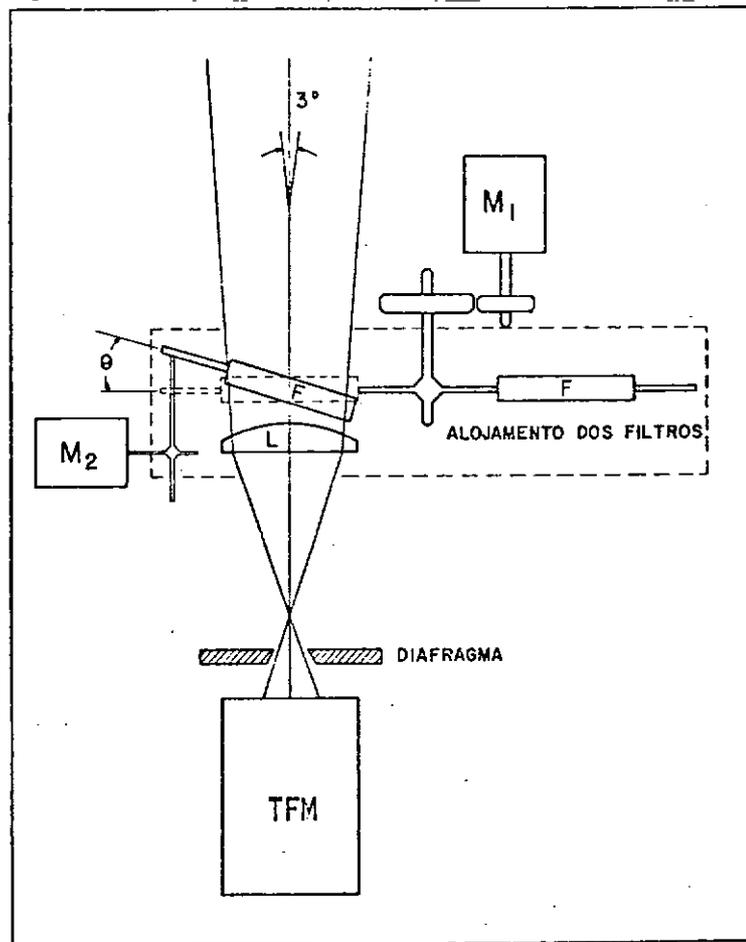


Fig. 1 - Esquema típico de fotômetro em operação no INPE, do tipo de filtro inclinável. Vários filtros no alojamento F são introduzidos no sistema óptico em seqüência, para observação de várias linhas. Ver texto para maiores detalhes.

2- CONSTITUIÇÃO E FUNCIONAMENTO

Os principais elementos que compõem um fotômetro de filtro inclinável podem ser enumerados como no diagrama de blocos da Figura 2. Mais críticos são o filtro de interferência (bloco 1), que serve para isolar a faixa de comprimentos de onda que se deseja observar, e o sensor de fótons (bloco 5) que quantifica a intensidade de luminescência observada. O filtro, sendo inclinado com relação ao eixo óptico do fotômetro, pode realizar uma varredura em torno do comprimento de onda desejado. Este movimento mecânico no filtro é realizado através de um motor síncrono (bloco 2).

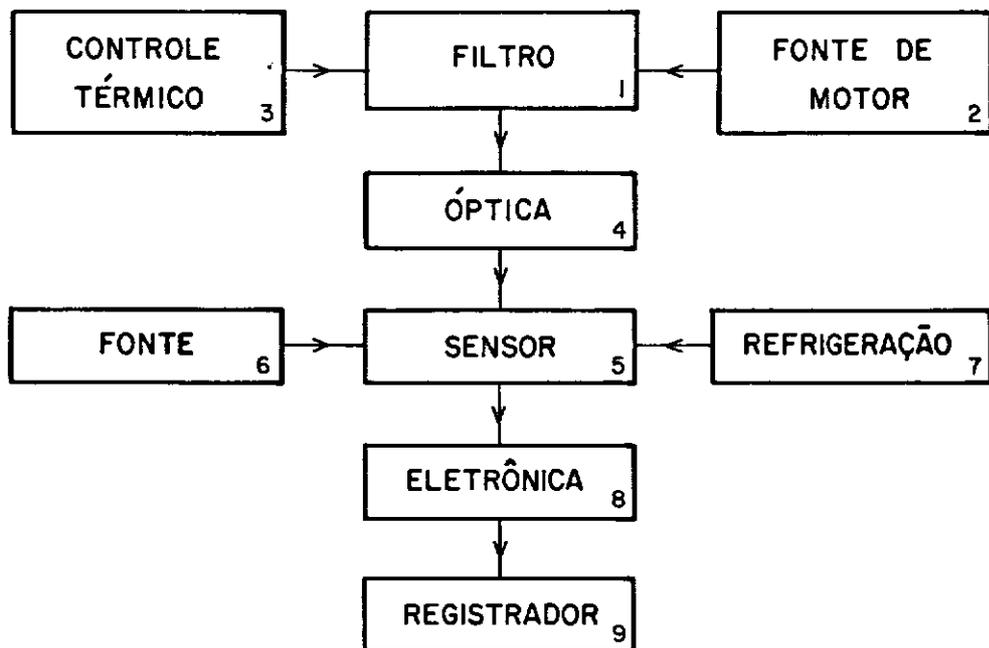


Fig. 2 - Diagrama de blocos de um fotômetro de filtro inclinável.

O filtro de interferência é muito sensível a variações térmicas e requer, portanto, um controle automático que mantenha a temperatura do filtro sempre constante (bloco 3). A luz que incide através do filtro é encaminhada ao sensor através de um sistema adequado de lentes, aberturas, e às vezes de espelhos, constituindo o sistema óptico do bloco 4. O sensor (bloco 5) é um tubo fotomultiplicador (TFM) muito sensível, cujo ruído próprio interno é maior quanto maior for a temperatura ambiente. O TFM deve ser, portanto, refrigerado (bloco 7) para manter o ruído interno o mais baixo possível. O bloco 6 representa a fonte de alta tensão para o sensor. Os fótons são então transformados em corrente elétrica, na eletrônica do bloco 8, transformando a informação de fótons incidentes no sensor em uma voltagem indicada no registrador (bloco 9).

