



PALAVRAS CHAVES/KEY WORDS
LUMINESCÊNCIA ATMOSFÉRICA
LUMINESCÊNCIA NOTURNA
EMISSÕES ATMOSFÉRICAS DO OXIGÊNIO

AUTORIZADA POR/AUTHORIZED BY
Rafael
Rafael de
Presidente Conselho de
Pos-Graduação

AUTORES
AUTORS
AUTOR RESPONSÁVEL
RESPONSIBLE AUTHOR
Delano Gobbi
Delano Gobbi

DISTRIBUIÇÃO/DISTRIBUTION
 INTERNA / INTERNAL
 EXTERNA / EXTERNAL
 RESTRITA / RESTRICTED

REVISADA POR / REVISED BY
B.R. Clemesha
B. R. Clemesha

CDU/UDC
551.521

DATA / DATE
Junho 1989

PUBLICAÇÃO Nº
PUBLICATION NO
INPE-4811-TDL/358

TÍTULO/TITLE
ESTUDO DAS EMISSÕES ATMOSFÉRICAS OI $\lambda 557.7 \text{ nm}$
E $O_2(0,0) \lambda 761.9 \text{ nm}$ NA REGIÃO EQUATORIAL
UTILIZANDO MEDIDAS DE FOTÔMETRO
A BORDO DE FOGUETE

AUTORES/AUTHORSHIP
Delano Gobbi

ORIGEM
ORIGIN
PG/DGA

PROJETO
PROJECT
FRH/CEA

Nº DE PAG.
NO OF PAGES
119

ULTIMA PAG.
LAST PAGE
B.5

VERSÃO
VERSION

Nº DE MAPAS
NO OF MAPS

RESUMO - NOTAS / ABSTRACT - NOTES

As emissões de "airglow", luminescência atmosférica, são originadas por processos fotoquímicos atmosféricos, cuja excitação principal é devida à energia solar absorvida durante o dia. No entanto, a existência de luminescência atmosférica noturna, "nightglow", manifesta a persistência de espécies excitadas, apesar de a fonte de excitação que as produzem ser removida. A finalidade deste trabalho é apresentar as observações efetuadas pelo foguete de sondagem, Sonda III, cuja carga útil compreendia dois fotômetros, lançados em Natal (5.8° S , 35.2° W); RN, 11 de dezembro de 1985, às 20:30 (hora do Brasil). Os registros, através dos fotômetros, são referentes aos perfis integrados de emissão da banda $(0,0) \lambda 761.9 \text{ nm}$, pertencente ao $O_2(b^1\Sigma_g^+ - X^3\Sigma_g^-)$ sistema atmosférico, e da linha verde $O(^1S) \lambda 557.7 \text{ nm}$, ambas produzidas no "nightglow" atmosférico, entre as altitudes de 80 a 120 km. Em seguida, levando em consideração uma análise crítica dos modelos que melhor simulam os perfis observados, os dados serão utilizados para inferir as densidades numéricas do oxigênio atômico na região de emissão. É importante salientar que pela primeira vez as duas emissões referentes são registradas e analisadas de modo simultâneo na região equatorial.

OBSERVAÇÕES/REMARKS
Dissertação de Mestrado em Ciência Espacial, aprovada em julho de 1988.

Aprovada pela Banca Examinadora
em cumprimento a requisito exigido
para a obtenção do Título de Mestre
em Ciência Espacial

Dr. Barclay Robert Clemesha

Dr. Hisao Takahashi

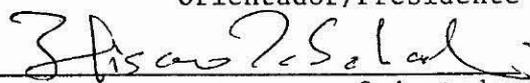
Dr. Antonio Rogério de Souza

Dr. Y. Sahai

Dr. Ivan Jelinek Kantor



Orientador/Presidente



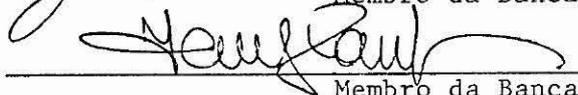
Orientador



Membro da Banca
-convidado-



Membro da Banca



Membro da Banca

Candidato: Delano Gobbi

São José dos Campos, 15 de julho de 1988

a Van, Con e Fa -
três grandes amigas.



AGRADECIMENTOS

O autor agradece ao Barclay e Hisao pela orientação e apoio durante o desenvolvimento do trabalho.

Ao pessoal da área científica e técnica do INPE.

E, em especial, aos meus pais Benito e Elita.



ABSTRACT

Airglow emissions are originated from the atmospheric photochemical processes, whose principal excitation is due to the absorbed solar energy during the daytime. However, at night, the source of photochemical excitation is removed, yet the existence of the nightglow shows that excited species persist. The subject of this work is to show the observed airglow profiles measured by two photometers on board a sounding rocket, Sonda III, launched in Natal (5.8°S, 35.2°W) on December 11, 1985, at 23:30 GMT (20:30 local time). The atomic oxygen OI $\lambda 557.7$ nm, green line, and O₂(b¹ Σ_g^+ - X³ Σ_g^-) (0,0) Atmospheric Band have been measured. Both emissions come from 80 to 120 km altitudes. Taking in consideration of recent model calculation and using the present observed profiles numerical density of atomic oxygen are calculated. This is the first simultaneous measurement of the two emissions in the equatorial region.



SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
LISTA DE FIGURAS	<i>xi</i>
LISTA DE TABELAS	<i>xiii</i>
LISTA DE SÍMBOLOS	<i>xv</i>
<u>CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO</u>	
1.1 - Definição e análise histórica das emissões	1
1.2 - Perfis de emissão	6
1.3 - Objetivo do trabalho	7
<u>CAPÍTULO 2 - BREVES CONSIDERAÇÕES DO ESPECTRO DO OXIGÊNIO ATÔMICO</u>	9
<u>CAPÍTULO 3 - ESPECTRO DO OXIGÊNIO MOLECULAR</u>	13
3.1 - Natureza e Classificação do espectro de O ₂	13
3.2 - Distribuição dos níveis energéticos de O ₂	18
3.2.1 - Energia eletrônica e vibracional	21
3.2.2 - Energia rotacional	22
3.3 - Distribuição de intensidade na estrutura rotacional da banda (0,0).....	25
<u>CAPÍTULO 4 - ESQUEMA CINÉTICO DAS REAÇÕES FOTOQUÍMICAS</u>	29
4.1 - Introdução	29
4.2 - Processos fotoquímicos no "airglow"	30
4.3 - Excitação de O ₂ (b ¹ Σ _g ⁺)	33
4.4 - Excitação de O(¹ S)	41
<u>CAPÍTULO 5 - INSTRUMENTAÇÃO</u>	47
5.1 - Introdução	47
5.2 - O foguete	48
5.3 - Telemetria	50
5.4 - O fotômetro	52
5.5 - Calibração dos fotômetros	55
5.5.1 - Transmissão dos filtros	55
5.5.2 - Sensibilidade do fotômetro	58
5.6 - Taxa volumétrica de emissão	62
<u>CAPÍTULO 6 - OBSERVAÇÃO E REDUÇÃO DE DADOS</u>	67
6.1 - Vôo logístico	67
6.2 - Atitude do foguete	67

	<u>Pág.</u>
6.3 - Sinal dos fotômetros	69
6.4 - Correções iniciais	73
6.5 - Obtenção dos perfis volumétricos de emissão	76
<u>CAPÍTULO 7 - DISCUSSÃO</u>	81
7.1 - Análise crítica dos perfis observados	81
7.2 - Barth versus Chapman	86
7.3 - Perfil da concentração do oxigênio atômico	91
<u>CAPÍTULO 8 - CONCLUSÃO</u>	97
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	99
APÊNDICE A - ESPECTRO DE O ₂ (0,0) Atm.	
APÊNDICE B - QUANTIDADES RADIOMÉTRICAS	

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 - Transições ópticas mais comuns no oxigênio atômico	11
3.1 - Diagramas vetoriais para os dois casos limites da interação S-L, conforme a teoria de Hund	15
3.2 - Diagrama da energia potencial relativo aos estados principais do O ₂	16
3.3 - Nomenclatura das transições ópticas mais comuns no O ₂	17
3.4 - Diagrama resumido da transição eletrônica $b^1\Sigma_g^+ - X^3\Sigma_g^-$ e vibracional (0,0)	21
3.5 - Diagrama das transições rotacionais entre os estados $b^1\Sigma_g^+ - X^3\Sigma_g^-$	22
3.6 - Distribuição da intensidade relativa	27
4.1 - Reações fotoquímicas	30
4.2 - Perfil MSIS-83	35
4.3 - Perfil gerado pela Equação 4.4	36
4.4 - Perfil gerado pela Equação 4.8	39
4.5 - O ₂ ($b^1\Sigma_g^+ - X^3\Sigma_g^-$), banda (0,0) $\lambda 761.9$ nm - comparação entre os perfis calculados pelos modelos de Barth e excitação direta	40
4.6 - Perfil gerado pela Equação 4.10	42
4.7 - Perfil gerado pela Equação 4.12	45
4.8 - O(¹ S- ¹ D) $\lambda 557.7$ nm - comparação entre os perfis calculados pelos modelos de Barth e Chapman	46
5.1 - Representação sintética do processo da obtenção do perfil emissivo	47
5.2 - Carga útil do foguete Sonda III(1985)	49
5.3 - Diagrama de bloco da telemetria do Sonda III(1985)	51
5.4 - Fotômetro de luminescência atmosférica a bordo do veículo Sonda III(1985)	53
5.5 - Esquema óptico do processo de obtenção de radiação monocromática	56
5.6 - Curva de transmissão - OI $\lambda 557.7$ nm	57
5.7 - Curva de transmissão - O ₂ $\lambda 761.9$ nm	57
5.8 - Diagrama do sistema óptico do fotômetro	58

	<u>Pág.</u>
5.9 - Diagrama de calibração do fotômetro (determinação da sensibilidade absoluta)	60
6.1 - Geometria do foguete em relação ao campo magnético	68
6.2 - Coordenadas geográficas(rampa de lançamento)	69
6.3 - sinal do canal óptico F1 - "upleg"	70
6.4 - sinal do canal óptico F2 - "upleg"	71
6.5 - sinal do canal óptico F1 - "downleg"	72
6.6 - sinal do canal óptico F2 - "downleg"	72
6.7 - OI $\lambda 557.7$ nm (subida), contagens do canal F1	77
6.8 - OI $\lambda 557.7$ nm (subida), taxa volumétrica de emissão	77
6.9 - O ₂ $\lambda 761.9$ nm (subida), contagens do canal F2	78
6.10 - O ₂ $\lambda 761.9$ nm (subida), taxa volumétrica de emissão	78
6.11 - OI $\lambda 557.7$ nm (descida) contagens do canal F1	79
6.12 - OI $\lambda 557.7$ nm (descida), taxa volumétrica de emissão	79
7.1 - OI $\lambda 557.7$ nm - perfil de emissão observado	82
7.2 - O ₂ (0,0) $\lambda 761.9$ nm - perfil de emissão observado	83
7.3 - Dados de Greer et al. (1986) e dados do presente trabalho (vôo ascendente)	85
7.4 - OI $\lambda 557.7$ nm. Comparação entre os perfis calculados e o perfil observado do vôo ascendente	88
7.5 - OI $\lambda 557.7$ nm. Comparação entre os perfis calculados e o perfil observado do vôo descendente	89
7.6 - O ₂ (0,0) $\lambda 761.9$ nm. Comparação entre os perfis calculados e o perfil observado do vôo ascendente	90
7.7 - Perfil da concentração do oxigênio atômico	94
7.8 - Densidade do oxigênio atômico	95

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
1.1 - Emissões de "nightglow"	2
1.2 - Picos de emissão	7
2.1 - Regras de seleção do tipo dipolar elétrica	10
3.1 - Regras de seleção - dipolar magnética	18
3.2 - Constantes da molécula de O ₂	20
4.1 - Reações fotoquímicas (1)	34
4.2 - Reações fotoquímicas (2)	42
4.3 - Parâmetros da reação de Barth (1)	29
4.4 - Parâmetros da reação de Barth (2)	45
5.1 - Parâmetros característicos dos fotômetros	54
5.2 - Obtenção da sensibilidade absoluta do fotômetro	65
5.3 - Parâmetros para o cálculo da taxa volumétrica de emissão ...	66
6.1 - Contagens proporcionadas pela lâmpada "betalight"	75
6.2 - Taxa volumétrica de emissão em fótons cm ⁻³ s ⁻¹	80
7.1 - Perfis de emissão por vários autores	84

LISTA DE SÍMBOLOS

a, b, c	- Denotam os primeiros estados excitados de O ₂
A	- Área, cm ²
A, A _i i=1,..,6	- Coeficiente de Einstein da respectiva reação, s ⁻¹
A, B, C	- Denotam os segundos estados excitados de O ₂
B	- Radiância superficial, W cm ⁻² s ⁻¹ str ⁻¹
B(λ)	- Radiância superficial por comprimento de onda
B _e	- Constante eletrônica, cm ⁻¹
B _v	- Constante rotacional, cm ⁻¹
c	- Velocidade da luz
C	- Parâmetro de "quenching", cm ⁻³
C ¹ , C ²	- Parâmetros de "quenching", adim.
d	- Distância, cm
D	- Estado quântico do átomo (L=2)
D	- Parâmetro de "quenching", cm ⁻³
D ¹ , D ²	- Parâmetros de "quenching", adim.
D _e	- Constante eletrônica, cm ⁻¹
D _v	- Constante rotacional, cm ⁻¹
E	- Irradiância, W cm ⁻²
E(λ)	- Irradiância por comprimento de onda
E	- Energia total
E _{e1}	- Energia eletrônica da molécula
E _v	- Energia vibracional da molécula
E _r	- Energia rotacional da molécula
F, F ₁ , F ₂ , F ₃ (K)	- Energia rotacional no nível K, cm ⁻¹
F1, F2	- Canais ópticos (fotômetros)
G(v)	- Energia vibracional, cm ⁻¹
h	- Altitude, km
h	- Constante de Planck
hν	- Energia do fóton
\vec{H}	- Campo magnético
i(J', J'')	- Intensidade relativa de uma linha rotacional, J' (estado superior) - J'' (estado inferior)
I	- Intensidade integrada, Rayleigh (R)

t	- Tempo
t	- Transmissão relativa do filtro, %
T	- Transmissão absoluta do filtro
$T(\lambda)$	- Função transmissão do filtro por comprimento de onda
v	- Número quântico do estado vibracional da molécula
\vec{v}	- Velocidade
$V, V(h)$	- Taxa volumétrica de emissão, $\text{fotões cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$
W_0	- Termo de energia rotacional, cm^{-1}
X	- Denota o estado fundamental da molécula de O_2
α	- Ângulo azimutal
α_e	- Constante eletrônica, cm^{-1}
$\alpha, \beta, \gamma, \delta,$	- Eficiências de reação
β	- Fator constante do fotômetro
β	- Ângulo do foguete em relação ao campo magnético
β_e	- Constante eletrônica, cm^{-1}
γ	- Constante de separação, cm^{-1}
γ_e	- Constante eletrônica, cm^{-1}
$\delta\lambda$	- Largura de banda da luz do monocromador, nm
Λ	- Estado eletrônico da molécula ($\Lambda = 1$)
Δh	- Largura média da camada de emissão, km
$\Delta\lambda$	- Largura de banda do filtro, nm
ϵ	- Coeficiente de reflexão
η	- Eficiência quântica da fotomultiplicadora
θ	- Ângulo de inclinação da fonte de radiação
θ	- Ângulo zenital
$\bar{\theta}$	- Ângulo zenital médio (em relação ao centro de precessão do foguete)
λ	- Comprimento de onda, nm
$\vec{\Lambda}, \Lambda$	- Componente de \vec{L} na direção do eixo nuclear
v	- Energia total da molécula, cm^{-1}
v_e	- Energia eletrônica associada a uma transição particular da molécula, cm^{-1}
v_{el}	- Energia Eletrônica da molécula, cm^{-1}
v_0	- Banda de origem, cm^{-1}
Π	- Estado eletrônico da molécula ($\Lambda = 2$)

\sum	- Estado eletrônico da molécula ($\Lambda = 0$)
\sum, Σ	- Componente de S na direção do eixo nuclear
Φ	- Ângulo de cone precessional
Φ	- Fluxo de radiação, W
$\Phi(\lambda)$	- Fluxo de radiação por comprimento de onda
$\omega_e, \omega_e x_e, \omega_e y_e, \omega_e z_e$	- Constantes vibracionais, cm^{-1}
$\omega \rightarrow$	- Frequência angular de precessão
$\omega \rightarrow P$	- Frequência angular de rotação
$\omega \rightarrow R$	- Soma dos estados quânticos Λ e Σ

Índices Superiores

+ e -	- Paridade da função de onda
valor: $(2S + 1)$	- Multiplicidade de spin

Índices Inferiores

g, u	- Paridade da função de onda
λ	- Denota a grandeza referida a um certo comprimento de onda
0	- Indica o valor de pico da grandeza

Símbolos Especiais

d, d^2	- Operadores diferenciais
∇	- Operador nabla
$\partial/\partial t$	- Derivada temporal
[]	- Número de moléculas por cm^3
λ	- Constante de separação, cm^{-1}
\sum	- Somatório
Δ	- Indicador de variação de uma grandeza (estado superior - estado inferior)

J	- Pulsos por segundo (fotomultiplicadora)
\vec{J} , J	- Estado quântico e o número quântico o momentum angular orbital
k	- Constante de Boltzmann
k	- Coeficiente cinético relativo às reações de "quenching", $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$
k_j^i $i=1,..,3$ $j=2,..,5$	- Coeficiente cinético de "quenching" da respectiva reação, $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$
K, K_1	- Coeficiente cinético relativo às reações químicas de três corpos, $\text{cm}^6 \text{s}^{-1}$
K	- Número quântico do estado rotacional da molécula
K	- Soma dos estados quânticos \vec{A} e \vec{N}
K_p	- Índice de atividade magnética
l_i	- Número quântico azimutal do i-ésimo elétron
L	- Intensidade de Radiação, W str^{-1}
L	- Termo de perda da espécie
\vec{L} , L	- Estado quântico e o número quântico do momentum angular orbital
\vec{M} , M	- Componente de \vec{J} e o número quântico magnético do átomo
M	- $=[\text{O}] + [\text{O}_2] + [\text{N}_2]$, cm^{-3}
M_i	- Designa os constituintes $\{\text{O}, \text{O}_2, \text{N}_2\}_i$, $i=1,..,3$
n	- Densidade numérica, cm^{-3}
\vec{N} , N	- Estado quântico e o número quântico de rotação do núcleo
P	- Estado quântico do átomo, $L=1$
P	- Termo de produção da espécie
P_p , Q_p , R_p	- Ramos rotacionais
Q	- Função partição rotacional
P_q , Q_q , R_q	- Ramos rotacionais
r	- Distância, cm
R	- Rayleigh, unidade
P_R , Q_R , R_R	- Ramos rotacionais
S	- Sensibilidade absoluta do fotômetro, $\text{pul. s}^{-1}\text{R}^{-1}$
\vec{S} , S	- Estado quântico ($L=0$) e o número quântico de spin
$S(J', J'')$	- Função peso

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

1.1- DEFINIÇÃO E ANÁLISE HISTÓRICA DAS EMISSÕES

Dois importantes fenômenos ópticos ocorrem na região superior (> 80 km) da atmosfera terrestre: aurora e "airglow".

O fenômeno auroral já era conhecido desde a antiguidade (A.C.), mas muitas questões científicas, a respeito dos mecanismos de produção e das correlações com outras atividades atmosféricas, encontram-se em abertas. A luminescência atmosférica, "airglow", foi observada muito mais recentemente devido, principalmente, à sua natureza tênue e difusa - a luminosidade emitida se adiciona à luminosidade própria dos corpos celestes. A ocorrência do "airglow" é de forma quase-contínua, débil, e é observada praticamente em todas as latitudes; enquanto que as auroras são muito mais intensas, irregulares e restritas às regiões circunvizinhas aos polos. As emissões de "airglow", encontradas na maioria das atmosferas planetárias, são originadas por processos fotoquímicos atmosféricos cujo mecanismo de excitação principal encontra-se nos fótons de origem solar; em contraste com as auroras que são excitadas pelo impacto das partículas energéticas solares.

Assim, o "airglow" pode ser caracterizado como sendo a emissão de fótons provenientes de constituintes atmosféricos excitados de uma maneira direta ou indireta pela radiação eletromagnética solar. Exemplos de excitação direta são as radiações ressonantes de metais alcalinos observadas no Sol poente ("twilight"); as recombinações de partículas ionizadas ou dissociadas pela absorção da luz solar no espectro ultravioleta durante o dia, constitui exemplos de excitação indireta.

É costume subdividir o "airglow" em três classes: "nightglow", "twilight glow" e "dayglow", conforme o ângulo zenital do Sol em relação à esfera celeste. O "nightglow" é a luminescência at-

mosférica que ocorre no período da noite, quando todos os processos que envolvem espalhamento direto da luz solar estão ausentes. Portanto, a excitação de "nightglow" é indireta. As fontes de emissão mais importantes no "nightglow" estão enunciadas na Tabela 1.1.

TABELA 1.1

EMISSÕES DE "NIGHTGLOW"

"NIGHTGLOW"	RADIÂNCIA (R)*	REFERÊNCIA
O(¹ S - ¹ D) λ 557.7 nm linha verde	100	(1)
O(¹ D - ³ P) λ 630.0 nm linha vermelha	50	(2)
O ₂ (A ¹ Σ _u ⁺ - X ³ Σ _g ⁻) sistema Herzberg-I	500	(1)
O ₂ (b ¹ Σ _g ⁺ - X ³ Σ _g ⁻) sistema atmosférico	6000	(1)
OH(X ² Π) bandas de Meinel	5.10 ⁶	(3)
Na(² P _{1/2} - ² S _{1/2}) λ 589.6, 589.0 nm	50	(4)

(1) Krasnopolsky (1981); (2) Gullede et al. (1969); (3) Hunten (1971); (4) Krassovsky et al. (1962).

* Unidade Rayleigh (1R = 10⁶ fótons cm⁻² coluna s⁻¹).

A emissão do oxigênio atômico, OI $\lambda 557.7$ nm (linha verde), na luminescência atmosférica, foi detectada pela primeira vez por Campbell (1885) e seus colaboradores. Rayleigh, em 1930, caracterizou o "airglow" de fenômeno auroral "não-polar". Sydney Chapman (1931) através do famoso manuscrito dirigido à "Royal Society of London" intitulado: "Some Phenomena of the Upper Atmosphere" propôs a primeira teoria explicativa dos mecanismos que competem na emissão do "airglow" atmosférico (em suma, é o resultado óptico da excitação de espécies químicas atmosféricas seguidas da emissão de fótons).

Chapman (1931), com o auxílio das medidas efetuadas por Rayleigh (1929) para a transição de quadrupolo $^1S - ^1D$ do oxigênio atômico, sugeriu que a principal fonte da linha verde $\lambda 557.7$ nm era proveniente de sua excitação direta num processo de recombinação de três corpos:



onde K é o coeficiente cinético de reação. Alvitrou também a possibilidade de a energia envolvida em processos desta natureza ser exclusivamente de origem solar e, armazenada nas espécies químicas atmosféricas durante o dia, liberada lentamente durante a noite através de processos competitivos de relaxamento.

A reação proposta por Chapman tomou um importante impulso para sua aceitabilidade quando as medidas de Koomen et al. (1956) mostraram que o pico da emissão $\lambda 557.7$ nm no "nightglow" ficou próximo a 100 km de altitude, conforme se havia predito teoricamente.

Barth e Hildebrandt (1961), baseando-se numa série de investigações em laboratório, no que diz respeito ao valor do coeficiente de reação K (Equação 1.1) responsável para explicar o pico da emissão $\lambda 557.7$ nm no "nightglow", colocaram a reação de Chapman em suspeita. Esta incerteza inferida no valor de K foi muito importante historicamente, pois propiciou Barth (1964) a sugerir um mecanismo que consiste de duas etapas:



onde O_2^* é um estado excitado de O_2 formado diretamente na reação química de recombinação de três corpos (Equação 1.2).

A primeira medida fidedigna sobre K (Young e Black, 1966) indicou um valor de $1.5 \times 10^{-34} \text{ cm}^{-6} \text{ mol} \cdot \text{s}^{-1}$ em 300 Kelvin. Slanger e Black (1977) mostraram que o coeficiente cinético K necessário para explicar os perfis de atitude correntes (Dickinson et al., 1974; Donahue et al., 1973) deveria possuir um valor intensamente associado à temperatura; contudo a reação de Chapman não foi inteiramente excluída, mas não parecia ser consistente com as observações atmosféricas das intensidades de OI $\lambda 557.7 \text{ nm}$.

Posteriormente, uma grande variedade de trabalhos, por exemplo, Witt et al. (1979); Thomas (1981); Bates (1981) e Krasnopolsky (1981), contribuiu para determinar, entre os dois mecanismos citados, o processo dominante da emissão da linha verde $\lambda 557.7 \text{ nm}$ no "nightglow" terrestre. O resultado disso, foi uma evidência muito forte na sustentação do mecanismo de Barth; entretanto, a identificação do estado eletrônico da molécula de oxigênio excitada, O_2^* , na reação de Barth, está sendo ainda muito discutida.

O sistema de bandas atmosféricas $O_2(b \ ^1\Sigma_g^+ - X \ ^3\Sigma_g^-)$ foi descoberto no "nightglow" por Meinel (1950) quando observou a emissão da banda (0-1) $\lambda 864.5 \text{ nm}$. A banda atmosférica (0,0) $\lambda 761.9 \text{ nm}$ é de difícil observação da superfície terrestre, devido, em grande parte, à forte absorção pelo O_2 atmosférico abaixo da região de emissão; consequentemente sua observação direta no "nightglow" atmosférico só foi possível com o advento de novas técnicas de medidas (por exemplo: foguete, balão).

A fonte de excitação das moléculas de oxigênio foi inicialmente considerada por Bates (1954), que propôs um processo direto de recombinação de três corpos:



Packer (1961) e Tarasova (1963) proporcionaram os primeiros perfis de emissão da banda (0,0) no "nightglow", por intermédio de foguetes. Para explicar as intensidades observadas, Packer (1961) sugeriu uma reação adicional envolvendo o oxigênio e o ozônio,



Witt et al (1979) e Greer et al. (1981) discutiram as implicações de um processo de excitação do tipo Barth, ou seja, moléculas excitadas de O_2^* são produzidas em reações de três corpos ($O + O + M \rightarrow O_2^* + M$) que se desativam (por transferência de energia) produzindo moléculas de $O_2(b^1\Sigma_g^+)$, para justificar adequadamente as intensidades observadas sem recorrer a outros mecanismos.

Wraight (1982), baseado nos estudos teóricos realizados por Saxon e Liu (1977) a respeito dos estados metaestáveis do oxigênio molecular, argumentou que o estado eletrônico $^5\Pi_g$, ainda desconhecido experimentalmente, encontra-se, provavelmente, associado à produção de $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ no "nightglow" terrestre. Por sua vez, Krasnopolsky (1986), comparou as taxas de emissão entre as diferentes bandas de O_2 no "airglow" dos planetas Vênus, Terra e Marte a fim de analisar as contribuições desempenhadas pelos estados excitados de O_2 na produção de $O(^1S)$, sugerindo, também, o estado eletrônico $^5\Pi_g$ como intermediário nas reações do tipo Barth. Ainda mais recentemente, medidas de foguete, realizadas em março de 1982 (Greer et al., 1986), foram utilizadas para avaliar a hipótese de ambas as emissões: O_2 Atm. e $O(^1S)$ linha verde, virem a ser excitadas por mecanismos do tipo Barth.

Atualmente há uma evidência praticamente geral na aceitação dos processos do tipo Barth (mecanismos que envolvem duas etapas),

que caracterizam as excitações $O(^1S)$ $\lambda 557.7$ nm e $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ $\lambda 761.9$ nm no "nightglow" atmosférico da Terra. As incertezas nos valores dos coeficientes cinéticos de reação dificultam, de certa forma, a identificação do precursor O_2^* ; McDade et al. (1986) demonstram que os precursores de $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ e $O(^1S)$ não podem advir dos mesmos níveis vibracionais, i.e., a excitação vibracional desempenha uma complicação adicional no conhecimento dos coeficientes cinéticos das reações de desativação dos precursores.

O entendimento completo dos respectivos mecanismos que originam essas emissões no "nightglow" faz com que estas possam também ser usadas para deduzir informações sobre a distribuição das espécies atmosféricas, em particular, o oxigênio atômico.

1.2- PERFIS DE EMISSÃO

A transição eletrônica $O_2(b^1\Sigma_g^+ - X^3\Sigma_g^-)$ origina as bandas: (0,0) $\lambda 761.9$ nm e (0,1) $\lambda 864.5$ nm no "nightglow". Embora a banda (0,0) seja a mais intensa (Wallace e Hunten, 1968), ela é absorvida praticamente em sua totalidade nas camadas inferiores da atmosfera e, conseqüentemente, sua análise somente é permitida acoplando-se a instrumentação necessária aos foguetes ou veículos espaciais. Os perfis (taxa volumétrica de emissão versus altitude) relativos à emissão de O_2 (0,0) no "nightglow" têm sido divulgados por vários investigadores - Packer (1961); Tarasova (1963); Evans et al. (1973); Deans et al. (1976); Witt et al. (1980); Greer et al. (1986) - , e uma considerável variabilidade da região de emissão com respeito à espessura da camada e altitude do pico sobressai-se. Esta variabilidade nas observações é geralmente atribuída às diferentes variações sazonais e latitudinais, bem como às variações temporais (Misawa e Takeuchi, 1982).

Em relação à emissão $\lambda 557.7$ nm, as medidas efetuadas têm sido, em número, bem superiores (Offerman e Drescher, 1973); no entanto, as dificuldades inerentes às variações espaciais e temporais na interpretação das medidas têm sido semelhante às variações observadas da emissão de $O_2(0,0)$. É, também, bem provável que os erros observacionais

podem contribuir de forma significativa a esta variabilidade (Watanabe et al., 1981). A Tabela 1.2 informa os valores de pico frequentemente encontrados, referentes às duas emissões.

TABELA 1.2

PICOS DE EMISSÃO

EMISSÃO	ALTITUDE DE MÁXIMA EMISSÃO
$O(^1S - ^1D) \lambda 557.7 \text{ nm}$	$97 \pm 1 \text{ km}$
$O_2(b^1\Sigma_g^+ - X^3\Sigma_g^-) \lambda 761.9 \text{ nm}$	$94 \pm 1 \text{ km}$

1.3- OBJETIVO DO TRABALHO

A taxa de emissão volumétrica (fótons $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$) de uma linha espectral (banda espectral) calcula-se tomando o produto do coeficiente de transição de Einstein para aquela linha (banda), pela densidade numérica das espécies num certo nível energético. A teoria proporciona uma expressão que relaciona esta densidade numérica em termos dos parâmetros cinéticos das reações envolvidas, que podem ser medidos experimentalmente ou inferidos via métodos matemáticos. Para verificar a teoria, o perfil de emissão calculado pode ser cotejado com observações efetuadas por fotômetros a bordo de foguetes, que produzem, diretamente, uma distribuição integrada, em altitude, da intensidade de "nightglow".

A teoria, no presente trabalho, trata dos mecanismos fotoquímicos que melhor atendam, hipoteticamente, às emissões de $O(^1S)$ e $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ no "nightglow" atmosférico. Tanto o mecanismo de excitação direta, quanto o mecanismo tipo Barth são analisados numericamente.

mente (obtenção da taxa volumétrica de emissão em função da altitude) na conjectura de coeficientes cinéticos de reação pré-estabelecidos.

O propósito seguinte consiste em apresentar as observações efetuadas entre as altitudes de 80 a 120 km, por intermédio de fotômetros lançados a bordo do foguete Sonda III (1985), concernentes aos perfis de emissão de $O_2(0,0)$ $\lambda 761.9$ nm e da linha verde OI $\lambda 557.7$ nm, ambas produzidas no "nightglow" atmosférico em latitudes próximas ao equador geográfico. A partir destes registros, depois de vencida a etapa da redução dos dados, segue-se uma análise comparativa e decisiva junto aos modelos teóricos formulados. Como um passo alternativo, os dados observacionais foram usados para deduzir as densidades numéricas do oxigênio atômico nesta região, através da inversão numérica das equações representativas dos modelos de emissão.

CAPÍTULO 2

BREVES CONSIDERAÇÕES SOBRE O ESPECTRO DO OXIGÊNIO ATÔMICO

Extensivos tratados a respeito de espectros atômicos foram publicados (Moore, 1971). Neste capítulo será considerado apenas algumas das características mais salientes em relação à estrutura espectral do oxigênio, em particular, à transição eletrônica $1S - 1D$ (linha-verde).

Quando o espectro inerente a um certo átomo situa-se na região visível ou próximo a ela, uma transição de um dos elétrons pertencentes às camadas mais externas do átomo é o responsável pelo tal espectro; se o espectro estabelece-se na faixa do raio-X, um elétron mais interno às camadas atômicas é envolvido.

A maioria dos espectros atômicos são bem explicados admitindo-se que as regras da Tabela 2.1 não sejam violadas. Os símbolos \vec{L} , \vec{S} e \vec{J} são, respectivamente, o momentum angular orbital, momentum de spin e o momentum total dos elétrons atômicos, sendo \vec{M} (componente de \vec{J}) o número quântico magnético. A paridade é $(-1)^{\sum l_i}$, onde l_i é o número quântico azimutal do i -ésimo elétron.

