

下部電離圏におけるNO密度の測定および 中間紫外大気放射の研究*

等 松 隆 夫**・小 川 利 紘***
近 藤 豊***・岩 上 直 幹***

Abstract: An ultraviolet photometer was designed which can be used on board small sounding rockets for measurements of the nitric oxide gamma-bands in the day airglow. The experiment with the new photometer was carried out on 19 August, 1973 at Uchinoura, Japan. The distribution of the nitric oxide density was deduced in the altitude range between 80 and 120 km. The aeronomical implication of the present experimental results is discussed in terms of the currently-accepted photochemical-dynamical model of the upper atmosphere.

概 要

昼間大気光中のNO γ バンド測定用に新しく開発したUVフォトメータを用いて、1973年8月19日内の浦から打ち上げられたS-210-9号機によって測定が行なわれた。その結果、高度80km~115kmにおけるNO密度が得られ、また予期しなかった未知のUV大気光が発見された。NO密度の観測値とモデル計算による理論値の比較、及び未知の大気光の解釈を試みる。

1. 序 説

NOは低域電離圏における最も重要な微量成分であり、D層およびE層のイオン生成、消滅に大きな関係をもっている。超高層におけるNO密度は、太陽MUVのNO γ バンドの共鳴散乱による昼間大気光の観測から求められている[1-5]。 γ バンド中最強のものは(1,0)バンドで、その放射率は中間圏下部で約1 kRに達する。

昼間大気光の観測では、常に目的の大気光とバックグラウンドとの分離が問題になる。90 km以下では大気粒子による太陽光のレーリー散乱がその主な成分であるが、今回の観測ではレーリー散乱以外のものが含まれていることがわかった。これはO₂のシューマン-ルンゲバンドの蛍光であると思われる[7]。

これまでの昼間大気光の観測には、主に分光器を用いて分光し、波長に沿ってスキャンする方法が用いられてきた[8]。しかし、この方法では、バックグラウンドが同時に測定できる代わりに、大気光の微弱さのために大型の光学系を用いなければならない。そこで我々は小さなロケットにも積めるような、小型でしかも分光器に比べて振動にも強い γ バンド測定用の特殊なフィルター系を用いたフォトメータNOSAC(nitric oxide self-absorption

* 宇宙研特別事業費による論文

** 宇宙研研究担当

*** 東京大学理学部

cell photometer) を開発した [9]。NOSAC は石英セルにつめた NO ガスの自己吸収を利用して、バックグラウンドと γ バンドを分離するもので、分光器と比べ有効に使える光量が多いために、超高層での γ バンドの微弱な光を測定するのに適している。

2. NOSAC の構成と原理

図1はNOSACの光学系である。多層干渉フィルタは最大透過率15%(2150Å), 半値巾約120Å。C1, C2は光学石英のセルで光路長20mm, C1の中は真空だがC2の中には200 torrのNOガスが封入されて

いて、測定中は0.8秒ごとにこの2つのセルが光路上に交互に置かれる。ここがNOSACの本質的な部分で、C2はNO γ バンドのうちから(0,0), (1,0), (2,0)のように $v''=0$ つまり v'' が振

動の基底状態にあたるバンドの放射だけを選択的に吸収する。光電子増倍管HTV-R431Sの量子効率の最大値は約10%(2200Å), 放射感度は電源電圧1000V, 水銀の2537Åの線に対して 4.3×10^{-14} ampere/photonである。

C1が光路上にあるとき出力信号はバックグラウンドと γ バンドのすべてのバンドの和であり、C2が光路上にあれば出力信号はバックグラウンドと γ バンドのうち $v'' \neq 0$ のものの和になる。従って両者の差をとれば γ バンドのうちから $v'' \neq 0$ のもののみを取り出すことができる。光電子増倍管の感度とフィルター透過率の波長特性からそれは(0,0)2262Å, (1,0)2148Å, (2,0)2047Åによる信号の荷重和となる。

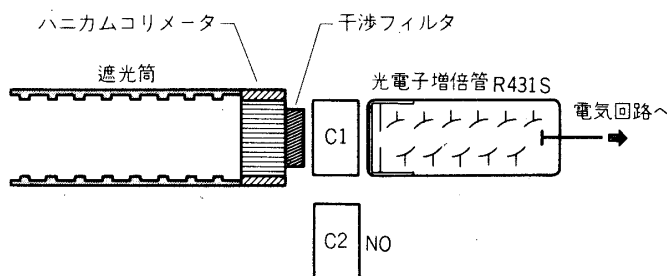


図1 NOSACの光学系と受光部(本文参照)