3- ELEMENTOS ESSENCIAIS

3.1- O conceito de interferência

De maior interesse, no caso, é a interferência que ocorre quando duas ondas têm a mesma frequência mas fases diferentes. Sejam duas ondas E_1^j e E_2^j de mesma frequência ω que incidem num certo ponto P com fases diferentes. Em notação exponencial pode-se escrever

$$E_1^j = E_1 \exp j(\omega t + \frac{2\pi}{\lambda} S_1)$$

$$E_2^j = E_2 \exp j(\omega t + \frac{2\pi}{\lambda} S_2).$$

A intensidade radiante no ponto P será

$$I_p = (E_1^j + E_2^j) (E_1^j + E_2^j)^*$$

onde o símbolo * significa o complexo conjugado. Efetuando as operações indicadas, e sendo

$$E_1^2 \propto I_1$$

$$E_2^2 \propto I_2$$

a intensidade resultante em P será

$$I_p = I_1 + I_2 + 2 (I_1 I_2)^{1/2} \cos \phi$$

onde o ângulo da fase ϕ é dado por

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} (S_1 - S_2) = \frac{2\pi\nu}{c} (S_1 - S_2).$$

Portanto, quando a diferença de caminho percorrido $S_1 - S_2$ for um número inteiro de comprimentos de onda λ ,

$$S_1 - S_2 = n\lambda$$

($n = 1, 2, 3, \dots$) a intensidade em P será

$$I_p = I_1 + I_2 + 2(I_1 I_2)^{1/2}$$

e quando

$$S_1 - S_2 = m\lambda/2$$

($m = 1, 3, 5, \dots$) tem-se para a intensidade resultante em P

$$I_p = I_1 + I_2 - 2(I_1 I_2)^{1/2}.$$

No primeiro caso, tem-se portanto que a intensidade resultante da adição em P é maior do que $I_1 + I_2$, sendo menor no segundo caso. No caso particular em que $I_1 = I_2 = I$, de grande aplicação prática, tem-se

$$I_p = 4 I$$

no primeiro caso ($S_1 - S_2 = n\lambda$, reforço), ou

$$I_p = 4I_0$$

no segundo caso ($S_1 - S_2 = n\lambda/2$, aniquilação). Estes dois casos extremos estão ilustrados na Figura 3. A convergência dos feixes pode ser obtida, por exemplo, através do biprisma de Fresnel.

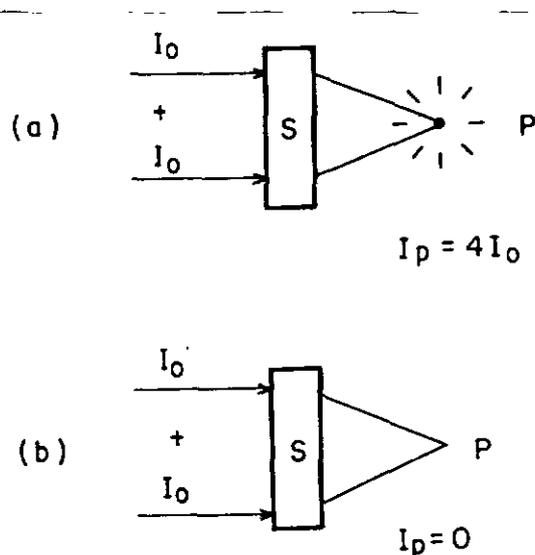


Fig. 3 - Ilustração de interferência nos casos extremos de: a) reforço; b) aniquilação. O sistema S, além de concentrar os feixes no ponto P, deve introduzir a defasagem necessária.

3.2 - O Interferômetro Fabry Perot

O interferômetro Fabry-Perot^{2,4} consiste em duas placas de superfícies polidas, planas e paralelas entre si, e perpendiculares ao mesmo eixo óptico. Entre as superfícies planas e paralelas tem-se um dielétrico de índice de refração n que também pode ser o ar ($n = 1$). Devido à simetria do arranjo, o feixe luminoso incidente nas placas produzirá franjas de interferência circulares. O Fabry-Perot, em geral, produz uma série de picos de transmissão, cuja largura espectral pode ser muito pequena, o que o torna um instrumento de grande utilidade na óptica prática.

Um feixe luminoso incidente nas placas produzirá reflexões múltiplas entre as superfícies internas, como indicado na Figura 4.

Em cada ponto da segunda superfície, onde incidem os feixes previamente refletidos pela primeira superfície, um conjunto de feixes paralelos será transmitido.

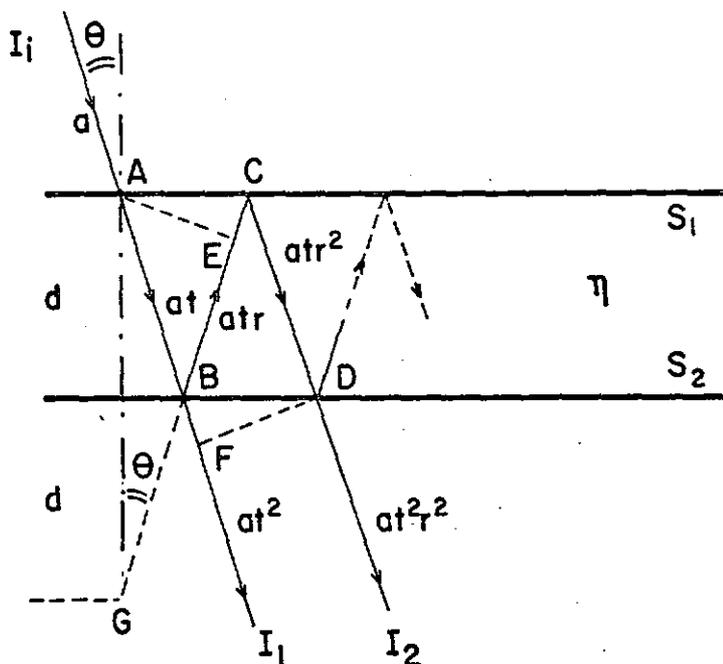


Fig. 4- Transmissões e reflexões através das placas de um Fabry-Perot.

Viu-se que a interferência será construtiva se a diferença de caminho óptico for um múltiplo de λ . Para incidência normal, portanto, se as placas estiverem separadas de $d = \lambda/2$, poderá haver interferência construtiva, ou genericamente, se

$$nd = n\lambda/2$$

onde n é um inteiro, ter-se-á interferência de reforço em λ . O adimensional n é a chamada ordem de interferência. Para $n=1$, no ar $d = \lambda/2$; mas para $n=2$ também é possível ocorrer interferência de reforço, mas agora em $\lambda/2$; para $n=3$, em $\lambda/3$, e assim por diante. Por outro lado, o mesmo λ pode ter reforço aumentando a distância d entre as placas n vezes, aumentando assim igualmente a ordem de interferência. Se um pico de transmissão ocorre um λ_0 para uma certa ordem de interferência n , o próximo pico em $n-1$ deve ocorrer em $\lambda_0 + \Delta\lambda$, ou seja,

$$2nd = (n-1) (\lambda_0 + \Delta\lambda)$$

e, com boa aproximação,

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0}{n} = \frac{\lambda_0^2}{2nd}$$

O intervalo de comprimentos de onda $\Delta\lambda$ em que se repetem os picos de transmissão do Fabry-Perot é um parâmetro importante deste instrumento, chamado de *Periodicidade de Transmissão*, PT, ("Free spectral range"). Outro parâmetro de interesse no Fabry-Perot é a *Figura de Mérito*, FM, ("Finesse"), que representa a relação entre a PT e a largura de banda $\delta\lambda$ do pico de transmissão do Fabry-Perot, e é principalmente dado por

$$FM = \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda} = \frac{\pi R^{1/2}}{1 - R}$$

onde R é a reflexão das superfícies internas. Na prática, a FM é menor do que a dada acima devido a imperfeições do sistema. Voltando à expressão anterior pode-se ver, portanto, que quanto maior for n, menor será $\delta\lambda$. Conclui-se que para obter um "filtro" de banda $\delta\lambda$ estreita, deve-se ter R grande e d grande para que n possa também ser grande. Por exemplo, para uma cavidade de laser com placas separadas de 1m e para transmissão na linha do sódio (5890 Å) n é da ordem de 10^6 . Já nos filtros de interferência que se utilizam do princípio do Fabry-Perot, como devem ter d pequeno não podem trabalhar com n grande e, para produzir filtros de banda estreita, usam R grande e artifícios adicionais tais como a superposição de vários segmentos de filtro em série.