TABELA 2.1

REGRAS DE SELEÇÃO DO TIPO DIPOLAR ELÉTRICA

-
- 1 $\Delta M = 0, \pm 1$
 - 2 $\Delta J = 0, \pm 1$ ($0 \nleftrightarrow 0$)
 - 3 Troca de paridade
 - 4 acoplamento $\vec{L} - \vec{S}$:
 - 4a. $\Delta S = 0$
 - 4b. $\Delta L = 0, \pm 1$
-

FONTE: Garstang, 1962.

A Figura 2.1 relaciona as transições ópticas atmosféricas mais importantes do oxigênio atômico. Os níveis de energia são designados por $2S+1L_J^P$, onde a paridade p, se ímpar, é indicada pelo supra-índice zero, e $2S + 1$, o grau de degenerescência de spin. Os níveis de energia da transição $^1S - ^1D$ são metaestáveis - a probabilidade de transição é da ordem de 1 s^{-1} , em contraste com as transições $^1S - ^3P$, na ordem de 10^5 s^{-1} , Herzberg (1950). O comprimento de onda $\lambda 557.7 \text{ nm}$ é característico de transições do tipo quadrupolar elétrica; tais transições não permitem troca na paridade e ΔJ , bem como ΔM , são menos restritivos (± 2 é permitido).

Principalmente, a baixa energia de excitação (em torno de 4eV, conforme a Figura 2.1) requerida para que a transição de quadrupolo $^1S - ^1D$ ocorra, releva a importância desempenhada pela mesma nos processos que caracterizam as emissões de "airglow".

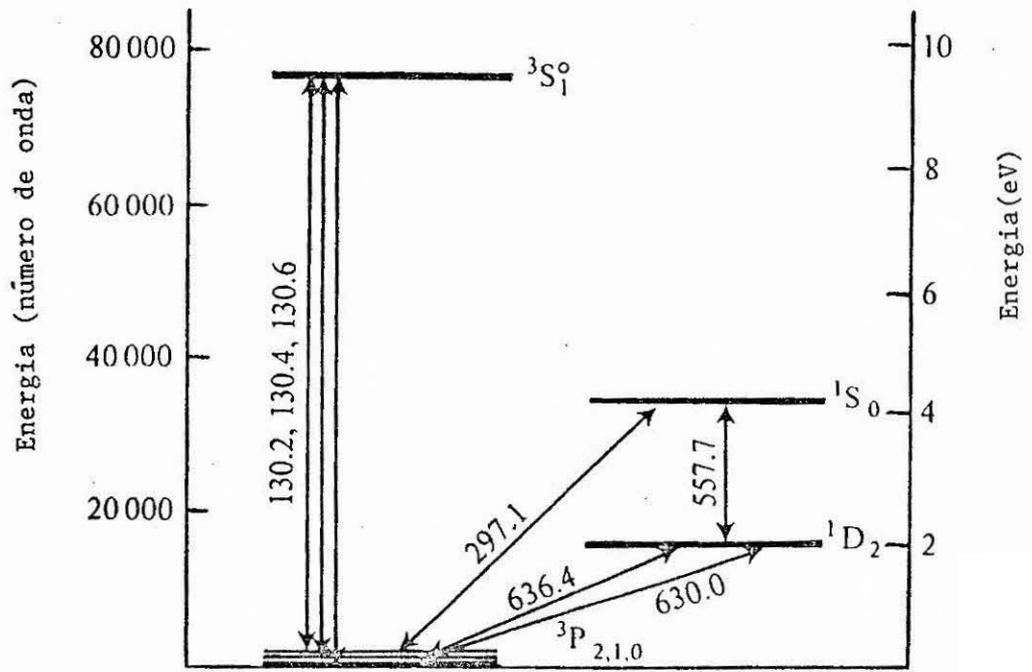
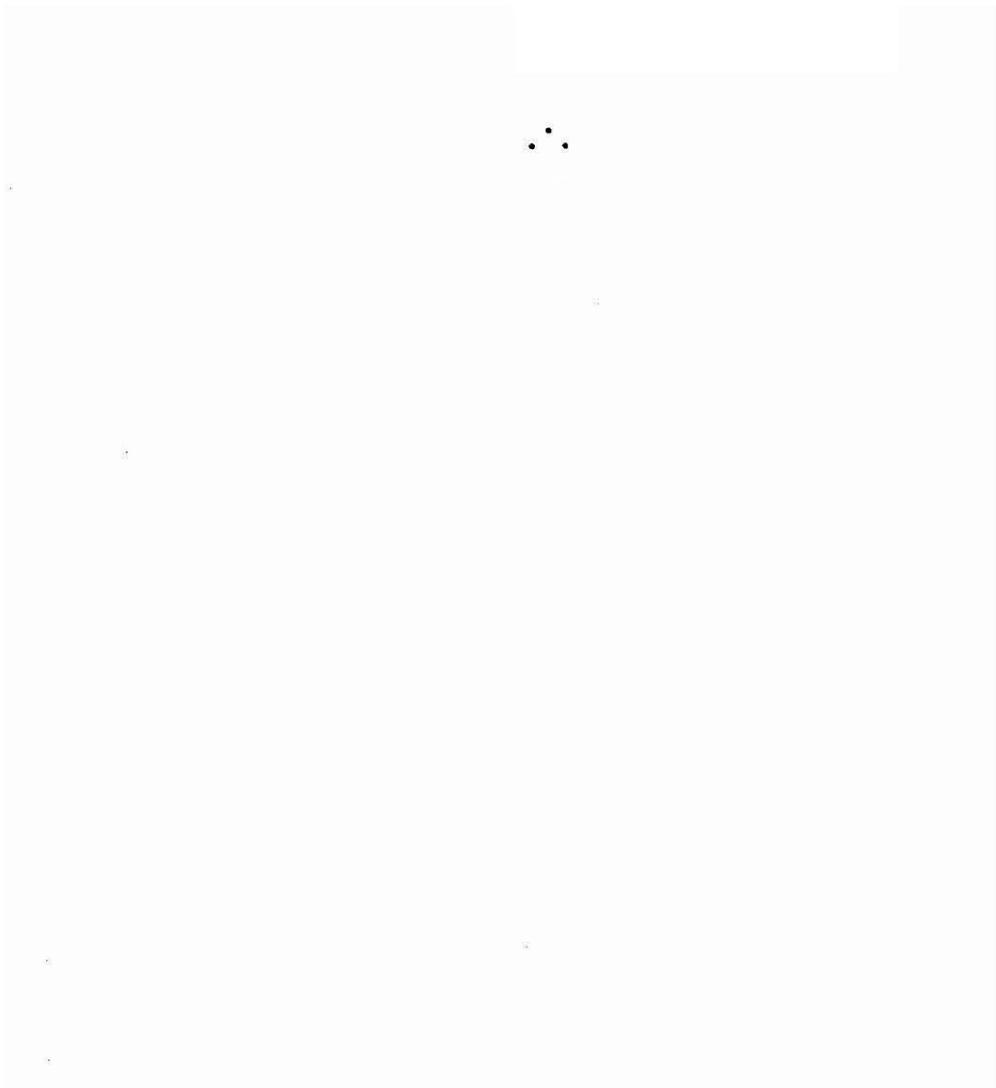


Fig. 2.1 - Transições ópticas mais comuns no oxigênio atômico (Wayne, 1985).

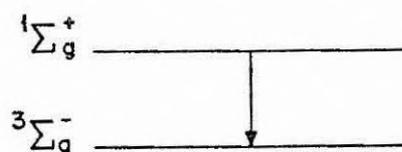


CAPÍTULO 3

ESPECTRO DO OXIGÊNIO MOLECULAR

As transições entre os estados eletrônicos mais baixos energeticamente da molécula de oxigênio dão origem a vários sistemas de bandas observados na atmosfera entre as regiões espectrais do visível e infravermelho próximo.

O sistema de bandas atmosféricas (banda-A), na faixa espectral do infravermelho próximo, é conhecido a ocorrer entre os respectivos estados eletrônicos:



As bandas originadas são proibidas pelas regras de seleção concernentes às transições dipolares elétricas; contudo elas tornam-se relativamente proeminentes em locais da atmosfera terrestre que apresentam uma concentração razoável em oxigênio atômico. Estas bandas são muito importantes, por exemplo, na análise do balanço de radiação atmosférica.

Serão apresentadas, neste capítulo, definições gerais relativas ao comportamento energético (espectro eletrônico, vibracional e rotacional) da molécula de oxigênio, com o propósito nítido de determinar as intensidades associadas às linhas rotacionais da banda-A, ou seja, precisar sua população rotacional.

3.1- NATUREZA E CLASSIFICAÇÃO DO ESPECTRO DE O₂

Com o objetivo de se determinar os valores próprios da energia para sistemas moleculares define-se os termos eletrônicos da molécula.

Nos átomos a classificação dos termos é baseada nos valores do momentum angular \vec{L} . Porém, nas moléculas, uma lei de conservação similar não existe, visto que o campo elétrico relativo aos núcleos é assimétrico.

Nas moléculas diatômicas (por exemplo, O_2), entretanto, o campo elétrico devido aos núcleos possui simetria axial sobre um eixo internuclear. Desse modo a projeção do momentum angular orbital \vec{L} é conservada sobre o eixo e, assim, os termos eletrônicos das moléculas podem ser classificados de acordo com os valores assumidos pela projeção.

Denota-se pela letra grega Λ o valor absoluto do momentum angular orbital projetado, podendo tomar os respectivos autovalores: 0, 1, 2, ... , sendo que, para cada autovalor, associa-se, respectivamente, uma letra grega $\Sigma, \Delta, \Pi, \dots$, correspondendo aos termos de uma molécula.

Cada estado eletrônico da molécula é caracterizado pelo spin total S de todos os elétrons na molécula. O grau de degenerescência é de $2S + 1$.

Pode-se definir mais duas operações de simetria. A primeira consiste numa reflexão em qualquer plano que passe através do eixo internuclear - o símbolo para o estado $\Sigma (\Lambda = 0)$ é seguido de um supra-escrito constituído do sinal negativo (-) se a função de onda muda de sinal quando refletida pelo tal plano e de um sinal positivo (+), se não há mudança de sinal. A segunda diz respeito apenas às moléculas diatômicas ou homonucleares (átomos iguais), baseando-se em uma operação de inversão pela origem (permutação de núcleos) - o símbolo do termo para uma molécula homonuclear é seguido de um subscrito g ou u , dependendo do sinal da função de onda mudar ou não, respectivamente, pela operação de inversão.

A natureza e a classificação dos níveis de energia moleculares dependem, notadamente, das partes relativas desempenhadas tanto pela interação spin-movimento orbital quanto pelo movimento de

rotação da molécula, \vec{N} (caracterizado pelas distâncias entre os níveis rotacionais adjacentes). Conseqüentemente, considera-se dois casos limites. No primeiro faz-se a energia da interação $\vec{S} - \vec{L}$ grande comparada com as diferenças de energia entre os níveis rotacionais; enquanto que, no segundo caso, faz-se a interação $\vec{S} - \vec{L}$ desprezível (spin desaclopa do eixo nuclear). O primeiro caso é geralmente denominado caso (a), de acordo com a teoria de Hund e, o segundo, caso (b) (vide Herzberg, 1950, p. 219-221). A Figura 3.1 ilustra bem os dois casos.

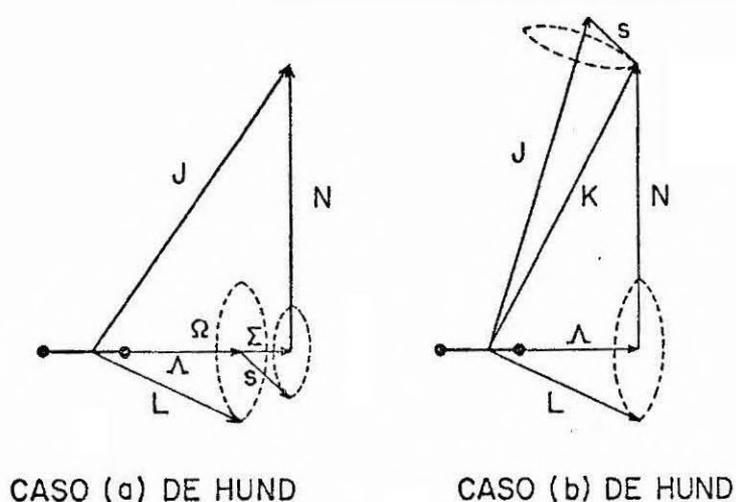


Fig. 3.1 - Diagramas vetoriais para os dois casos limites da interação $\vec{S} - \vec{L}$, conforme a teoria de Hund.

Encontra-se com mais frequência o caso (a). No entanto, para os termos eletrônicos Σ , onde o efeito da interação $\vec{S} - \vec{L}$ é muito pequeno, o caso (b) torna-se relevante. Um caso especial seria o termo eletrônico fundamental $^3\Sigma^-$ da molécula de O_2 , que apresenta um tipo de acoplamento intermediário entre (a) e (b).

A Figura 3.2 mostra as curvas de energia potencial para os principais termos eletrônicos do oxigênio molecular (Brasseur e Solomon, 1984, pag. 26). Nota-se que o termo eletrônico que corresponde ao estado fundamental (estado mais estável energeticamente) é $X^3\Sigma^-$. Ainda em relação ao diagrama (Fig. 3.2) vê-se, também, o limite

energético onde ocorre a dissociação $O_2 \rightarrow O + O$ dos respectivos estados.

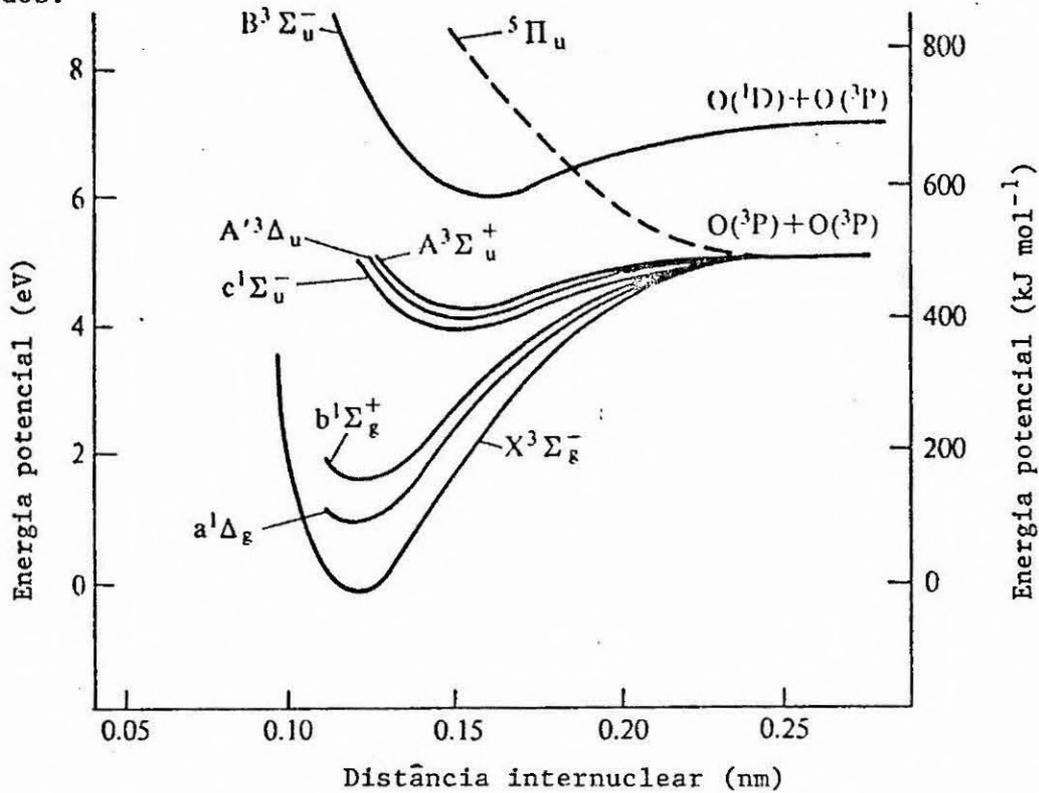


Fig. 3.2 - Diagrama da energia potencial relativo aos estados principais do O_2 .

A Figura 3.3 evidencia as transições eletrônicas mais conhecidas, com as respectivas nomenclaturas, no oxigênio molecular. Com exceção do sistema de B - X, todas estas transições são proibidas pelas regras de seleção do tipo dipolar elétrica. A estrutura das bandas atmosféricas do oxigênio são bem explicadas na suposição de uma transição dipolar magnética, visto, sobretudo, a baixa intensidade absoluta destas bandas - a intensidade absoluta de transições do tipo dipolar magnética é da ordem de 10^5 da intensidade de transições do tipo dipolar elétrica, Herzberg (1950). As regras de seleção relativa às transições do tipo dipolar magnética estão resumidas na Tabela (3.1).

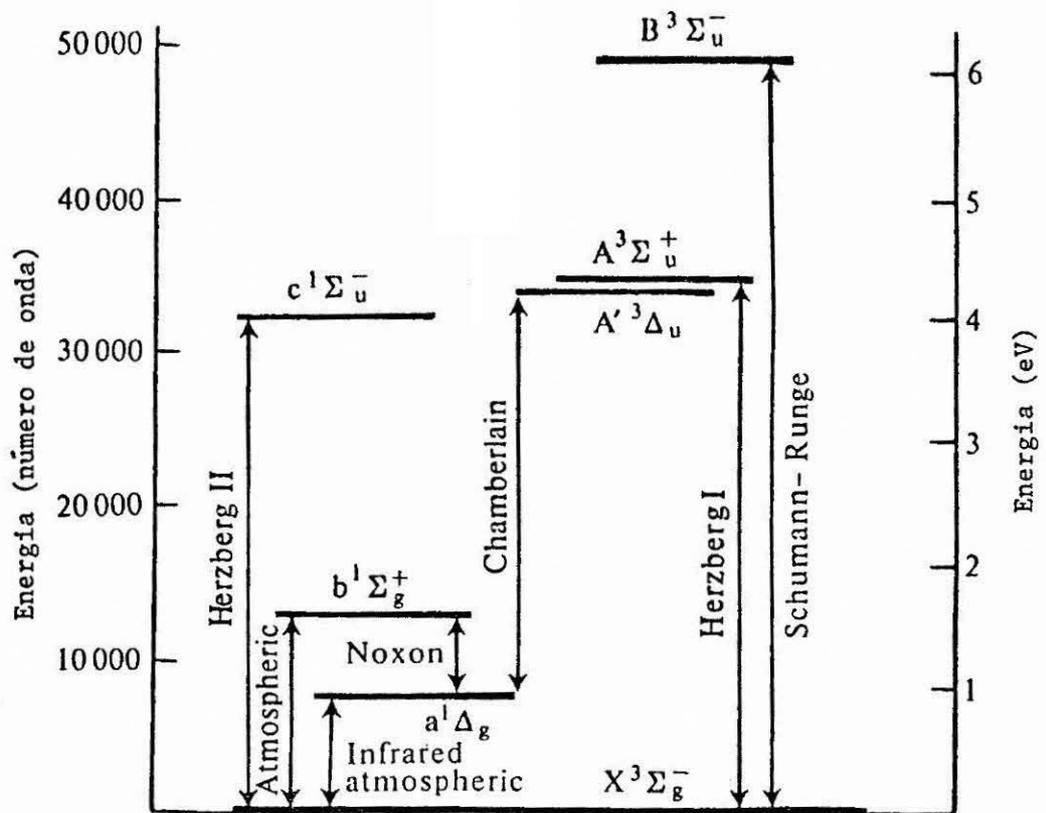


Fig. 3.3 - Nomenclatura das transições ópticas mais comuns no O₂ (Wayne, 1985).

TABELA 3.1

REGRAS DE SELEÇÃO - DIPOLAR MAGNÉTICA

TRANSIÇÃO	REGRA DE SELEÇÃO
$\Delta\Lambda$	0, +1, -1 ; ($\neq 0$ para combinações singletos - tripletos)
ΔJ	0, +1, -1 ; exceto $0 \not\leftrightarrow 0$
Paridade P1	(+) \leftrightarrow (+) , (-) \leftrightarrow (-), (+) $\not\leftrightarrow$ (-)
Paridade P2	(g) \leftrightarrow (g) , (u) \leftrightarrow (u) , (g) $\not\leftrightarrow$ (u) (homonuclear)
Δv	0, ± 1 , ± 2 , ... oscilador anarmônico Ex.: $v' = 0 \leftrightarrow v'' = 0$: banda (0,0)

FONTE: King, 1964, pp. 220-222.

3.2- DISTRIBUIÇÃO DOS NÍVEIS ENERGÉTICOS DE O₂

A fim de efetuar o cálculo referente aos níveis de energia da molécula de O₂, a teoria da perturbação independente do tempo será evocada, segundo Landau e Lifshitz, 1958. A energia total conterà três partes, não necessariamente independentes entre si, conforme será visto posteriormente:

$$E = E_{el} + E_v + E_r \quad (3.1)$$

onde:

E_{el} : é a energia eletrônica (incluindo a energia coulombiana de interação do núcleo);

E_v : é a energia vibracional associada às vibrações do núcleo;

E_r : é a energia rotacional proveniente da rotação molecular;

e a seguinte condição deverá ser satisfeita:

$$E_{el} \gg E_v \gg E_r .$$

As definições usuais para a energia empregadas na consequente análise são dadas:

$$\nu_{el} = \frac{E_{el}}{hc}$$

$$G(v) = \frac{E_v}{hc} \tag{3.2}$$

$$F(k) = \frac{E_r}{hc}$$

ν , K , dois números quânticos que caracterizam, respectivamente, os níveis vibracionais e rotacionais associados à molécula.

Assim, a Equação 3.1 assume a forma:

$$\nu = \nu_{el} + G(v) + F(K) \tag{3.3}$$

3.2.1- Energia Eletrônica e Vibracional

Um resumido diagrama da transição ${}^1\Sigma_g^+ - {}^3\Sigma_g^- (0,0)$ é mostrado na Figura 3.4.

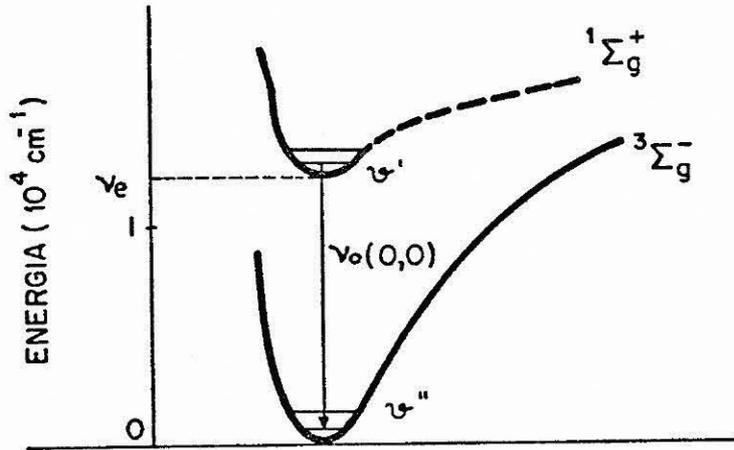


Figura 3.4 - Diagrama resumido da transição eletrônica ${}^1\Sigma_g^+ - {}^3\Sigma_g^-$ e vibracional (0,0).

Pode-se escrever as quantidades:

$$\Delta v = \Delta v_{el} + \Delta G + \Delta F \quad (3.4)$$

onde:

$$\Delta v = v({}^1\Sigma_g^+) - v({}^3\Sigma_g^-);$$

$$\Delta v_{el} = v_{el}({}^1\Sigma_g^+) - v_{el}({}^3\Sigma_g^-) = v_e; \quad (3.5)$$

$$\Delta G = G({}^1\Sigma_g^+, v' = 0) - G({}^3\Sigma_g^-, v'' = 0);$$

$$\Delta F = F(K') - F(K'').$$

A banda de origem $\nu_0(0,0)$ é definida pela Equação:

$$\nu_0(0,0) = \nu_e + G'(0) - G''(0) \quad (3.6)$$

tal que,

$$G(\nu) = \omega_e(\nu + 1/2) - \omega_e x_e(\nu + 1/2)^2 + \\ + \omega_e y_e(\nu + 1/2)^3 - \omega_e z_e(\nu + 1/2)^4, \quad (3.7)$$

expressão resultante da aplicação da teoria de perturbação em 5ª ordem ao modelo do oscilador linear anarmônico. As constantes que aparecem na Equação 3.7, estão relacionadas na Tabela 3.2, seguindo Babcock e Herzberg (1948).

TABELA 3.2

CONSTANTES DA MOLÉCULA DE O₂

CONSTANTES	ESTADO 1Σ	ESTADO 3Σ
ω_e	----	13195.2221
ω_e	1580.3613	1432.6874
$\omega_e x_e$	12.0730	13.9501
$\omega_e y_e$	0.0546	0.0107
$\omega_e z_e$	-0.00143	----
B_e	1.445666	1.40016
α_e	0.015791	0.018170
γ_e	----	-43.0E-6
D_e	4.957E-6	5.356E-6
β_e	0.088E-6	0.077E-6

$\lambda(\nu = 0-0)$		1.984
$\gamma(\nu = 0-0)$		0.00837

Obs.: 1E-6 = 10⁻⁶. Unidades em cm⁻¹.

FONTE: Babcock e Herzberg (1948).

3.2.2- Energia Rotacional

De acordo com as regras de seleção às transições do tipo dipolar magnética (vide Tabela 3.1), a estrutura rotacional para a transição ${}^1\Sigma_g^+ - {}^3\Sigma_g^-$ assume a característica mostrada na Figura 3.5.

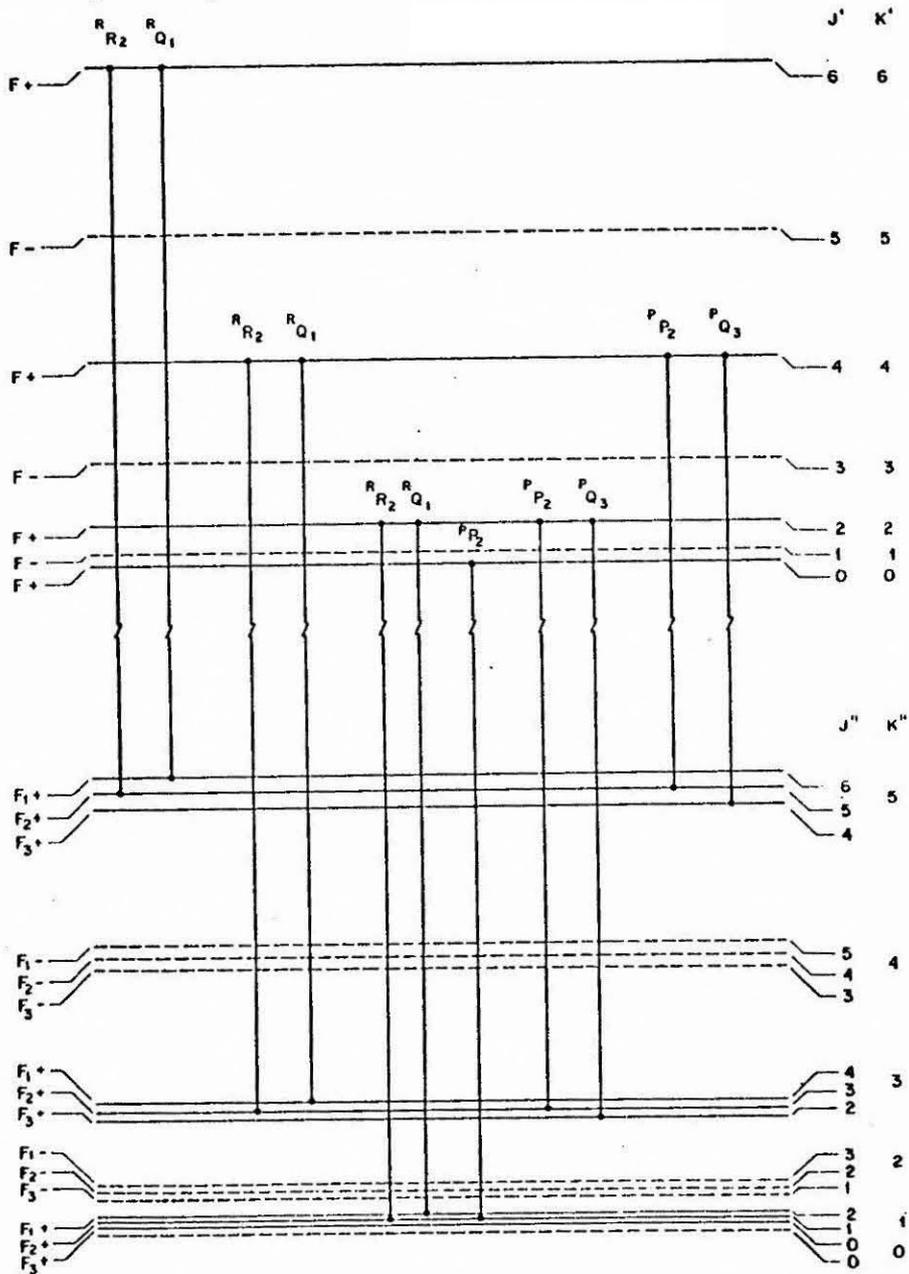


Fig. 3.5 - Diagrama das transições rotacionais entre os estados ${}^1\Sigma_g^+ - {}^3\Sigma_g^-$

Antes de discutir a notação utilizada na caracterização das diversas linhas rotacionais que aparecem no espectro, da Figura 3.5, apresentar-se-ã as expressões, em função da energia de cada nível, que produzem tais linhas.

Em relação ao termo eletrônico $^1\Sigma_g^+$, a energia rotacional é determinada utilizando-se da teoria de perturbação em 3ª ordem ao modelo de rotor não-rígido, resultando

$$F(K') = B_v K'(K' + 1) - D_v K'(K' + 1)^2, \quad (3.8)$$

onde:

$$B_v = B_e - \alpha_e(v + 1/2) + \gamma_e(v + 1/2), \quad (3.9)$$

$$D_v = D_e + \beta_e(v + 1/2); \quad (3.10)$$

as constantes estão relacionadas na Tabela 3.2.

Como se pode observar, a separação da energia em partes independentes (vibracional e rotacional) é impossível; os termos de energia vibracional-rotacional contêm ambos K e v.

No que tange ao tripleto $^3\Sigma$, várias expressões foram deduzidas para a energia rotacional dos níveis degenerados - o operador que representa a perturbação, neste caso, deve levar em consideração o estado de semi-desacoplamento spin-órbita (caso intermediário de Hund, a,b). Os valores preditos para a energia rotacional através do uso dessas Equações são quase idênticos. Referindo-se à teoria desenvolvida por Schlapp (1937), as expressões obtidas para F_1 , F_2 e F_3 são dadas a seguir:

$$E_3 = W_0 - (2K'' - 1)B_V - \lambda + [(2K'' - 1)^2 B_V^2 + \lambda - 2\lambda B_V]^{1/2} - \gamma K''$$

$$E_2 = W_0 \tag{3.11}$$

$$E_1 = W_0 + (2K'' + 3)B_V - \lambda - [(2K'' + 3)^2 B_V^2 + \lambda - 2\lambda B_V]^{1/2} + \gamma(K'' + 1)$$

onde

$$W_0 = B_V K''(K'' + 1) - D_V K''(K'' + 1)^2 \tag{3.12}$$

as constantes λ e γ acham-se na Tabela 3.2.

A notação reservada ao espectro rotacional de O_2 , vide Figura 3.5, é a seguinte:

$\Delta J = -1$	ramo P	$\Delta K = -1$	P_P
		$\Delta K = 0$	Q_P
		$\Delta K = +1$	R_P
$\Delta J = 0$	ramo Q	$\Delta K = -1$	P_Q
		$\Delta K = 0$	Q_Q
		$\Delta K = +1$	R_Q
$\Delta J = +1$	ramo R	$\Delta K = -1$	Q_R
		$\Delta K = 0$	R_R
		$\Delta K = +1$	R_R

Consequentemente, define-se os ramos:

$$P_{P(J', K')} = F(J', K') - F_2(J' + 1, K' + 1);$$

$$P_{Q(J', K')} = F(J', K') - F_3(J', K' + 1);$$

$$R_{Q(J', K')} = F(J', K') - F_1(J', K' - 1);$$

$$R_{R(J', K')} = F(J', K') - F_2(J' - 1, K' - 1)$$

Os valores teóricos obtidos para a energia dos diversos níveis rotacionais são mostrados no Apêndice A. Aham-se em ótima concordância com os valores teóricos obtidos por Krassovsky (1962) e Babcock e Herzberg (1948). Encontram-se também de acordo com muitas medidas experimentais efetuadas, em particular, àquelas de Babcock e Herzberg (1948).