3. 実 験

1973年8月19日18:55 JSTに内の浦から打ち上げられたS-210-9号機によって測定が行なわれた。NOSAC光学系の光軸はロケットのスピン軸と平行に前向きにセットされ、発射60秒後の脱頭時から測定が行なわれて、高度80km~120kmの領域のデータを得た。スピン軸の方向は、方位角140°(北から東まわり)天頂角20°, ロケットの歳差運動は小さかった。発射は地上の日没時に行なわれ、ロケットは東南に約150km飛行したが、ロケットからみた太陽天頂角は測定中90°でほぼ一定だった。

4. 結 果

図2はロケット上昇時に得られたNO γ バンド放射率の高度プロファイルで、横軸には(1,0)バンドに対してのスケール及び(1,0)バンドの比蛍光率 $g_{10} = 3.93 \times 10^{-6} \text{ sec}^{-1}$ により放射率に対応するNOのコラム密度のスケールが与えられている。測定は天頂角20°の方向で行なわれたので、0.94のファクターによって天頂方向の値に引き直してある。O₃, Oなどによる吸収に対する補正の必要が予想されたが、それらは十分に小さく無視でき

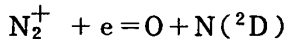
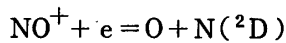
ることがわかったが、日没時という条件（つまり太陽光線が地球大気中を非常に長い光路をとって入射してくる）のためにNO自身による吸収に対する考慮が必要となった。計算の結果、このNO自己吸収に対する補正は、例えばNO密度のピークである110kmにおいて約5%になるが、今回の場合は実験誤差の内にはいるものとみなせるので無視した。

図2におけるばらついたデータを曲線で近似する際に次の2つの方法を用いた。

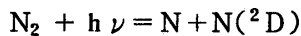
図2の1：最小自乗法による3次の多項式

図2の2：1と異なりNOが115km以上で拡散平衡分布をしているという物理的仮定を含んだ5次の多項式。スケールハイトは、温度を300°Kとして8.5kmにとった。

NO密度の高度プロファイルは、これらの曲線を高度について微分して得られる。図3はその結果で、同時にShimazaki and Ogawa [10] によるモデル計算の結果が示してある。モデル計算値は熱圏下部における励起窒素原子N(²D)の生成効率をパラメータとして数例が示されている。η_R は次の2つの解離再結合反応



におけるN(²D)の生成効率、η_R はN₂の前期解離



におけるN(²D)の生成効率である。観測値は上記の解離再結合反応においても、N₂の前期解離においても、N(²D)の生成効率がかかなり高いことを示している。

5. 中間紫外大気放射

前に述べたようにNOガスを封入したセルC2を通して測定した光の強度はNOのγバンドのうち基底状態がv''=0 (v''は基底状態の振動量子核)の放射は含まれていない。v''≠