A função de transmissão do Fabry-Perot pode ser deduzida com auxílio da Figura 4. A diferença de fase δ entre I_1 e I_2 é, com $n = 1$,

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} [(BC + CD) - BF]$$

mas da geometria da Figura, $BC + CD = GC$ e $BF = EC$; portanto,

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} [GC - EC] = \frac{2\pi}{\lambda} (2d \cos \theta).$$

A somat6ria dos raios emergentes pode ser escrita na forma

$$A e^{j\phi} = at^2 + at^2r^2e^{j\delta} + at^2r^4e^{j2\delta} + \dots$$

onde a 6 a amplitude da onda incidente, t o coeficiente de transmiss6o, e r o coeficiente de reflex6o para a onda. Esta soma 6 dada por

$$Ae^{j\phi} = \frac{a(1 - r^2)}{1 - r^2e^{j\delta}}$$

sendo tamb6m $1 - r^2 = 1 - R = t^2 = T$. R e T s6o chamados de coeficientes de reflex6o e transmiss6o para pot6ncia.

Para obter a intensidade, multiplica-se a amplitude pelo complexo conjugado, do que resulta

$$I_t = \frac{I_i(1 - R)^2}{1 - R(e^{j\delta} + e^{-j\delta}) + R^2}$$

ou ainda

$$\frac{I_t}{I_i} = \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \delta/2}$$

A curva de transmiss6o para um caso particular 6 mostra da na Figura 8, onde se v6em os picos de transmiss6o de um Fabry-Perot s6lido em que as superf6cies refletoras s6o depositadas num cilindro de quartzo ($n = 1,46$). Para transmiss6o perpendicular em 5890 \AA ,

$n = 6,2 \times 10^4$, e a curva de transmissão dada anteriormente tem $\delta = 360 n \lambda_0 / \lambda$. Pode-se observar claramente o efeito de R em $\delta \lambda$, que é cerca de 5 vezes maior para $R = 0,3$ do que quando $R = 0,8$. Pode-se observar também que a PT ocorre naturalmente da curva de transmissão do Fabry-Perot.

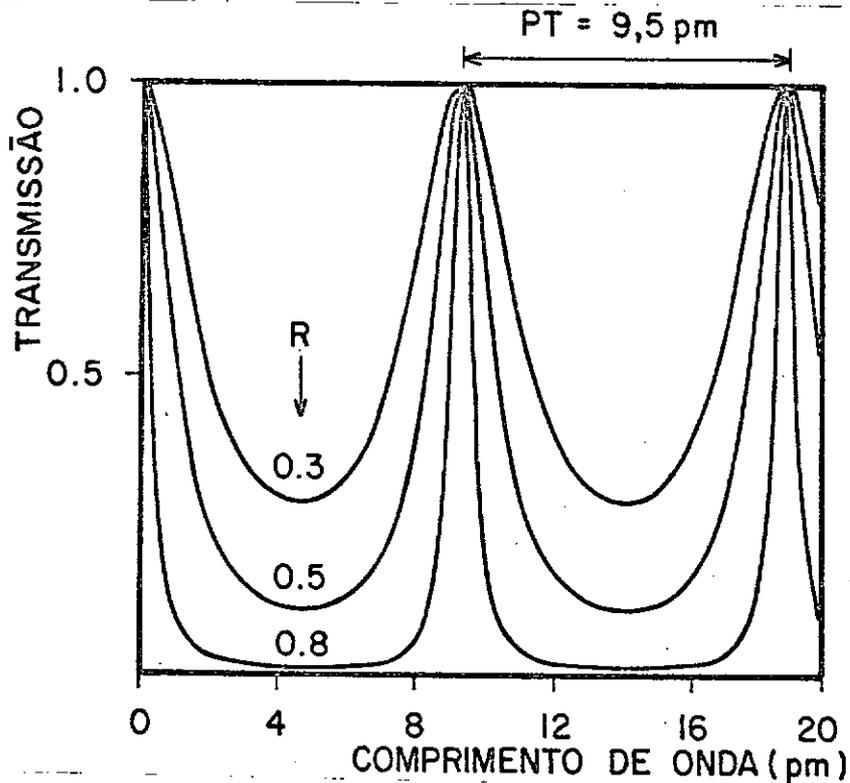


Fig. 5 - Transmissão de um Fabry-Perot com as características $\lambda_0 = 5890 \text{ \AA}$; $d = 1,25 \text{ cm}$; $n = 1,46$; $\Delta\lambda = 9,5 \text{ pm}$; para $R = 0,3$; $0,5$; e $0,8$.

3.3 - Filtros de interferência

Como se sabe da óptica, o índice de refração n de certo material é simplesmente a razão entre as velocidades de propagação da luz do vácuo e a velocidade no material, e pode ser expresso através da razão entre os ângulos de incidência e de refração. Pode-se mostrar também que a reflexão da intensidade luminosa para incidência normal na superfície de separação de dois meios (de índices de refração n_0 e n_1) é dado por

$$R = \left(\frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1} \right)^2$$

e no caso em que $n_0 = 1,0$ (ar) e $n_1 = 1,5$ (vidro) o coeficiente de reflexão $R = 4\%$. Portanto, em toda superfície de vidro de certo caminho óptico, 4% da intensidade luminosa não é transmitida. Pode-se aumentar ou diminuir esta reflexão através da deposição sobre a superfície do vidro de camadas dielétricas transparentes de espessuras de $\lambda/4$ para efeito de provocar interferência. Com a deposição de um material dielétrico de índice de refração maior do que o vidro obtém-se maior reflexão, como se pode ver da expressão

$$R = \left(\frac{n_0 n_2 - n_1^2}{n_0 n_2 + n_1^2} \right)^2;$$

ao contrário, a reflexão é diminuída com o depósito de uma camada de n menor do que o vidro. Para o sistema ar-dielétrico-vidro na proporção de $n = 1,0 - 2,2 - 1,5$, R aumenta para 27,75%. Para reduzir a reflexão num sistema $n = 1,0 - 1,35 - 1,5$ obtém-se para R o valor de 0,942%.

A Figura 6 ilustra o princípio da *camada anti-refletora* (C.A.R.). O feixe incidente I_i que vem do ar incide na C.A.R. com $n = n_1$ e esta camada, por sua vez, está depositada no substrato de vidro com $n = n_2$. Para evitar totalmente as reflexões indicadas I_1 e I_2 , deve-se projetar as camadas de modo a provocar interferência destrutiva, isto é, I_1 e I_2 devem ser iguais em magnitude, e além disso devem estar defasadas de $\lambda/2$. A primeira condição pode ser satisfeita usando para a C.A.R. um material que tenha $n_1 = (n_0 n_2)^{1/2}$; para satisfazer a segunda condição (para incidência normal) a espessura da C.A.R. deve ser de $\lambda/4$. A Figura 6 mostra também (feixe pontilhado, I_3) que a C.A.R. deve ser depositada em ambos os lados do substrato.