3.3- DISTRIBUIÇÃO DE INTENSIDADE NA ESTRUTURA ROTACIONAL DA BANDA (0,0)

A intensidade de uma linha rotacional individual pode ser obtida de acordo com a seguinte expressão (Herzberg, 1950):

$$i(J', J'') = \frac{S(J', J'') v^3 \exp(-hc F(J')/KT)}{Q} \quad (3.13)$$

Os parâmetros da Equação 3.13 estão definidos abaixo:

- $i(J', J'')$ é a intensidade de uma linha rotacional;
- $S(J', J'')$ o fator de transição (função peso);
- Q a função partição rotacional definida por:

$$Q = \sum_J S(J', J'') \exp(-hc F(J)/kT) \quad (3.14)$$

- $F(J')$ corresponde à energia rotacional do estado eletrônico superior;

- ν a energia total da Linha (cm^{-1})

A função de peso empregada, tendo em vista os cálculos de Schlapp (1932), é dada por:

$$\begin{aligned} S (^P_P) &= \frac{1}{2} (J' + 2) \\ S (^P_Q) &= \frac{1}{2} (J' + 3/4) \\ S (^R_R) &= \frac{1}{2} (J' - 1) \\ S (^Q_R) &= \frac{1}{2} (J' + 1/4) \end{aligned} \tag{3.15}$$

A Figura 3.6 mostra a distribuição de intensidade das linhas rotacionais em função do comprimento de onda compreendido pela banda (0,0), na temperatura de 180 Kelvin. No capítulo referente à calibração fotométrica (Seção 5.6), a estrutura rotacional de $O_2(0,0)$ desempenhará um papel relevante no comportamento da banda passante da emissão sobre a natureza do filtro óptico empregado.

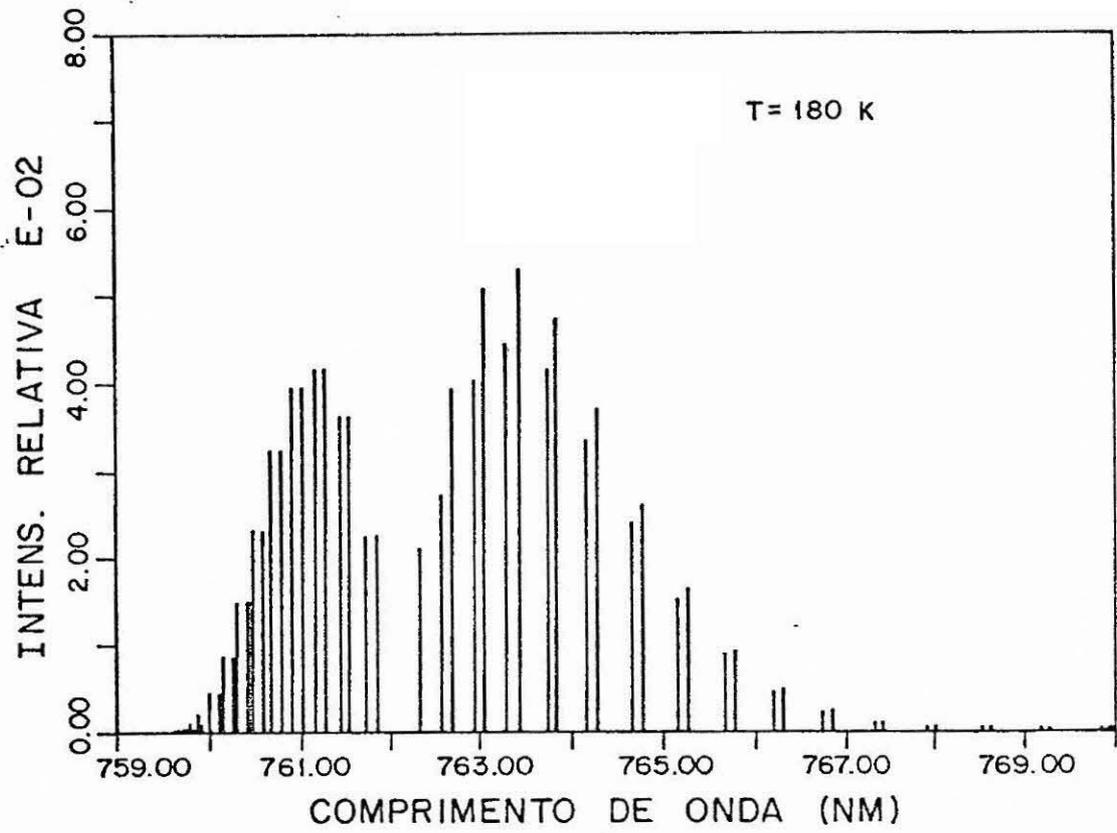


Fig. 3.6 - Distribuição da intensidade relativa.

CAPÍTULO 4

ESQUEMA CINÉTICO DAS REAÇÕES FOTOQUÍMICAS

4.1- INTRODUÇÃO

A concentração de quase todas as espécies químicas minoritárias da atmosfera depende criticamente da cinética das reações envolvidas, que determinam as relações na qual estes constituintes estão sendo produzidos ou perdidos. Por conseguinte, a densidade observada é dependente do balanço entre os termos que indicam a produção e a destruição fotoquímica e, não muito raramente, dos processos dinâmicos de transporte.

A Equação da continuidade que descreve este balanço atmosférico é dada por:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n\vec{v}) = P - L \quad (4.1)$$

onde:

P: termo de produção do constituinte;

L: termo de destruição do constituinte;

n: concentração (mol. cm^{-3}) do constituinte;

$\nabla \cdot (n\vec{v})$: termo de transporte.

Negligenciando os fenômenos de transportes e considerando um equilíbrio temporal entre as razões de produção e destruição das espécies químicas, caracterizando-se assim a chamada aproximação de equilíbrio fotoquímico entre as espécies, a Equação 4.1 assume a forma:

$$P - L = 0 \quad (4.2)$$

Infelizmente, devido à ausência de medidas diretas, no presente trabalho, das densidades numéricas dos constituintes majoritários e, principalmente, dos minoritários, que exercem relevância na interpretação das emissões de "nightglow", impõe-se a necessidade de adotar um modelo específico para estes fins. Tal modelo deve ter condições de prever, de acordo com um conjunto de condições iniciais referentes à equação da continuidade, a distribuição, em altitude, dos constituintes no local e data das observações de "nightglow".

4.2- PROCESSOS FOTOQUÍMICOS NO "AIRGLOW"

A Figura 4.1 resume os processos que são encontrados frequentemente na química de alta atmosfera.

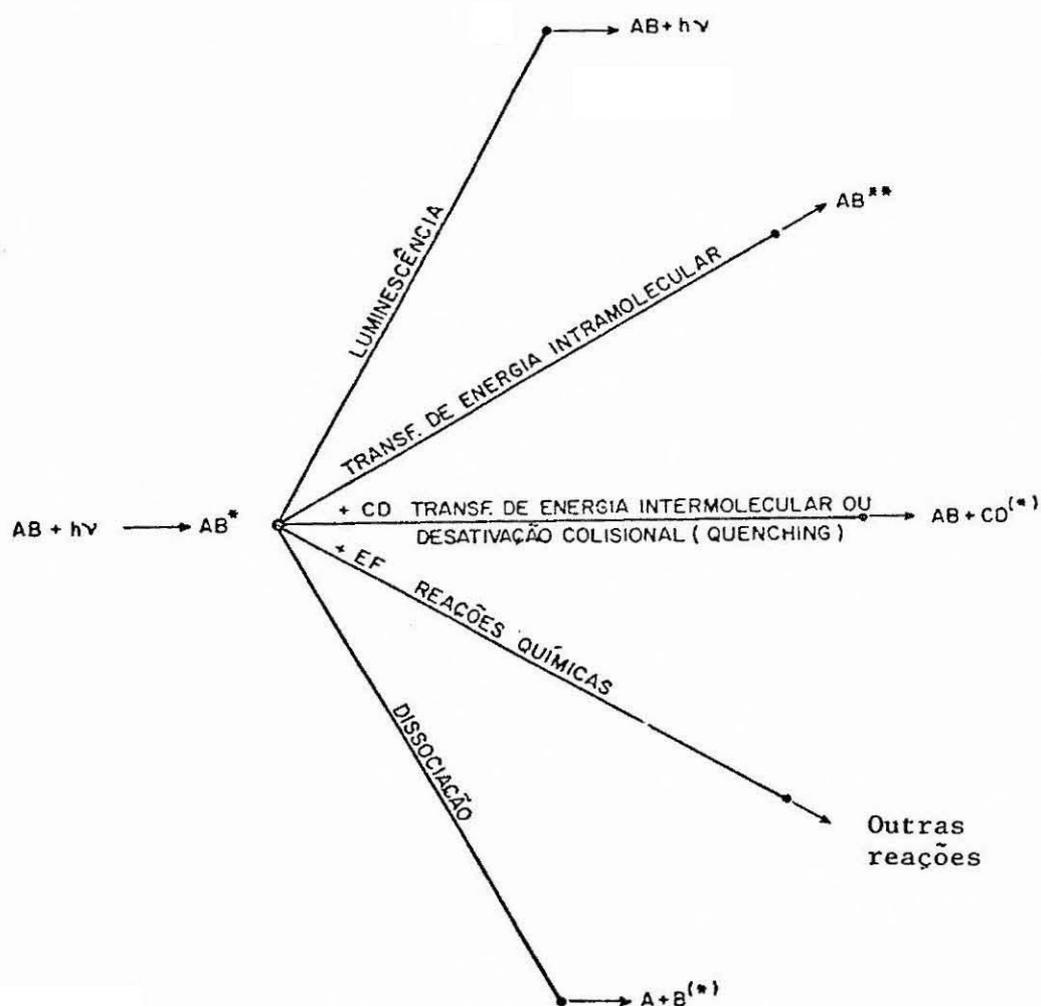


Fig. 4.1 - Reações fotoquímicas.

O processo de dissociação conduz à fragmentação da molécula. A rápida reemissão de fótons absorvidos é chamada de luminescência. A transferência de energia intramolecular gera um novo estado eletrônico da mesma molécula, enquanto que a transferência intermolecular excita ou degrada ("quenching") eletronicamente uma molécula diferente, geralmente distinta quimicamente das espécies absorventes. As reações químicas incluem aquelas reações energeticamente possíveis.

A existência de luminescência atmosférica noturna, "nightglow", manifesta a persistência de espécies excitadas, apesar de, a fonte de excitação fotoquímica que as produzem ser removida. Este efeito indica, de uma maneira geral, que a energia é acumulada no período do dia e, por meio de reações químicas, liberada durante a noite - os átomos neutros, especialmente o Oxigênio, constituem-se nos acumuladores energéticos mais significativos em altitudes em torno de 100 km; enquanto que os íons são importantes em altitudes superiores. Assim, as emissões de quimioluminescência são dominantes no "nightglow".

Os processos não-radiativos - intramolecular e intermolecular ("quenching") - proporcionam mecanismos de perdas adicionais e, não raro, são os processos mais importantes nas emissões de "nightglow". Seja, por exemplo, o processo de excitação - desativação a seguir,

X^* (fonte) : excitação - taxa de produção P;

$X^* \rightarrow X + h\nu$: emissão - taxa = $A [X^*]$;

$X^* + M \rightarrow X + M$: "quenching" - taxa = $k[M][X^*]$;

onde:

A é o coeficiente de Einstein, que indica a probabilidade intrínseca de uma transição particular (s^{-1});

$[X^*]$ a concentração volumétrica da espécie X^* (mol. cm^{-3});

k o coeficiente cinético de "quenching", que designa a taxa de desativação da espécie X^* ($\text{cm}^3 \text{ s}^{-1}$).

Supondo válida a aproximação de equilíbrio temporal (Equação 4.2), tem-se:

$$P - A[X^*] - k[M][X^*] = 0,$$

$$A[X^*] = \frac{P}{1 + (k/A)[M]}, \text{ definindo a taxa volumétrica de emissão, } V \text{ (fótons } \text{cm}^{-3} \text{ s}^{-1}\text{), da espécie } X^* \text{ por}$$

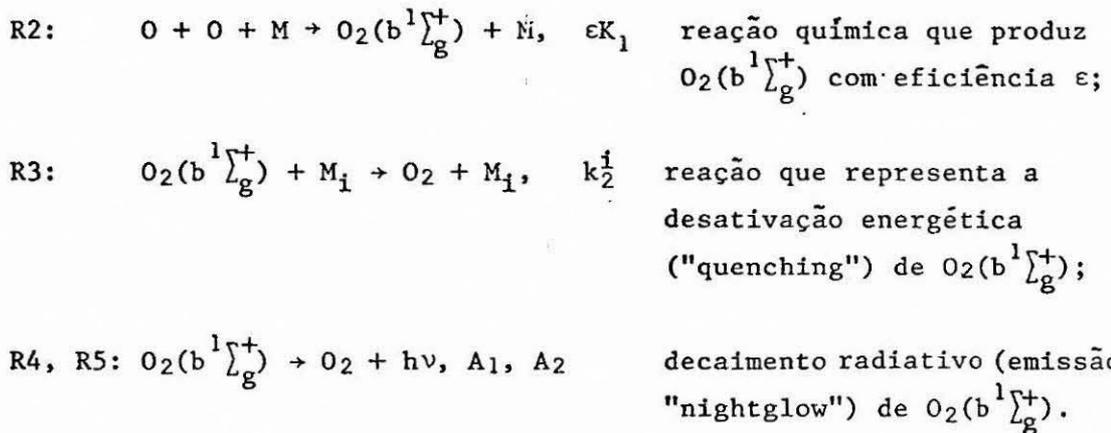
$$V = A[X^*] \tag{4.3}$$

Em seguida, uma análise similar será efetuada para as emissões de $\text{OI } \lambda 557.7 \text{ nm}$ e $\text{O}_2(0,0), \lambda 761.9 \text{ nm}$, identificando as respectivas reações que contribuem para as taxas de perda e produção do respectivo estado excitado.

4.3- EXCITAÇÃO DE $O_2(b^1\Sigma_g^+)$

A) Mecanismo de Excitação Direta

As reações envolvidas neste mecanismo estão ordenadas na Tabela 4.1, donde:



Supondo o equilíbrio fotoquímico na produção e perda de $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ resulta, das Equações 4.2 e 4.3, a expressão que fornece a taxa de emissão volumétrica, V , para $O_2(b^1\Sigma_g^+)$:

$$V = \frac{A_1 \epsilon K_1 [O]^2 [M]}{A_2 + \sum_i k_2^i [M_i]}, \quad (4.4)$$

onde:

$$[M] = [O] + [O_2] + [N_2],$$

$$[M_i] = \{[O], [O_2], [N_2]\}_i \quad \forall i = 1, \dots, 3.$$

A eficiência ϵ (reação R2) para produção de $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ é mostrada ser uma função dependente da altitude (McDade et al., 1986). Entretanto, a suposição de um valor médio em torno de 17% é aceitável (Deans et al., 1976).

TABELA 4.1

REAÇÕES FOTOQUÍMICAS (1)

Nº	Reação	Coefficiente Cinético	Referência
R1:	$O + O + M \rightarrow O_2 + M$	$k_1 = 4.7 \cdot 10^{-33}(300/T)^2$	Campbell e Gray, 1973
R2:	$O + O + M \rightarrow O_2(b^1\sum_g^+) + M$	ϵk_1 ----	*
R3	$O_2(b^1\sum_g^+) + M_i \rightarrow O + M_i$	k_2^1	
.a:	$O_2(b^1\sum_g^+) + O \rightarrow O_2 + O$	$k_2^1 \leq 8.0 \cdot 10^{-14}$	Slanger e Black, 1979
.b:	$O_2(b^1\sum_g^+) + O_2 \rightarrow O_2 + O_2$	$k_2^2 = 4.0 \cdot 10^{-17}$	Martin et al. 1976
.c:	$O_2(b^1\sum_g^+) + N_2 \rightarrow O_2 + N_2$	$k_2^3 = 2.2 \cdot 10^{-15}$	Martin et al. 1976
R4:	$O_2(b^1\sum_g^+) \rightarrow O_2 + hv(0-0)$	$A_1 = 0.079$	Vallance, 1974
R5:	$O_2(b^1\sum_g^+) \rightarrow O_2 + hv(\text{total})$	$A_2 = 0.083$	Vallance, 1974
R6:	$O + O + M \rightarrow O_2^* + M$	αk_1 ----	*
R7	$O_2^* + M_i \rightarrow O_2 + M_i$	k_3^1	
.a:	$O_2^* + O \rightarrow O_2 + O$	k_3^1 ----	*
.b:	$O_2^* + O_2 \rightarrow O_2 + O_2$	k_3^2 ----	*
.c:	$O_2^* + N_2 \rightarrow O_2 + N_2$	k_3^3 ----	*
R8:	$O_2^* + O_2 \rightarrow O_2(b^1\sum_g^+) + O_2$	γk_3^2 ----	*
R9:	$O_2^* + O_2 + hv$	A_3	*

Os coeficientes cinéticos estão nas unidades de $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ (reação de dois corpos) e $\text{cm}^6 \text{s}^{-1}$ (reação de três corpos). A probabilidade de transição, A_i , do i-ésimo processo, na unidade s^{-1} .

* Valores teóricos obtidos por McDade et al. (1986).

Para que a Equação 4.4 possa ser resolvida, necessita-se conhecer o perfil das concentrações de O_2 , N_2 (majoritários) e O (minoritário), em conjunto com o perfil de temperatura. Com efeito, o modelo adotado, MSIS-83, devido a Hedin, 1983, proporciona uma descrição unificada da densidade, composição e temperatura na termosfera, baseado num sumário de medidas coletadas por satélites e foguetes (incluindo dados de radar e registros de atividade solar). Não pretende-se, neste trabalho, diagnosticar sua aplicabilidade, mas apenas usá-lo como referência no cálculo da taxa volumétrica de emissão. A Figura 4.2 exhibe os perfis tomados do modelo MSIS-83 no local e data das observações de "nightglow" (Sonda III).

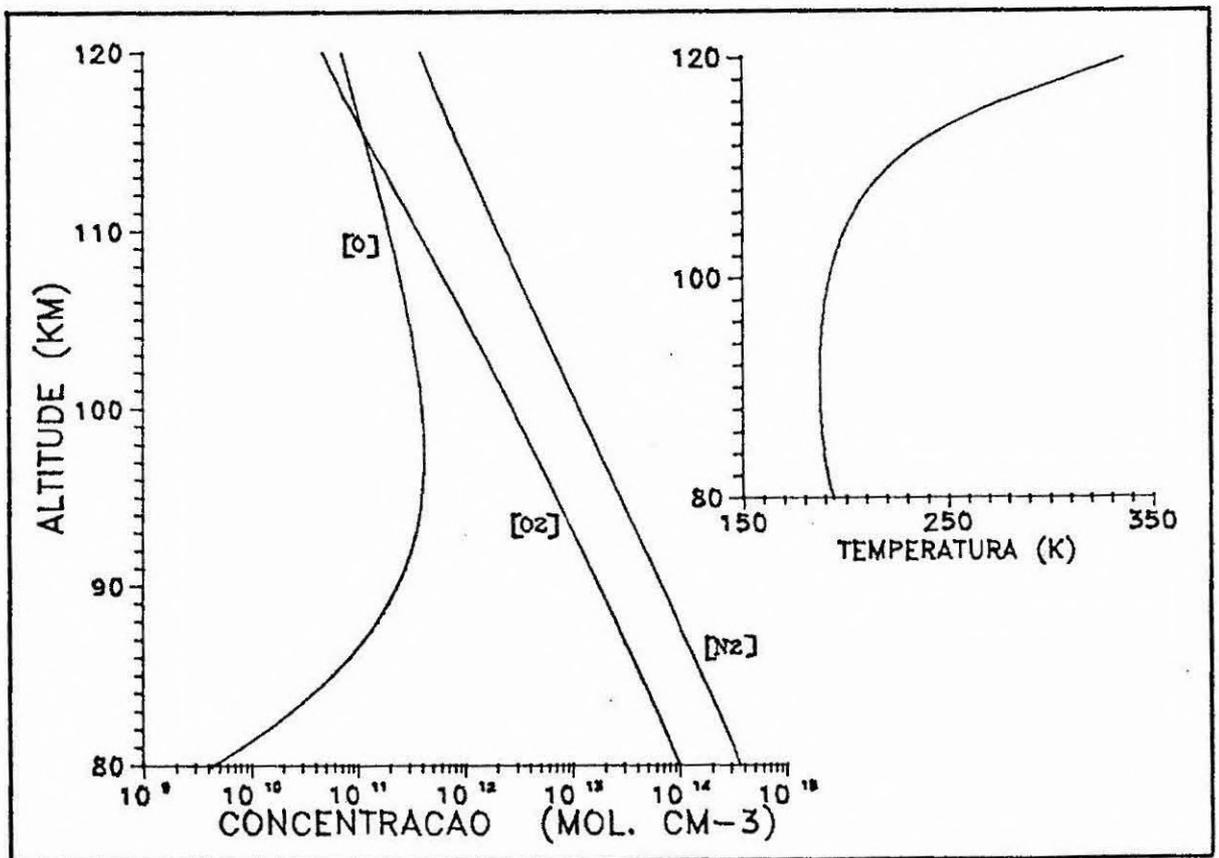


Fig. 4.2 - Perfil MSIS-83 (local e data das observações de "nightglow").

A Figura 4.3 mostra o perfil de emissão resultante da solução numérica da Equação 4.4.

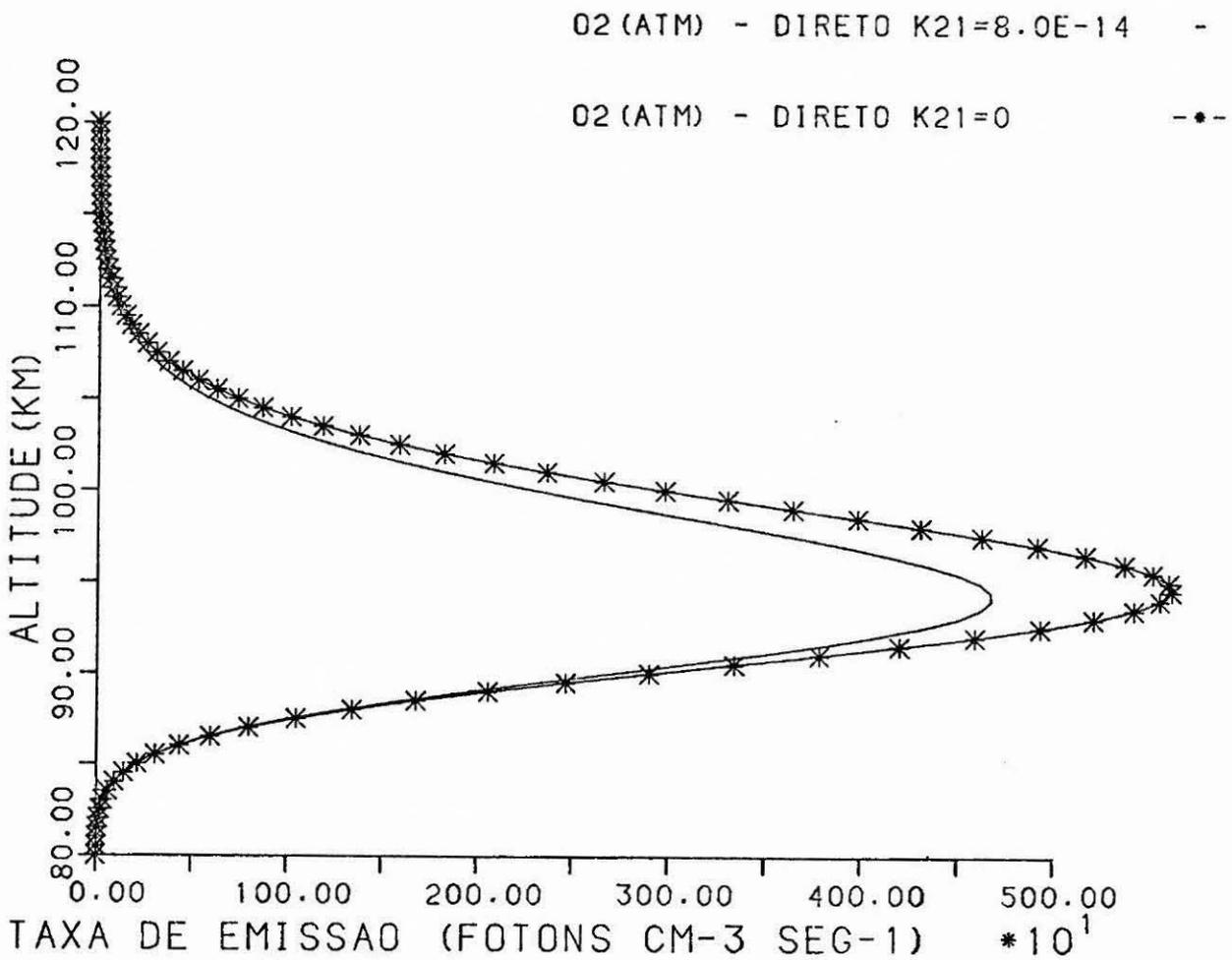


Fig. 4.3 - Perfil gerado pela Equação 4.4. A incerteza no valor do coeficiente cinético "quenching" k_2^1 também é apresentado (conforme a reação R3.a - Tabela 4.1).

B) Mecanismo tipo Barth (via precursor O_2^*)

As reações envolvidas são as seguintes (Tabela 4.4):

R6:	$O + O + M \rightarrow O_2^* + M, \alpha K_1$	reação química que produz O_2^* com eficiência α ;
R7:	$O_2^* + M_i \rightarrow O_2 + M_i, k_3^i$	reação de "quenching" para O_2^* ;
R8:	$O_2^* + O_2 \rightarrow O_2(b^1\Sigma_g^+) + O_2, \gamma k_3^2$	reação química que produz $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ com eficiência γ ;
R3:	$O_2(b^1\Sigma_g^+) + M_i \rightarrow O_2 + M_i, k_2^i$	reação de "quenching" para $O_2(b^1\Sigma_g^+)$;
R4, R5 e R9:	$O_2(b^1\Sigma_g^+) \rightarrow O_2 + h\nu, A_1, A_2$ e	
	$O_2^* \rightarrow O_2 + h\nu, A_3$	decaimento radiativo.

Considerando a hipótese do equilíbrio fotoquímico, a taxa de emissão volumétrica, V , é calculada por:

$$V = \frac{A_1 \alpha K_1 [O]^2 [M] \gamma k_3^2 [O_2]}{\left\{ A_2 + \sum_i k_2^i [M_i] \right\} \left\{ A_3 + \sum_i k_3^i [M_i] \right\}} \quad (4.7)$$

Os coeficientes cinéticos relativos às reações onde o precursor O_2^* encontra-se presente, não estão bem estabelecidos, pois o estado eletrônico do precursor ainda encontra-se indefinido (vide Seção 1.1). Para contornar esta situação, é desejável proceder conforme McDade et al. (1986), ou seja, faz-se:

$$Q_3 = A_3 + \sum_i k_3^i [M_1] \quad (\text{termo de perda para } O_2^*),$$

$$Q_2 = A_2 + \sum_i k_2^i [M_1] \quad (\text{termo de perda para } O_2(b^1 \sum_g^+)),$$

reduzindo a Equação 4.7 à forma:

$$v = \frac{A_1 K_1 [O]^2 [M] [O_2]}{Q_2 Q_3'} \quad (4.8)$$

onde

$$Q_3' = C + C^1 [O] + C^2 [O_2] \quad (4.9)$$

tal que:

$$C = (\alpha\gamma)^{-1} A_3/k_3^2 \quad ,$$

$$C^1 = (\alpha\gamma)^{-1} k_3^1/k_3^2 \quad ,$$

$$C^2 = (\alpha\gamma)^{-1} (1 + rk_3^3/k_3^2) \quad ,$$

$$r = [O_2]/[N_2] \quad .$$

A incerteza no estado eletrônico do precursor O_2^* está embutida, agora, nos valores dos parâmetros C , C^1 e C^2 . A Tabela 4.3 fornece os valores destes parâmetros, obtidos teoricamente por McDade et al. (1986).

TABELA 4.3

PARÂMETROS DA REAÇÃO DE BARTH (1)

$k_2^1 = 0 \quad k_2^2 = 8 \times 10^{-14}$ UNIDADES			
C^2	33	19	adimensional
C^1	7.5	6.6	adimensional
C	0	0	cm^{-3}

A solução da Equação 4.8, em função da altitude h , é apresentada na Figura 4.4.

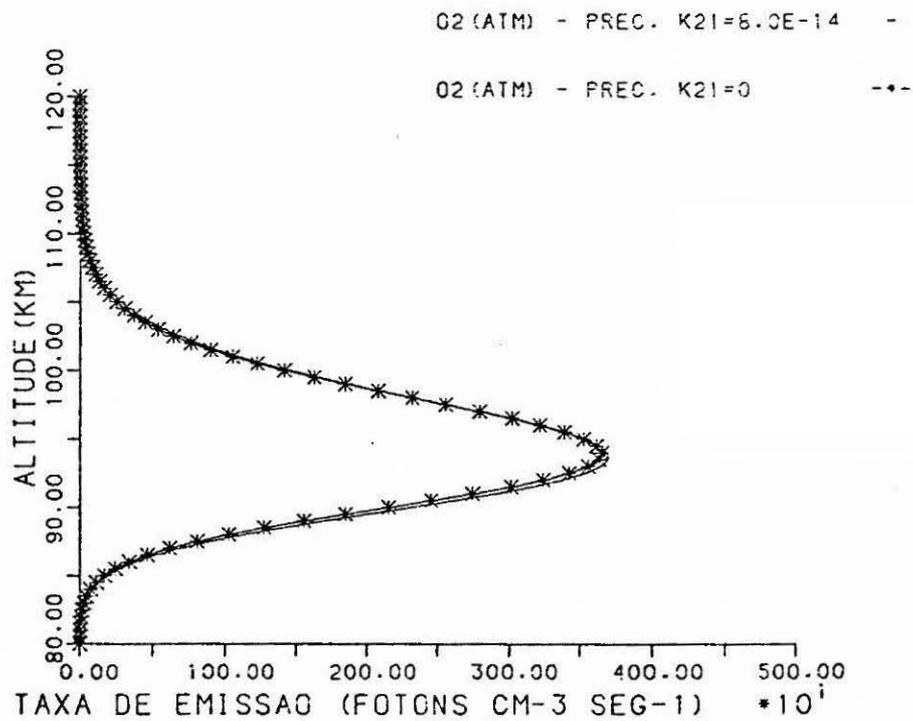


Fig. 4.4 - Perfil gerado pela Equação 4.8. A incerteza no valor do coeficiente k_2^1 é considerada.

A Figura 4.5 reúne os dois perfis relativos aos mecanismos propostos que simulam a excitação de $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ no "nightglow" equatorial. Pode-se notar um valor coincidente para a altitude de máxima emissão nos dois mecanismos, 94 ± 0.5 km. No que tange à forma da curva de emissão, a taxa volumétrica, no mecanismo direto, cresce com a dependência de $[O]^2 [M]$; enquanto que, no mecanismo de Barth, o crescimento é dependente de $[O]^2 [M][O_2]$ - estas características distintas produzem diferentes escalas de altura.

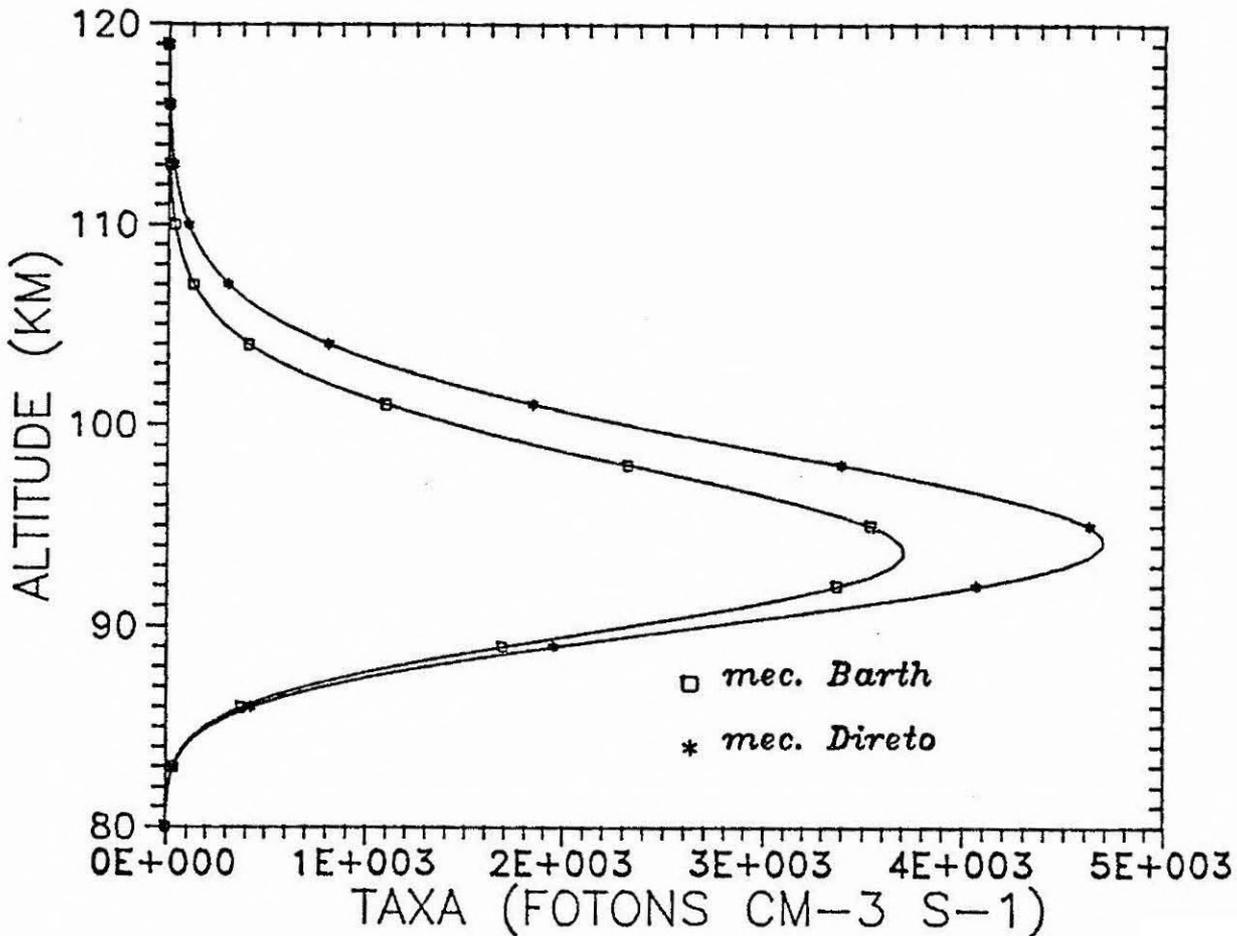


Fig. 4.5 - $O_2(b^1\Sigma_g^+ - X^3\Sigma_g^-)$, banda (0,0) $\lambda 761.9$ nm - comparação entre os perfis calculados pelos modelos de Barth e excitação direta. O coeficiente cinético $k_2^1 = 8.1 \times 10^{-14} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$.

