

同時ロケット観測による夜間大気光酸素分子ヘルツベルグ
I帯及び酸素原子 557.7 nm 緑線の励起機構の研究†

北 和之**・岩上直幹**・小川利紘**
宮下暁彦***・田鍋浩義***

(1988年12月26日受理)

An Investigation of the Excitation Mechanisms of
the O₂ Herzberg I System and Oxygen Green Line in
the Airglow from a Simultaneous Rocket Observation

By

Kazuyuki KITA, Naomoto IWAGAMI, Toshihiro OGAWA,
Akihiko MIYASHITA, and Hiroyoshi TANABE

Abstract: A simultaneous measurement of the night airglow emissions at three different bands of the O₂ Herzberg I system (originating from higher, middle and lower vibrational states of O₂(A³Σ_u⁺)) along with the green line of atomic oxygen was carried out with photometers on board a sounding rocket S 310, 17 flown from Uchinoura (31°N). The profiles of the volume emission rates at three different bands of the Herzberg I system are found to be identical, suggesting that the vibrational distribution of O₂(A³Σ_u⁺) is almost identical at all emission heights in the range 90-105 km. The ratio of the volume emission rates of the Herzberg I system to the green line showed a weak altitude dependence with a maximum at a height of 95 km.

The excitation and quenching processes of O₂(A³Σ_u⁺) and O(¹S) are discussed, with the suggestion that O₂(A³Σ_u⁺) is subjected to a large quenching via collisions with atmospheric molecules

* 宇宙研特別事業費による研究論文
** 東京大学理学部増球物理研究施設
*** 国立天文台

but that the quenching of $O(^1S)$ is small. The vibrational relaxation process of $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ is also examined, from which we infer that the vibrational distribution of $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ varies with the atmospheric temperature.

概 要

内之浦(31°N)より打ち上げられた観測ロケット S 310. 17 に搭載された放射計により、夜間大気光の酸素分子ヘルツベルグ I 帯及び酸素原子 557.7 nm 緑線の同時観測が行われた。ヘルツベルグ I 帯については、 $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ の振動量子数が主に、2 以下、3 から 5、7 以上にそれぞれ対応する 3 波長域で測定を行った。この 3 波長域において体積放射率の高度分布の形は互いによく似ており、 $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ の振動分布は発光高度域 (90-105 km) 全体にわたりほとんど変わらないことが示唆される。また、ヘルツベルグ I 帯と 557.7 nm 緑線の体積放射率の比は、高度 95 km 付近に弱いピークを示した。本論文では、これらの観測結果に基づき $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ 及び $O(^1S)$ の励起・緩和過程の議論を行い、 $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ は大気分子による大きな衝突緩和を被り、 $O(^1S)$ に於いては放射による脱励起が支配的であることなどを提案する。また、 $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ の振動緩和過程についても検討を加え、 $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ の振動分布は大気温度によって変化することを示唆する。

1. 序 論

酸素分子ヘルツベルグ I 帯 ($O_2(A^3\Sigma_u^+ \rightarrow X^3\Sigma_g^-)$) 及び酸素原子 557.7 nm 緑線 ($O(^1S \rightarrow ^1D)$) は、地球の夜間大気光の中に顕著に現れる構造であり、その存在は地上観測によって古くより知られている。これらの大気光を励起させるエネルギーは、昼間太陽紫外放射によって酸素分子が光解離されてできた酸素原子の再結合にその源を持つとされている。しかし、励起過程や緩和過程の詳細については、いまだ議論の分かれるところである。

酸素分子ヘルツベルグ I 帯は、250-500 nm の波長範囲に多数のバンド構造を持ち、この波長範囲では地球夜間大気光中最も強いものである。地上観測 [1-3] 及びロケットからの写真スペクトル [4] によって、ヘルツベルグ I 帯大気光中の $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ 分子の大気全体について積分された振動分布についての情報が得られている [5]。Degen [6] によって、この大気光中の振動分布及び実験室でのアスターグロー中に観察される振動分布を両方ともに説明するため、一量子カスケード振動緩和モデルが提案されている。

またヘルツベルグ I 帯の発光強度高度分布も、そこに属する様々なバンドに対しロケットや人工衛星からの観測が行われており、およそ 95 km 付近にそのピークを持つことが知られている。Thomas [7] は、ヘルツベルグ I 帯光強度と酸素原子密度の同時観測を行い、

その結果から、ヘルツベルグ I 帯は $O(^3P)$ 原子の三体再結合により直接励起され、 $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ は主に大気分子との衝突により脱励起されることを示唆した。彼は大気分子との衝突による $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ の緩和反応係数を導出したが、その値は実験室で測定された値 [8-10] よりもずっと大きい。従って、ヘルツベルグ I 帯の励起機構として二段階励起の可能性を除外することはできないと思われる [11]。

Thoman [7] の観測及び解析には、さらにいくつかの問題点がある。まず、酸素原子密度の直接測定に用いられた酸素原子 130.4 nm 共鳴線ランプによる共鳴蛍光/吸収法は、ロケット飛行の際に生じる空力学的効果やドップラー効果の影響により測定結果に不確定性を持つ。さらに、 $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ の振動分布についてはヘルツベルグ I 帯各バンドの相対強度が高度に対し一定であるという仮定も確証を持たない。実際、McDade et al. [12] によって $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ の振動分布の高度変化が示唆されている。但し、Murtagh et al. [13] は、それぞれ $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ の高振動準位・低振動準位に対応する二つの波長域でヘルツベルグ I 帯大気光高度分布を測定したが、振動分布が高度により変化するという証拠は見いだされなかった。

酸素原子 557.7 nm 緑線の励起過程は、1920 年代より論議の対象となっている。最近の研究によると、理論的考察 [14] によってもロケット観測 [7, 15, 16] によっても、 $O(^1S)$ は酸素原子の三体再結合によって生じた比較的安定な中間励起体より酸素原子が衝突によりエネルギーをもらい受けて励起されるという二段階励起機構が支持されている。しかし、酸素原子密度の直接観測に於ける不確定性を考慮するとき、この結論はまだ決定的であるとはいえない。

本論文に於いては、まずヘルツベルグ I 帯の異なる 3 波長域及び緑線のロケット観測の結果を示し、次にその結果に基づいて、 $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ の振動分布の高度変化やヘルツベルグ I 帯及び緑線の励起・緩和過程について議論を行うものである。

2. 観測装置

この観測では、5つの波長帯に対しそれぞれ独立した放射計を用いている。それらは干渉フィルター、レンズ、及び光電子増倍管からなっており、中心波長はそれぞれ 260 nm, 315 nm, 360 nm, 530 nm, 557.7 nm, 透過幅は半値全幅でそれぞれ 19 nm, 15 nm, 20 nm, 3.1 nm, 3.1 nm である。放射計の視野角は、260 nm, 315 nm, 360 nm の各放射計では全角 5.8° 、他の二つでは全角 2.5° であった。各放射計は、スピン安定化ロケットのスピン軸に対し 30° の角度をなすように設置された。