De grande aplicação prática, também, é o *espelho dielétrico*. Neste caso o que se deseja é reflexão máxima, o que se obtém, como já visto, através de uma camada dielétrica de n elevado. Há fabri

cantes que numa seqüência de 13 camadas alternadas de $n = 2,2$ e $n = 1,35$ obtêm uma reflexão de 99,9% num intervalo de 1500 \AA no visível. Para o filtro de interferência, utilizam-se os elementos e princípios descritos anteriormente.

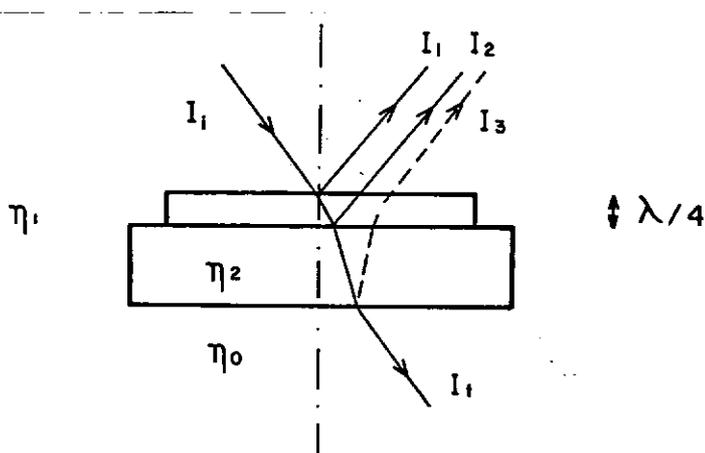


Fig. 6 - Esquema para funcionamento da camada anti-refletora (C.A.R.). I_1 e I_2 se anulam por interferência destrutiva se a C.A.R. tiver espessura de $\lambda/4$ e se $n_1 = (n_0 n_2)^{1/2}$

Filtros de interferência são os elementos que isolam a parte do espectro de interesse ao pesquisador. Fisicamente são também placas de vidro sobre a qual se depositam camadas dielétricas de espessuras extremamente delgadas, cuja função é produzir caminhos ópticos tais que ocorram diferenças de fase no feixe luminoso e as consequentes interferências. O princípio básico de funcionamento do filtro de interferência se baseia no conceito do Fabry-Perot, descrito anteriormente, em que a ordem de interferência usada é baixa, isto é, $n = 1$ ou 2 , e o filtro é chamado de primeira ou segunda ordem, com espaçamentos entre as superfícies refletoras de $\lambda/2$ e λ , respectivamente. As superfícies refletoras podem ser metálicas, mas usam-se de preferência refletores dielétricos, verdadeiros sanduiches de camadas dielétricas alternadas, que se superpõem ao espaçador de $\lambda/2$ ou λ . Mas para evitar a transmissão em bandas laterais secundárias, usa-se o *filtro de transmissão induzida* que é uma combinação do filtro dielétrico com o filtro de camadas metálicas e tem a capacidade de bloquear as bandas indesejadas.

jáveis nos comprimentos de onda longos. O filtro completo ainda possui um vidro colorido para suprimir os comprimentos de onda curtos. Estes três sistemas em série, portanto, definirão a curva de transmissão final do filtro, que é igual ao produto das transmissões individuais de cada um.

A curva característica de um filtro de interferência tem o formato parecido à curva gaussiana e é mostrada na Figura 7. A transmissão em λ_0 nunca é igual a 100% devido a imperfeições nos materiais e na estrutura das camadas. Os parâmetros mais importantes são o comprimento de onda λ_0 para transmissão máxima, e a largura espectral $\Delta\lambda$, ou banda de passagem, medida entre os pontos $T_{\max}/2$. Atualmente consegue-se obter $\Delta\lambda$ mínimos em torno de 3\AA . Inclinando o filtro com relação ao eixo óptico, a curva de transmissão tende a ficar mais achatada e λ_0 se desloca para comprimentos de onda menores; é esta característica, como visto anteriormente, que dá nome ao tipo de fotômetro.

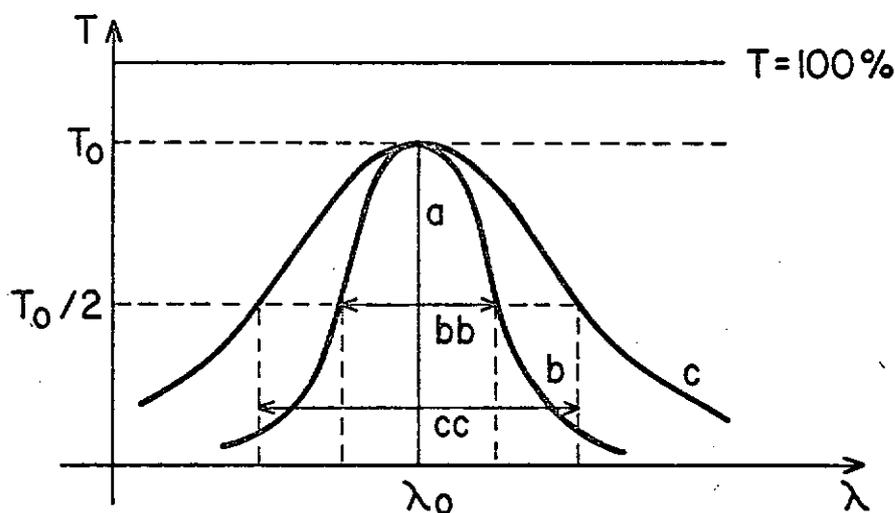


Fig. 7 - Curvas de transmissão $T(\lambda)$ para filtros de interferência. A curva a é a linha espectral ideal, b é a curva com largura de banda $\Delta\lambda = bb$ e c é a mais larga com $\Delta\lambda = cc$. A transmissão máxima ocorre em $T_0 < 100\%$.

A Figura 8 mostra a curva característica, fornecida pelo fabricante, de um filtro de interferência para medir potássio (K) em 7699\AA . Várias características foram anotadas pelo operador, mas de

maior interesse é a linha superior que mostra 100% de transmissão, e a curva de resposta do filtro (pico em $7700,9 \text{ \AA}$) com largura de apenas 3 \AA .