4.4- EXCITAÇÃO DE O(¹S)

A) Mecanismo de Chapman

As reações aeronômicas que descrevem o mecanismo de Chapman acham-se enunciados na Tabela 4.2, conforme estão indicadas abaixo:

R10: $O + O + O \rightarrow O_2 + O(^1S)$, K reação química que produz $O(^1S)$;

R11: $O(^1S) + M_1 \rightarrow O + M_1$, k_5^1 reação que desativa energeticamente ("quenching") $O(^1S)$;

R12, R13: $O(^1S) \rightarrow O + h\nu$, A_5, A_6 decaimento radiativo (emissão "nightglow") de $O(^1S)$.

Supondo o equilíbrio fotoquímico na produção e perda de $O(^1S)$, a taxa de emissão é descrita por:

$$V = \frac{A_6 K [O]^3}{A_5 + \sum_1 k_5^1 [M_1]} \quad (4.10)$$

A modelagem numérica da Equação 4.10 é mostrada na Figura 4.6.

TABELA 4.2
REAÇÕES FOTOQUÍMICAS (2)

Nº	Reação	Coefficiente cinético	Referência
R10:	$O + O + O + O_2 + O(^1S)$	$K = 1.4 \cdot 10^{-30} \exp(-650/T)$	Slanger e Black, 1975
R11	$O(^1S) + M_1 + O + M_1$	k_5^1	
.a:	$O(^1S) + O + O + O$	$k_5^1 = 2 \cdot 10^{-14}$	Slanger e Black, 1981
.b:	$O(^1S) + O_2 + O + O_2$	$k_5^2 = 4.9 \cdot 10^{-12} \exp(-885/T)$	Zipf, 1979
.c:	$O(^1S) + N_2 + O + N_2$	$k_5^3 < 5 \cdot 10^{-17}$	Atkinson e Welge, 1972
R12:	$O(^1S) + O(^1D) + hv$	$A_6 = 1.18$	Nicolaides et al. 1971
R13:	$O(^1S) + O(^3P, ^1D) + hv$	$A_5 = 1.35$	Nicolaides et al. 1971
R14:	$O + O + M + O_2^{**} + M$	BK_1 ----	*
R15	$O_2^{**} + M_1 + O_2 + M_1$	k_4^1	*
.a	$O_2^{**} + O + O_2 + O$	k_4^1 ----	*
.b	$O_2^{**} + O_2 + O_2 + O_2$	k_4^2 ----	*
.c	$O_2^{**} + N_2 + O_2 + N_2$	k_4^3 ----	
R16:	$O_2^{**} + O + O(^1S) + O_2$	δk_4^1 ----	*
R17:	$O_2^{**} + O_2 + hv$	A_4 ----	*

* Valores teóricos obtidos por McDade et al. (1986).

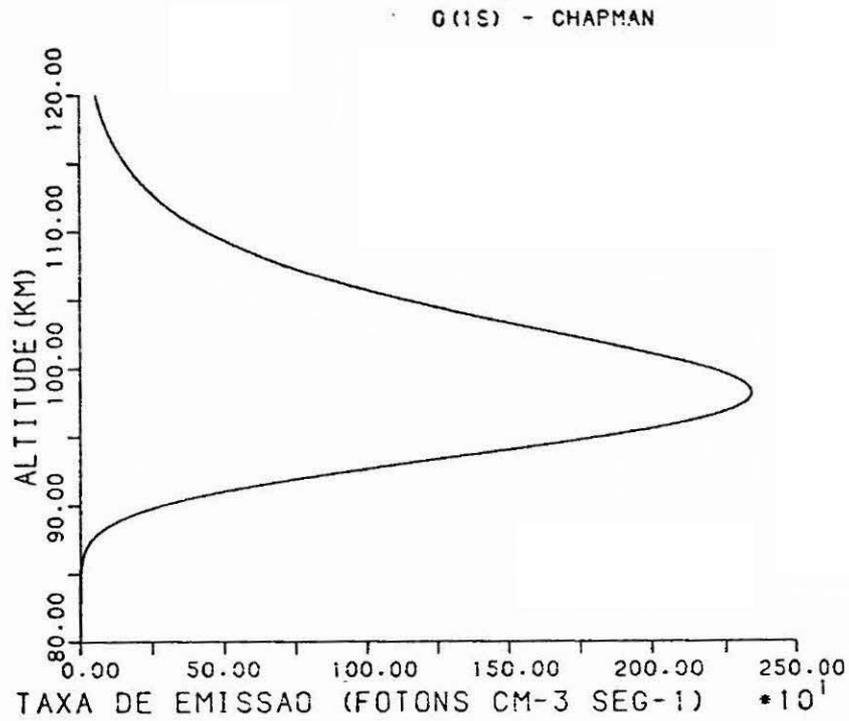


Fig. 4.6 - Perfil gerado pela Equação 4.10.

B) Mecanismo de Barth (via precursor O_2^{**})

As Equações fotoquímicas, vide Tabela 4.2, estão relacionadas abaixo:

R14:	$O + O + M \rightarrow O_2^{**} + M, \beta K_1$	reação química da produção de O_2^{**} com eficiência β ;
R15:	$O_2^{**} + M_1 \rightarrow O_2 + M_1, k_4^1$	degradação energética de O_2^{**} ;
R16:	$O_2^{**} + O \rightarrow O(^1S) + O_2, \delta k_4^1$	reação química que produz $O(^1S)$ com eficiência δ ;
R11:	$O(^1S) + M_1 \rightarrow O + M_1, k_5^1$	"quenching" de $O(^1S)$;

R12, R13 e R17: $O(^1S) \rightarrow O + h\nu$, A_5, A_6 e

$O_2^{**} \rightarrow O_2 + h\nu$, A_4 decaimento radiativo.

A taxa de emissão é dada por:

$$V = \frac{A_6 \beta K_1 [O]^2 [M] \delta K_4^1 [O]}{\left\{ A_5 + \sum_i k_5^i [M_i] \right\} \left\{ A_4 + \sum_i k_4^i [M_i] \right\}} \quad (4.11)$$

O estado eletrônico do precursor O_2^{**} encontra-se igualmente indefinido. Uma análise idêntica àquela sugerida anteriormente para a Equação 4.7 será efetuada, denotando-se por

$$Q_5 = A_5 + \sum_i k_5^i [M_i] \quad (\text{termo de perda para } O_2^{**}) \quad ,$$

$$Q_4 = A_4 + \sum_i k_4^i [M_i] \quad (\text{termo de perda para } O(^1S)) \quad ,$$

e exprimindo a Equação 4.7 na forma:

$$V = \frac{A_6 K_1 [O]^3 [M]}{Q_5 Q_4^1} \quad (4.12)$$

sendo

$$Q_4^1 = D + D^1 [O] + D^2 [O_2] \quad (4.13)$$

tal que:

$$D = (\beta \delta)^{-1} A_4 / k_4^1 \quad ,$$

$$D^1 = (\beta \delta)^{-1} \quad ,$$

$$D^2 = (\beta \delta)^{-1} k_4^2 / k_4^1 (1 + r k_4^3 / k_4^2) \quad ,$$

$$r = [O_2] / [N_2] \quad .$$

A Tabela 4.4 fornece os valores dos parâmetros D , D^1 e D^2 , calculados teoricamente por McDade et al. (1986).

TABELA 4.4

PARÂMETROS DA REAÇÃO DE BARTH (2)

	VALORES	UNIDADES
D^2	211	adimensional
D^1	15	adimensional
D	0	cm^{-3}

A Figura 4.7 exibe o perfil de emissão calculado pela Equação 4.12.

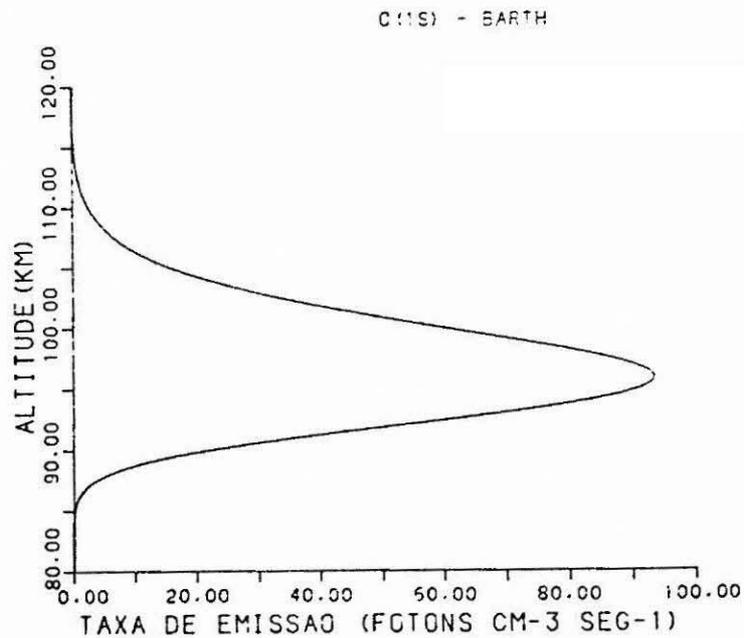


Fig. 4.7 - Perfil de emissão gerado pela Equação 4.12.

Em seguida, a Figura 4.8 complementa a análise da emissão $O(^1S)$. As curvas de emissão relativas aos dois mecanismos acham-se consideravelmente díspares. Nota-se uma diferença em torno de 2 km na altura do pico de máxima emissão, além de uma considerável desigualdade entre as respectivas escalas de altura.

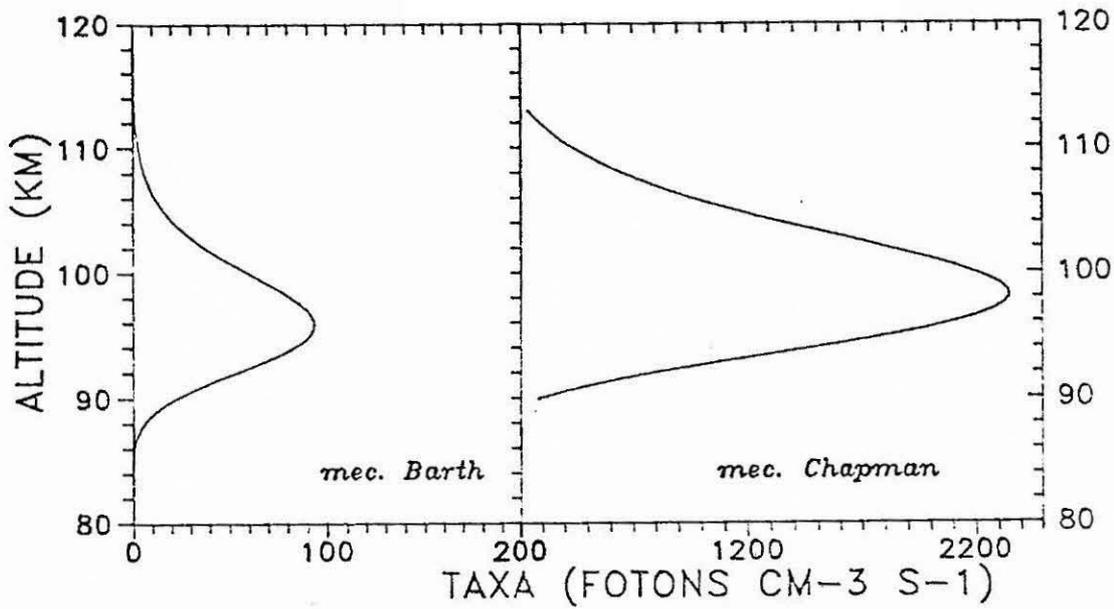


Fig. 4.8 - $O(^1S - ^1D)$ $\lambda 557.7$ nm - comparação entre os perfis pelos modelos de Barth e Chapman.

CAPÍTULO 5

INSTRUMENTAÇÃO

5.1- INTRODUÇÃO

Nesta Seção serão discutidos, com algum detalhe, o experimento e o método que define a obtenção dos perfis volumétricos de emissão da banda atmosférica $O_2(0,0)$ $\lambda 761.9$ nm e da linha verde OI $\lambda 557.7$ nm.

A Figura 5.1 mostra, de uma forma arbitrária, as medidas de intensidade de "nightglow" efetuadas por fotômetro a bordo de foguete, como uma função da altura que o mesmo atinge. A intensidade observada, $I(z)$, corresponde a $\int_{z_0}^{\infty} V(z)dz$. O perfil volumétrico de emissão, $V(z)$, é, então, obtido pela diferenciação numérica $dI(z)/dz$ dos resultados.

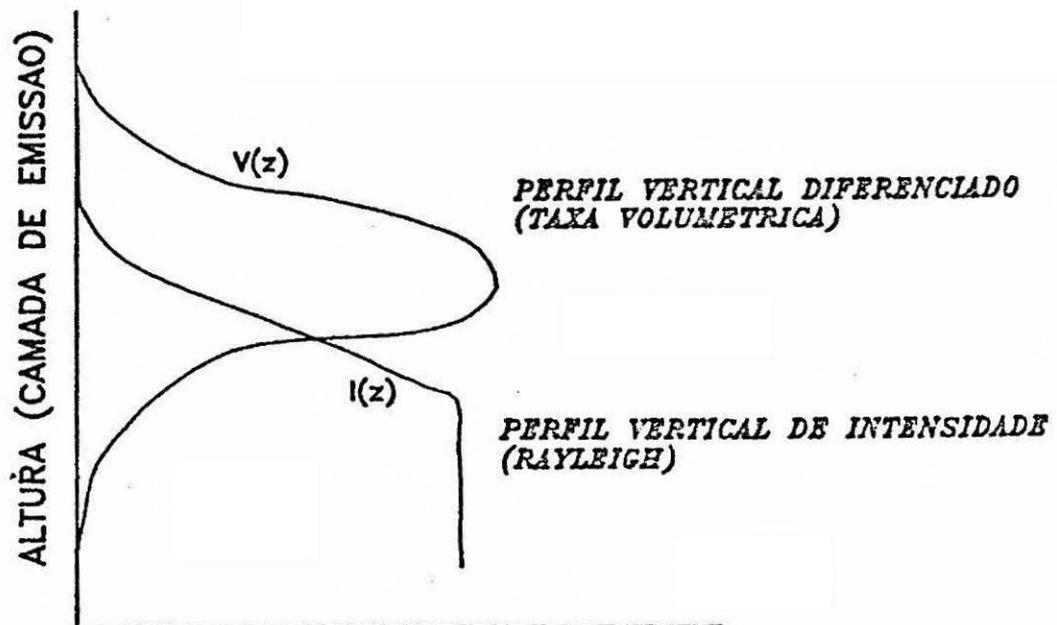


Fig. 5.1 - Representação sintética do processo da obtenção do perfil emissivo.

As especificações básicas a respeito da carga útil do veículo de sondagem serão, aqui, consideradas com o intuito de fornecer uma visão ampla a cerca dos fatores que influenciam de modo direto nos registros físicos das emissões mencionadas. Um conhecimento sumário do fotômetro e da sua calibração efetuada em laboratório, também constituem-se em importantes informações vinculadas ao entendimento do processo de análise dos dados observacionais.

5.2- O FOGUETE

Um foguete de sondagem brasileiro, Sonda III, projetado e construído pelo Instituto de Atividades Espaciais, órgão subordinado ao CTA, São José dos Campos, SP, foi o veículo utilizado com a finalidade de adquirir dados observacionais dependentes da altitude. Sua carga útil compreendia: dois fotômetros, projetados para medir os perfis verticais das emissões atmosféricas de oxigênio OI $\lambda 557.7$ nm e $O_2(0,0)$ $\lambda 761.9$ nm; um sensor capacitivo de alta frequência, para registrar as densidades eletrônicas da ionosfera e determinar, conseqüentemente, a frequência de colisão dos elétrons nessa região; e um sensor de Langmuir, usado para proporcionar densidades e temperaturas eletrônicas da ionosfera.

A configuração da carga útil do foguete é mostrada na Figura 5.2), conforme Takahashi et al., 1987.

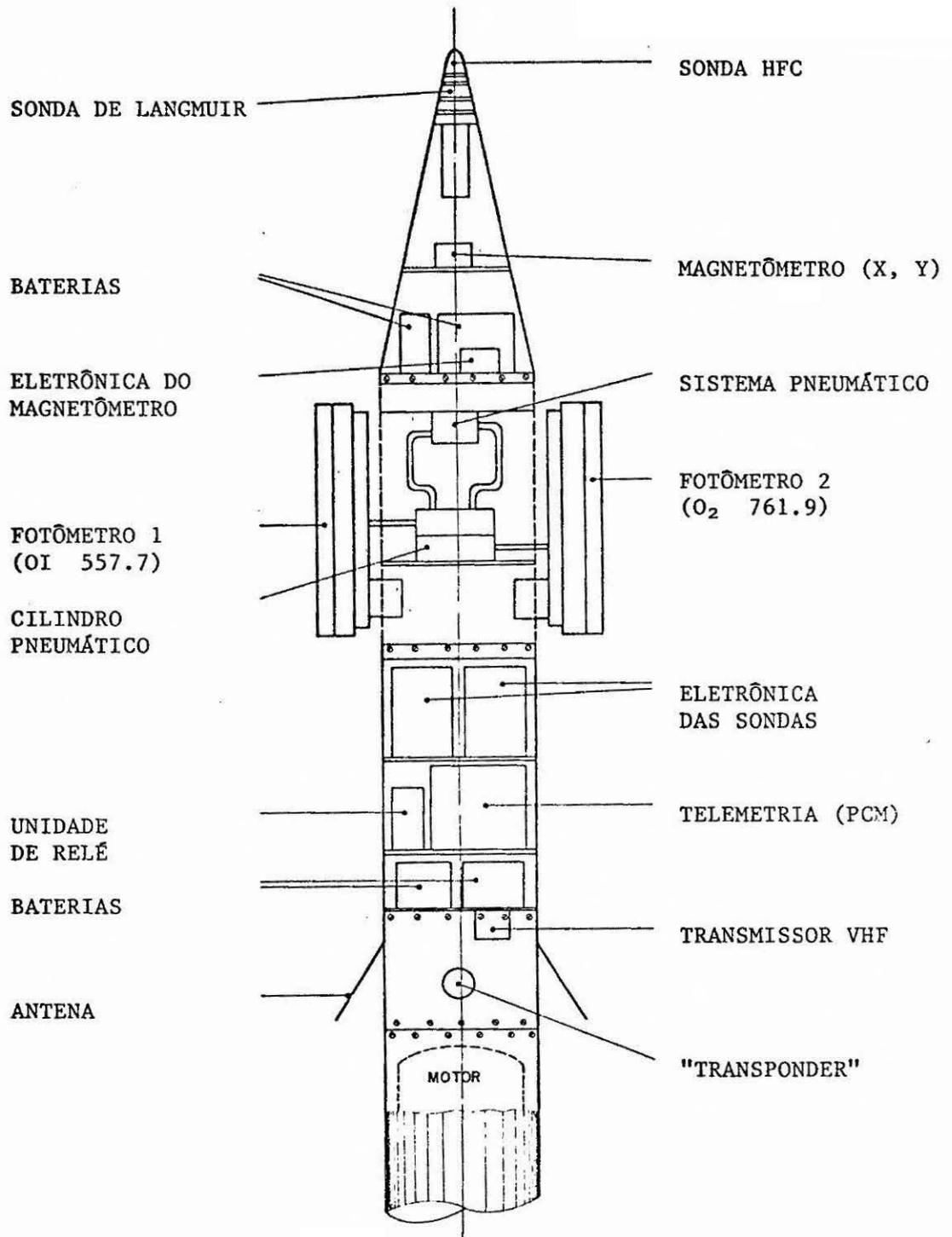


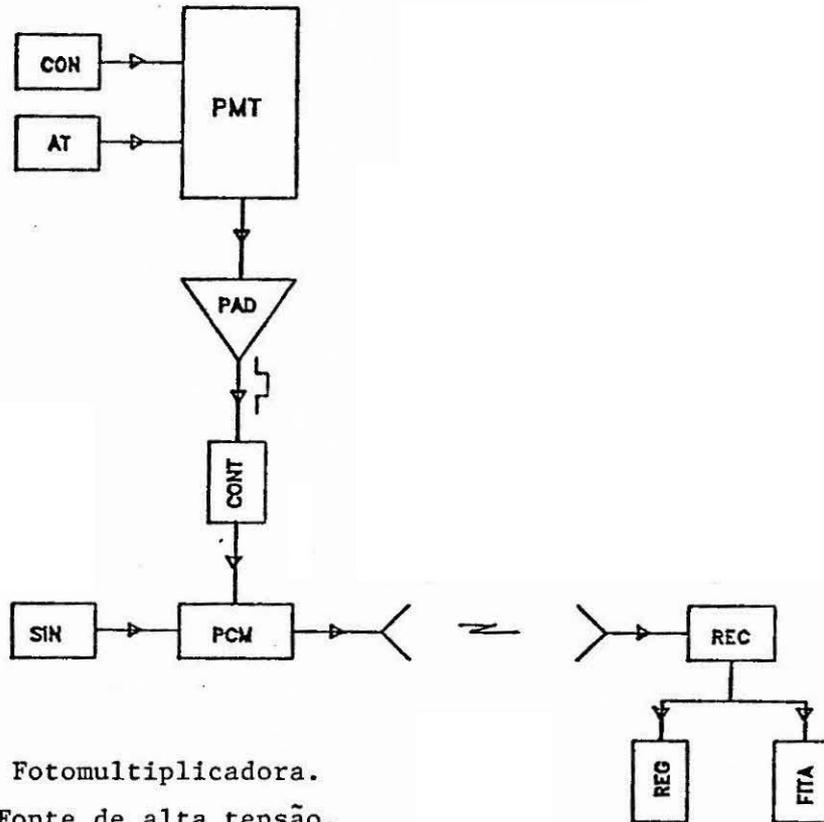
Fig. 5.2 - Carga útil do foguete Sonda III (1985).

Os dois fotômetros estão dispostos paralelamente ao eixo do foguete e conectados ao sistema pneumático, cuja função é permitir que, por intermédio de um acionador pirotécnico programado através de um temporizador em $t_0 + 52$ seg. (t_0 é o tempo zero de ignição), correspondendo a uma altitude de aproximadamente 75 km, os fotômetros sejam direcionados do compartimento interno à posição externa, propiciando a medida do "nightglow" atmosférico.

Um magnetômetro do tipo "fluxgate" de dois eixos, comportando-se como uma espécie de sensor de atitude, foi montado na ponta cônica do foguete. Através das informações do sensor e do conhecimento prévio da distribuição de campo magnético na região, torna-se possível avaliar a medida angular do eixo do foguete em relação ao campo magnético.

5.3- TELEMETRIA

Os sinais dos fotômetros e dos sensores de vôo (condições físicas, tais como a temperatura dos fotômetros, pressão do sistema pneumático, tensão das fontes de alimentação, aceleração, etc.) são enviados via sistema de telemetria, tornando possível, assim, que o agrupamento dos dados medidos, num padrão previamente definido ("format"), possam ser transmitidos, armazenados e, finalmente, separados nas componentes originais para análise. Um diagrama de blocos resumido do sistema eletrônico de telemetria utilizado no vôo do Sonda III, bem como algumas especificações técnicas básicas encontram-se na Figura 5.3.



- PMT - Fotomultiplicadora.
AT - Fonte de alta tensão.
CON - Circuitos de controle.
PAD - Pré-amplificador e discriminador.
CONT - Contador.
SIN - Outros sinais.
PCM - Telemetria modo PCM.
REC - Receptor.
REG - Registrador.
FITA - Fita magnética (vídeo).

PARÂMETROS DE INTERESSE (PCM)

- Cadência de bits: 50000 s^{-1} .
- Número de bits por palavra: 10.
- Cadência do menor quadro (taxa de amostragem): 4.8 ms.
- Número de palavras por quadro: 24.
- Número de quadros por subquadro: 8.

Fig. 5.3 - Diagrama de bloco da telemetria do Sonda III (1985).

O foguete foi equipado com sistemas "transponders" de 5.5 GHz a fim de possibilitar seu rastreamento por radar. Por intermédio dos dados do radar, obtém-se a trajetória do foguete em relação ao referencial da rampa de lançamento.

5.4- O FOTÔMETRO

O fotômetro é um instrumento que gera um sinal elétrico de saída proporcionalmente à intensidade luminosa de entrada.

O fotômetro de luminescência atmosférica é um instrumento que mede a intensidade da emissão dos átomos e moléculas excitadas na alta atmosfera. O fotômetro utilizado constitui-se basicamente de um filtro óptico de interferência que determina a banda passante (faixa estreita de comprimento e onda desejada); um par de lentes objetivas e diafragma que determinam o campo de visão; e o detector de luz (fotomultiplicadora). A Figura 5.4 dá uma idéia pictórica do fotômetro usado a bordo do foguete Sonda III.

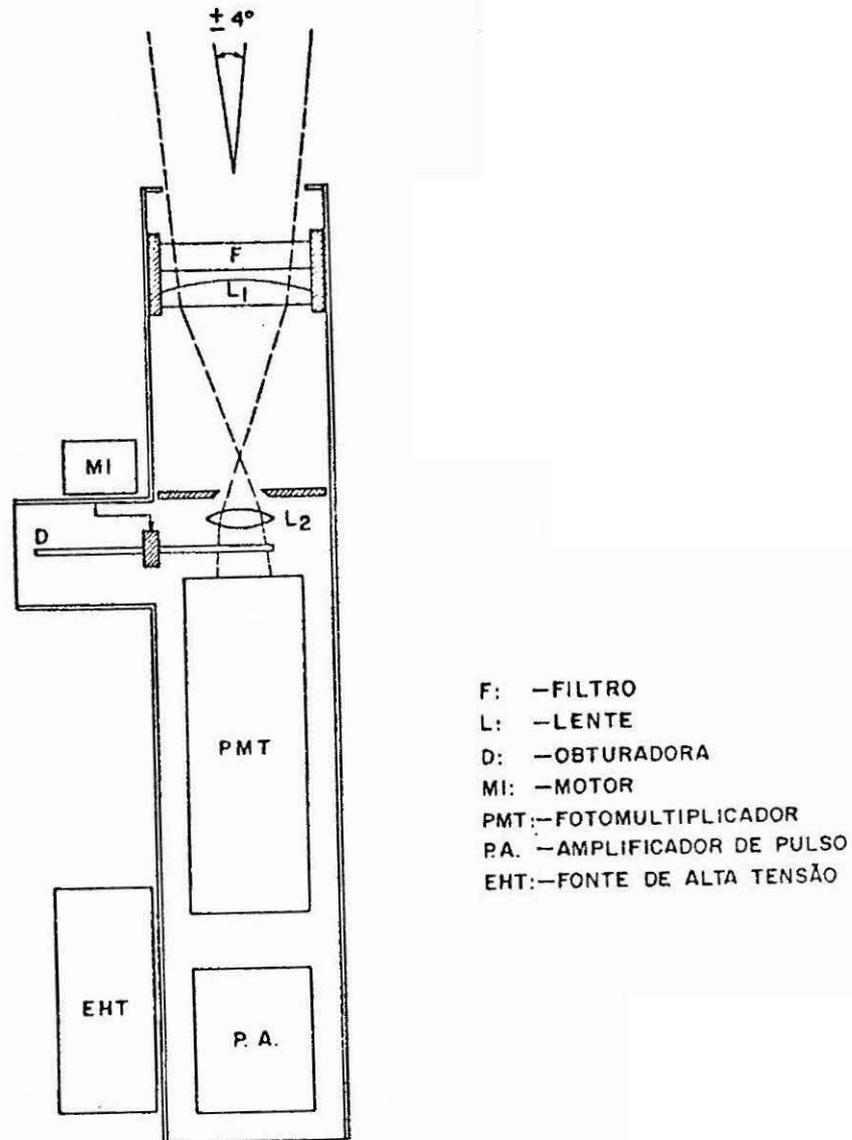


Fig. 5.4 - Fotômetro de luminescência atmosférica a bordo do veículo Sonda III (1985).

Uma janela de quartzo, a fim de proteger o sistema óptico do excessivo aquecimento aerodinâmico durante o voo balístico, foi acoplada junto ao filtro. Um sensor de temperatura, que monitora o efeito provocado pelo gradiente de temperatura, também foi instalado próximo ao filtro óptico.

A fotomultiplicadora é a combinação de uma célula fotoelétrica (catodo) e um multiplicador de elétrons (dínodos). Um fotoelêtron gerado no catodo sofre progressiva amplificação pelos dínodos, resultando, assim, num considerável ganho de sensibilidade. O pulso de saída da fotomultiplicadora é, por conseguinte, um pacote de, tipicamente, 10^6 elétrons. Estes pulsos de saída são aplicados à entrada do pré-amplificador de pulso, cujo propósito é convertê-los a pulsos de tensão no nível TTL, para enviá-los aos processadores de pulsos (entrada digital da telemetria).

As características técnicas mais relevantes a respeito dos dois fotômetros, empregados a bordo do foguete, encontram-se na Tabela 5.1.

TABELA 5.1

PARÂMETROS CARACTERÍSTICOS DOS FOTÔMETROS

Emissão	Diâmetro óptico (mm)	Ângulo de visão	Largura de banda passante (nm)*	Tubo fotomultiplicador	Eficiência quântica
O ₁ 1557.7	46	4°	0.91	EMI 9924 NB (catodo de rubídio)	8%
O ₂ 1761.9	46	4°	5.80	EMI 9798 NA (catodo S20)	1.5%

* Especificação da Barr Associates, Inc. (EUA).

5.5- A CALIBRAÇÃO DO FOTÔMETRO

A calibração fotométrica compreende duas etapas: o conhecimento da curva de transmissão dos filtros de interferência (fonte de radiação: lâmpada de um monocromador) e a determinação da sensibilidade absoluta dos fotômetros (fonte de radiação: lâmpada ES-8315).

5.5.1- Transmissão dos Filtros

A resposta do fotômetro, ou seja, o número de pulsos por segundo pela fotomultiplicadora, J , num certo comprimento de onda λ , é determinada pela seguinte Equação:

$$J_{\lambda} = \beta \eta_{\lambda} T_{\lambda} \Phi(\lambda) \delta \lambda \quad (5.1)$$

sendo:

β - fator experimental que inclui, entre outros, a transmissão óptica da janela e da lente - devido, em geral, à estreita largura de transmissão do filtro óptico, é essencialmente constante sobre λ ;

η_{λ} - eficiência quântica da fotomultiplicadora num certo λ ;

T_{λ} - transmissão óptica do filtro;

$\Phi(\lambda)$ - fluxo de radiação (fótons s^{-1}), incidindo dentro do ângulo de visão do fotômetro, por comprimento de onda;

$\delta \lambda$ - largura de banda da fonte de radiação.

Com o objetivo de se determinar a função de transmissão do filtro, $T = T(\lambda)$, usa-se um monocromador que fornece uma luz quase-monocromática de potência $\Phi(\lambda)\delta \lambda$, tal que $\delta \lambda$ (largura de banda da luz produzida pelo monocromador) $\ll \Delta \lambda$ (largura de transmissão do fil-

tro). Faz-se uma varredura em λ , de maneira que a amplitude do sinal de entrada sofra o processo de convolução espectral, dando origem a uma distribuição $T(\lambda) d\lambda$. O diagrama óptico da experiência encontra-se na Figura 5.5.