先にも述べた通り、ヘルツベルグ I 帯大気光は、250-500 nm の波長範囲をもつ $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ の種々な振動準位に対応する数多くのバンドからなる。260, 315, 360 nm の3つの放射計は、ヘルツベルグ I 帯大気光のそれぞれ異なったバンドを観測するためのものである。図 1 は、この3つの放射計が $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ の 0 から 11 までの各準位に対して示す感度を表したものである。

また、530 nm の放射計は、557.7 nm 放射計で酸素原子緑線大気光を観測する際に混入する連続大気光の影響を除去するためのものである。この NO_2 の化学蛍光に起因すると考え

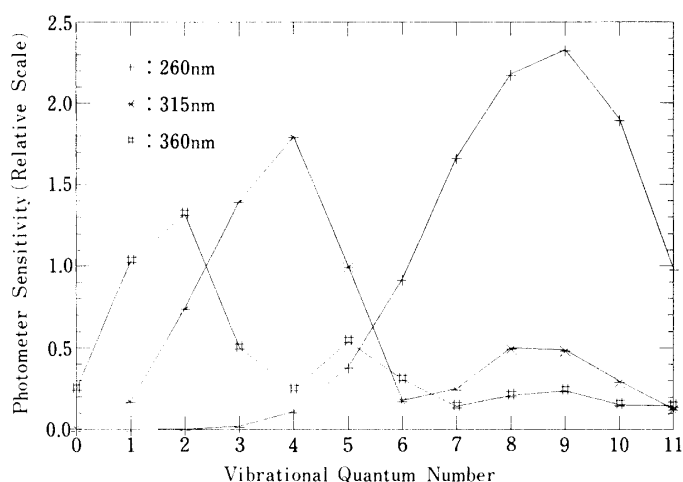


図1 $O_2(A^3\Sigma_g^-)$ は0から11までの各振動準位において一様な振動分布を持つと仮定したときに、各準位に対応するヘルツベルグI帯大気光に対して260, 315, 360 nm放射計がそれぞれ示す相対感度

られている背景連続大気光は、 NO_2 の解離限界である398 nm以下の波長では無視できるほど小さいと考えられる。しかし、酸素分子チェンバレン帯($A^1\Delta_g \rightarrow a^1\Delta_g$)、ヘルツベルグII帯($c^1\Sigma_u^- \rightarrow X^3\Sigma_g^-$)大気光がヘルツベルグI帯と同じ波長帯に存在し、今回の観測にも混入する可能性があることに注意しなくてはならない。これまでの研究によると、このヘルツベルグI帯、ヘルツベルグII帯、チェンバレン帯という3つの大気光の強度比は、Slanger and Huestis [17]によると4:1:1、Sharp [18]によると5:1:3である。Slanger and Huestis [17]に従うと、ヘルツベルグII帯及びチェンバレン帯による混入は、360 nm放射計に対してはおよそ25%、315 nm放射計に対しては約10%である。260 nm放射計に対してはこの混入を見積るために適当な観測はないが、我々は10%程度であろうと見積っている。

紫外線(260, 315, 360 nm)放射計に対しては、NBS 1973 irradiance scaleに従って輝度が決定されているOptronic UV-40重水素ランプを用いて絶対値較正が行われている。可視域(530, 557.7 nm)の放射計は、星を基準として予め輝度が測られている標準ランプを用いて較正されている。また、東京天文台木曾観測所(現東大理学部)の大気光放射計との比較も行われている。

3. 観測

放射計は観測ロケットS 310, 17に搭載され、内之浦(31°15'N, 131°05'E)から1986年9月6日1300 UT (2200 LMT)に打ち上げられた。その日、太陽及び地磁気活動は静穏であり、10.7 cm太陽電波フラックスは $69.5(10^{-22}Wm^{-2}Hz^{-1})$ 、地磁気活動度指標 K_p の日合計は、15₋であった。

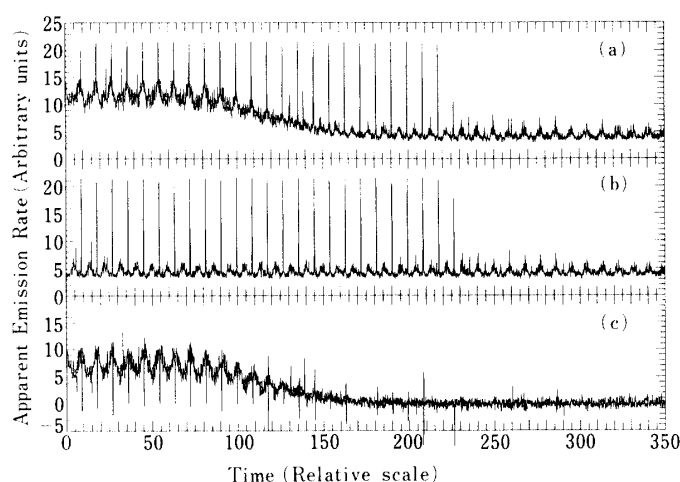


図2 上のパネル(a)はロケット上昇中に 557.7 nm 放射計により得られた生データを，中のパネル(b)は高度 150 km より得られた背景光のデータ，下のパネル(c)は(a)の生データから(b)の背景光データを引算して得られた大気光成分をそれぞれ示している。

ロケットの開頭は，高度 56 km で行われ，それ以降観測が行われた。最高到達高度は，201 km であった。ロケットはスピン安定化され，その周期は 1.1 Hz であった。そしてロケットの姿勢は，搭載されている磁力計と星センサーにより， 1° 以内の誤差で決定されている。ロケットスピン軸の歳差運動は，半角 20° でその周期はおよそ 200 秒であった。放射計の視野方向は，ロケットのスピンや歳差運動により変わるが，天頂角は常に 55° 以内に納まっている。

データとして得られる見かけの光強度には，目的の大気光の他に星野光などが混入している。今回ロケットは，大気光の発光層及びその上にいる間に歳差運動により天球上の同じ方向を二回向いている。このことを利用して，発光層中で得られたデータ（大気光+星野光）から，発光層の上で天球上の同じ方向をみているときのデータ（星野光のみ）を引き算することにより，問題となる混入光を除去することができる。図2は，この手順を 557.7 nm 放射計のデータについて示したものである。データのサンプリングレートは 1 kHz であり，0.01 秒毎に平均されている。

このようにして得られる大気光強度は，ロケット運動のため生じる放射計視野方向の変化に伴う変調を受ける。この見かけの大気光強度は，鉛直柱放射率を得るためロケット姿勢のデータを用いて天頂方向の値に変換される。