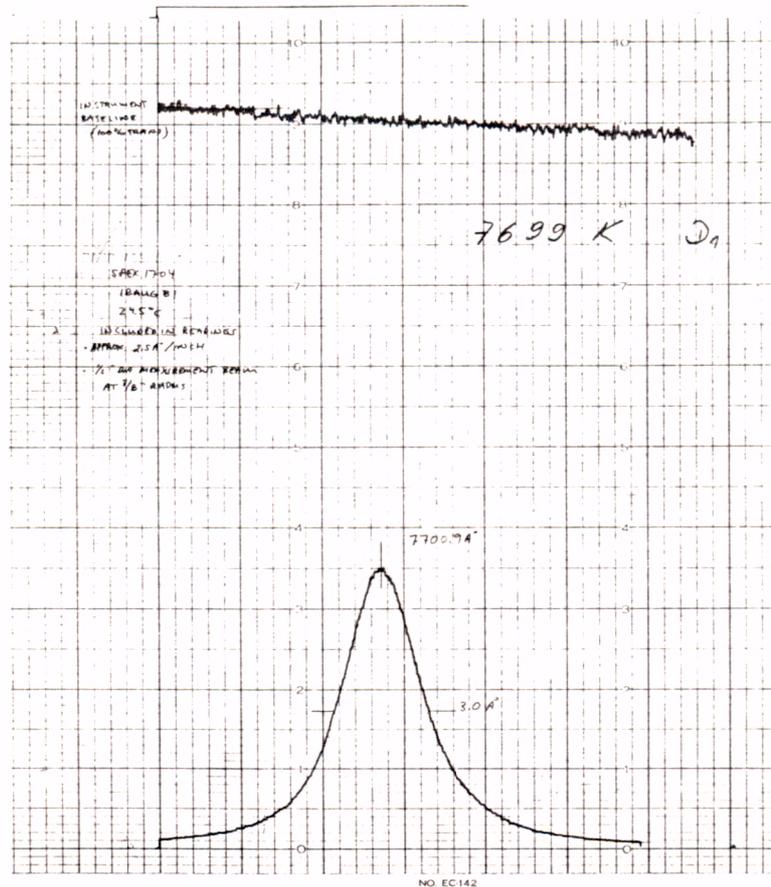


Fig. 8 - Curva característica de um filtro de interferência fornecida pelo fabricante.

3.4- Equações do filtro: exemplo para o sódio

Será deduzida uma expressão que relaciona a intensidade da luz medida em Rayleighs (unidade padrão de medida) em função da indicação (geralmente em centímetros) da registradora³. Com referência à Figura 4, tem-se a resposta do filtro em termos de transmissão absoluta T em função do comprimento de onda λ . Em λ_0 ocorre a transmissão máxima T_m , e em qualquer outro λ a transmissão é T_λ . Um parâmetro importante do filtro é a área sob sua curva, em \AA , isto é,

$$\int T_\lambda d\lambda = A (\text{\AA}).$$

Em termos de transmissão relativa t_λ , pode-se escrever

$$\int_{\lambda_0} T_\lambda d\lambda \frac{T_m}{T_m} = T_m \int_{\lambda_0} \frac{T_\lambda}{T_m} d\lambda$$

$$\int_{\lambda_0} T_\lambda d\lambda = T_m \int_{\lambda_0} t_\lambda d\lambda$$

onde agora $t_\lambda(\max) = 1$.

O sinal devido somente à linha do sódio será S_{λ_0}

$$S_{\lambda_0} = I_{\lambda_0} T_V T_{\lambda_0} \quad (1)$$

onde I_{λ_0} é a intensidade da linha do sódio em Rayleighs, T_V é a transmissão absoluta da janela de vidro do fotômetro, e T_{λ_0} é a transmissão absoluta do filtro na linha do sódio. Superposto às linhas espectrais existe sempre o ruído de fundo N , que é de banda larga. O sinal devido ao ruído, S_{λ_N} , pode ser medido numa posição conveniente em λ_N ,

$$S_{\lambda_N} = I_{\lambda_N} T_V T_{\lambda_N} \int_N t_\lambda d\lambda$$

onde I_N é a intensidade do ruído em Rayleighs/Angstrom. Este parâmetro pode ser considerado constante sobre certas faixas de comprimento de onda. T_{λ_N} é a transmissão absoluta máxima, e a integral representa a área sob a curva do filtro. O sinal mostrado pela registradora, na linha do sódio, será portanto a soma de S_{λ_0} com o ruído em λ_0 , $S_{N\lambda_0}$,

$$S_{\lambda_0}^* = S_{\lambda_0} + S_{N\lambda_0}$$

que se deve obter a partir de S_{λ_N} e características do filtro, pois o que se quer é apenas o registro devido a S_{λ_0} .

A relação entre as duas transmissões em λ_0 e λ_N é de

$$T_{\lambda N} = x \% T_{\lambda_0}$$

ou

$$t_{\lambda N} = x \% t_{\lambda_0}$$

e a relação entre as áreas é

$$\int_N t_{\lambda} d\lambda = K \int_{\lambda_0} t_{\lambda} d\lambda$$

onde $K > 1$. Os parâmetros $x \%$ e K do filtro devem ser determinados em laboratório. O sinal S_N^* registrado na zona de ruído será, portanto,

$$S_N^* = I_N T_V x \% T_{A\lambda_0} K \int_{\lambda_0} t_{\lambda} d\lambda$$

e para $S_{N\lambda_0}$

$$S_{N\lambda_0} = S_N^* / (x \% K)$$

e tem-se assim o sinal S_{λ_0} em função de valores da registradora e parâmetros do filtro,

$$S_{\lambda_0} = S_{\lambda_0}^* - S_N^* / (x \% K). \quad (2)$$

Resta agora comparar este sinal com um sinal de intensidade conhecida (em Rayleighs), que é o sinal de calibração^{3,5} fornecido por lâmpadas padrão especiais de baixa intensidade, onde uma camada de material fosforescente é excitada por material radiativo. Se a intensidade de calibração for I_{cal} , o sinal da registradora será

$$S_{\text{cal}}^* = I_{\text{cal}} T_{\lambda_0} \int_{\lambda_0} t_{\lambda} d\lambda \quad (3)$$

e, portanto, com (1), (2) e (3) pode-se obter para a intensidade da linha I_{λ_0}

$$I_{\lambda_0} = S_{\lambda_0} I_{\text{cal}} \int_{\lambda_0} t_{\lambda} d\lambda / (S_{\text{cal}}^* T_V)$$

que transforma os sinais da registradora em intensidade luminosa. A unidade padrão é o Rayleigh, que vale a intensidade de uma fonte isotrópica que emite 10^6 fótons por centímetro quadrado de coluna por segundo.

3.5- Considerações Ópticas

A característica óptica mais importante do fotômetro é a sua *Capacidade de Recepção*, CR, ("throughput"), e que se refere ao fluxo de fótons que podem ser coletados, igual ao produto entre a área de abertura, da transmissão óptica, e do ângulo sólido de recepção, $CR = \Omega S T$. Em todos os tipos de fotômetros a capacidade de recepção é inversamente proporcional à resolução espectral. O elemento crítico é sempre o dispositivo de dispersão, que neste caso é o filtro de interferência.

Geometricamente o ângulo sólido Ω é dado por

$$\Omega = \pi \sin^2 \theta$$

mas do ponto de vista óptico é relacionado por

$$\Omega = 2\pi n^2 \Delta\lambda / \lambda_0$$

onde n é o índice de refração ($n = 1,5$), λ_0 é o comprimento de onda a ser observado, $\Delta\lambda$ é a resolução espectral desejada, e θ é metade do ângulo plano subtendido pelo ângulo sólido Ω . Destas relações pode-se obter de imediato que para $\Delta\lambda \cong 1\text{Å}$ o ângulo de abertura do fotômetro θ deve ser de apenas $1,6^\circ$ para $\lambda_0 = 5890\text{Å}$.