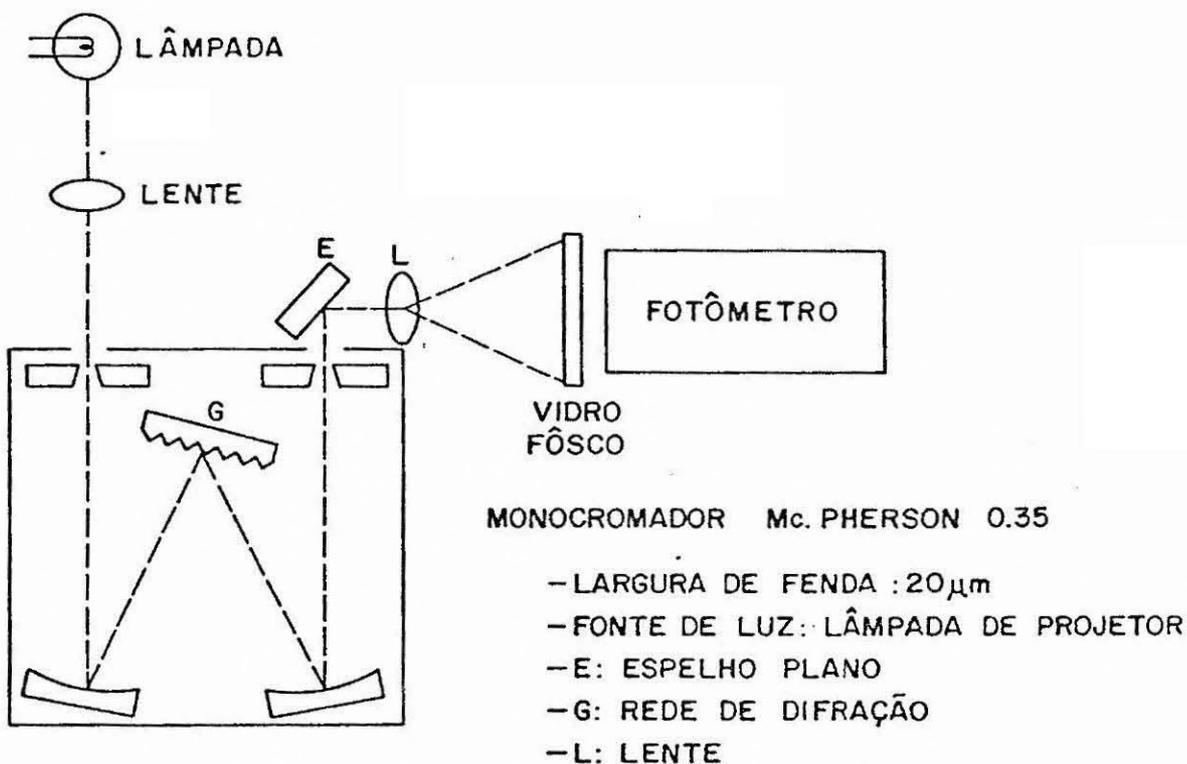


Fig. 5.5 - Esquema óptico do processo de obtenção de radiação monocromática.

É conveniente expressar T_λ , da seguinte maneira:

$$T_\lambda = T_0 t_\lambda \quad (5.2)$$

onde T_0 representa o valor absoluto de T_λ no pico da função de distribuição $T(\lambda)d\lambda$, e t_λ o fator de normalização, isto é, a transmissão relativa do filtro, desde que, em $\lambda = \lambda_0$,

$$t_0 = 1 \quad (5.3)$$

As Figuras 5.6 e 5.7 mostram as curvas características t_λ , bem como a largura de transmissão efetiva $(\Delta\lambda)_{ef}$, para os dois filtros ópticos empregados nos fotômetros a bordo do Sonda III.

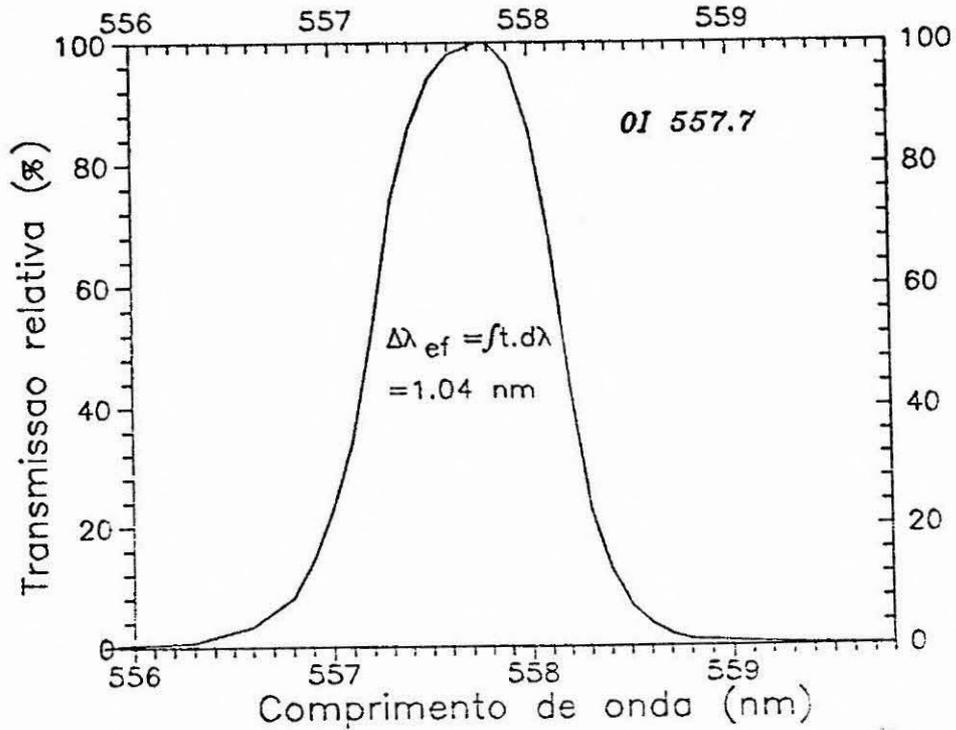


Fig. 5.6 - Curva de transmissão - OI $\lambda 557.7 \text{ nm}$.

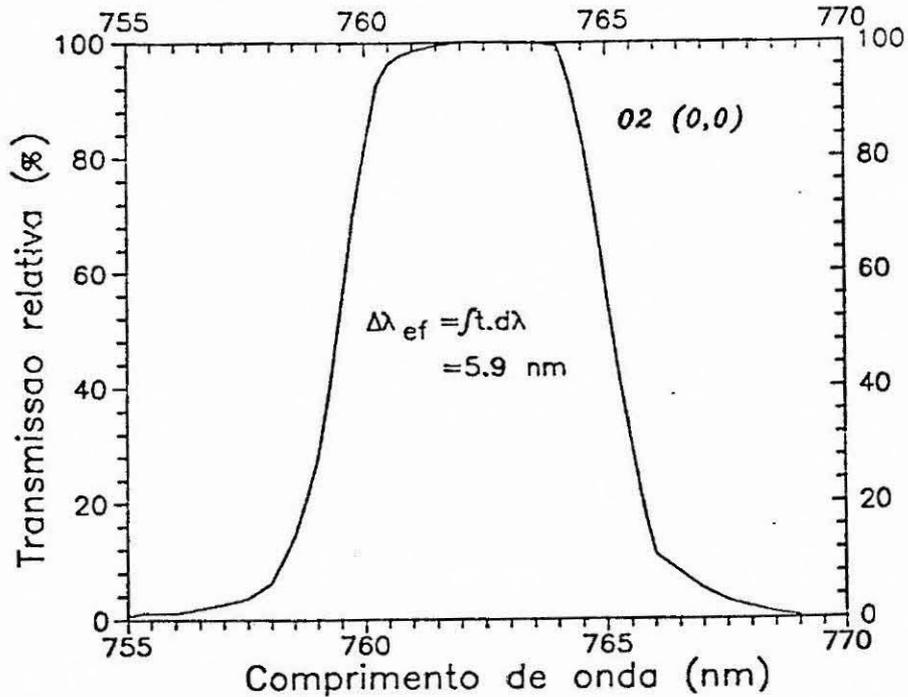


Fig. 5.7 - Curva de transmissão - O₂(0,0) $\lambda 761.9 \text{ nm}$.

5.5.2- Sensibilidade do Fotômetro

1) Definição

A geometria óptica do campo de visão do fotômetro está ilustrada na Figura 5.8. Levando-se em consideração que o fluxo de radiação, Φ_λ , relaciona-se com a radiância de uma fonte, B_λ , através dos fatores que estão indicados na geometria de visão do fotômetro (ver Apêndice B):

$$\Phi_\lambda = A \Omega B_\lambda \text{ (watt)} \quad (5.4)$$

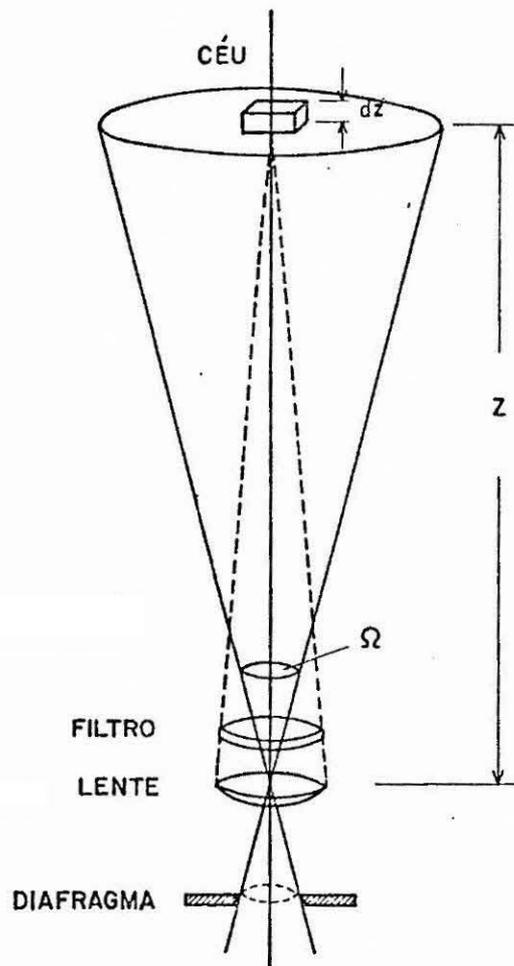


Fig. 5.8 - Diagrama do sistema óptico do fotômetro.

Assim, quando o fotômetro observa uma fonte de radiação superficial com radiância $B(\lambda)d\lambda$, a resposta do fotômetro será

$$J_{\lambda} = \beta \eta_{\lambda} T_{\lambda} A \Omega B(\lambda) d\lambda . \quad (5.5)$$

Definindo-se S_{λ} como

$$S_{\lambda} = \beta A \Omega \eta_{\lambda} T_{\lambda} \quad (5.6)$$

expressa-se J_{λ} , da equação 5.5, por

$$J_{\lambda} = S_{\lambda} B(\lambda) d\lambda . \quad (5.7)$$

O fator S_{λ} , denominado sensibilidade do fotômetro, engloba o conjunto de parâmetros característicos do instrumento. Se B_{λ} é medida em Rayleigh (R), a dimensão de S_{λ} será pulsos $R^{-1} s^{-1}$. Usualmente, para se obter o fator S_{λ} , uma fonte superficial de radiância espectral previamente conhecida é empregada.

A etapa seguinte diz respeito ao método experimental de calibração do fotômetro, através da determinação do fator S_{λ} .

ii) Determinação de S_{λ}

O esquema óptico da experiência que especifica a sensibilidade do fotômetro, S_{λ} , está ilustrado na Figura 5.9.

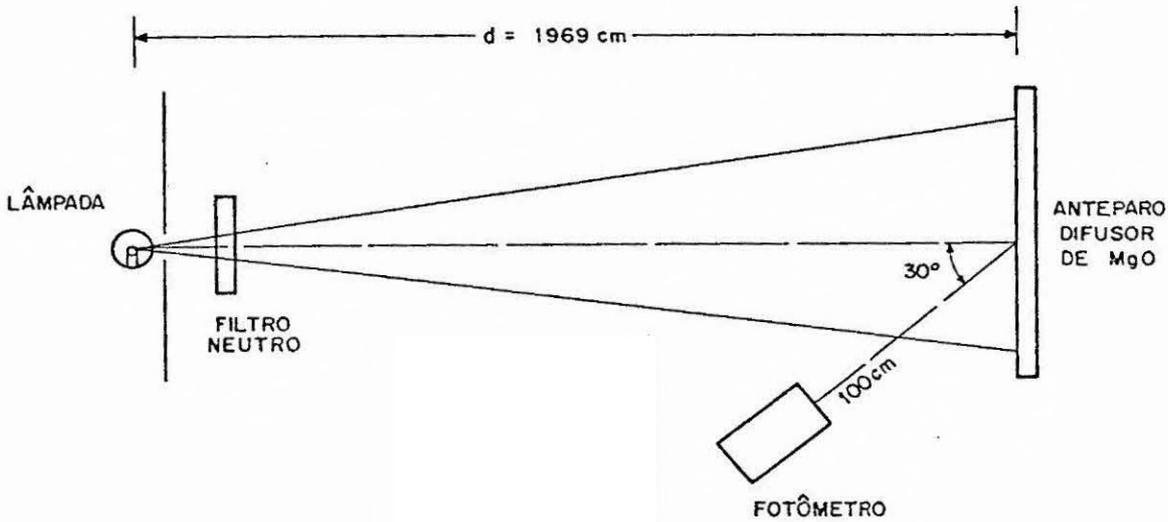


Fig. 5.9 - Diagrama de calibração do fotômetro (determinação da sensibilidade absoluta).

Uma lâmpada incandescente, construída pelo Epply Laboratory, ES-8315, e calibrada por uma lâmpada subpadrão do NBS (National Bureau of Standards) possui, no espectro desejado, a irradiância por comprimento de onda bem determinada (a uma distância da fonte $r = 50 \text{ cm}$). Assim, a irradiância $E(\lambda, r)$, num plano afastado de uma distância $d \text{ (cm)}$ da lâmpada, é dada pela Equação (vide Apêndice B):

$$E(\lambda, d) = (50/d)^2 E(\lambda, 50) \quad (\text{W cm}^{-2} \text{ nm}^{-1}) \quad (5.8)$$

Neste lugar, coloca-se um anteparo difusor, constituído de MgO (óxido de magnésio) em pó, cujo índice de refletividade é $\epsilon_\lambda = 0,98$ (Kulkarni e Sanders), de modo a simular uma fonte de radiação atmosférica (fonte difusa). A radiância superficial por comprimento de onda é calculada por (ver Apêndice B):

$$B(\lambda) = \frac{\epsilon_\lambda E(\lambda, d)}{\pi} \quad (\text{W cm}^{-2} \text{ str}^{-1} \text{ nm}^{-1}) \quad (5.9)$$

Para reduzir a irradiância da lâmpada, um filtro espectralmente neutro (independente de λ na faixa desejada), de transmissão $T_N(\lambda)$ medida em laboratório, é utilizado com o objetivo de caracterizar a simulação mencionada. Assim,

$$T_{N_\lambda} B(\lambda) \rightarrow B(\lambda) \quad . \quad (5.10)$$

A resposta do fotômetro que amostra a brilhância do anteparo difusor é obtida da Equação 5.7, no espectro λ de interesse,

$$J = \int_{\lambda} S_{\lambda} B(\lambda) d\lambda \quad . \quad (5.11)$$

Admitindo-se $B(\lambda)$ constante na faixa de transmissão do filtro e normalizando a função transmissão, T_{λ} , conforme a equação 5.2, obtêm-se:

$$\begin{aligned} J &= B(\lambda_o) \int S_o t_{\lambda} d\lambda \\ &= B(\lambda_o) S_o \int_{\lambda} t_{\lambda} d\lambda \\ &= B(\lambda_o) S_o (\Delta\lambda)_{ef}, \end{aligned} \quad (5.12)$$

onde $\lambda = \lambda_o$ é o pico de transmissão do filtro óptico e

$$(\Delta\lambda)_{ef} = \int_{\lambda} t_{\lambda} d\lambda \quad (5.13)$$

representa a largura efetiva do filtro. Por conseguinte, a Equação 5.12 permite calcular a sensibilidade S_{λ} do fotômetro, em $\lambda = \lambda_o$,

$$S_o = \frac{J}{B(\lambda_o) (\Delta\lambda)_{ef}} \quad (\text{pulsos } s^{-1} \text{ } w^{-1} \text{ } cm^2 \text{ } str) \quad (5.14)$$

ou, exprimindo $B(\lambda)$ em Rayleighs (ver Apêndice B),

$$S_o = 1.58 \cdot 10^{-11} \frac{J}{B_o \lambda_o (\Delta\lambda)_{ef}} \quad (\text{pulsos } s^{-1} R^{-1}) . \quad (5.15)$$

Em resumo, o que se faz é uma radiometria equiparativa entre uma fonte de radiação superficial, especificada pela radiância $B(\lambda)d\lambda$, e a luminescência atmosférica.

A Tabela 5.2 apresenta todas as etapas envolvidas para a obtenção da sensibilidade S_λ dos dois fotômetros.

5.6- TAXA VOLUMÉTRICA DE EMISSÃO

Da Equação 5.7, com $\lambda = (\lambda)_k$ (sequência finita de valores no espectro λ de interesse), tem-se:

$$J_\lambda = S_k B_k \quad (5.16)$$

ou, para o espectro todo,

$$J = \sum_{\lambda_k} S_k B_k \quad (5.17)$$

Visto que o fotômetro registra uma taxa de emissão integrada I é útil transformar a radiância ($W \text{ cm}^{-2} \text{ str}^{-1}$) em unidade Rayleigh (ver Apêndice B); logo

$$J = \sum_{\lambda_k} S_k I_k \quad (5.18)$$

1) O₂ atm., banda (0,0)

Para avaliar a taxa volumétrica de emissão V (fótons $s^{-1} cm^{-3}$), deve-se levar em consideração que a banda (0,0) é constituída por uma sequência de linhas espectrais, $(\lambda)_k$, cuja origem está no comprimento de onda $\lambda = 761.9$ nm, que corresponde ao pico de transmissão do filtro óptico (vide Fig. 5.6). A radiância I_k é, conseqüentemente, uma função espectroscópica das intensidades associadas às linhas rotacionais, $i_k(J)$ (ver Fig. 3.6).

Desde que

$$\sum_{\lambda_k} i_k = 1, \quad (5.19)$$

I_k pode ser expressa por

$$I_k = I_o i_k \quad (5.20)$$

sendo I_o : a intensidade da banda (0,0).

Seguindo a apreciação, da Equação 5.18 procede que

$$\begin{aligned} J &= \sum_k S_o t_k I_o i_k \\ &= S_o I_o \sum_k t_k i_k \end{aligned}$$

assim,

$$I_o = \frac{J}{S_o \sum_k t_k i_k} \quad (\text{Rayleigh}) \quad (5.21)$$

Finalmente, a taxa de emissão, V , é obtida diferenciando J em função da altitude z , e, lembrando que $1R = 10^6$ fótons $s^{-1} cm^{-2}$ coluna,

$$V = \frac{d/dz J}{10^{-6} S_o \sum_k t_k i_k} \quad (\text{fótons } s^{-1} cm^{-3}) \quad (5.22)$$

ii) OI $\lambda 557.7$ nm

Neste caso, $(\lambda)_k = \lambda$, cujo valor de t , corresponde ao comprimento de onda característico da emissão linha verde, $\lambda 557.7$ nm. A Figura 5.7 informa que $t = 94,5\%$. Por conseguinte, a Equação 5.7 assume a seguinte forma

$$J = S_o t I \quad (5.23)$$

ou

$$I = \frac{J}{S_o t} \quad (\text{Rayleigh}) \quad (5.24)$$

A taxa de emissão, V , é dada pela Equação:

$$V = \frac{d/dz J}{10^{-6} S_o t} \quad (\text{fótons } s^{-1} cm^{-3}) \quad (5.25)$$

A Tabela 5.3 indica os valores numéricos dos fatores úteis no cálculo da taxa de emissão.

TABELA 5.2

OBTENÇÃO DA SENSIBILIDADE ABSOLUTA DO FOTÔMETRO

ESPECIFICAÇÃO	F1- 557.7 nm	F2- 761.9 nm	REFERÊNCIA
E(λ , d=50cm) (W cm ⁻² nm ⁻¹)	1.28 10 ⁻⁶	2.39 10 ⁻⁶	Epply laboratory (ver apêndice B)
E(λ , d=1969cm) (W cm ⁻² nm ⁻¹)	7.58 10 ⁻¹⁰	1.53 10 ⁻⁹	Equação 5.8
B(λ) (W cm ⁻² str ⁻¹ nm ⁻¹)	2.36 10 ⁻¹⁰	4.77 10 ⁻¹⁰	Equação 5.9
T (neutro) (%)	3.32	3.14	Calibração (INPE)
λ_0 (píco) (nm)	557.9	762.0	Calibração (INPE) (Figuras 5.6, 5.7)
B(λ) (R nm ⁻¹)	276.57	722.11	Apêndice B
($\Delta\lambda$) _{ef} (nm)	1.04	5.90	Equação 5.13
J (kpulsos s ⁻¹)	45.2	88.1	Calibração (INPE) lâmpada Epply
S ₀ (pulsos s ⁻¹ R ⁻¹)	157.14	20.68	Equação 5.15

TABELA 5.3

PARÂMETROS PARA O CÁLCULO DA TAXA VOLUMÉTRICA DE EMISSÃO

		S	$\sum_k t_k i_k$	J
		(pulsos s ⁻¹ R ⁻¹)		(pulsos s ⁻¹)
OI	λ557.7	157.14	0.945	contagens pro porcionadas
O ₂ (0,0)	λ761.9 nm	20.68	0.925 (= t)	pelos fotômetros a bordo do foguete Sonda III

CAPÍTULO 6

OBSERVAÇÃO E REDUÇÃO DE DADOS

6.1- VÔO LOGÍSTICO

O foguete Sonda III foi lançado da base de lançamento da "Barreira do Inferno", em Natal, RN, Brasil, (5.8°S, 32.2°W), no dia 11 de dezembro de 1985, às 23:30 GMT (20:30 hora civil do Brasil).

Tecnicamente, o voo logístico atingiu o êxito esperado. O ângulo de elevação do foguete na rampa de lançamento foi de 81°. Após a queima do segundo estágio - altitude registrada em 52 km -, quando o foguete adquiriu as condições limites de voo livre, apresentou, então, um ângulo médio de elevação em torno de 73°, adicionado a um pequeno cone de abertura angular típica de $\pm 4^\circ$ com período precessional de 16.2 segundos. A taxa de spin (frequência de rotação), obtida durante a queima, foi 5.2 r.p.s. O apogeu, registrado em 381 seg. de voo, constou de 524.4 km em altitude.

No dia 11 de dezembro, o ocaso do sol ocorreu em 18:47 (hora civil) e o ocaso da lua, 18:39 (hora civil); ambos eventos assegurando as condições de céu escuro para o voo. A atividade geomagnética foi relativamente baixa, sendo o índice K_p igual a 2.

6.2- ATITUDE DO FOGUETE

Para interpretar adequadamente as observações, faz-se necessário conhecer com uma relativa precisão a atitude do veículo de sondagem, ou seja, deve-se levar em consideração a geometria do fotômetro de luminescência com respeito ao caminho observado pelo mesmo ao atravessar a camada de "nightglow". Neste voo do Sonda III a atitude foi determinada da correlação entre dois conjuntos de medidas: os dados provenientes do magnetômetro de dois eixos; e das informações coletadas por um radar banda-C (4-8 GHz) que acompanhava do solo a trajetória do foguete.

A atitude do veículo, oferecida pelo magnetômetro a bordo do foguete, é referente ao vetor campo magnético terrestre. Os sensores magnéticos axial e transversal indicam diretamente as taxas de spin e precessão do foguete. A posição do foguete (F), determinada pela direção de seu eixo principal OC relativo ao campo \vec{H} , é representada pela geometria da Figura (6.1), onde ϕ representa o ângulo de cone precessional e θ o ângulo zenital. Através dos dados proporcionados pelos sensores magnéticos e da posição do veículo deduzida em relação ao campo \vec{H} , foi possível obter a definição de um cone de precessão na esfera celeste, sendo que o eixo de precessão do foguete OC compreendeu uma abertura angular de 4° .

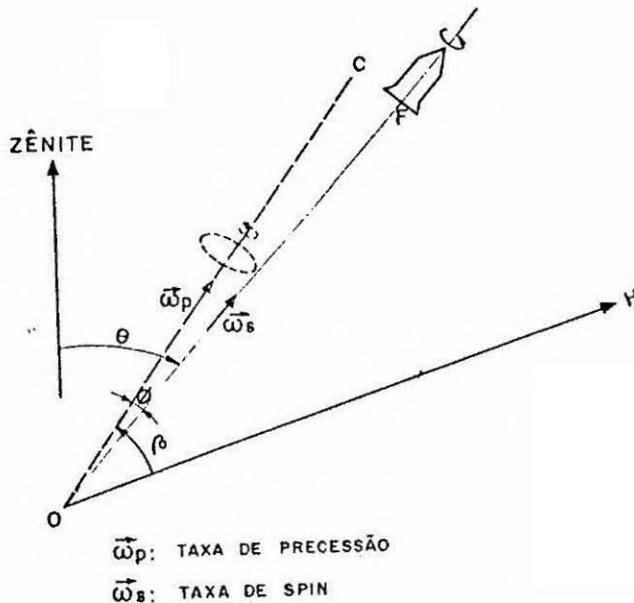


Fig. 6.1 - Geometria do foguete em relação ao campo magnético.

A trajetória do veículo pôde ser acompanhada do ponto de vista de um referencial inercial fixado à rampa de lançamento, conforme ilustra a Figura 6.2. Das informações obtidas pelo radar, tornou-se possível determinar a altitude do foguete instantaneamente no tempo relativo à telemetria do sinal. Nessas condições, inferiu-se um ângulo azimutal médio de 75° e um ângulo zenital médio de 17° .

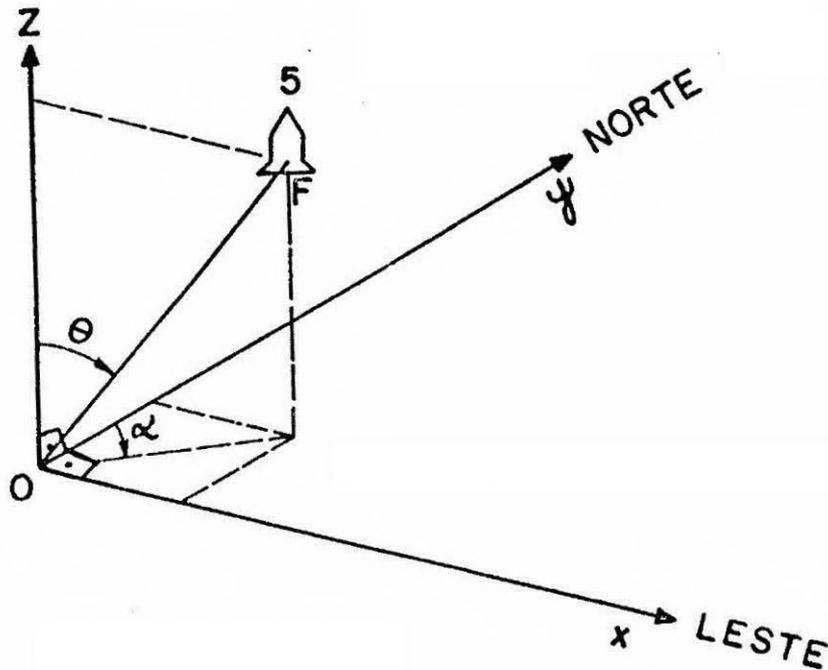


Fig. 6.2 - Coordenadas geográficas (rampa de lançamento).

6.3- SINAL DOS FOTÔMETROS

As Figuras 6.3 e 6.4 mostram os perfis preliminares de intensidade das emissões de $OI \lambda 557.7 \text{ nm}$ e $O_2(0,0) \lambda 761.9 \text{ nm}$, correspondendo à trajetória ascendente ("upleg") do foguete. As intensidades estão apresentadas em pulsos por período de 4.8 ms (taxa de amostragem da telemetria, conforme Figura 5.3).

Durante a desenvolvimento dos fotômetros, dispostos à região externa pelo sistema pneumático na altitude de aproximadamente 76 km, ambos os sinais ampliaram-se rapidamente, a níveis não correspondentes aos esperados pela emissão de "airglow". Depois de um certo ponto, este sinal espúrio voltou a decrescer, tornando-se, aparentemente, negligenciável. O canal óptico F1, como pode ser verificado na Figura 6.3, registrou esta contaminação entre as altitudes de 77 km e 88 km, sustentando sua característica sensitiva; já o canal F2 (Figura 6.4) apresentou, além da contaminação entre 77 km e 82 km, uma perda de sinal (saturação do sinal), até, aproximadamente, 92 km e, conseqüentemente,

não foi possível conhecer o instante em que a contaminação cessou - este fato foi prejudicial na análise do perfil emissivo de $O_2(0,0)$ $\lambda 761.9$ nm. A origem e as características desta radiação espúria têm merecido, atualmente, uma considerável importância nos trabalhos de O'Neil et al., 1979; Greer et al., 1983 e, recentemente, Clemesha et al., 1987.

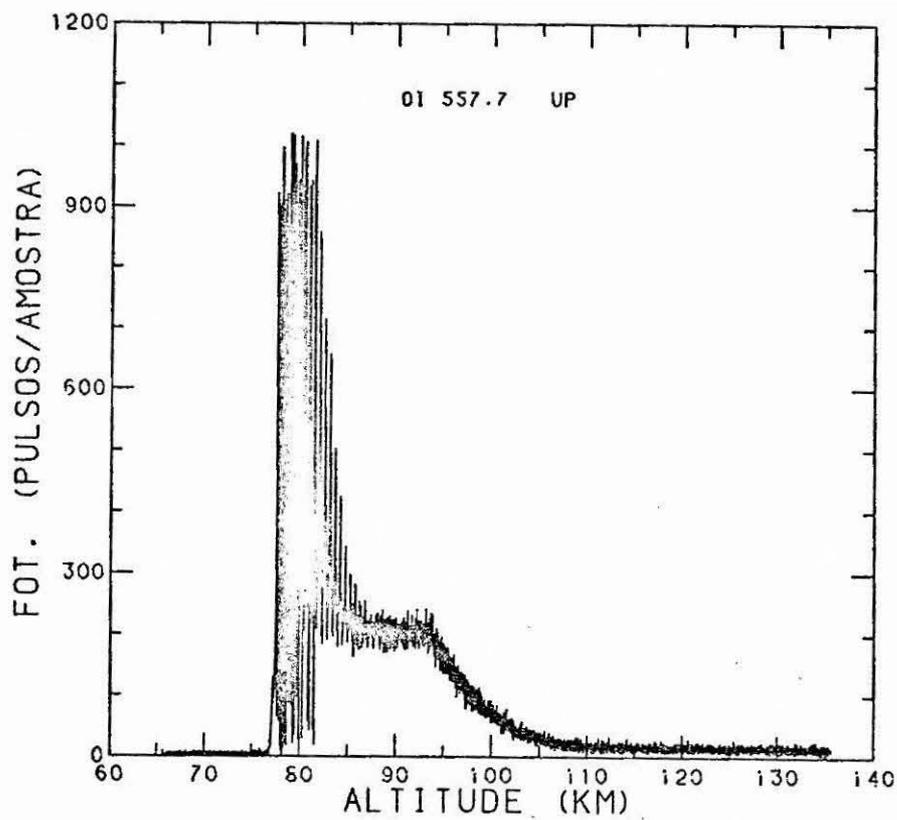


Fig. 6.3 - Sinal do canal óptico F1 - "upleg".

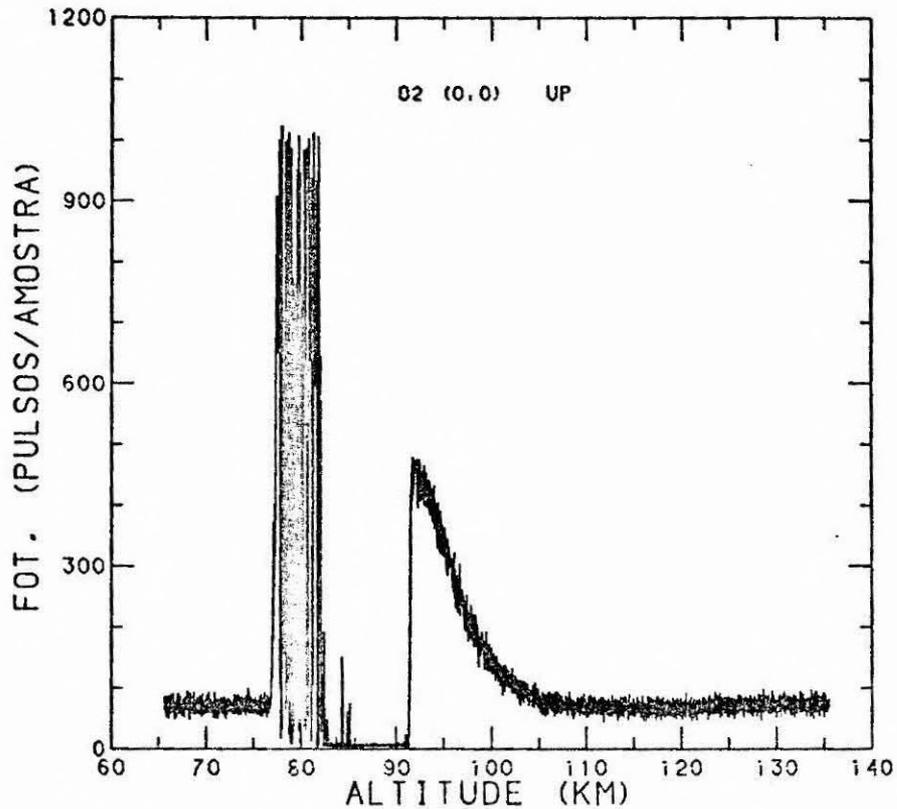


Fig. 6.4 - Sinal do canal óptico F2 - "upleg".

Em relação à trajetória descendente ("downleg") do foguete, conforme indicam as Figuras 6.5 e 6.6, a contaminação do sinal também existiu, mas somente foi detectada em altitudes abaixo de 82 km (sinal relativo ao canal óptico F1, vide Figura 6.5). Um substancial aumento na temperatura (em torno de 10°C) da fotomultiplicadora do canal F2, indicado por um sensor de temperatura acoplado a F2, causou um nível de ruído eletrônico tal que saturou a etapa de discriminação do sinal. O resultado disso foi a perda completa dos dados para a emissão de $O_2(0,0)$ no "downleg" (vide Figura 6.6). As características de banda passante dos filtros ópticos também foram alteradas, segundo será discutido na Seção 6.4.