4. 観測結果

図3(a)，3(b)は，ロケット上昇時に於ける 557.7 nm 大気光および 530 nm での連続大気光の鉛直柱放射率の高度変化を示したものである。データ点の散らばりは，主に光子

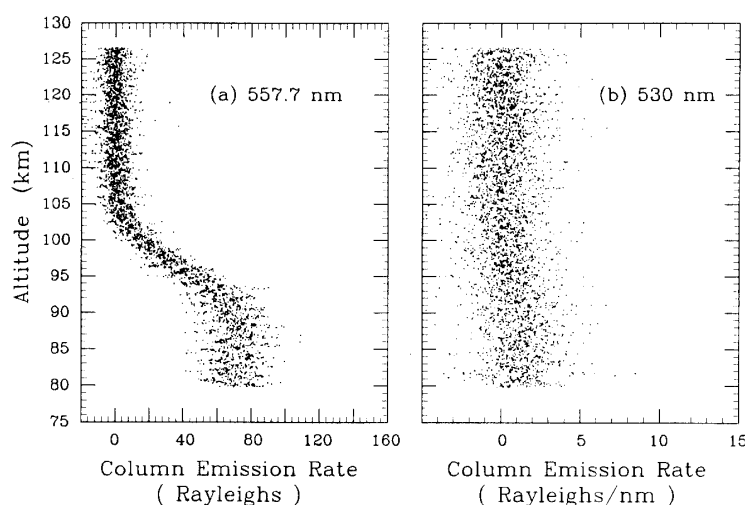


図3 ロケット上昇時に観測された大気光鉛直柱放射率, (a)酸素原子 557.7 nm, (b)530 nm における連続大気光

束のゆらぎ及び電気系雑音によるものであろう。連続大気光は、およそ 2 Rnm^{-1} ($1 \text{ R} = 1 \text{ Rayleigh} = 10^6 \text{ photons s}^{-1} \text{ per cm}^2\text{-column}$) と弱く、557.7 nm 放射計への混入は無視できる程度である。図3(a)の 557.7 nm 大気光の鉛直柱放射率には、周期的な変動がみられる。この変動の周期は、ロケットスピンと同じである。また、振幅はだいたい鉛直柱放射率に比例し、高度 90 km では約 10 R であった。さらに、この変動は放射計視線方向が南向きのとき柱放射率を最大とするような位相を持ち、また、ロケット上昇時の積分鉛直柱放射率は約 70 R であるが、位置がおよそ 150 km 南に移った下降時では鉛直柱放射率は約 90 R と大きいことをも考慮に入れると、この変動は 557.7 nm 大気光自体の空間的不均一に起因すると考えられる。

この観測で得られた 557.7 nm 大気光の全積分鉛直柱放射率は、これまで発表されている値の平均値 ($\sim 300 \text{ R}$) に比べかなり小さい。この観測値が正常なものであるという直接的証拠はないが、当日の木曾観測所 ($35^{\circ}48' \text{N}$, $135^{\circ}36' \text{E}$; 内之浦のおよそ 800 km 北東) に於ける地上観測によると、1300 UT での強度は 115 R であり、その夜の強度は 100 R 付近で変動していた。ロケット観測と地上観測の差は、二つの観測地点が離れていることから 557.7 nm 大気光の空間的不均一の効果として解釈できよう。また、ロケット観測では背景光として除去されている、電離圏 F 層起源の 557.7 nm 大気光も二つの観測値の差の一因と考えられる。しかし、木曾観測所で観測された酸素原子 630 nm 大気光の強度から見積られる F 層成分はおよそ 10 R であり、これだけではこの差の説明とはならない。

図4は、ロケット上昇時に 260, 315, 360 nm 放射計により測られた鉛直柱放射率を示している。557.7 nm の時に類似した周期的変動が、この三つの波長域すべてでみられる。しかし、このヘルツベルグ I 帯に於ける変動の振幅は、全積分柱放射率のロケット上昇時 (260 nm 約 35 R, 315 nm 約 25 R, 360 nm 約 10 R) および下降時 (260 nm 約 40 R, 315 nm 約

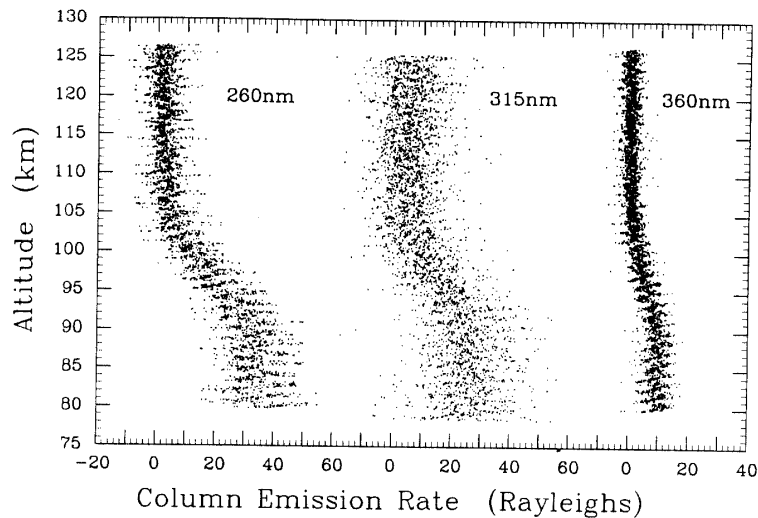


図4 ロケット上昇時に観測された260, 315, 360 nmの波長域におけるヘルツベルグI帯大気光の鉛直柱放射率。

30 R, 360 nm 約 12 R)の差に比較して大きすぎ、大気光の不均一がその原因とは考えにくい。むしろ、ヘルツベルグI帯大気光の強度が背景光、特に銀河光と比して弱いことから、発光層の中での観測で得られた光強度データから発光層の上で天球上の同じ部分を観測して得られたデータを引き算して背景光を除去する際に、放射計の視線方向が二つのデータで完全には一致してはいないことに起因する誤差が、この変動の主な原因であると思われる。さらに、315 nm 放射計のデータは、他の放射計からのデータに比べて信頼性に欠けていることに注意しなくてはならない。これは、この放射計の感度がかなり低かったことに加え、それが観測中に有意な変化を示していることによる。この感度変化の原因は全くわかっていないが、しかし銀河光の強度を参考にして一応の補正を施すことが可能であった。とはいえ、315 nm でのデータは今後の詳細な解析、議論の際に使用に耐えるものではない。