O número de fótons que chega ao tubo fotomultiplicador (TFM) por segundo é

$$F = CR \times I(R) \times 10^6/4\pi$$

onde I é a intensidade da fonte extensa, medida em Rayleighs (R), dando uma contagem de pulsos, (CP), levando em conta a eficiência quântica, EQ, do TFM, de

$$CP = F \times EQ \text{ pulsos/segundo.}$$

4- APLICAÇÕES E RESULTADOS DE MEDIDAS

Os fotômetros em uso no INPE destinam-se principalmente ao registro das linhas atmosféricas de sódio (linhas D_2 em 5890 Å ou linha D em 5893 Å), do oxigênio atômico (OI 5577 Å, linha verde, e OI 6300 Å, linha vermelha) e das várias bandas de emissão do radical OH, em vários intervalos de comprimentos de onda próximos ao infravermelho. O espectro da luminiscência noturna foi medido por Broadfoot and Kendall⁶, entre comprimentos de onda de 3.100 a 10.000 Å.

Um registro típico do fotômetro de sódio de São José dos Campos está indicado na Figura 9, onde se vêem dados para o dia 12 de maio de 1982. Podem-se notar imediatamente os padrões repetidos, resultado da varredura espectral em torno da linha D_2 do sódio, situada no pico indicado pela letra a. A letra b indica o sinal devido ao OH, o qual é usado na calibração final. O ponto c é atingido na posição de máximo comprimento de onda, e o pico em d representa novamente a linha D_2 do sódio pela qual o filtro passa rapidamente no retrazo. Outros parâmetros de interesse são mostrados, tais como o ruído de fundo, as escalas utilizadas, o sinal de referência da fonte, o horário local, e o ruído de escuro do sistema (DC), isto é, o sinal indicado com o fotômetro fechado.

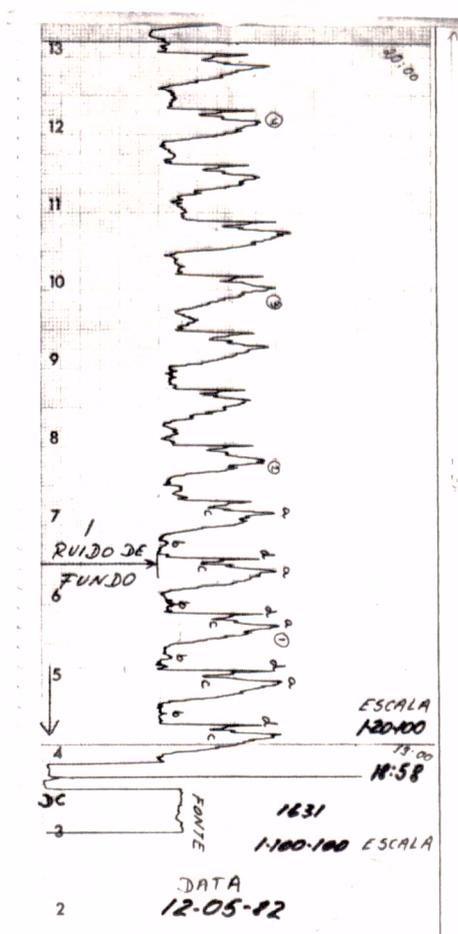


Fig. 9 - Registro típico do fotômetro de sódio instalado próximo ao radar de laser do INPE em São José dos Campos.

A Figura 10 mostra a variação sazonal da intensidade média noturna da linha D_2 do sódio medida em São José dos Campos. A intensidade expressa em Rayleighs é mostrada em função dos dias e meses do ano, estando superpostos resultados obtidos de 1976 a 1982. Pode-se notar claramente o aumento da intensidade durante os equinócios (abril-maio e outubro). Durante o verão o mau tempo (cobertura de nuvens) impede a obtenção de dados.

Na Figura 11 vê-se a tendência média da variação noturna durante os equinócios, usando dados de 1976 a 1980. A intensidade em cada medida é normalizada pela média total de cada noite. A intensidade diminui durante a 1ª metade da noite e aumenta durante a 2ª metade da noite, com um mínimo em torno da meia noite local.

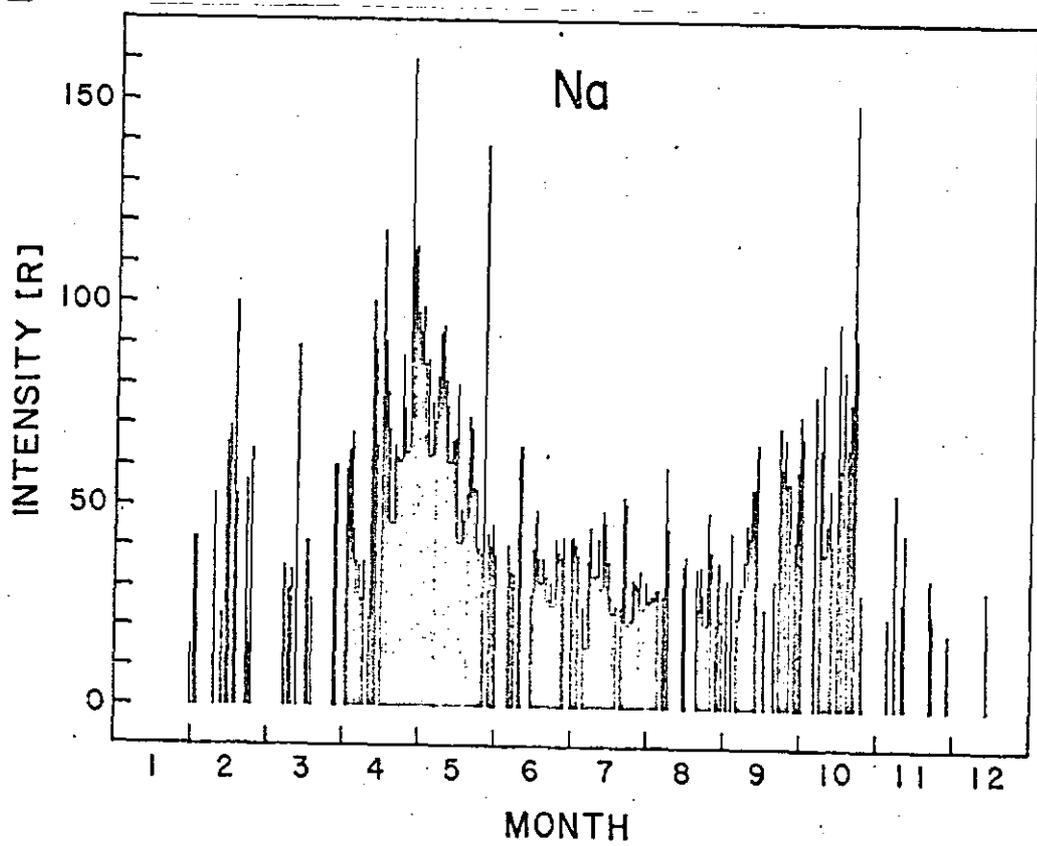


Fig. 10 - Intensidade da linha D₂ do sódio atmosférico durante o ano, em termos de médias noturnas; dados de São José dos Campos de 1976 a 1982.