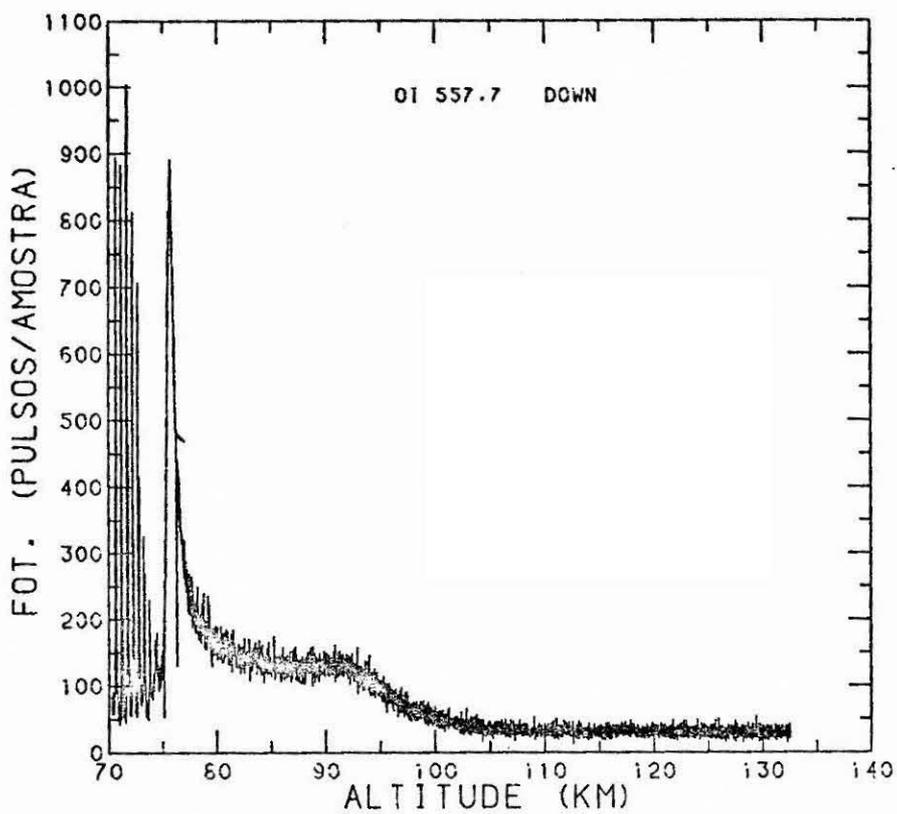


Fig. 6.5 - Sinal do canal óptico F1 - "downleg".

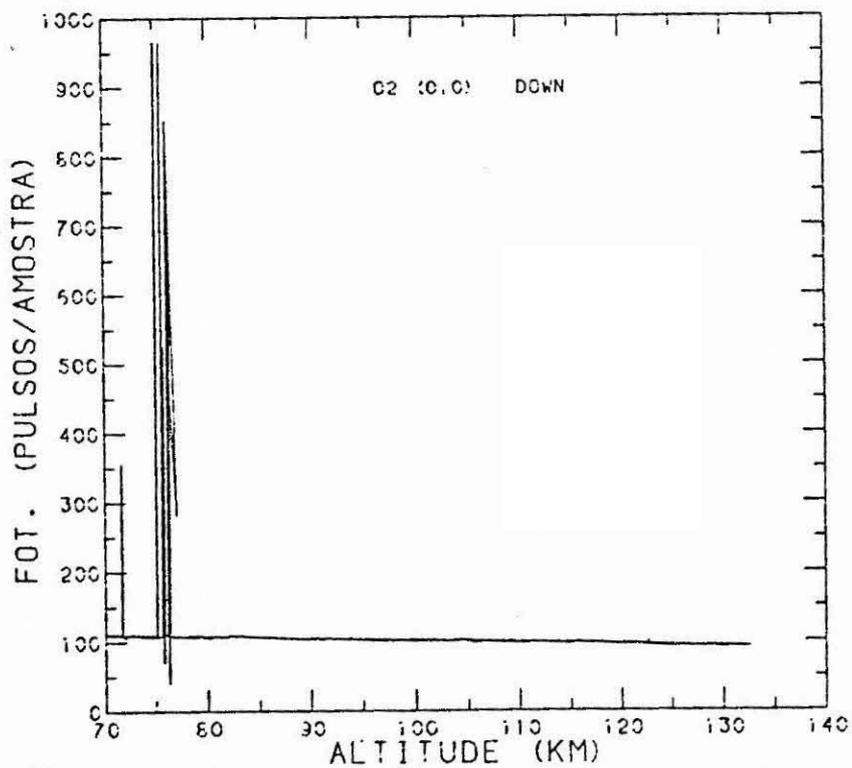


Fig. 6.6 - Sinal do canal óptico F2 - "downleg" .

6.4- CORREÇÕES INICIAIS

O perfil integrado resultante é constituído, geralmente, de duas partes principais:

- a) O sinal fotométrico da região de interesse - constituído, frequentemente, de duas ou mais componentes de origens fotoquímicas diferentes; por exemplo, o espectro da linha verde OI $\lambda 557.7$ nm possui uma banda de OH muito próxima, dependendo, evidentemente, das características de banda passante do filtro; o "continuum" verde ($\text{NO}_2 + \text{O} \xrightarrow{\text{M}} \text{NO}_2 + \text{H}\nu$, de acordo com Becker et al., 1972) também co-existe espacialmente e espectralmente com a emissão OI $\lambda 557.7$ nm. Não foi configurado um canal óptico de auxílio para monitorar a emissão de "nightglow continuum" no voo do Sonda III. O erro cometido, ao negligenciar sua dependência em altitude na correção ao sinal fotométrico de interesse, é relativamente pequeno se, a intensidade do "continuum", for assumida menor do que 10 R/nm (McDade, 1984). Uma comparação relativa entre o perfil das emissões observadas pelo Sonda III e o perfil de "nightglow continuum" medido pela campanha ETON (Greer et al., 1986), mostra uma intensidade de "continuum" não superior a 5 R/nm, ou seja, para a emissão OI $\lambda 557.7$ nm, um erro cometido inferior a 2% em relação à intensidade total da linha.
- b) O sinal de fundo devido às emissões de alta altitude (por exemplo, linha verde da região F, luz estelar) adicionado à corrente de escuro da fotomultiplicadora. Os dois sinais têm origens distintas; contudo, para tratá-los adequadamente, é preferível indiscriminá-los na forma de uma única componente de emissão apresentando, em média, um valor constante durante a passagem pela camada de emissão "nightglow". Sendo assim, a intensidade de "nightglow" pode ser obtida, de uma maneira direta, pela subtração desta componente. O canal F1 (OI $\lambda 557.7$) apresentou, no voo ascendente, um ruído de fundo bem inferior em relação ao voo descendente - 2.8 k pulsos s^{-1} para 6.2 k pulsos s^{-1} -, provavelmente devido ao efeito do aumento na temperatura do voo aerodinâmico. Para o canal F2 ($\text{O}_2(0,0) \lambda 761.9$ nm),

o nível estabeleceu-se em torno de 14.8 kpulsos s^{-1} (vôo ascendente).

O movimento precessional do foguete, conforme introduzido na Seção 6.2, modula o perfil integrado da emissão, originando uma complicação adicional no processo de refinamento dos dados - o campo de visão do fotômetro muda instantaneamente de direção e, para valores de ângulos zenitais, θ , consideráveis, necessita-se fazer uma correção (efeito van Rhijn). Para corrigir este efeito, deve-se formular uma função dependente da altitude que module a variação da amplitude do movimento. Não obstante, optou-se por uma correção mais simples, envolvendo apenas o fator multiplicativo $\cos \theta$ à intensidade observada - $\theta = \bar{\theta} \pm \phi/2$, onde $\bar{\theta}$ é o ângulo zenital médio (17°) e ϕ o ângulo de cone precessional (4°) -, tendo em vista a não observância de variações periódicas bem definidas na amplitude dos sinais fotométricos obtidos. O período de tempo correspondente à passagem do foguete pela camada de emissão "nightglow" é de, aproximadamente, 8 segundos, conseqüentemente, a incerteza relativa no ângulo zenital θ , é da ordem de $\pm 1^\circ$. Desta forma, o erro sistemático cometido tem a mesma magnitude do ruído aleatório introduzido pelo sistema de detecção.

A sensibilidade absoluta da fotomultiplicadora é uma medida útil no cálculo da taxa volumétrica da emissão. Para verificar sua variabilidade a bordo do foguete, uma fonte de luz de gás trítio ("betalight"), um isótopo do hidrogênio, que emite partículas beta de baixa energia em colisões com um envoltório de fósforo, foi usada com a finalidade de calibração. A Tabela 6.1 fornece as contagens produzidas pela "betalight" em diferentes situações. Pode-se inferir que a sensibilidade absoluta dos canais ópticos F1 e F2 variaram entre 1 a 3%, respectivamente, em comparação com a sensibilidade absoluta medida em laboratório pela lâmpada padrão da Epply.

TABELA 6.1

CONTAGENS PROPORCIONADAS PELA LÂMPADA "BETALIGHT"

	F1 ($\lambda 557.7$) J (k pulsos s^{-1})	F2 ($\lambda 761.9$) J (k pulsos s^{-1})
Laboratório	44.2	33.0
Lançamento do foguete	42.8	32.9
Apogeu do foguete	43.2	--

O efeito na variação da temperatura nos fotômetros durante o voo também deve ser considerado como uma importante fonte de erro na avaliação da sensibilidade da fotomultiplicadora a bordo do foguete. Está bem estabelecido que, com o aumento da temperatura, o comprimento de onda do pico de transmissão do filtro também cresce (Eather e Reasoner, 1969). Para se obter um diferencial indicativo deste desvio, foram efetuadas várias medidas de calibração dos filtros, fazendo variar a temperatura superficial do dielétrico (comum aos filtros). Um desvio em torno de $0.02 \text{ nm}/^{\circ}\text{C}$ e uma mudança praticamente desprezível na forma da banda passante sintetizam este efeito termométrico observado nos filtros. Uma correção deste porte deve ser empregada para deduzir a taxa de emissão relativa aos dados do canal F1, voo descendente, onde registrou-se um aumento de 10°C , provocando, por conseguinte, um deslocamento de pico da ordem de 0.2 nm - deduz-se um coeficiente de transmissão relativo, t_{λ} , vide Figura 5.6, de 81%.

6.5- OBTENÇÃO DOS PERFIS VOLUMÉTRICOS DE EMISSÃO

Os perfis volumétricos de emissão são obtidos pela diferenciação dos dados correspondentes às intensidades integradas de emissão (vide Seção 5.6). Para obtenção de perfis de emissão efetivos é essencial, efetuada a etapa das correções iniciais, empreender uma análise dos métodos que façam uma filtragem do ruído aleatório dos dados originais conservando, no entanto, a estrutura aeronômica característica da curva de emissão "nightglow".

Dois métodos de diferenciação ("smoothing") amplamente utilizados para estes fins foram testados (Murtagh, 1984): método da transformada de Fourier e o método do ajuste incremental linear (deslocamento da função $y = ax + b$ pelo ajuste dos mínimos quadrados). O segundo revelou-se mais eficiente para conter as grandes flutuações oriundas nas derivadas, sem prejuízo nas particularidades das curvas de emissão e, principalmente, nas descontinuidades de fronteiras (início da camada de emissão "nightglow"), onde a transformação de Fourier deixa de produzir importantes informações. Os resultados logrados são apresentados nas Figuras 6.7, 6.8, 6.9, 6.10, 6.11, 6.12 envolvendo um intervalo médio de pontos para o ajuste na ordem de 2.5 km. Uma estimativa para a incerteza ponto-a-ponto (ruído randômico) pode ser conseguida por intermédio do desvio padrão relativo ao gradiente (coeficiente linear da reta) de cada ajuste incremental (consultar Tabela 6.2).

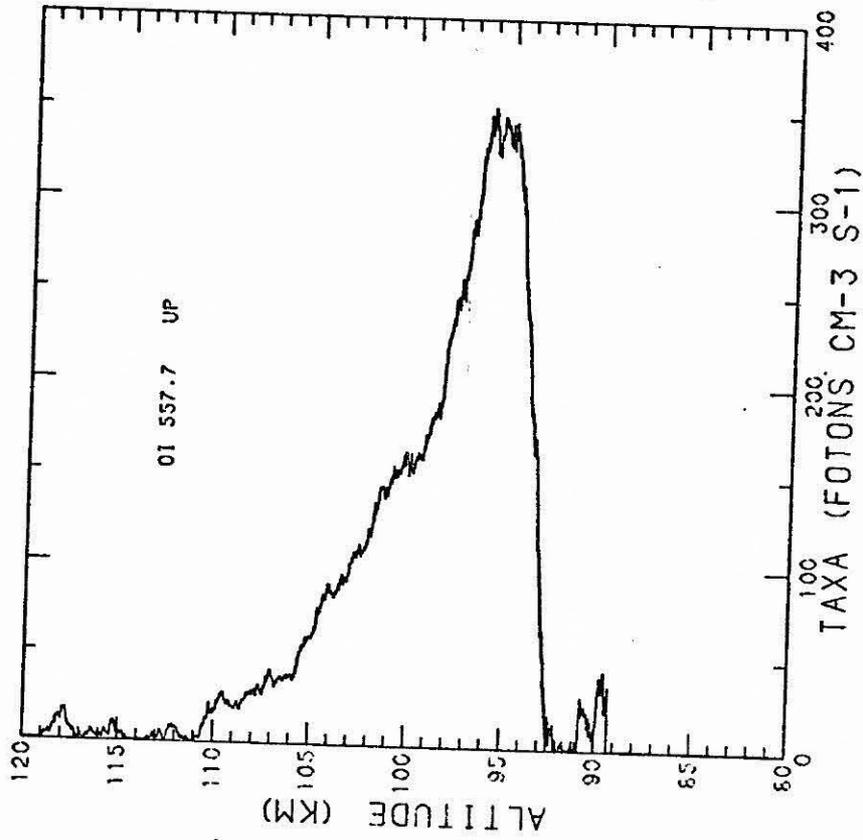


Fig. 6.8 - OI λ 557.7 nm (subida), taxa volumétrica de emissão. Pico de emissão: 96 ± 1 km. Incerteza do perfil na camada de emissão (93-110 km): $\pm 13\%$.

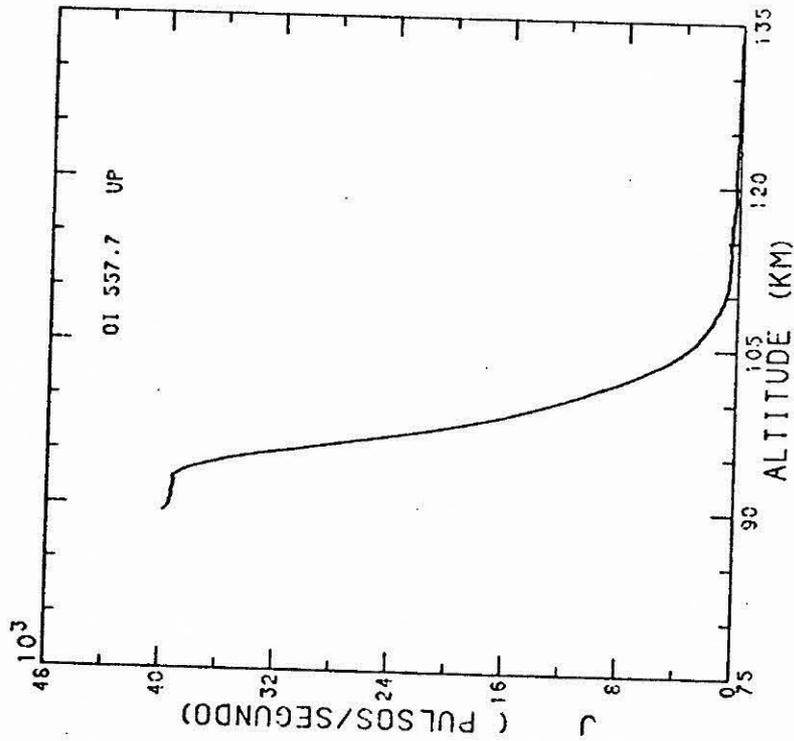


Fig. 6.7 - OI λ 557.7 nm (subida), contagens do canal FI. Intensidade integrada I = 249 ± 10 R.

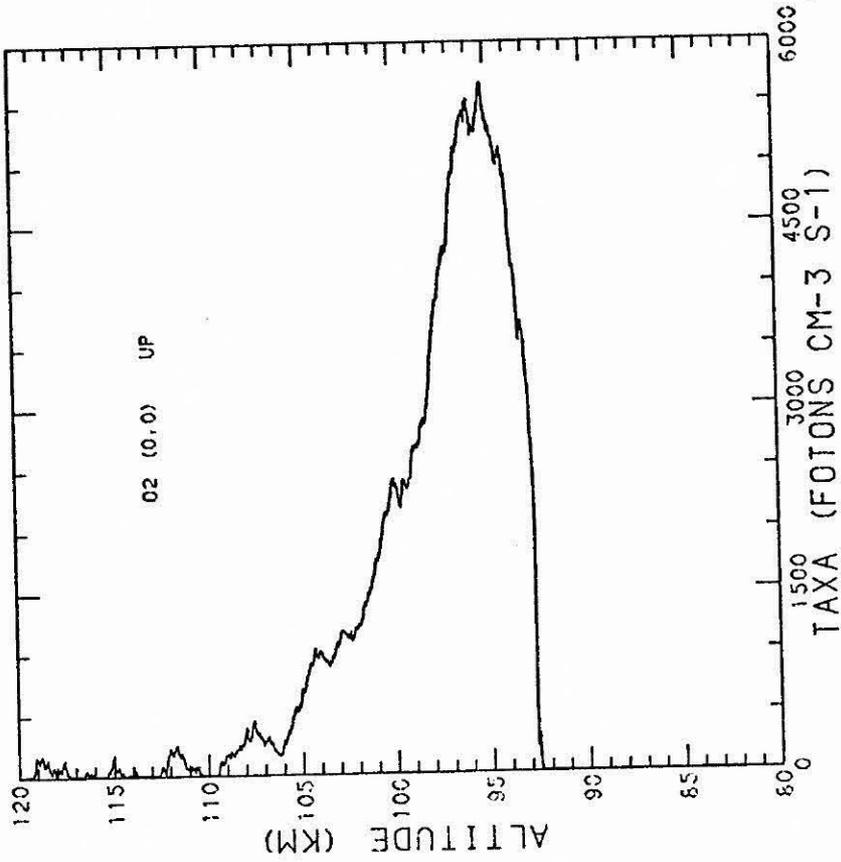


Fig. 6.10 - $O_2(0,0)$ $\lambda 761.9$ nm (subida), taxa volumétrica de emissão. Altitude de pico: 95 ± 1 km. Incerteza do perfil na camada de emissão (93-108 km): 15%.

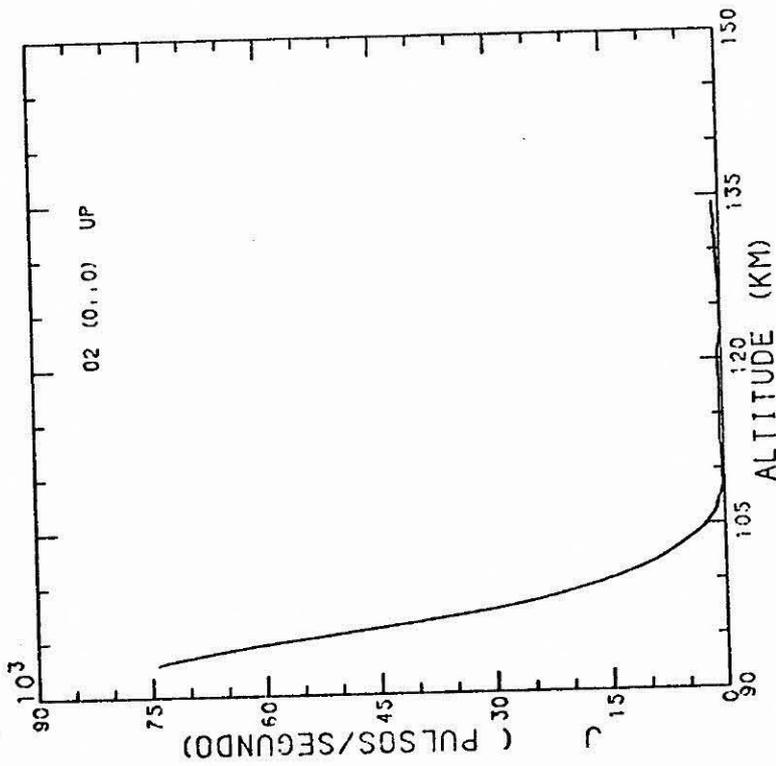


Fig. 6.9 - $O_2(0,0)$ $\lambda 761.9$ nm (subida) contagens de canal F2. Intensidade integrada $I = 3.76 \pm 0.1$ kR.

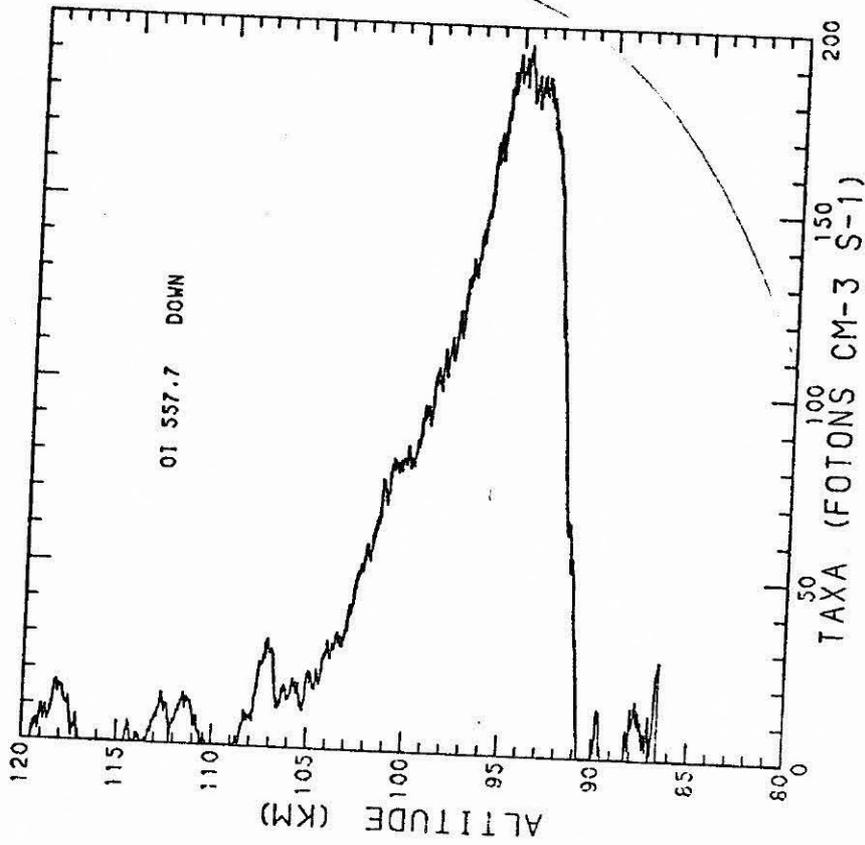


Fig. 6.12 - OI λ 557.7 nm (descida), taxa volumétrica de emissão. Altitude de pico: 94.5 ± 1.5 km. Incerteza do perfil na camada de emissão (90-108 km): $\pm 18\%$.

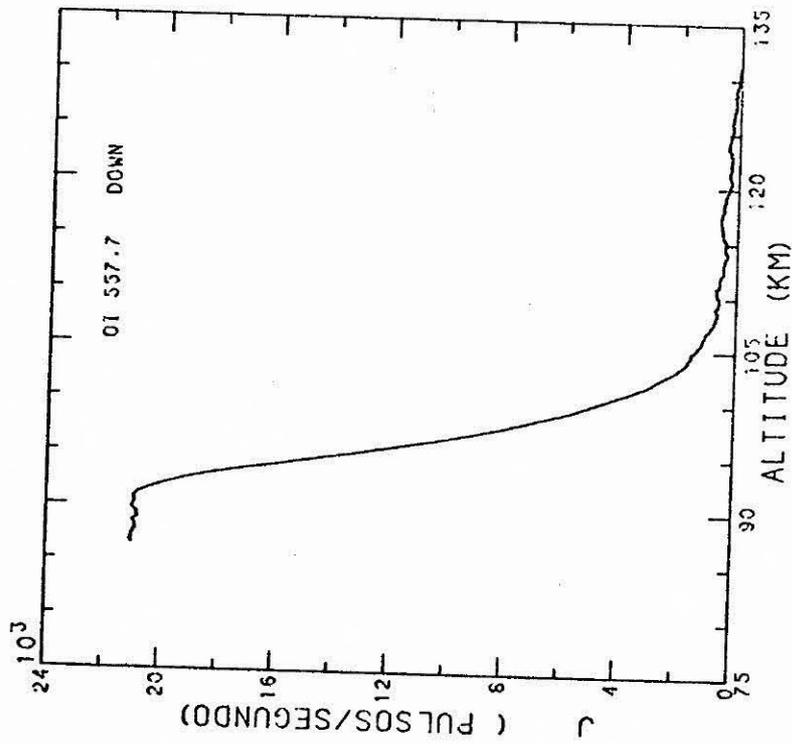


Fig. 6.11 - OI λ 557.7 nm (descida), contagens do canal FI. Intensidade integrada: 150 ± 6 R.

TABELA 6.2

TAXA VOLUMÉTRICA DE EMISSÃO EM FÓTONS $\text{CM}^{-3} \text{S}^{-1}$

ALT. (Km)	OI 557.7 nm		O ₂ 761.9 nm		OI 557.7 nm	
	EMISSÃO	ERRO	EMISSÃO	ERRO	EMISSÃO	ERRO
90.0	7.26	16.84	0.00	130.00	0.00	9.11
90.5	19.50	15.82	20.00	147.12	19.58	9.13
91.0	0.00	15.97	200.00	152.15	22.85	9.11
91.5	0.84	15.48	300.12	157.29	64.44	9.84
92.0	8.92	16.01	370.13	154.82	98.97	10.00
92.5	10.99	15.63	584.12	159.12	140.08	10.10
93.0	73.61	16.90	3167.21	171.61	172.10	9.79
93.5	161.58	16.88	3785.64	176.14	187.29	9.77
94.0	238.92	16.76	4767.89	170.12	180.55	9.71
94.5	305.51	16.74	5038.62	156.99	191.73	9.38
95.0	328.02	16.12	5415.80	160.56	192.25	9.10
95.5	344.04	15.62	5282.35	160.01	183.10	8.91
96.0	345.19	15.34	5376.21	151.58	167.07	8.45
96.5	329.85	15.00	5118.69	151.18	148.78	8.32
97.0	281.23	14.49	4558.10	150.77	134.46	7.96
97.5	252.40	14.15	4129.61	144.74	121.25	7.44
98.0	229.61	13.13	3476.95	137.38	110.59	7.29
98.5	182.70	12.31	2858.21	135.67	105.44	6.89
99.0	177.66	11.45	2656.59	129.38	94.02	6.76
99.5	159.68	10.63	2363.62	116.31	89.76	6.67
100.0	157.28	9.86	2336.68	104.97	81.68	6.23
100.5	151.30	9.61	2119.27	102.85	80.04	6.10
101.0	144.83	9.69	1772.09	98.00	77.62	5.87
101.5	141.56	8.68	1437.74	92.47	66.19	5.97
102.0	117.86	8.68	1230.32	92.87	55.07	5.87
102.5	107.51	8.57	1112.39	92.04	49.17	5.87
103.0	100.17	7.78	1102.98	87.18	37.68	5.93
103.5	87.93	7.44	925.25	87.52	29.61	5.97
104.0	83.33	7.33	1009.46	87.99	28.53	5.95
104.5	73.52	6.83	873.15	88.08	19.92	5.75
105.0	59.29	6.81	692.07	87.35	21.07	5.75
105.5	51.09	6.45	471.21	91.03	18.39	5.62
106.0	38.76	6.18	283.34	88.24	13.98	5.32
106.5	37.59	5.74	182.79	83.37	12.18	5.25
107.0	30.09	5.68	256.04	81.24	26.28	5.06
107.5	28.02	5.49	370.35	81.74	24.05	5.02
108.0	24.20	5.79	363.73	77.21	7.21	4.89
108.5	26.64	5.81	193.14	74.57	3.20	4.76
109.0	23.43	5.74	153.83	77.88	0.00	4.77
109.5	19.74	5.58	0.00	76.02	0.00	5.08
110.0	25.69	5.64	0.00	75.40	0.00	5.06
110.5	15.29	5.61	24.41	78.66	0.00	5.19
111.0	8.80	5.47	35.06	75.36	6.51	5.20
111.5	0.00	5.41	80.65	75.93	8.40	5.35
112.0	0.69	5.55	118.69	75.64	5.62	5.32
112.5	7.85	5.35	53.07	76.39	8.35	5.27
113.0	0.31	5.56	0.00	78.27	6.89	5.19
113.5	1.75	5.51	0.00	78.07	0.48	5.17
114.0	0.82	5.22	11.89	76.89	0.92	5.32
114.5	0.00	5.31	0.00	76.20	2.36	5.35
115.0	0.00	5.37	89.31	75.47	0.00	5.26
115.5	2.85	4.85	0.00	76.29	0.00	5.14
116.0	3.46	4.81	14.89	77.92	0.00	4.97
116.5	3.06	5.32	33.82	80.44	0.00	5.01
117.0	0.65	5.48	0.00	83.65	0.00	4.87
117.5	6.74	5.37	33.31	82.33	5.87	4.53
118.0	10.37	5.23	27.31	79.47	6.42	4.45
118.5	4.65	5.04	85.12	78.49	7.77	4.41
119.0	0.00	4.37	98.55	74.41	7.97	4.44
119.5	0.00	4.37	20.20	73.05	1.53	4.50
120.0	0.00	4.36	0.00	75.22	0.00	4.50

voo "up"

voo "up"

voo "down"

CAPÍTULO 7

DISCUSSÃO

7.1- ANÁLISE CRÍTICA DAS OBSERVAÇÕES

Nesta seção discutir-se-á, em detalhes, os perfis de emissão observados por fotômetros a bordo do Sonda III, inerentes às emissões de quimioluminescência de $O_2(b^1\Sigma_g^+ - X^3\Sigma_g^-)$ banda (0,0), $\lambda 761.9$ nm e $O(^1S - ^1D)$ $\lambda 557.7$ nm, presentes no "nightglow" atmosférico da região equatorial. Em seguida, é mostrado um mapeamento comparativo com outras fontes observacionais.

Deve-se considerar que a confiabilidade dos perfis observados é melhor do que 15% na região de emissão. Permite-se, com isso, extrair significativas conclusões a respeito dos modelos teóricos propostos que melhor respondam às observações.

1) Perfis de OI $\lambda 557.7$ nm

A Figura 7.1 exibe o perfil de emissão do voo ascendente em confronto com o perfil do voo descendente. A diferença espacial na trajetória do Sonda III, em relação ao referencial rampa de lançamento, entre as camadas simétricas de emissão dista de, aproximadamente, 400 km. Por conseguinte, é perfeitamente esperado que aconteçam correspondentes alterações nas taxas volumétricas de emissão. Com efeito, um decréscimo em torno de 60% foi observado no perfil do voo descendente, ocorrendo, também, um deslocamento em torno de 1 km no pico de máxima emissão em relação ao perfil ascendente. Além disso, o efeito de aquecimento sobre o canal óptico F1 (mencionado na Seção 6.4) pode ter contribuído de uma maneira ainda mais substancial do que a correção prevista anteriormente à taxa de emissão do perfil descendente.

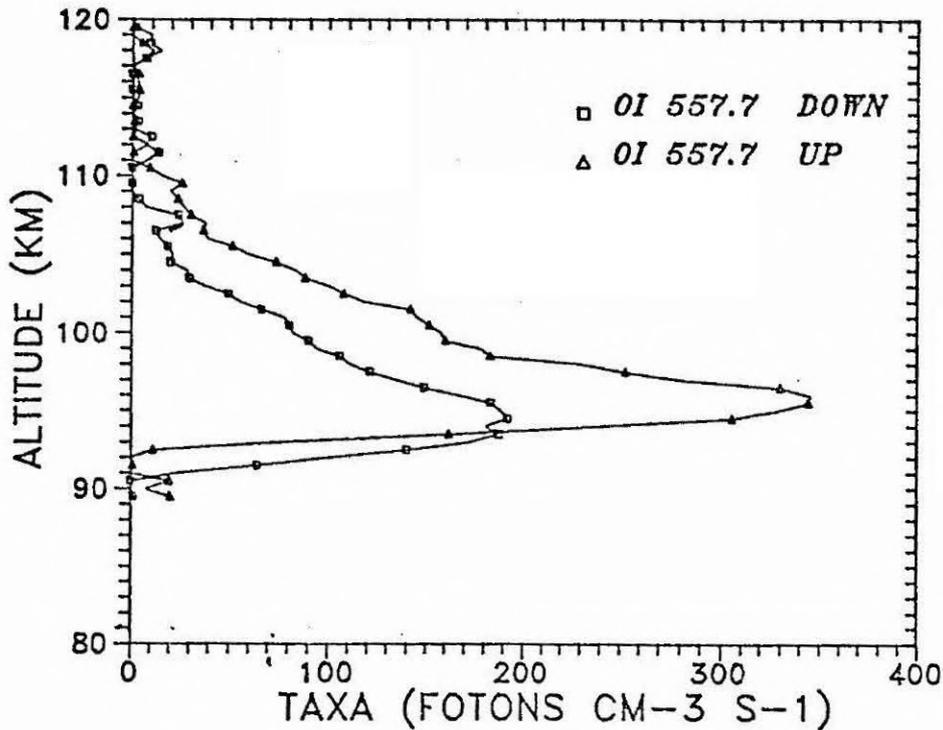


Fig. 7.1 - OI $\lambda 557.7$ nm - perfil de emissão observado.