ロケットに光学計器を搭載して観測を行う際に、ロケット下降時のデータがしばしば飛翔体近傍で生じる発光により汚染されることが報告されている[16, 19]。ロケットのスピンのよって放射計に天球上をスキャンさせることにより、ロケットの近傍で空力学的効果によって励起された汚染光の混入を調べることができる。図5 a-c)は、ロケット下降時に観測された鉛直柱波放射率である。明らかに全ての波長帯に於いて高度90-115 kmの領域で、パルス状の構造がロケットスピンのある特定の位相に現れている。この位相に対応する放射計の視線方向は、ロケットの航跡の方向にほぼ一致した。特に315 nm, 360 nmの各波長帯に於いては、出力信号がパルス状の光入射により飽和しており、またその影響が他の方向にも現れている。おそらく、これはロケットの超音速運動によってつくられる衝撃波に伴う発光発象によるものであろう。我々は、衝撃波に伴う密度や温度の上昇により、例えばO(¹S)やO₂(A³Σ⁺)のような大気原子や分子の励起が促進されるのではないかと推測している。この汚染光の影響により、下降時のデータから体積放射率の高度分布を得る

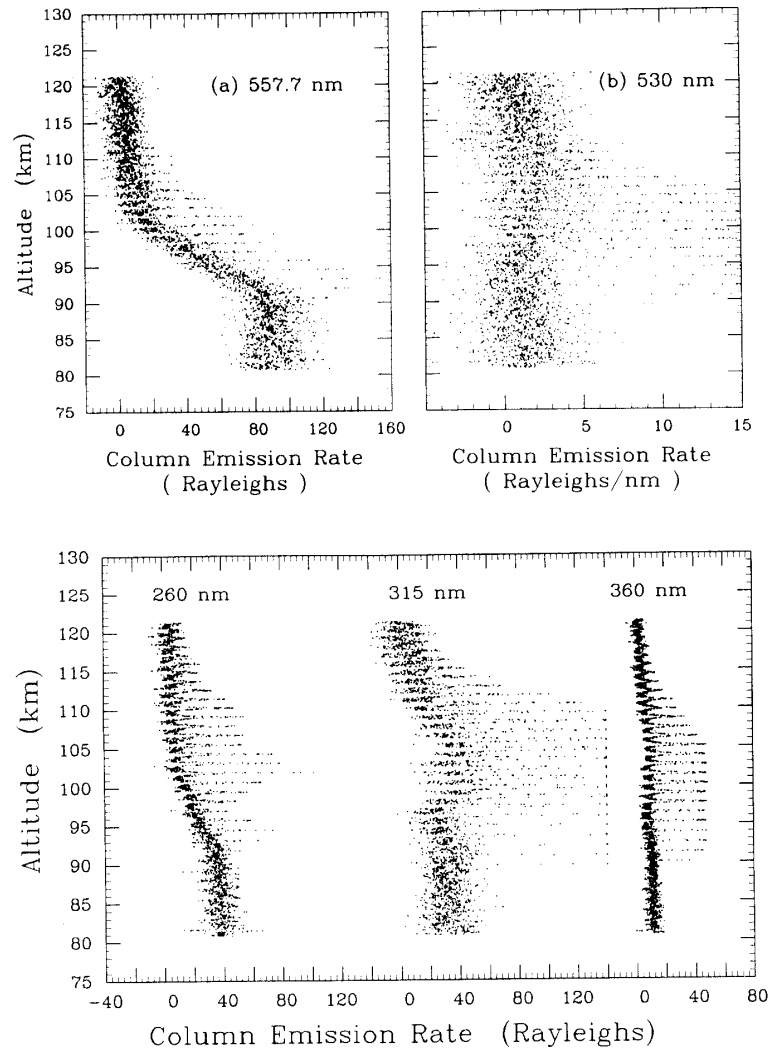


図5 ロケット下降時に観測された大気光鉛直柱放射率。(a)酸素原子 557.7 nm, (b)530 nm における連続大気光, (c)260, 315, 360 nm におけるヘルツベルグ I 帯。

ことは困難である。

鉛直柱放射率を高度に対し微分することにより体積放射率を計算する際、周期的な変動やランダムな雑音が大きいつきには、何等かの平滑化を行わない限り合理的な結果は得られない。今回、最も確からしい体積放射率の鉛直分布を推定するために新しい統計手法が用いられた。それは、ベイズ統計に基づいてエントロピーを最大化する手法であり、ゆっくりと変化するトレンドから周期的変動及びランダムな雑音を除去することを可能にしている[20]。今回のようにデータに大振幅の周期的変動が含まれているときには、このような手法によらない限りよい結果は得られない。

上記の手法で推定された体積放射率を図6(a, b)に示す。557.7 nm 大気光及びヘルツ

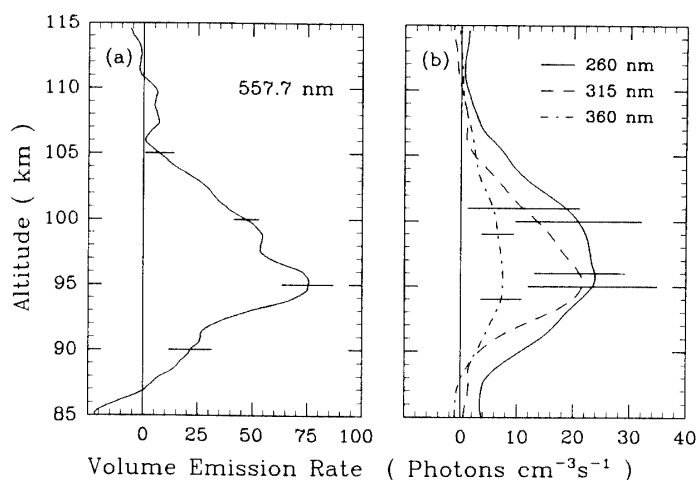
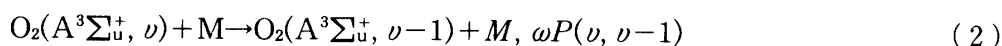


図6 ロケット上昇時に於ける大気光の体積放射率。(a)酸素原子 557.7 nm, (b)260, 315, 360 nm におけるヘルツベルグ I 帯。

ベルグ I 帯大気光のいずれも、体積放射率は高度約 95.5 km にそのピークを持つ。これまでの同時観測により報告されているピーク高度は、557.7 nm 大気光については 96.5 km [21], 95 km [7], 96-97 km [14], 96 km [16] であり、ヘルツベルグ I 帯については 96.5 km [21], 95 km [7], 95-99 km [19], 97 km [16] であった。以上のことから、全ての観測に於いてこの二つの大気光のピーク高度はほぼ一致しており、さらにヘルツベルグ I 帯に於いては、異なったバンドに対し行われた様々な観測の間で大きな違いはみられない。

5. $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ の振動分布

アスターグロー実験及び大気光中のヘルツベルグ I 帯にみられる $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ の振動分布を比較すると、大気光に於いては比較的高い振動状態からの発光が卓越していることが報告されている。これに着目して Degen [6] は、大気光及び実験室アフターグローの両方の $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ 振動分布を説明可能なモデルを提案した。そのモデルに於いては、 $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ は酸素原子の再結合によってまず振動準位 v が 10 以上という高い振動状態に形成され、その後大気分子 M との衝突により振動量子数が 1 ずつ減少していくカスケード過程によって振動緩和されると仮定されている。 $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ の直接励起機構は以下のように表される。