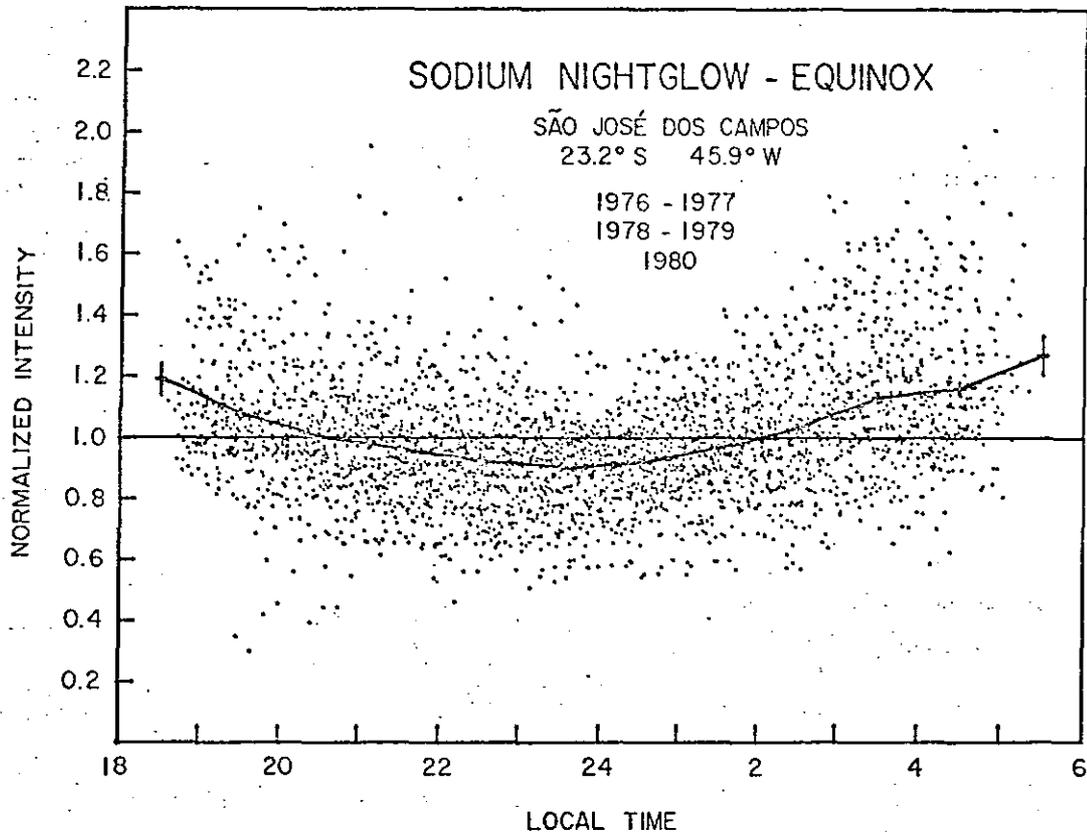


Fig. 11 - Variação noturna da intensidade da linha D_2 do sódio atmosférico. Os dados de cada noite são normalizados para a média noturna.

As intensidades de várias linhas (bandas) medidas na noite de 2 de agosto de 1978 em Cachoeira Paulista³ são mostradas na Figura 12. Todas as bandas de OH mostram um aumento de intensidade em torno de 1 hora. Parece que o mesmo aumento se observa também na linha do sódio NaD e na linha OI 5577 Å do oxigênio atômico, que no entanto se observam com certas defasagens no tempo. Esta característica pode ser atribuída a uma perturbação dinâmica do tipo maré ou onda de gravidade, cujo efeito se propaga de cima para baixo, ocorrendo, portanto, primeiro no oxigênio atômico, em seguida no sódio, e finalmente no OH.

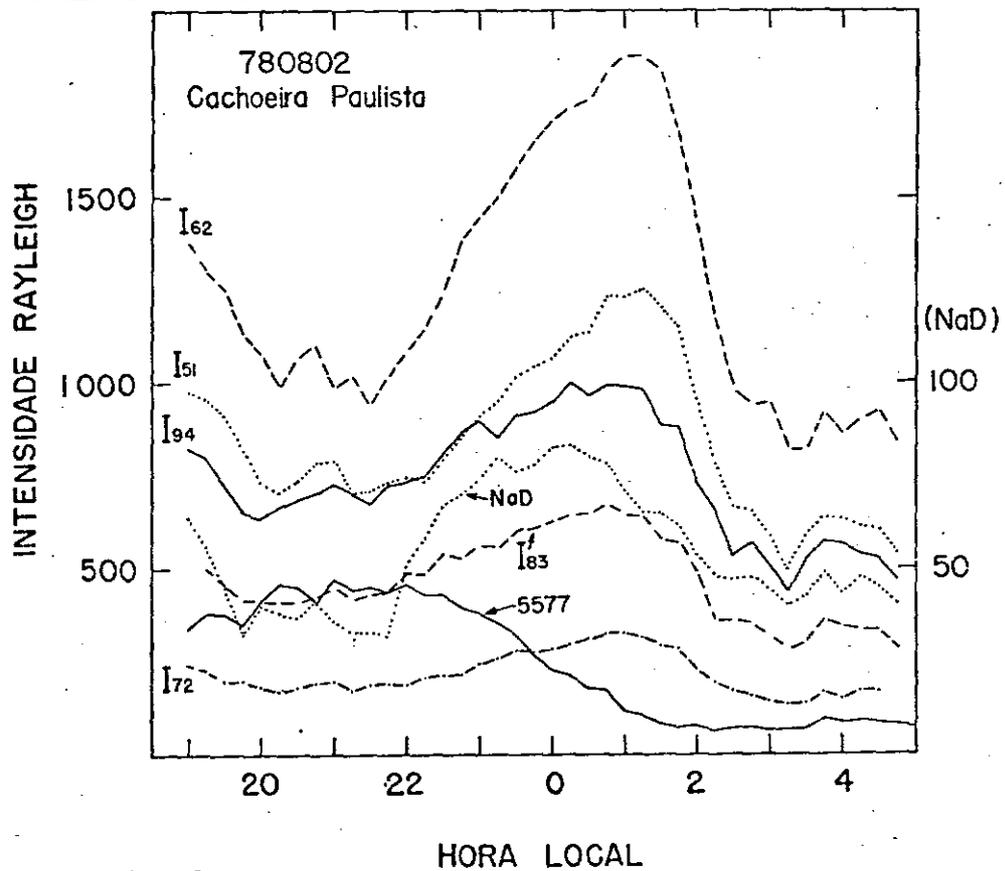


Fig. 12 - Resultados obtidos em Cachoeira Paulista para várias bandas de OH, ($I_{6,2}$, $I_{5,1}$, $I_{9,4}$, $I_{8,3}$) e as linhas do sódio (NaD) e do oxigênio atômico (5577), usando os fotômetros do INPE.