A estrutura do perfil ascendente evidencia um pico de emissão próximo a 96 km, com incerteza relativa de 1 km e uma espessura média, Δh , da camada de emissão em torno de 6 km - Δh geralmente é referida como sendo a diferença de altitude entre os pontos simétricos de $1/2 V_{\max}$ (V_{\max} : valor máximo da taxa volumétrica de emissão). Com relação ao perfil descendente, o pico de emissão situa-se em 94.5 ± 1.5 km e espessura média de 7 km.

.i)- Perfil de $O_2(0,0)$ $\lambda 761.9$ nm

A Figura 7.2 apresenta o perfil emissivo de $O_2(0,0)$. De acordo com o que foi mencionado na Seção 6.1, a respeito da saturação do sinal do canal óptico F2, o perfil acha-se coibido das informações de luminescência nas altitudes inferiores a 93 km. Esta carência delimita um cálculo preciso de intensidade integrada de "nightglow", além de conferir um considerável erro na fronteira da camada de emissão - o sinal sofre uma descontinuidade não-tratável

pelo método do ajuste incremental linear (conforme atesta a Tabela 6.2).

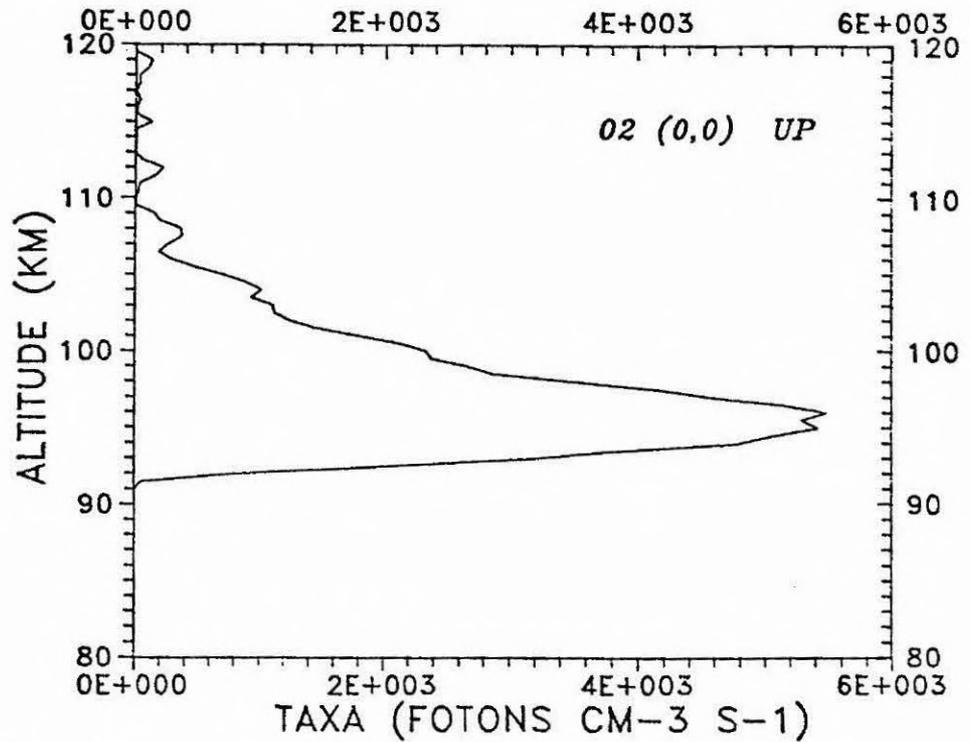


Fig. 7.2 - $O_2(0,0)$ $\lambda 761.9$ nm - perfil de emissão observado.

O pico de emissão ficou próximo a 95 ± 1 km, revelando uma espessura média de emissão em torno de 7 km.

A Tabela 7.1 compila uma série de perfis oriundos de observações a bordo de foguetes, por diferentes autores, referentes às duas emissões tratadas no presente trabalho. Pode-se notar que a maior parte das medidas registradas pertencem às regiões de alta e média latitudes. Na região equatorial, além dos dados devido a Kulkarni, 1976, referente à emissão da linha verde $\lambda 557.7$ nm, não existem outras medidas diretas. Os resultados das duas medidas ópticas expostos no presente trabalho proporcionam uma contribuição adicional sobre a posição e a forma das respectivas camadas de emissão na região equatorial.

A Figura 7.3 compara os dados do presente trabalho com os dados obtidos por Greer et al., 1986. A diferença entre as altitudes de máxima emissão ($\Delta h_{\max} = h_{\max 557.7} - h_{\max 761.9}$) é um ponto de des-

TABELA 7.1

PERFIS DE EMISSÃO POR VÁRIOS AUTORES

Emissão	Autores	I (R)	V ($h\nu \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$)	h (km)	Δh (km)	Localidade (latitude, longitude)	Data e horário(TU) de lançamento
O ₁ λ 557.7	Kulkarni et al. 1976	66	50	102	11	Thumba ($8^{\circ}\text{N}, 76^{\circ}\text{E}$)	03/02/1973-19.05
	Witt et al. 1978	160	130	97	10	South Uist ($57^{\circ}\text{N}, 7^{\circ}\text{W}$)	07/03/1975-22.55
	Thomas e Young, 1981	120	140	95	7	White Sands ($32^{\circ}\text{N}, 253^{\circ}\text{E}$)	11/07/1977-05.45
	Greer et al. 1986	165	190	97	7	South Uist ($57^{\circ}\text{N}, 7^{\circ}\text{W}$)	23/03/1982-23.12
	Ogawa et al. 1987	200	180	96	8	Uchinoura ($31^{\circ}\text{N}, 131^{\circ}\text{E}$)	24/08/1981-12.00
	*Dados deste trabalho	249	345	96	6	Natal ($5^{\circ}\text{S}, 32^{\circ}\text{W}$)	11/12/1985-23.30
O ₂ λ 761.9	Deans et al. 1976	1400	750	91	17	Churchill ($58^{\circ}\text{N}, 94^{\circ}\text{S}$)	23/01/1974-06.06
	Witt et al. 1979	6300	6200	94	10	South Uist ($57^{\circ}\text{N}, 7^{\circ}\text{W}$)	07/03/1975-22.55
	Watanabe et al. 1981	5000	-----	94	13	Uchinoura ($31^{\circ}\text{N}, 131^{\circ}\text{E}$)	17/01/1975-09.35
	Greer et al. 1986	3950	4200	95	7	South Uist ($57^{\circ}\text{N}, 7^{\circ}\text{S}$)	23/03/1982-21.27
	Ogawa et al. 1987	6100	6600	94	11	Uchinoura ($31^{\circ}\text{N}, 131^{\circ}\text{E}$)	24/08/1981-12.00
	*Dados deste trabalho	3760	5415	95	7	Natal ($5^{\circ}\text{S}, 32^{\circ}\text{W}$)	11/12/1985-23.30

* Vão ascendente.

taque. No presente trabalho, esta diferença é levemente menor do que 1 km; enquanto que, nos dados de Greer et al., 1986, h_{\max} é da ordem de 2 km. Outra questão notável diz respeito à significativa disparidade entre as escalas de altura dos perfis emissivos de O_2 $\lambda 761.9$ nm. O fato é creditado, especialmente nas altitudes inferiores, à contaminação sofrida pelo canal óptico do Sonda III no registro da referida emissão.

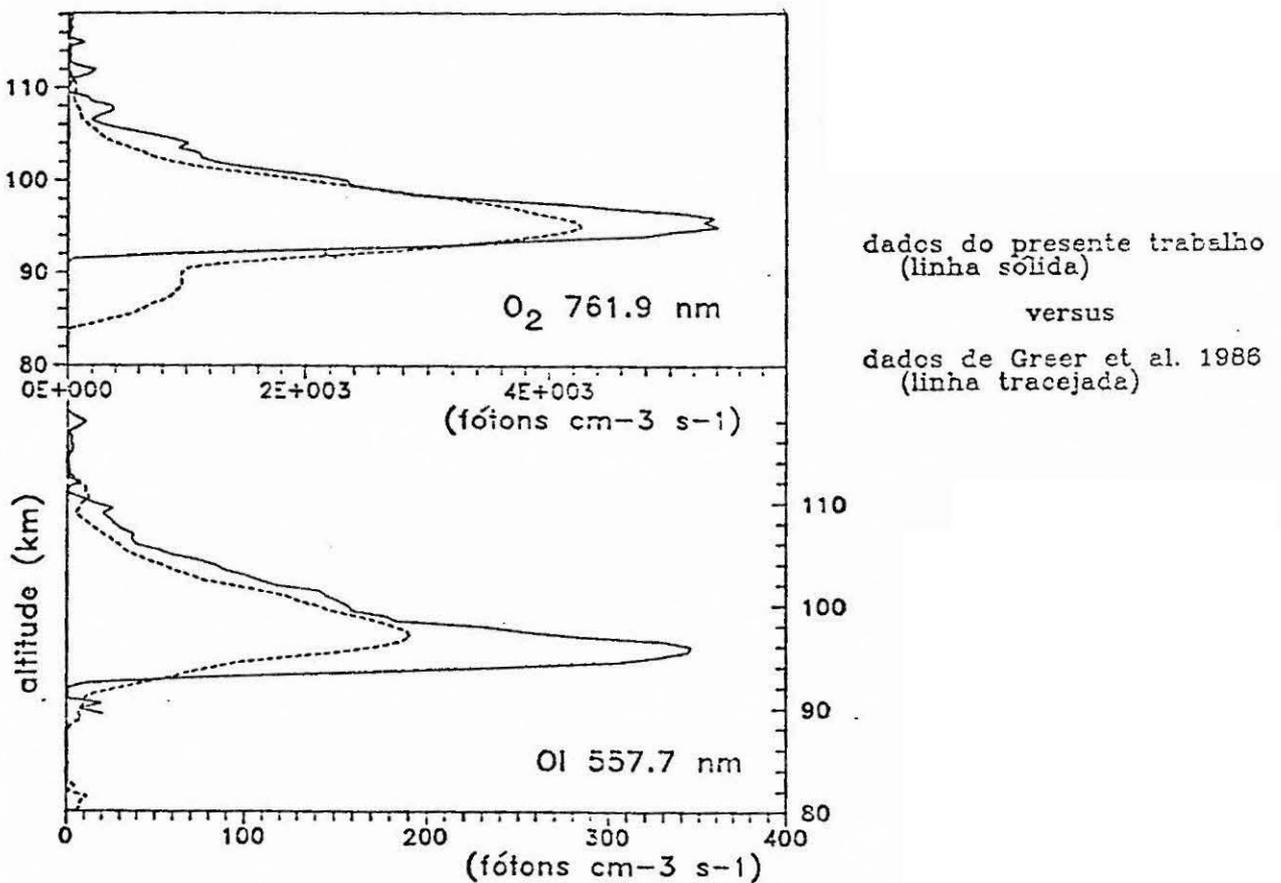


Fig. 7.3 - Dados de Greer et al. (1986) e dados do presente trabalho (vôo ascendente).

7.2- BARTH VERSUS CHAPMAN

Considerações sobre as reações fotoquímicas que caracterizam os mecanismos de Barth (transferência de energia) e Chapman (recombinação direta do oxigênio atômico) foram realizadas no Capítulo 4. A construção dos modelos teóricos, que simulam a emissão linha verde e a banda atmosférica $O_2(0,0)$, basearam-se em três hipóteses:

- 1) condições de equilíbrio temporal entre as taxas de produção e perda dos respectivos estados excitados;
- 2) coeficientes cinéticos pré-estabelecidos;
- 3) modelo empírico de atmosfera (MSIS-83) para dedução das densidades numéricas de O , O_2 e N_2 , e da temperatura.

A estrutura da região mesopausa (80-120 km) é basicamente determinada pelo balanço fotoquímico das reações envolvidas. Entretanto esta região de transição é, também, um meio que sofre dos efeitos dinâmicos em escala espacial e temporal, por exemplo, as oscilações de maré e os efeitos de circulação atmosférica. As transições metaestáveis do oxigênio $O(^1S - ^1D)$ e $O(b^1\Sigma_g^+ - X^3\Sigma_g^-)$ apresentam uma vida média relativamente longa, em torno de 1 a 12 s, respectivamente. Por conseguinte, estas espécies estão arriscadas a serem transportadas para fora do elemento de volume nos quais estão se formando, antes mesmo de a energia eletrônica vir a ser perdida por radiação, ou convertidas em energia cinética ou vibracional nos processos de "quenching". Não se tem uma idéia exata da magnitude do tempo característico dos efeitos dinâmicos na mesopausa, contudo, ela é, sem dúvida, bem superior à constante de tempo fotoquímica das reações envolvidas na produção de tais espécies excitadas (Shimazaki, 1985), de maneira que a condição de estado estacionário (hipótese 1) satisfaz a análise ora aqui apresentada.

Os coeficientes cinéticos (taxas de reação) usados neste trabalho têm sido aqueles de maior credibilidade na atual situação em que se encontram os estudos sobre as emissões de oxigênio, consoante a

discussão fornecida por McDade et al. (1986) e Ogawa et al. (1987). A hipótese (2), no entanto, implica em certas limitações de natureza investigadora, sobretudo a respeito do comportamento cinético dos processos que envolvem transferência de energia - identificação do estado eletrônico do precursor envolvido na catálise das reações de dois passos.

Um dos parâmetros mais importantes, comprometido diretamente na análise das emissões de oxigênio, é a concentração do oxigênio atômico com a altitude. O modelo empírico MSIS-83 proporciona a dedução de [O] a partir de uma coletânea global de medidas, por várias técnicas experimentais que envolvem certas suposições, algumas das quais contendo grandes incertezas. Os resultados obtidos podem variar em torno de até uma ordem de magnitude (Dickinson et al., 1980). Entre as hipóteses que simulam as emissões de oxigênio, a conjetura (3) destaca-se como a mais crítica.

1) OI λ 557.7 nm

Nas Figuras 7.4 e 7.5 são apresentados os perfis emissivos dos vãos ascendente e descendente, respectivamente, em comparação aos perfis gerados pelas Equações 4.10 e 4.12. O mecanismo de Barth é o que melhor modela, em termos de escala de altura, as observações presentes. É observado que a taxa de emissão decai bem mais rapidamente com a altitude do que o fator [O]³, conforme prediz o mecanismo de Chapman. Outro ponto notável, a favor do mecanismo de Barth, é a semelhança na altitude do pico de máxima emissão. Logo abaixo, também é considerada a intensidade, em Rayleigh, calculada teoricamente, para os dois mecanismos, e a intensidade observada. Aqui, novamente o mecanismo de Barth explica melhor a intensidade integrada a partir das observações.

OI $\lambda 557.7$ nm - Intensidade integrada (Rayleigh)

- modelagem teórica

$$I = 10^6 \sum_i V_i \Delta h_i$$

(1) Chapman: $I = 3000R$

(2) Barth: $I = 100R$

- observações

$$I = J / \left(\sum_k t_k i_k \right)$$

(1) voo ascendente: $I = 249R$

(2) voo descendente: $I = 150R$

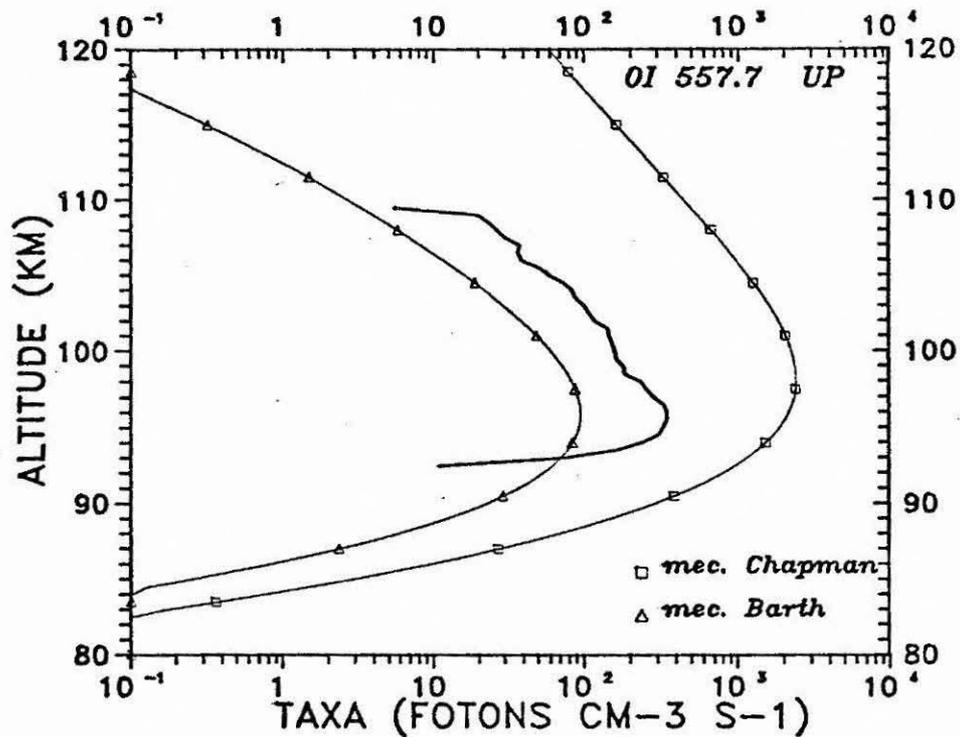


Fig. 7.4 - OI $\lambda 557.7$ nm. Comparação entre os perfis calculados e o perfil observado do voo ascendente (linha grossa).

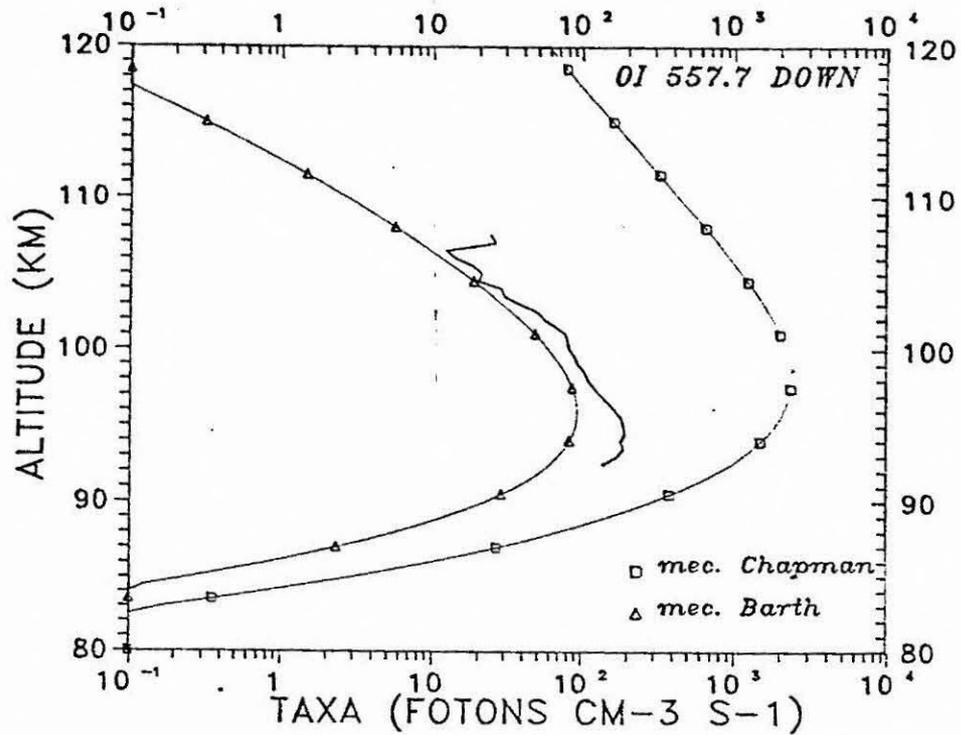


Fig. 7.5 - OI $\lambda 557.7$ nm. Comparação entre os perfis calculados e o perfil observado do vôo descendente (linha grossa).

ii)- O (0,0) $\lambda 761.9$ nm

A Figura 7.6 comporta o perfil de emissão observado em confronto com os perfis simulados pelas Equações 4.4 (mecanismo de excitação direta) e 4.8 (mecanismo tipo Barth). Os dois mecanismos modelam igualmente bem as taxas volumétricas de emissão observadas, pelo menos em escala de altura. A intensidade observada, conforme indicada a seguir, não é um parâmetro decisivo para se avaliar qual o mecanismo que melhor modela a emissão da banda atmosférica, pois o respectivo perfil tem confiabilidade nula nas altitudes inferiores a 92 km.

$O_2(0,0)$ $\lambda 761.9$ nm - Intensidade integrada (Rayleigh)

- modelagem teórica

- observação

(1) Recombinação direta:

I = 5-6 kR

(1) vôo ascendente: I = 3.7 kR

(2) Tipo Barth: I = 3.8 kR

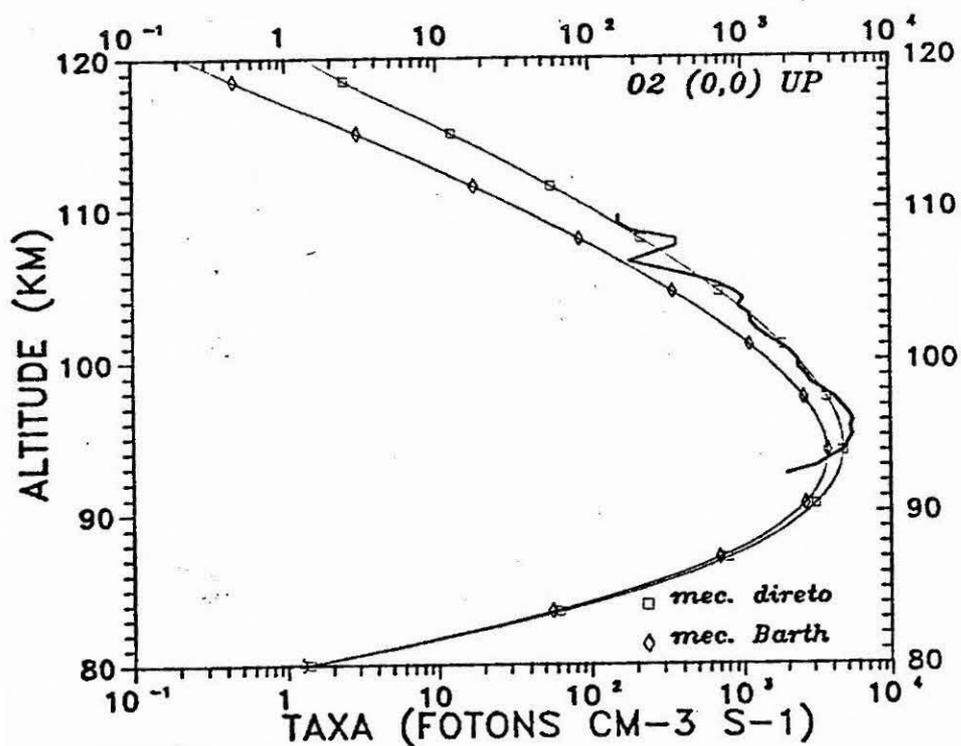


Fig. 7.6 - $O_2(0,0)$ $\lambda 761.9$ nm. Comparação entre os perfis calculados e o perfil do vôo ascendente (linha grossa).

Os resultados apresentados indicam que as emissões de $O(^1S)$ - linha verde - no "nightglow" da região equatorial podem ser procedentes de mecanismos de dois passos, envolvendo um estado excitado do oxigênio molecular como precursor (mecanismo de Barth). Este mecanismo não atende somente à forma e posição do perfil emissivo, mas reproduz consideravelmente bem a intensidade integrada observada. Estas conclusões concordam com os recentes trabalhos de Krasnopolsky (1986), McDade et al., 1986 e Ogawa et al., 1987.

Quanto às emissões de $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ - banda atmosférica (0,0) -, o mecanismo de dois passos parece não contribuir para decidir a fotoquímica da excitação da banda atmosférica no "nightglow" da região equatorial. O mecanismo de excitação direta do oxigênio na reação de três corpos pode interpretar adequadamente os resultados observados; entretanto a excitação via reação tipo Barth é também plausível.

7.3- PERFIL DA CONCENTRAÇÃO DO OXIGÊNIO ATÔMICO

Na região da termosfera inferior, a densidade do oxigênio atômico exibe um valor máximo, destacando-se como principal moderador dos processos fotoquímicos na região. Tendo em vista que a taxa volumétrica de emissão é uma função pré-estabelecida - e bastante sensível - da concentração do oxigênio atômico, variações associadas às emissões podem ser utilizadas de modo a inferir variações nas densidades numéricas do oxigênio atômico.

Como as presentes observações parecem ser consistentes com o mecanismo de Barth, as Equações 4.8 e 4.12 podem ser invertidas para $[O]$, resultando, respectivamente:

$$a_4[O]^4 + a_3[O]^3 + a_2[O]^2 + a_1[O] + a_0 = 0 \quad , \quad (7.1)$$

onde:

$$a_4 = 0;$$

$$a_3 = 1;$$

$$a_2 = [O_2] + [N_2] - V(h) k_2^1 C^1/\mu_1;$$

$$a_1 = -V(h) \{(k_2^1 \chi_1 + C^1/\chi_2)/\mu_1\};$$

$$a_0 = -V(h) \chi_1 \chi_2 \mu_1$$

tal que

$$\mu_1 = A_1 K_1 [O_2];$$

$$\chi_2 = A_2 + k_2^2 [O_2] + k_2^3 [N_2];$$

$$\chi_1 = C + C^2 [O_2];$$

$V(h)$ = taxa volumétrica da emissão $O_2(0,0)$ $\lambda 761.9$ nm, correspondente ao canal óptico F2, voo ascendente (vide Tabela 6.2); e

$$b_4 [O]^4 + b_3 [O]^3 + b_2 [O]^2 + b_1 [O] + b_0 = 0, \quad (7.2)$$

onde:

$$b_4 = 1;$$

$$b_3 = [O_2] + [N_2];$$

$$b_2 = -V(h) k_5^1/\mu_2;$$

$$b_1 = -V(h) \{ (k_5^1 x_3 + D^1 x_4) / \mu_2 \};$$

$$b_0 = -V(h) x_3 x_4 / \mu_2 ,$$

tal que

$$\mu_2 = A_5 K_1;$$

$$x_4 = A_6 + k_5^2 [O_2] + k_5^3 [N_2];$$

$$x_3 = D + D^2 [O_2],$$

$V(h)$: taxa volumétrica da emissão OI $\lambda 557.7$ nm, correspondente ao canal óptico F1, voo ascendente (vide Tabela 6.2).

As Equações 7.1 e 7.2 são equações algébricas polinomiais cujos zeros - compatíveis fisicamente - correspondem às soluções numéricas para [O]. Os resultados são mostrados na Figura 7.7. O perfil [O] de maior credibilidade, principalmente nas altitudes inferiores, corresponde àquele resultante da solução da Equação 7.2 (referente ao perfil emissivo da linha verde 557.7 nm, voo ascendente). A altitude de máxima concentração do oxigênio atômico ficou próxima a 96 ± 1 km, sendo $[O]_{\max} = 5.5 - 7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$.

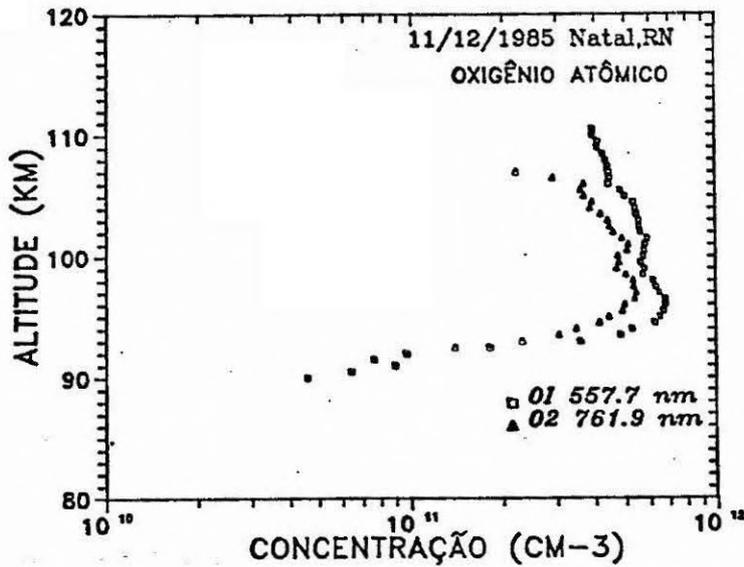


Fig. 7.7 - Perfil da concentração do oxigênio atômico.

A Figura 7.8 apresenta os resultados obtidos no presente trabalho, deduzidos a partir das observações "nightglow" de $\lambda 557.7$ nm, comparados ao perfil proveniente do modelo termosférico MSIS-85, e às medidas diretas efetuadas por Greer et al. (1986) na latitude de 57°N . É interessante notar que o modelo MSIS-85 não reproduz o acentuado decréscimo de concentração do oxigênio atômico em Natal, em altitudes inferiores a 93 km, previsto pelas observações indiretas de $\lambda 557.7$ nm. Esta evidência concorda, no entanto, com as variações sazonais das intensidades de "nightglow" 557.7 nm proporcionadas por um monitoramento diário em Fortaleza (3.9°S , 38.4°W), no período entre novembro de 1986 a agosto de 1987 (H. Takahashi, comunicação pessoal, 1988). O perfil relativo a Greer et al. (1986), cujo valor máximo de $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ em 101 km, aponta uma outra característica bastante enfática nos perfis de densidade do oxigênio atômico: sua variabilidade latitudinal e longitudinal (veja também Donahue et al., 1974).

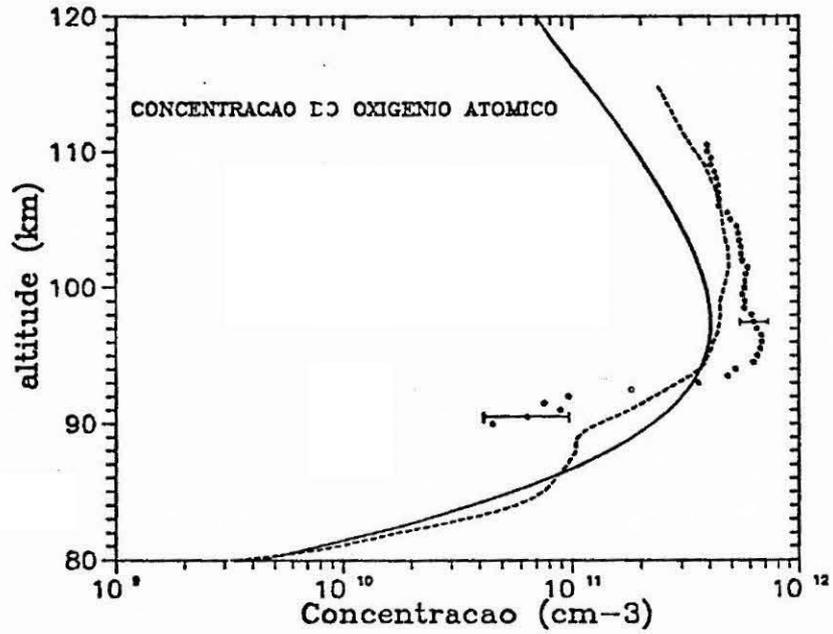
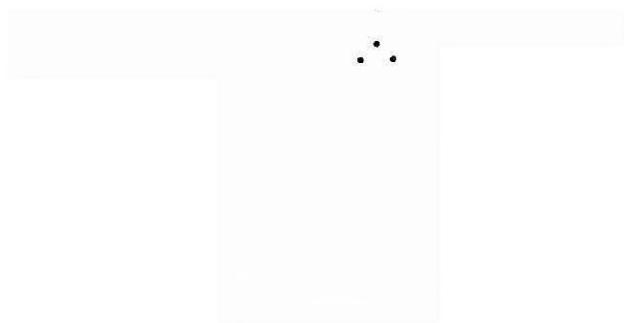


Fig. 7.8 - Densidade do oxigênio atômico. Comparação dos resultados das observações de "nightglow" $\lambda 557.7$ nm (pontos sólidos) com os cálculos do modelo MSIS-83 (linha sólida) e as medidas diretas de Greer et al., 1986 (linha tracejada).