但し、ここで k_1 は再結合反応(1)の反応係数であり、 α は $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ が生成する分岐率、 ω は衝突確率、 $P(v, v-1)$ は SSH 理論 [22, 23] に従う相対振動遷移確率である。Degen は、振動緩和過程に関しいくつかの仮定を置くことにより以下の式を導いた。

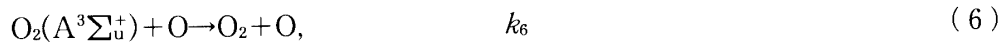
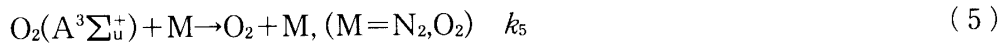
$$P(\nu, \nu-1) = \nu [\Delta E(\nu, \nu-1) / \Delta E(1, 0)]^2 e^{-a} P(1, 0) \quad (3)$$

但し

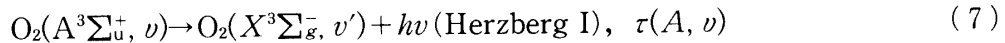
$$\sigma = \left[\frac{c}{T} \Delta E(\nu, \nu-1)^2 \right]^{1/3} - \left[\frac{c}{T} \Delta E(1, 0)^2 \right]^{1/3} + \left[\frac{\Delta E(1, 0) - \Delta E(\nu, \nu-1)}{2kT} \right] \quad (4)$$

ここで、 $\Delta E(\nu, \nu-1)$ は $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ の振動準位 ν と $\nu-1$ との間のエネルギー差であり、ここでは Krupenie [24] の値に従った。 c は衝突相手によって決まる定数であり、 k はボルツマン定数、そして T は周囲温度を示す。Degen は $P(1, 0)$ を温度等によらぬ定数と見なし、 c 及び $P(1, 0)$ の値を実験・観測の結果に適するように定めた。

振動緩和過程は、衝突及び放射による基底状態 $X^3\Sigma_g^-$ への遷移により終了する。衝突脱励起は、 N_2 、 O_2 及び O との緩和反応によって生じる。



放射脱励起によって、ヘルツベルグ I 帯の発光が生じる。



ここで、 $\tau(A, \nu)$ は $O_2(A^3\Sigma_u^+, \nu)$ の自発放射遷移に対する時定数であり、Degen [25] の値を採用した。

これまでのヘルツベルグ I 帯大気光の高度分布の観測とその解析において、殆ど常に $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ の振動分布は高度によって変化しないという仮定が暗黙の中に行われてきた。それに対し、McDade et al. [12] は Degen のモデルを高度方向に拡張して振動分布の高

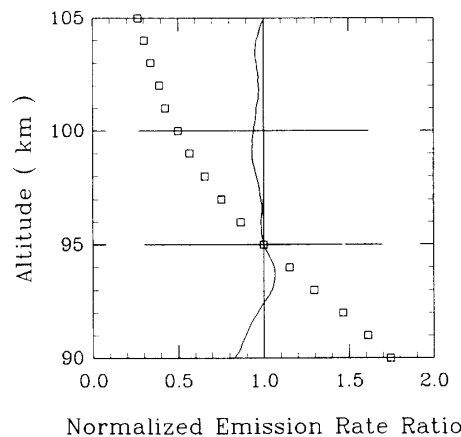


図7 ヘルツベルグ I 帯の 260 nm 及び 360 nm における体積放射率の比、四角は McDade et al. [12] のモデルより算出した値を示し、実線は図 6 に示した観測値から計算したものである。比の値は、高度 95 km において 1 に正規化してある。

度変化の可能性を議論した。彼らのモデルの中で、緩和反応係数 k_5 , k_6 についてはその値が各振動準位で変わらないという仮定のもとに実験室で得られた値を採用し[26, 8], $\omega P(1, 0)$ の値が観測されたヘルツベルグ I 帯大気光の高度分布を最もよく再現するように決定された。彼らのモデルによって、 $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ の振動分布は有意な高度変化を示すことが予測された。

予め測定されている各放射計の分光感度と併せて、McDade et al. [12] の $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ 振動分布のモデルを用いることにより、今回の観測で期待される相対的体積放射率を予測することができる。360 nm での体積放射率と 260 nm で測定される体積放射率との比 $I(360)/I(260)$ のモデル予測値と実際の観測値を比較したものが図7である。モデルから予測されるこの比の値は高度と共にだいたい大気密度に比例する形で変化しているのに対し、観測値から計算された値は殆ど高度に対し変化を示さない。但し、315 nm 放射計による観測値から計算された体積放射率の比 $I(315)/I(260)$ は高度変化を示す。しかし4章で述べたように 315 nm 放射計の観測データは信頼性が低く、我々としては $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ の振動分布は有意な高度変化を示さないという結論を採用するものである。この結論は、Murtagh et al. [13] が二つの異なる波長領域でのヘルツベルグ I 帯の観測から得た結果と一致し、またこれまでのヘルツベルグ I 帯のロケット観測結果の解釈において採用されてきた仮定の正当性を確認したものである。

ここで、McDade et al., [12] のモデル計算の結果が、今回及び Murtagh et al., [13] の観測結果と一致していないことは明らかである。モデル計算に於いては、不確定なパラメーターがいくつかあり、それらを変えることによりモデルを観測と一致させる余地があるものと考えられる。もし緩和反応(5)がそのほとんど全ての振動準位に於いて $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ の消失反応の中で支配的であるなら、 $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ の振動分布は高度により有意な変化を示さないことになる。Murtagh et al. [13] は k_5 の実際の値は Kenner and Ogrzylo [8-10] による実験室値よりずっと大きい可能性を示唆している。同じ結論が Thomas [7] によっても得られている。そこで、我々は反応係数 k_5 , k_6 の組が観測に矛盾しないような範囲を求めることにした。

反応系(1), (2), (5), (6), (7)に於いて定常状態を仮定するとき、 $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ の振動分布は、

$$[O_2(A^3\Sigma_u^+, v=v_m)] = ak_1[O]^2[M] \cdot L(v) \quad (8)$$

及び

$$[O_2(A^3\Sigma_u^+, v < v_m)] = \omega P(v+1, v)[M][O_2(A^3\Sigma_u^+, v+1)] \cdot L(v) \quad (9)$$

但し

$$L(v) = \{\omega P(v, v-1)[M] + k_5[M] + k_6[O] + \tau(A, v)^{-1}\}^{-1} \quad (10)$$