5- CONCLUSÕES

Sendo a região da mesosfera inacessível a medidas *in situ* por balões e satélites, o sensoriamento remoto, através de fotômetros que observam algumas das linhas de emissão mais importantes da atmosfera superior, é uma técnica importante que tem sido utilizada há muito tempo e em vários lugares do mundo no estudo da *aeronomia*⁷. Os resultados obtidos através dos fotômetros por si sô são importantes no sentido de conhecer suas variações temporais e suas correlações com outros parâmetros. Representam ainda um elemento importante para o estudo da química da atmosfera superior, assim como sua dinâmica.

AGRADECIMENTOS

Agradeço a H. Takahashi por sugestões e cessão das Figuras 1 e 12, além da revisão técnica. Os fotômetros de que tratamos neste trabalho foram construídos no INPE, principalmente por H. Takahashi, B.R. Clemesha (que também contribuiu com sugestões e críticas na revisão técnica), Y. Sahai, e D.M. Simonich.

Este trabalho faz parte do *Projeto Vernáculo*, que representa o esforço de alguns pesquisadores do INPE de criar uma literatura básica de Ciência Espacial em Língua Portuguesa dirigida principalmente aos estudantes.

O projeto Vernáculo, coordenado por V.W.J.H. Kirchhoff, deverá tratar dos seguintes assuntos:

- Elementos Básicos da Ionossonda, M.A. Abdu.
- Elementos Básicos do Riômetro, M.A. Abdu.
- Elementos Básicos do Polarímetro, I.J. Kantor.
- Elementos Básicos do Radar de Laser, V.W.J.H. Kirchhoff.
- Elementos Básicos sobre Fotômetros de filtro inclinável, V.W.J. H. Kirchhoff.
- Elementos Básicos sobre a Geofísica Nuclear, D.J.R. Nordemann e E.B. Pereira.
- Elementos Básicos sobre o Espectrofotômetro Dobson, Y. Sahai.
- Elementos Básicos sobre Magnetômetros, N.B. Trivedi.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- 1- HUNTEN, D.M. *Spectroscopic studies of the twilight airglow*, Space Sci. Rev., 493-573, 1967.
- 2- EATHER, R.H. and D.L. REASONER, *Spectrophotometry of faint light sources with a tilting-filter photometer*, App. Optics, 8, 227-242, 1969.
- 3- TAKAHASHI, H. *Observações das bandas (9,4), (8,3), (7,2), (6,2) e (5,1) da emissão OH na luminescência atmosférica e o mecanismo de produção da OH excitada na alta atmosfera*. Tese de doutoramento INPE-2046-TDL/050, 1981.
- 4- JENKINS, F.A. and H.E. WHITE, *Fundamentals of Optics*, McGraw-Hill, New York, 1957.
- 5- KULKARNI, P.V. and C.L. SANDERS, *Use of a radioactivated light source for the absolute calibration of two colour night airglow photometer*, Planet. Space Sci., 12, 189-194, 1964.
- 6- BROADFOOT, A.L. and KENDALL, K.R. *The airglow spectrum, 3100-10000 Å*, J. Geophys. Res., 426-428, 1968.
- 7- KIRCHHOFF, V.W.J.H. *Curso de Aeronomia Básica*. INPE-1403-AMD/02, 1978.

REFERÊNCIAS ADICIONAIS SOBRE MEDIDAS EM SÃO JOSÉ DOS CAMPOS

- CLEMESHA, B.R., KIRCHHOFF, V.W.J.H. and SIMONICH, D.M. *Simultaneous observations of the Na 5893 Å nightglow and the distribution of sodium atoms in the mesosphere*, J. Geophys. Res., 83, 2499-2503, 1978.
- KIRCHHOFF, V.W.J.H., CLEMESHA, B.R. and SIMONICH, D.M. *Sodium nightglow measurements and implications on the sodium photochemistry*, J. Geophys. Res., 84, 1323-1327, 1979.
- KIRCHHOFF, V.W.J.H. and SIMONICH, D.M. *Medidas de luminescência noturna ($\lambda 5893\text{Å}$) e sua correlação com a abundância do sódio atmosférico*. INPE-1032-PE/57, 1977.
- KIRCHHOFF, V.W.J.H., CLEMESHA, B.R. and SIMONICH, D.M. *Average nocturnal and seasonal variations of sodium nightglow at 23°S, 46°W*, Planet. Space Sci., 29, 765-766, 1981.

REFERÊNCIAS ADICIONAIS SOBRE MEDIDAS EM CACHOEIRA PAULISTA

- BITTENCOURT, J.A., TEIXEIRA, N.R., SAHAI, Y. and TAKAHASHI, H. *"Mapping of Ionospheric F-Region Parameters from Atomic Oxygen Airglow Emission"*, in press, J. Atmos. Terr. Phys., 1983.
- SAHAI, Y., BITTENCOURT, J.A., TEIXEIRA, N.R., TAKAHASHI, H. *"Plasma Irregularities in the Tropical F-Region detected by OI 7774 Å and 6300 Å Nightglow Measurements"*, J. Geophys. Res., 86, 3496-3500, 1981.
- SAHAI, Y., BITTENCOURT, J.A., TEIXEIRA, N.R., and TAKAHASHI, H. *"Simultaneous Observations of OI 7774 Å and OI 6300 Å Emissions and Correlative Study with Ionospheric Parameters"*. J. Geophys. Res., 86, 3635-3660, 1981.

- SAHAI, Y., BITTENCOURT, J.A., TEIXEIRA, N.R., and TAKAHASHI, H.
"Observations of Large Scale F-Region Irregularities using Airglow Emission at 7774 Å and 6300 Å", in press, *Ann. Geophys.*, 1983.
- TAKAHASHI, H., BATISTA, P.P., CLEMESHA, B.R., SIMONICH, D.M. and SAHAI, Y.
Correlations between OH, NaD and OI 5577 Å emissions in the airglow, *Planet. Space Sci.*, 27, 801-807, 1979.
- TAKAHASHI, H., CLEMESHA, B.R. and SAHAI, Y. *Nightglow OH (8,3) band intensities and rotational temperature at 23°S*, *Planet. Space Sci.*, 22, 1323-1329, 1974.
- TAKAHASHI, H., SAHAI, Y., CLEMESHA, B.R., BATISTA, P.P. and TEIXEIRA, N.R. *Diurnal and seasonal variations of the OH (8,3) airglow band and its correlation with OI 5577 Å*, *Planet. Space Sci.*, 25, 541-547, 1977.
- TAKAHASHI, H. and BATISTA, P.P. *Simultaneous measurements of OH(9,4), (8,3), (7,2), (6,2) and (5,1) bands in the airglow*, *J. Geophys. Res.*, 86, 5632-5642, 1981.
- TINSLEY, B.A., ROHRBAUGH, R.P., SAHAI, Y. and TEIXEIRA, N.R. *"Energetic Oxygen Precipitation as a Source of Vibrationally Excited N₂⁺ in Emissions Observed at Low Latitudes"*. *Geophys. Res. Lett.*, 9, 543-546, 1982.