CAPÍTULO 8

CONCLUSÃO

Neste trabalho, foram apresentados os resultados das medidas simultâneas das emissões de oxigênio $O(^1S - ^1D)$ $\lambda 557.7$ nm (linha verde) e $O_2(b^1\Sigma_g^+ - X^3\Sigma_g^-)$ $\lambda 761.9$ nm (banda atmosférica) no "nightglow" atmosférico da região equatorial ($5^\circ S$, $7^\circ W$). O experimento consistiu de medidas conjuntas de dois fotômetros, apropriadamente calibrados para estes fins, a bordo do foguete Sonda III, lançado em 11 de dezembro de 1985. As observações mostraram que as emissões de OI $\lambda 557.7$ nm originam-se em uma camada de espessura por volta de 6 km, com pico de emissão em 96 km e intensidade integrada de 249 R (vôo ascendente). Enquanto que, para as emissões de $O_2(0,0)$ $\lambda 761.9$ nm, destacam-se uma espessura de 7 km, valor de pico em torno de 95 km e intensidade integrada de 3760 R. Embora não se dispusesse de medidas contíguas dos constituintes neutros na região, os dados presentes forneceram informações importantes para discutir-se os processos fotoquímicos que competem na produção destas espécies excitadas.

Um processo de excitação envolvendo dois passos (mecanismo de Barth) mostrou-se propício para explicar as taxas volumétricas observadas para OI $\lambda 557.7$ nm. Contudo, um entendimento mais detalhado a respeito do comportamento cinético das reações de transferência de energia - por exemplo, a identificação espectroscópica do estado excitado do precursor nas reações de Barth - esteve, neste trabalho, fora de escopo.

No caso da banda atmosférica, $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ $\lambda 761.9$ nm, a situação é menos clara. Um mecanismo de excitação direto ($O + O + M \rightarrow O_2(b^1\Sigma_g^+) + M$) dá suporte às observações presentes. Entretanto, os processos que envolvem transferência de energia não podem ser descartados, apesar de não resolverem a questão.

A estrutura aeronômica dos perfis observados, conciliada à relativa plausibilidade apresentada pelo mecanismo de Barth como pro-

cesso gerador das emissões de "nightglow", possibilitaram a dedução do perfil da densidade do oxigênio atômico. Nestas condições foram obtidos $[O]_{\max} = 5.5 - 7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ em $96 \pm 1 \text{ km}$.

Um experimento cooperado que abrangesse medidas simultâneas e diretas da concentração do oxigênio atômico e das emissões OI 557.7 nm e $O_2(0,0) \lambda 761.9 \text{ nm}$ na região equatorial seria útil, não somente para firmar o mecanismo de excitação responsável pelas emissões de "nightglow", mas também para testar a validade de as respectivas medidas serem utilizadas para obtenção do perfil de densidade do oxigênio atômico. Isto permitiria, também, a verificação dos parâmetros cinéticos utilizados neste trabalho, particularmente àqueles deduzidos teoricamente por McDade et al. (1986).

Faz-se necessário, sem dúvida, um número mais significativo de explorações diretas na região equatorial, para que se possa examinar e compreender as múltiplas características relacionadas aos processos de transferência de energia nas reações quimioluminescentes do oxigênio e, especialmente, as relações entre a densidade e o "nightglow" do oxigênio.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ALMANAQUE DE CIÊNCIA. Tokyo, Observatório Astronômico da Universidade de Tokyo, 1970.
- ATKINSON, R.; WELGE, K.H. Temperature dependence of $O(^1S)$ de activation by CO_2 , O_2 , N_2 e Ar. Journal of Chemical and Physical, 57(s.f.):3689-3693, 1972.
- BABCOCK, H.D.; HERZBERG, L. Fine structure of the red system of atmospheric oxygen bands. The Astrophysical Journal, 108(2):167-190, 1948.
- BARTH, C.A. Three-body reactions. Annales de Géophysique, 20(s.f.):182-196, 1964.
- BARTH, C.A.; HILDEBRANDT, A.F. The 5577\AA airglow emission mechanism. Journal of Geophysical Research, 66(s.f.):985-990, 1961.
- BATES, D.R. The physics of the upper atmosphere. In: ——— The Earth as a planet. Chicago, G.P. Kuiper, 1954. cap. 12, p. 576-643.
- The green light of the night sky. Planetary and Space Science, 29(10):1061-1067, 1981.
- BECKER, K.; GROTH, W.; THРАН, D. The mechanism of the afterglow $NO + O \rightarrow NO_2 + hv$. Chemical and Physical Letters, 15(s.f.):215-220, 1972.
- BOYD, W.R. Radiometry and the detection of optical radiation. New York, John Wiley e Sons, 1984.
- BRASSEUR, G.; SOLOMON, S. Aeronomy of the middle atmosphere. Dordrecht, D. Reidel, 1984.

- CAMPBELL, I.M.; GRAY, C.N. Rate constantes for $O(^3P)$ recombination and association with $N(^4S)$. Chemical and Physical Letters, 8(s.f.):259-263, 1973.
- CAMPBELL, W.W. Note on the spectrum of the aurora borealis. The Astrophysical Journal, 2(s.f.):162, 1985.
- CHAPMAN, S. Some phenomena of the upper atmosphere. Proceeding of the Royal Society of London, serie A, 132:353-374, 1931.
- CLEMESHA, B.R.; TAKAHASHI, H.; SAHAY, Y. Vehicle glow observed during a rocket sounding experiment. Planetary and Space Science, 35(11):1376-1382, 1987.
- DEANS, A.J.; SHEPHERD, G.G.; EVANS, W.F.J. A rocket measurement of the $O_2(b^1\Sigma_g^+ - X^3\Sigma_g^-)$ atmospheric band nightglow altitude distribution. Geophysical Research Letters, 3:441-444, 1976.
- DICKINSON, P.H.G.; BAIN, W.C.; THOMAS, T.; WILLIAMS, E.R.; JENKINS, D. B.; TWIDDY, N.D. The determination of the atomic oxygen concentration and parameters in the lower ionosphere. Proceeding of the Royal Society of London, serie A, 369:379-408, 1980.
- DICKINSON, P.H.G.; BOLDEN, R.C.; YOUNG, R.A. Measurement of atomic oxygen in the lower ionosphere using a rocket-borne resonance lamp. Nature, 252(s.f.):289-291, 1974.
- DONAHUE, T.M.; GUENTHER, B.; THOMAS, R.J. Distribution of atomic oxygen in the upper atmosphere deduced from OG06 airglow observations. Journal of Geophysical Research, 78(28):6662-6680, 1973.
- EATHER, R.H.; REASONER, D. Spectrophotometry of faint light sources with a tilting-filter photometer. Applied Optics, 8(2):227-242, 1969.

- EVANS, W.F.J.; LLEWELLYN, E.J.; WALLANCE JONES, A. Altitude distribution of hydroxyl bands of the $v=2$ sequence in the nightglow. Canadian Journal of Physics, 51(s.f.):1288-1292, 1973.
- GARSTANG, R.H. Atomic and molecular processes. New York, Academic Press, 1962.
- GREER, R.G.H.; LLEWELLYN, E.J.; SOLHEIM, B.H.; WITT, G. The excitation of $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ in the nightglow. Planetary and Space Science, 29(4):383-389, 1981.
- GREER, R.G.H.; MURTAGH, D.P.; McDADE, I.C.; DICKINSON, P.H.G.; THOMAS, L.; JENKINS, D.B.; STEGMAN, J.; LLEWELLYN, E.J.; WITT, G.; MACKINNON, D.J.; WILLIAMS, E.R. ETON1. A data base pertinent to the study of energy transfer in the oxygen nightglow. Planetary and Space Science, 34(9):771-788, 1986.
- GREER, R.G.H.; MURTAGH, D.P.; WITT, G.; STEGMAN, J. Photometric observations of local rocket-atmosphere interactions. In: ———— ESA SYMPOSIUM ON ROCKET AND BALLON PROGRAMS, 6., Neuilly, data. Proceedings. Local, ESA, 1983, p. 341-347. (ESA SP-183).
- GULLEDGE, I.S.; PACKER, D.M.; TILFORD, S.G.; VANDERSLICE, J.T. Intensity profiles of the $6300\text{-}\text{\AA}$ and $5577\text{-}\text{\AA}$ OI lines in the night airglow. Journal of Geophysical Research, 73(17):5535-5547, 1968.
- HEDIN, A.E. A revised thermospheric model based on mass spectrometer and incoherent scatter data: MSIS-83. Journal of Geophysical Research, 88(A12):10170-10188, 1983.
- HERZBERG, G. Molecular spectra and molecular structure. London, D. Van Nostrand, 1950.

HUNTEN, D.M. Airglow - introduction and review. In: ——— The radiating atmosphere. New York, D.Reidel, 1971c. Parte 1, p. 3-16.

KING, G.W. Spectroscopy and molecular structure. New York, Holt, Rinehart and Winston, 1964.

KRASNOPOLSKY, V.A. Excitation of oxygen emissions in the night airglow of the terrestrial planets. Planetary and Space Science, 29(9):925-929, 1981.

——— Oxygen emissions in the night airglow of the Earth, Venus and Mars. Planetary and Space Science, 34(6):551-558, 1986.

KRASNOVSKY, V.I.; SHEFOV, N.N.; YARIN, V.I. Atlas of the airglow spectrum 3000-12400 Å. Planetary and Space Science, 9:883-915, 1962.

KULKARNI, P.V. Rocket study of 5577-Å OI emission at night over the magnetic equator. Journal of Geophysical Research, 81(22):3740-3744, 1976.

KULKARNI, P.V.; SANDERS, C.L. Use of radioactivated light source for the absolute calibration of two-colour night airglow photometer. Planetary and Space Science, 12:189-194, 1964.

LANDAU, L.D.; LIFSHITZ, E.M. Quantum mechanics - non-relativistic theory. London, Pergamon, 1958.

MARTIN, L.R.; COHEN, R.B.; SCHATZ, J.R. Quenching of laser induced fluorescence of $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ by O_2 e N_2 . Chemical and Physical Letters, 41(s.f.):394-399, 1976.

- McDADE, I.C.; GREER, R.G.H.; MURTAGH, D.P. Thermospheric nitric oxide concentrations derived from a measurement of the altitude profile of the green nightglow continuum. Annales Geophysicae, 2(4):487-494, 1964.
- McDADE, I.C.; MURTAGH, D.P.; GREER, R.G.H.; DICKINSON, P.H.G.; WITT, G.; STEGMAN, J.; LLEWELLYN, E.J.; THOMAS, L.; JENKINS, D.B. ETON2: quenching parameters for the proposed precursors of $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ e $O(^1S)$ in the terrestrial nightglow. Planetary and Space Science, 34(9):789-800, 1986.
- MEINEL, A.B. O_2 emission bands in the infrared spectrum of the night sky. The Astrophysical Journal, 112(s.f.):464-468, 1950.
- MISAWA, K.; TAKEUCHI, I. Nightglow intensity variations in the $O_2(0-1)$ atmospheric band, the Na-D lines, the OH(6-2) band, the yellow-green continuum at 5750 Å and the oxygen green line. Annales de Géophysique, 3(s.f.):781-786, 1982.
- MOORE, C.E. Atomic energy levels (NSRDS-NBS35). New York, Us Dept. Commerce , 1971.
- MURTAGH, D.P.; GREER, R.G.H.; McDADE, I.C.; LLEWELLYN, E.J.; BANTLE, M. Representative volume emission profiles from rocket photometer data. Annales Geophysicae, 2(4):467-474, 1984.
- NICOLAIDES, C.; SINANOGLU, O.; WESTHAUS, P. Theory of atomic structure including electron correlation, IV. Method for forbidden-transition probabilities with results for [OI], [OII], [OIII], [NI], [NII] e [CI]. Physical Review, A4(4):1400-1415, 1971.
- OFFERMAN, D.; DRESHER, A. Atomic oxygen densities in the lower termosphere as derived from in situ 5577 Å night airglow and mass spectrometer measurements. Journal of Geophysical Research, 78(s.f.):6690-6703, 1973.

OGAWA, T.; IWAGAMI, N.; NAKAMURA, M.; TAKANO, M.; TANABE, H.; TAKECHI, A.; MIYASHITA, A.; SUZUKI, K. A simultaneous observation of the night airglow OI 5577 Å, O₂ Herzberg e atmospheric bands. J. Geomag. Geoelectr., 39:211-228, 1987.

O'NEIL, R.R.; LEE, E.T.P.; HUPPY, E.R. Auroral O(¹S) production and loss processes: ground-based measurements of the artificial aurora experiment precede. Journal of Geophysical Research, 84(s.f.):8830-8839, 1979.

PACKER, D.M. Altitude of the night airglow radiations. Annales de Géophysique, 17(1):67-75, 1961.

RAILEIGH, LORD IV. Absolute intensity of the aurora line in the night sky and the number of atomic transitions. Proceeding of the Royal Society of London, série A, A129:458-467, 1930.

SAXON, P.R.; LIU, B. Ab initio configuration interaction study of the valence states of O₂. The Journal of Chemical Physics, 67(12):5432-5441, 1977.

SCHLAPP, R. Fine structure in the ground state of the oxygen molecule, and the rotational intensity distribution in the atmospheric oxygen band. Physical Review, 51:342-345, 1937.

——— Intensities in singlet-triplet bands of diatomic molecules. Physical Review, 39:806-815, 1932.

SHIMAZAKI, T. Minor constituents in the middle atmosphere. Tokyo, Terra Scientific, 1985.

SLANGER, T.G.; BLACK, G. Interactions of O₂ (b¹Σ_g⁺) with O(³P) e O₂. The Journal of Chemical Physics, 70(7):3434-3438, 1979.

——— O(¹S) in the lower thermosphere - Chapman vs Barth. Planetary Space and Science, 25:79-88, 1977.

- $O(^1S)$ quenching by $O(^3P)$. The Journal of Chemical Physics, 64(9):3763-3766, 1975.
- SLANGER, T.G.; BLACK, G. The product channels in the quenching of $O(^1S)$ by $O_2(a^1\Delta_g)$. The Journal of Chemical Physics, 75(5):2247-2251, 1981.
- TAKAHASHI, H.; CLEMESHA, B.R.; SAHAI, Y.; BATISTA, P.P.; ERAS, A.; CHAVES, A.H.P.; ROSSIRE, B.; DANIEL, J.R. Rocket observations of the atomic and molecular oxygen emissions in the equatorial region. Advancing in the Space Research, 7(10):47-50, 1987.
- TARASOVA, T.M. Night-sky emission-line intensity distribution with respect to height. Advancing in the Space Research, 3(s.f.):162-172, 1963.
- THOMAS, R.J. Analyses of atomic oxygen, the green line, and Herzberg bands in the lower thermosphere. Journal of Geophysical Research, 86(A1):206-210, 1981.
- THOMAS, R.J.; YOUNG, R.A. Measurement of atomic oxygen and related airglows in the lower thermosphere. Journal of Geophysical Research, 86(C8):7389-7393, 1981.
- VALLANCE, J. Aurora. Dordrecht, D.Reidel, 1974.
- WALLACE, L.; HUNTEN, D.M. Dayglow of the oxygen A-band. Journal of Geophysical Research, 73(s.f.):4813-4834, 1968.
- WATANABE, T.; NAKAMURA, M.; OGAWA, T. Rocket measurements of O_2 atmospheric and OH Meinel bands in the airglow. Journal of Geophysical Research, 86(A7):5768-5774, 1981.
- WAYNE, R.P. Chemistry of atmospheres. New York, Clarendon, 1985.

- WITT, G.; STEGMAN, J.; SOLHEIM, B.H.; LLEWELLYN, E.J. A measurement of the $O_2(b^1\Sigma_g^+ - X^3\Sigma_g^-)$ atmospheric band and the $OI(^1S)$ green line in the nightglow. Planetary and Space Science, 27:341-350, 1979.
- WRAIGHT, P.C. Association of atomic oxygen and airglow excitation mechanisms. Planetary and Space Science, 30(3):251-259, 1982.
- YOUNG, R.A.; BLACK, G. Excited-state formation and destruction in mixtures of atomic oxygen and nitrogen. Journal of Chemical and Physics, 6(s.f.):881-890, 1979.
- ZIPF, E.C. The $OI(^1S)$ state: its quenching by O_2 and formation by the dissociative recombination of vibrationally excited O_2 ions. Geophysical Research Letters, 6:(10)881-884, 1979.

APÊNDICE A

ESPECTRO DE O₂(0,0) λ761.9 nm
(BANDA ATMOSFÉRICA)

a) Observação quanto às unidades utilizadas:

- energia F(J,K), G(v), V(K) em cm⁻¹;
- comprimento de onda λ(Lambda) em nm (10⁻⁹ m);
- temperatura em K (Kelvin) ou C (Celsius).

b) Equação de conversão do espectro no vácuo para o espectro no ar:

$$\eta(\lambda) = 1 + [6432.8 + 2949810/(146 - \lambda^{-2}) + 25540/(41 - \lambda^{-2})] \times 10^{-8}$$

$$\lambda_{\text{ar}} = \frac{\lambda_0}{\eta} \times 10^{-1} \text{ (nm)}$$

Extraído do Almanaque de Ciência, Tokyo, 1970.

c) Tabelas:

TERMOS VIBRACIONAIS-G(V)

V	G1(V)	G2(V)
0	712.8547363	787.1693144
1	2117.6068388	2343.5692144
2	3494.3620313	3876.3559844
3	4843.0558137	5385.9258643
4	6163.6236863	6872.7094144
5	7456.0011488	8337.1715144
6	8720.1237013	9779.8113644
7	9955.9268438	11201.1624844
8	11163.3460763	12601.7927144
9	12342.3168988	13982.3042144

BANDA DE ORIGEM-VO(0,0) CM-1

VO(0,0)=13120.9075219
LAMBDA-AR= 761.93470

TERMOS ROTACIONAIS-F(J,K)

ESTADO ELETRONICO SIGMA +1G

ESTADO ELETRONICO SIGMA -3G

K1	F	K2	F1	F2	F3
0	0.0000000	1	0.9988771	2.8755210	0.0083500
2	8.3477273	3	15.3035745	17.2525259	15.1695398
4	27.8242472	5	41.1417715	43.1286141	41.1179354
6	58.4259346	7	76.4847155	80.4994649	78.5266775
8	100.1470929	9	127.3204428	129.3583369	127.4139563
10	152.9799541	11	187.6337420	189.6985686	187.7773327
12	216.9146785	13	259.4286145	261.5085779	259.6087744
14	291.9393551	15	342.6775362	344.7763624	342.8971958
16	378.0400013	17	437.3714670	439.4894994	437.6291455
18	475.2005632	19	543.4942506	545.6306456	543.7890480
20	583.4029152	21	661.0280684	663.1825375	661.3593026
22	702.6263603	23	789.9531660	792.1254913	790.3203304
24	832.8501300	25	930.2478895	932.4379025	930.6505973
26	974.0483843	27	1081.8886788	1084.0962465	1082.3266295
28	1126.1952118	29	1244.8500627	1247.0750781	1245.3230157
30	1289.2621295	31	1419.1046559	1421.3470319	1419.6124173

A.2

K1	RAMD P-P	RAMD Q-P	RAMD Q-R	RAMD R
0	-2.8755210			5.4722063
2	-8.9047986	-6.8218125	7.3488502	10.5717213
4	-15.3043669	-13.2936382	12.5206727	15.2973205
6	-22.0735303	-20.1007429	17.2841631	19.6476280
8	-29.2117440	-27.2668633	21.6623774	23.6211172
10	-36.7186145	-34.7973786	25.6595113	27.2161099
12	-44.5938994	-42.6940960	29.2759354	30.4307772
14	-52.8375073	-50.9578407	32.5107406	33.2631339
16	-61.4494980	-59.5891442	35.3624151	35.7110638
18	-70.4300824	-68.5884848	37.8290962	37.7722696
20	-79.7796223	-77.9563374	39.9086646	39.4443228
22	-89.4986310	-87.6934701	41.5987919	40.7246387
24	-99.5877725	-97.8004678	42.8969640	41.6104818
26	-110.0478621	-108.2782451	43.8004948	42.0989653
28	-120.8798663	-119.1278039	44.3065330	42.1870514
30	-132.0849025	-130.3502879	44.4120668	

A.4

ENERGIA NO VACUO V(K) - BANDA V(0,0)

K1	V(K) P-P	V(K) Q-P	V(K) Q-R	V(K) R-R
0	13118.03200			
2	13112.00272	13114.08571	13128.25637	13126.37973
4	13105.60316	13107.61383	13133.42819	13131.47924
6	13098.83399	13100.80678	13138.19169	13136.20484
8	13091.69578	13093.64066	13142.56990	13140.55515
10	13084.18891	13086.11014	13146.56703	13144.52864
12	13076.31362	13078.21343	13150.18346	13148.12363
14	13068.07001	13069.94968	13153.41826	13151.33830
16	13059.45802	13061.31838	13156.26994	13154.17066
18	13050.47744	13052.31904	13158.73662	13156.61859
20	13041.12790	13042.95113	13160.81619	13158.67979
22	13031.40889	13033.21405	13162.50631	13160.35184
24	13021.31975	13023.10705	13163.80449	13161.63216
26	13010.85966	13012.52928	13164.70902	13162.51800
28	13000.02766	13001.77972	13165.21405	13163.00649
30	12988.82262	12990.55723	13165.31959	13163.09457

LAMBDA NO VACUO

K1	LAM. P-P	LAM. Q-P	LAM. Q-R	LAM. R-R
0	762.30947			
2	762.66000	762.53886	761.71578	761.82468
4	763.03241	762.91537	761.41582	761.52883
6	763.42673	763.31177	761.13975	761.25488
8	763.84299	763.72953	760.88619	761.00286
10	764.28123	764.16902	760.65485	760.77291
12	764.74152	764.63043	760.44566	760.56480
14	765.22394	765.11389	760.25865	760.37889
16	765.72856	765.61950	760.09386	760.21516
18	766.25549	766.14738	759.95138	760.07372
20	766.80484	766.69765	759.83129	759.95466
22	767.37673	767.27045	759.73373	759.85810
24	767.97131	767.86591	759.65881	759.78419
26	768.58872	768.48420	759.60667	759.73305
28	769.22913	769.12547	759.57747	759.70486
30	769.89272	769.78992	759.57138	759.69978

ESPECTRO BANDA -A (0,0)

K1	RAMO P-P	RAMO Q-P	RAMO Q-R	RAMO R-R	LAMBDA-AR	LAMBDA-AR	LAMBDA-AR
0	762.10172	762.33105	761.50819	761.61706			
2	762.45216	762.70745	761.20932	761.32129			
4	762.82447	763.10375	760.93233	761.04742			
6	763.21868	763.52139	760.67983	760.79546			
8	763.63482	763.96077	760.44755	760.56548			
10	764.07295	764.42205	760.23342	760.35753			
12	764.53311	764.90537	760.05146	760.17167			
14	765.01540	765.41085	759.88672	760.00799			
16	765.51988	765.93858	759.74427	759.86658			
18	766.04567	766.48871	759.62422	759.74755			
20	766.59587	767.06135	759.52668	759.65102			
22	767.16761	767.65665	759.45178	759.57713			
24	767.76202	768.27477	759.39966	759.52601			
26	768.37726	768.91587	759.37047	759.49782			
28	769.01950	769.58013	759.36438	759.49274			
30	769.68291						

A.6

TEMPERATURA(K)= 180.00 T(C)= -93.16

K1	FATOR=1.0E-12	INTENSIDADE P-P	INTENSIDADE Q-P	INTENSIDADE Q-R	INTENSIDADE R-R
0		2.11467946E-02			2.22970485E-02
2		3.95090923E-02	2.71754432E-02	2.23066131E-02	3.60868140E-02
4		5.06455097E-02	4.01128186E-02	3.61028842E-02	4.15984255E-02
6		5.27928418E-02	4.45640893E-02	4.16173035E-02	3.93776941E-02
8		4.72000987E-02	4.13184955E-02	3.93958094E-02	3.21002711E-02
10		3.70656352E-02	3.32192606E-02	3.21152073E-02	2.30320447E-02
12		2.58934005E-02	2.35917694E-02	2.30428712E-02	1.47192984E-02
14		1.62149920E-02	1.49546470E-02	1.47262834E-02	8.43944894E-03
16		9.14783400E-03	8.51620618E-03	8.44349014E-03	4.36194569E-03
18		4.66545203E-03	4.37571317E-03	4.36405267E-03	2.03905985E-03
20		2.15643381E-03	2.03476235E-03	2.04005317E-03	8.64218005E-04
22		9.05057450E-04	8.58275625E-04	8.64642516E-04	3.32714124E-04
24		3.45436804E-04	3.28964689E-04	3.32878895E-04	1.16524457E-04
26		1.20045768E-04	1.14733384E-04	1.16582630E-04	3.71696108E-05
28		3.80240488E-05	3.64544487E-05	3.71883150E-05	1.08100772E-05
30		1.09872434E-05	1.05622848E-05	1.08155599E-05	

APÊNDICE B

QUANTIDADES RADIOMÉTRICAS

A) IRRADIÂNCIA

A Figura B.1 ilustra a iluminação de uma superfície elementar dA devido a uma fonte puntiforme de radiação L , bem como o conceito geométrico de ângulo sólido, Ω , necessário para descrever o conteúdo de energia proporcionado por campos de radiação incoerentes.

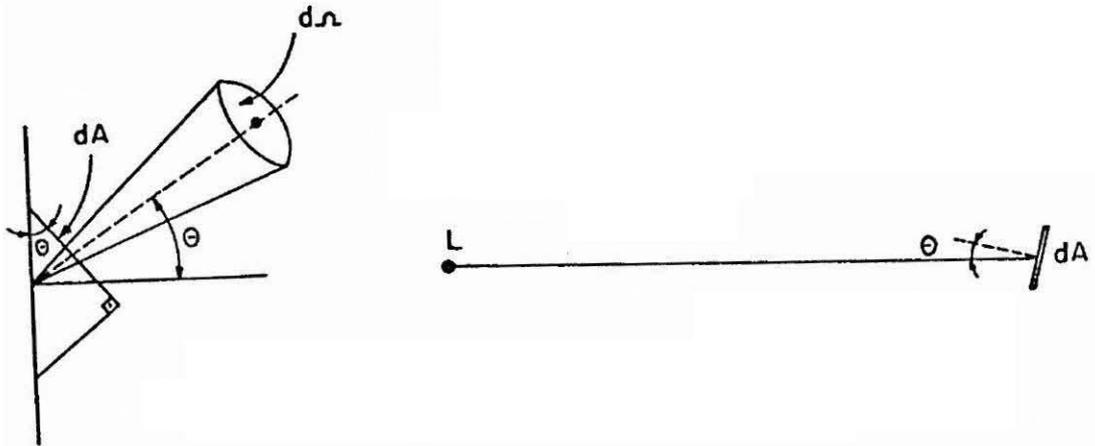


Fig. B.1 - Grandezas radiométricas.

A quantidade L , intensidade de radiação corresponde ao fluxo de energia Φ (watt) emitido por uma fonte pontual, numa direção e por unidade de ângulo sólido,

$$L = \frac{d\Phi}{d\Omega} \quad (\text{W str}^{-1}) \quad , \quad (\text{B.1})$$

onde a superfície elementar dA subtende um ângulo sólido em

$$r^2 d\Omega = (dA)_{\text{projetado}} = dA \cos \theta \quad (\text{B.2})$$

B.2

A irradiância E é o fluxo recebido de uma superfície elementar dA real ou imaginária, ou seja,

$$E = \frac{d\Phi}{dA} \quad (\text{W cm}^{-2}) \quad . \quad (\text{B.3})$$

As quantidades intensidade de radiação L e irradiância E estão relacionadas pela lei de Lambert:

$$E = \frac{L}{r^2} \cos \theta \quad (\text{B.4})$$

(deduzida a partir das Equações B.1, B.2 e B.3), estabelecendo o conceito primário de medida da radiação proporcionada por fontes pontuais. Utilizando-se de uma fonte de luz padrão de irradiância E , em $r = d$ (distância fixa), consegue-se determinar a irradiância em dA (elemento de superfície iluminada) a uma distância r qualquer da fonte:

$$E(r) = \left[\frac{d}{r} \right]^2 E(r = d) \quad . \quad (\text{B.5})$$

A Figura B.2 mostra a distribuição espectral da irradiância produzida pela lâmpada padrão utilizada na calibração do sistema óptico do fotômetro (vide pág. 60).

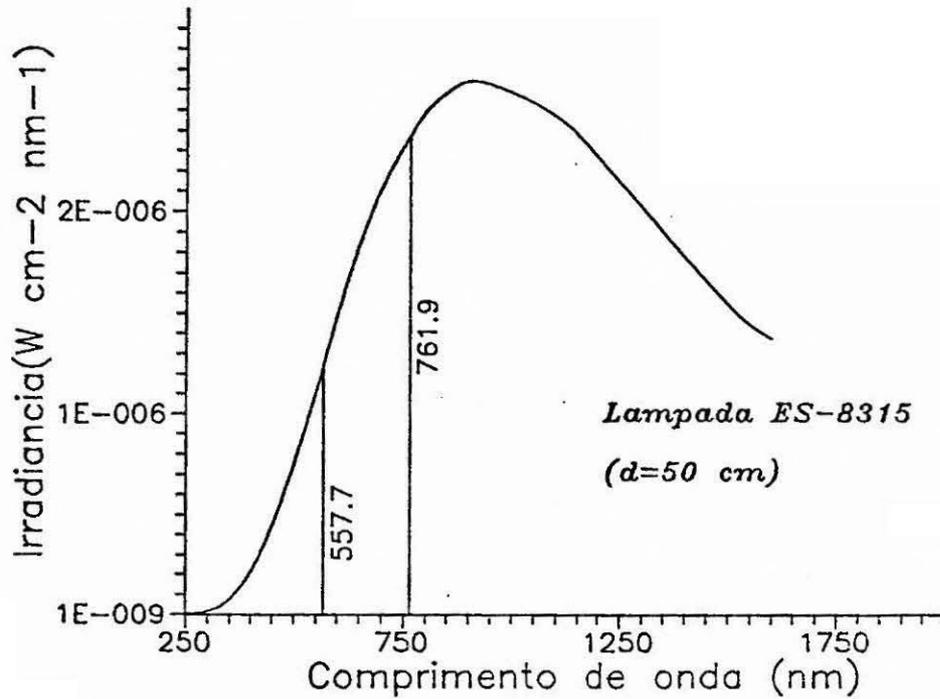


Fig. B.2 - Distribuição espectral da lâmpada Epply.

B - RADIÂNCIA SUPERFICIAL

A razão entre o fluxo Φ emitido por uma superfície em uma dada direção, dentro de um ângulo sólido $d\Omega$, e a área da superfície emissora, dA , projetada sobre um plano perpendicular à direção considerada (Fig. B.1), é definida por radiância superficial ou brilhância e expressa matematicamente por:

$$B = \frac{d^2\Phi}{d\Omega dA \cos \theta} \quad (\text{W cm}^{-2} \text{ str}^{-1}) \quad (\text{B.6})$$

Seja Φ_1 o fluxo de radiação que incide sobre um anteparo difusor, dentro de um ângulo sólido $d\Omega$. A irradiância do elemento emissor dA , conforme a Equação B.3, é

$$E = \frac{d\Phi_1}{dA} \quad (\text{B.7})$$

B.4

O fluxo de radiação ϕ_2 emitido pelo anteparo difusor, dentro de um ângulo sólido $d\Omega$, é descrito pela radiância superficial

$$B = \frac{d^2 \phi_2}{d\Omega dA \cos \theta} \quad (\text{B.8})$$

Supõe-se que os fluxos ϕ_2 e ϕ_1 estejam relacionados entre si através de um coeficiente, ϵ , que indica a refletividade da superfície em questão. Assim, admitindo-se que a reflexão do difusor seja isotrópica e homogênea,

$$B = \frac{d}{d\Omega \cos \theta} \left(\epsilon \frac{d\phi_1}{dA} \right)$$

$$= \frac{d}{d\Omega \cos \theta} (\epsilon E) ,$$

$$\epsilon E = \int_{\Omega} B \cos \theta d\Omega . \quad (\text{B.9})$$

A condição de radiação difusa - fontes lambertianas - impõem que B seja independente do ângulo de visão $d\Omega$. Portanto, a Equação B.9 pode ser integrada sobre Ω , resultando:

$$B = \frac{\epsilon E}{\pi} . \quad (\text{B.10})$$

A radiação é um processo isotrópico, isto é, qualquer volume elementar de "airglow" emite igualmente em todas as direções. O olho humano, bem como qualquer instrumento associado ao método de detecção, não consegue integrar toda esta radiação; mas ele é subjetivamente sensível à radiância de uma superfície esférica, que depende do número de fótons emitidos por unidade de área por unidade de tempo. Por conseguinte, o "airglow" pode ser representado por uma fonte emissora lambertiana, sendo a Equação B.10 perfeitamente aplicável para descrever os ensaios de calibração do fotômetro.

B.5

É costume dos espectroscopistas definir a unidade Rayleigh (R) para medir intensidades associadas ao "airglow" e aurora.

$$1R = 10^6 \text{ fótons s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ (coluna vertical)} \quad (\text{B.11})$$

Contudo, a unidade de radiância no MKS é dimensionalmente equivalente à unidade de medida Rayleigh, como é demonstrado no desenvolvimento que se segue:

$$B(\text{W cm}^{-2} \text{ str}^{-1}) \rightarrow I(\text{R}) = I(\text{fótons s}^{-1} \text{ cm}^{-2}),$$

$$\begin{aligned} I &= \frac{4\pi}{10^6} B \frac{\text{fótons}}{\text{fótons}} \\ &= \frac{4\pi}{10^6} \frac{\lambda}{hc} B \text{ (fótons s}^{-1} \text{ cm}^{-2}) \\ &= 6.327 \times 10^{10} \lambda B, \end{aligned} \quad (\text{B.12})$$

onde a radiância I é medida em Rayleighs.