のように表される、ここで、 $[]$ は数密度を表し、また、 $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ 生成当初の振動量子数 v_m の値としては 11 を仮定した。(3)式において $P(1, 0)$ を定数とした Degen [6],

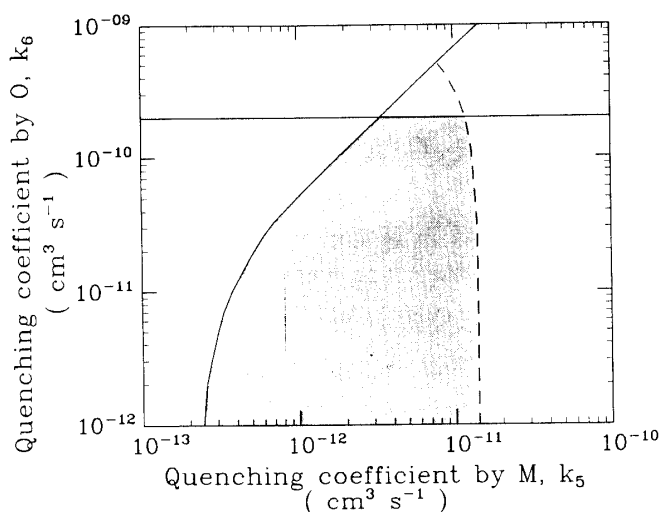


図8 $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ の緩和反応係数 k_5 及び k_6 の上限と下限, 影をつけた領域が観測に合致する反応係数の取り得る範囲を示す. $k_6 = 2 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ を示す直線は, 100%の効率で反応が起こるとした値で k_6 の上限を表す.

McDade et al., [12], Murtagh et al., [13]とは異なり, 今回は振動分布の温度変化を議論するために $P(1, 0)$ の温度依存性も考慮に入れた. SSH 理論[24]に従うとき, $\omega P(1, 0)$ の表式として

$$\omega P(1, 0) = F \cdot \Delta E(1, 0)^n T^{(n-2)/2} \exp\left[-\left(\frac{c}{T} \Delta E(1, 0)^2\right)^{1/3} + \frac{\Delta E(1, 0)}{2kT}\right] \quad (11)$$

が得られる. 但ひ, F は観測結果に適合するよう選ばれる定数である. n の値は, 一直線上の衝突では 3, 一般の場合では $7/3$ と計算されている. ここでは 2.5 という値を採用したが, n の値の選択によって結果に大きな違いは生じない. モデル大気として U. S. Standard Atmosphere[27]を用い, k_5, k_6 の値を様々に変えてヘルツベルグ I 帯放射率の計算を行った. F の値については, 各 k_5, k_6 の組に対し, 260 nm および 360 nm で観測された柱放射率からそれぞれ計算されたヘルツベルグ I 帯全体の柱放射率が誤差の範囲で各高度で一致するように定められた. この計算を行うにあたり, 緑線大気光強度の観測値が通常より小さかったため, 酸素原子密度を U. S. Standard Atmosphere の 60%にとった. 図8は, k_5 及び k_6 の値が観測結果に矛盾しない範囲を示したものである. 観測からの主要な要請は, $k_5[M] > k_6[O] + 1/\tau(A, \nu)$ が大気光発光領域のほぼ全高度(少なくとも 100 km 以下)に於いて成り立っていることである. しかし, 脱励起反応係数が大きすぎるとき, モデルは観測された放射率の絶対値を説明できなくなる. 反応係数の値として $k_1 = 4.7 \times 10^{-33} (300/T)^2 \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$ [28] 及び $\alpha = 0.1$ を採り, k_5 の上限を図8の点線のように定めた.

代表的なケースとして, $k_5 = 2.0 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, $k_6 = 1.0 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, $F = 5.2 \times 10^{-13} \text{ cm}^{5.5} \text{ K}^{-2.5} \text{ s}^{-1}$ の場合について $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ の振動分布, 及びその振動分布と観測された体積

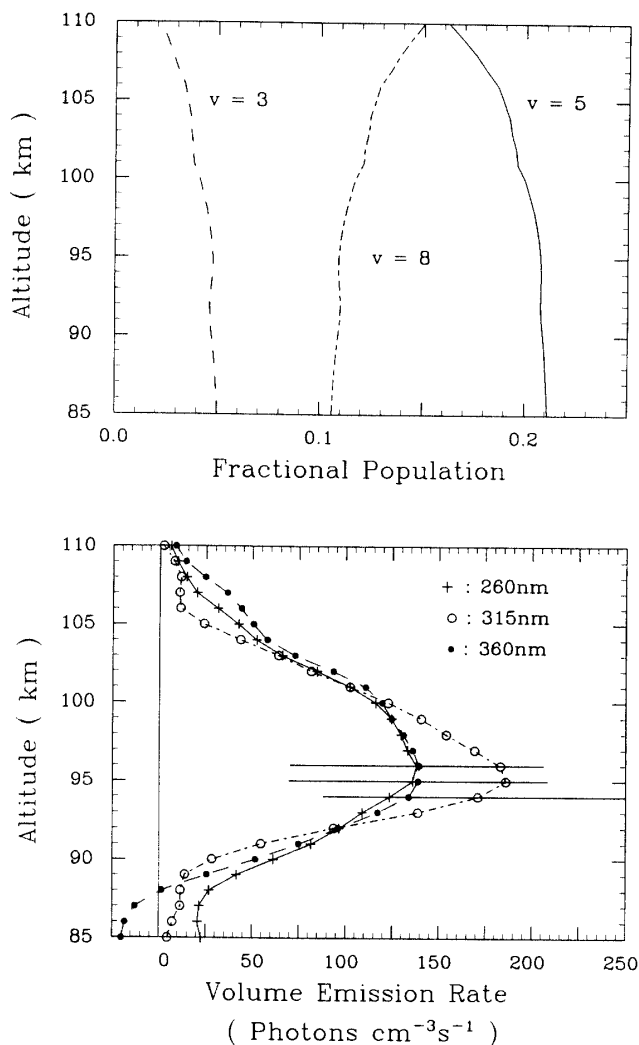


図9 (a) $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ の振動分布の高度変化を振動準位 3, 5, 8 について, $k_5=2\times 10^{-12} cm^3s^{-1}$, $k_6=1\times 10^{-11} cm^3s^{-1}$, 及び $F=5.2\times 10^{-13} cm^{5.5}K^{-0.25}s^{-1}$ を仮定して計算した結果.

(b) 上と同じ場合について, 観測に用いた三つの放射計のデータから推定したヘルツベルグ I 帯全体の体積放射率.

放射率から見積られたヘルツベルグ I 帯全体の体積放射率を計算し, 図 9 (a), (b) に示した. k_5 , k_6 及び F の値を許容域 (図 8 の影をつけた領域) の中でいろいろ変化させたときにも, この結果は殆ど変わらない.

$O_2(A^3\Sigma_u^+)$ の振動分布について, 今回の計算結果と Degen [5] がいくつかの観測結果をまとめてつくったモデルを比較したものが, 図 10 である. 二つのモデルの間には大きな違いがあり, Degen のモデルから計算した体積放射率は今回の観測値と有意な食い違いを示す. しかし, 式 (3), (4), (11) に於いて振動緩和係数が温度依存を示すことから, 振動分布が各観測時の大気温度によって変化することが考えられる. モデルに於いて大気温度

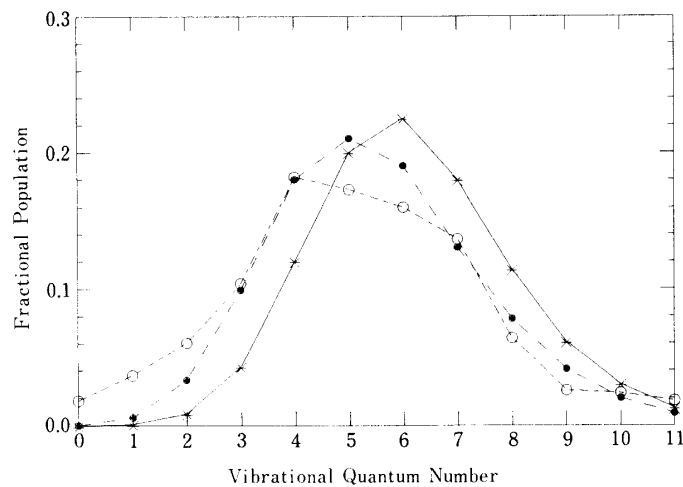


図10 $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ の高度積分振動分布. 白丸は Degen [5] のモデル, 星印は今回の観測結果で U. S. Standard Atmosphere の温度プロファイルを仮定してある. 黒丸は他の条件を変えずに温度の値のみを 1.2 倍にしたときの結果を示す.

を U. S. Standard Atmosphere より 20% 増して計算すると, 振動分布は Degen のモデルに近づくことがわかる (図 10 の黒丸点線).

6. 励起過程の推定

前節に於いて, $O_2(A^3\Sigma_u^+)$ の振動分布を酸素原子の三体再結合による直接励起過程を基に議論し, 観測から $L(v) \sim (k_1[M])^{-1}$ という結果を得た. 大気温度は発光領域内で高度によってあまり変化しないとすると, ヘルツベルグ I 帯の体積放射率の高度依存は近似的に次のように表される.

$$I(\text{Herzerg I}) \simeq \xi [O]^2 \quad (12)$$

ここで, ξ は定数である.

さて緑線大気光に於いて, これまでの研究では (例えば [7]) $O(^1S)$ の二段階励起過程が好まれてきた.



ここで, O_2^* は O_2 のある電子的励起状態, β は酸素原子の三体再結合 (反応 (13)) に於いて O_2^* が生じる効率である. O_2^* は以下の反応によって消失する.





ここで、 $\tau(O_2^*)$ は O_2^* の自発的遷移の時定数を示す。また、 $O(^1S)$ の消失反応としては、



がある。但し、 $\tau(^1S)$ は $O(^1S)$ の自発的遷移 $O(^1S) \rightarrow O(^1D)$ 及び $O(^1S) \rightarrow O(^3P)$ に対する時定数を示す。以上の反応系に於いて緑線の体積放射率は以下の式で表される。

$$I(\text{green}) = \frac{A(^1S \rightarrow ^1D)k_{14}[O]}{k_{18}[M] + k_{19}[O] + \tau(^1S)^{-1}} \cdot \frac{\beta k_1 [O]^2 [M]}{k_{15}[M] + k_{16}[O] + \tau(O_2^*)^{-1}} \quad (21)$$

ここで、 $A(^1S \rightarrow ^1D)$ は自発的遷移 $O(^1S) \rightarrow O(^1D)$ の遷移確率である。実験室での測定結果 [29-33] に従うと、 $O(^1S)$ の衝突脱励起は発光高度領域では放射脱励起に比べて有効ではない。 $k_{17}[M] + k_{18}[O] \ll \tau(^1S)^{-1}$ とするとき、

$$I(\text{green}) \simeq A(^1S \rightarrow ^1D)\tau(^1S)k_{14}[O] \cdot \frac{\beta k_1 [O]^2 [M]}{k_{15}[M] + k_{16}[O] + \tau(O_2^*)^{-1}} \quad (22)$$

観測された緑線及びヘルツベルグ I 帯の体積放射率から、この二つの大気光強度の比 $I(\text{Green})/I(\text{Herzberg I})$ を計算した結果を図 11 に示した。前回の観測 [16] に於いて、この比は高度に対し近似的に一定とみなせることが明らかになった。それに対し、今回の観測で得られたより精密な結果によると、この比は明らかに高度に対し変化を示している。図 11 からわかる通り、この比は約 95 km の高度にピークを示し、酸素原子密度の高度分布に類似した構造になっていると考えられる。従って、我々はこの比が近似的に以下のように

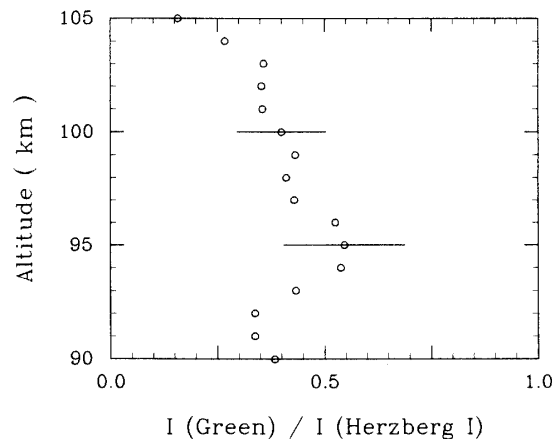


図 11 557.7 nm 緑線および全ヘルツベルグ I 帯の体積放射率の比。

表されるものとする。

$$I(\text{green})/I(\text{Herzberg I}) \simeq \eta[\text{O}] \quad (23)$$

ここで、 η は、定係数である。(12)と(23)を組み合わせることにより、

$$I(\text{green}) \simeq \eta \xi [\text{O}]^3 \quad (24)$$

が得られる。(24)と(22)とを比較すると、 $k_{15}[\text{M}] > k_{16}[\text{O}] + \tau(\text{O}^2)^{-1}$ という結果となる。これは、大気分子との衝突による脱励起が殆ど全ての発光高度領域に於いて(特に 100 km 以下に於いて) O_2 の消失過程としてもっとも効果的であることを意味する。結果として、緑線大気光の体積放射率は、近似的に酸素原子密度の三乗に比例することになる。この依存性は、酸素原子の三体再結合 $\text{O} + \text{O} + \text{O} \rightarrow \text{O}_2 + \text{O}(^1\text{S})$ に従う直接励起過程から期待されるものと同じである。つまり、 $\text{O}(^1\text{S})$ の励起過程を、緑線大気光と酸素原子密度の同時ロケット観測のデータだけから決定することは困難であろうと考えられる。この意味において、問題の解決のためには、実験室に於ける研究が非常に重要である。

7. 結論

我々の観測により、それぞれ $\text{O}_2(\text{A}^3\Sigma_u^+)$ の高 ($v \geq 6$)、中 ($3 \leq v \leq 5$)、低 ($v \leq 2$) 振動準位に対応する三つのヘルツベルグ I 帯大気光の高度分布が得られた。その分布から、振動分布の高度変化は無視して良いほど小さいことが推測された。この結果は、 $\text{O}_2(\text{A}^3\Sigma_u^+)$ が主に大気分子との衝突によって脱励起されることを示し、従って体積放射率は近似的に酸素分子密度の二乗に比例することも示している。さらに我々のモデルは、 $\text{O}_2(\text{A}^3\Sigma_u^+)$ の振動分布が大気温度によって変化することを示唆している。

今回の観測では、緑線大気光の高度分布も同時に測定されている。ヘルツベルグ I 帯との比較によって、緑線体積放射率は近似的に酸素原子密度の三乗に比例することが推定された。これが二段階励起機構で説明されるなら、 $\text{O}(^1\text{S})$ の中間励起体は主に大気分子との衝突により脱励起されているはずである。

この論文に於いて我々は、 $\text{O}_2(\text{A}^3\Sigma_u^+)$ については直接励起過程に、 $\text{O}(^1\text{S})$ に関しては二段階励起過程に基づいて観測データを解釈し、これらの励起過程が観測結果を合理的に説明し得ることを明らかにした。とはいえ、これまで述べてきたように、この結果はいくつかの仮定に基づいている。我々はこれらの仮定の正当性を明らかにしなければならない。特に、 $\text{O}_2(\text{A}^3\Sigma_u^+)$ の緩和反応係数が振動準位に依存性を持たないという仮定についての検討が必要である。さらに、 $\text{O}(^1\text{S})$ の先駆体となっている励起酸素分子の電子状態を明らかにしていく必要がある。酸素族大気光の励起過程をさらに明らかにしていくためには、大気光及び酸素原子密度の高度分布を同時に高い精度で測定しなくてはならない。加えて、励起・緩和過程の諸反応係数の、実験室に於ける信頼に足る測定の重要性をも強調するものである。

観測ロケット S 310. 17 号機による実験は、宇宙科学研究所の観測計画の一環として、実験主任の中村良治先生はじめ関係各位の御尽力によって行われたものです。ここに記し、

深く感謝するものであります。

参考文献

- [1] Chamberlain, J. W. : *Astrophys. J.* **121**(1955), 277
- [2] Ingram, M. F. : *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **124**(1962), 505.
- [3] Broadfoot, A. L. and K. R. Kendall : *J. Geophys. Res.* **73**(1968), 426.
- [4] Hennes, J. P. : *J. Geophys. Res.* **71**(1966), 763.
- [5] Degen, V. : *J. Geophys. Res.* **74**(1969), 5145.
- [6] Degen, V. : *J. Geophys. Res.* **77**(1972), 6213.
- [7] Thomas, R. J. : *J. Geophys. Res.* **86**(1981), 206.
- [8] Kenner, R. D. and E. A. Ogryzlo : *Int. J. Chem. Kin.* **12**(1980), 501.
- [9] Kenner, R. D. and E. A. Ogryzlo : *Can. J. Chem.* **61**(1983), 921.
- [10] Kenner, R. D. and E. A. Ogryzlo : *Chem. Phys. Lett.* **103**(1983), 209.
- [11] Murtagh, D. P., G. Witt and J. Stegman : *Can. J. Phys.* **64**(1986), 1587.
- [12] McDade, I. C., E. J. Llewellyn, R. G. H. Greer and D. P. Murtagh : *Planet. Space Sci.* **30**(1982), 1133.
- [13] Murtagh, D. P., I. C. McDade, R. G. H. Greer, J. Stegman, G. Witt and E. J. Llewellyn : *Planet. Space Sci.* **34**(1986), 811.
- [14] Bates, D. R. : *Planet. Space Sci.* **29**(1981), 1061.
- [15] McDade, I. C., D. P. Murtagh, R. G. H. Greer, P. H. G. Dickinson, G. Witt, J. Stegman, E. J. Llewellyn, L. Thomas and D. E. Jenkins : *Planet. Space Sci.* **34**(1986), 789.
- [16] Ogawa, T., N. Iwagami, M. Nakamura, M. Takano, H. Tanabe, A. Takechi, A. Miyashita and K. Suzuki : *J. Geomag. Geoelectr.*, **39**(1987), 211.
- [17] Slinger, T. G. and D. L. Huestis : *J. Geophys. Res.* **86**(1981), 3551.
- [18] Sharp, W. E. : *EOS Trans.* **65**(1984), 1031.
- [19] Greer, R. G. H., D. P. Murtagh, I. C. McDade, P. H. G. Dickinson, L. Thomas, D. E. Jenkins, J. Stegman, E. J. Llewellyn, G. Witt, D. J. Mackinnon and E. R. Williams : *Planet. Space Sci.* **34**(1986), 771.
- [20] Higuchi, T., K. Kita and T. Ogawa : *Appl. Opt.* **27**(1988),
- [21] Thomas, L., R. G. H. Greer and P. H. G. Dickinson : *Planet. Space Sci.* **27**(1979), 925.
- [22] Schwartz, R. N., Z. I. Slawsky and K. F. Herzfeld : *J. Chem. Phys.* **20**(1952), 1561.
- [23] Schwartz, R. N. and K. F. Herzfeld : *J. Chem. Phys.* **22**(1954), 767.
- [24] Krupenie, P. H. : *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **1**(1972), 423.
- [25] Degen, V. : *J. Geophys. Res.* **82**(1977), 2437.
- [26] Young, R. A. and G. Black : *J. Chem. Phys.* **44**(1966), 3741.
- [27] U. S. Standard Atmosphere (1976)
- [28] Campbell, I. M. and C. N. Gray : *Chem. Phys. Lett.* **18**(1973), 607.
- [29] Atkinson, R. and K. H. Welge : *J. Chem. Phys.* **57**(1972), 3689.
- [30] Zipf, E. C. : *Geophys. Res. Lett.* **6**(1979), 881.
- [31] Slinger, T. G. and G. Black : *Geophys. Res. Lett.* **8**(1981), 535.
- [32] Nicolaidis, C., O. Sinanoglu and P. Westhaus : *Phys. Rev. A* **4**(1971), 1400.
- [33] Kernahan, J. A. and P. H-L. Pang : *Can. J. Phys.* **53**(1975), 455.