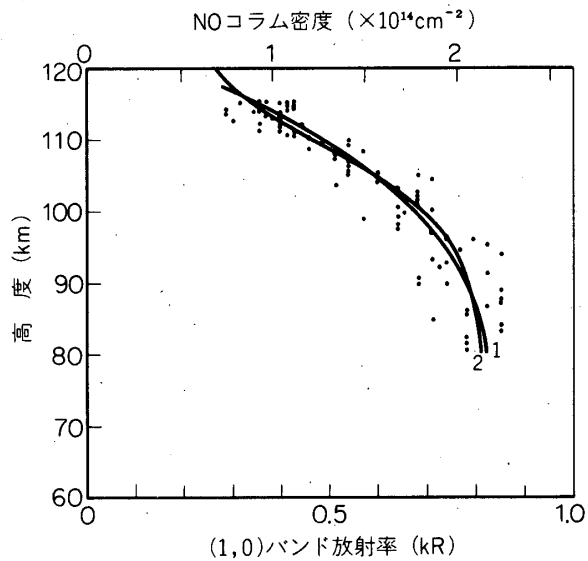


図2 NOγバンド放射率

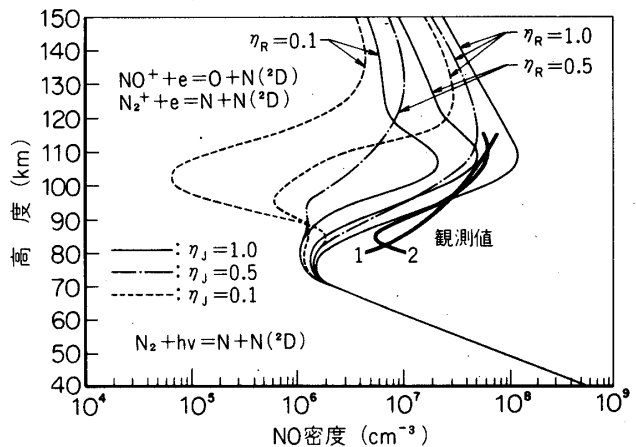


図3 NO密度の観測値とShimazaki and Ogawaによる理論計算との比較(本文参照)

0からの遷移強度は $\nu''=0$ の強度から推定することができ、これを上の観測された強度からさし引くことによりNOの共鳴散乱以外の放射強度が求まる。このような光の源としては第1に大気による太陽紫外線のレイリー散乱が考えられる。観測の行なわれた80 km以上ではO₂による吸収が無視できるので、ある高さにおけるレイリー散乱光強度 (I_R)はその高度より上にある単位面積当りの大気の全量に比例するとしてよいであろう。すなわち

$$4 \pi I_R \propto \int_z^\infty n(z) dz \approx n(z)H$$

ここで

$n(z)$ は高さ z での大気の数密度

H は大気のスケールハイト

したがって I_R は高さと共に指数関数的に減少するはずである。一方実際の測定値はそのようなプロファイルになっていないことが資料の解析により判明した。図4に、NOγバンド、レイリー散乱光強度をさし引いた強度を実線 (Obs.1) で示した。この図によれば高さ80 kmから110 kmの間で強度は減少しており、この領域に何らかの発光源が存在することがうかがえる。

ここでは、この発光の機構としてO₂のシューマン-ルンゲバンドの太陽紫外線による蛍光を考え、その強度の計算を試みる。O₂のシューマン-ルンゲバンド ($B^3\Sigma_u^- - X^3\Sigma_g^-$) の蛍光強度は各バンド毎に

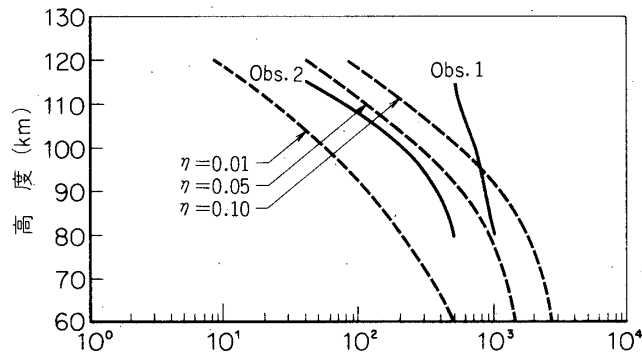


図4 シューマン-ルンゲバンド
発光強度 (rayleighs)

$$4 \pi I_{\nu\nu'} = \eta_{\nu\nu'} \left[\int_z^\infty \int_{\nu'}^\infty \Phi_\nu \sigma_\nu n_{O_2}(z) \exp(-\sigma_\nu \int n_{O_2}(s) ds) d\nu \right] dz$$

$$\times \frac{\nu_{\nu\nu'} q_{\nu\nu'}}{\sum \nu_{\nu\nu'}^3 q_{\nu\nu'}}$$

で与えられる。

ここで

ν' は B 状態の振動量子数

ν は最終 (光を出した時の) 状態の振動量子数

ν は吸収される光の波数で ν に関する積分は ν' のバンド毎に行なう

σ_ν は O₂ のシューマン-ルンゲバンドの吸収断面積で、ここでは Ackerman ら [11] の方法により、 $\Delta\nu = 0.5 \text{ cm}^{-1}$ の巾で計算した。

$q_{v'v}$ は各遷移に対応したフランク-コンドン因子

$\nu_{v'v}$ は " バンド毎の振動数

n_{O_2} は O_2 の数密度で

$\int n_{O_2} ds$ の積分は光路に沿って行なう

$\eta_{v'}$ は吸収された光子のうち再放出される割合であり、本来は室内実験あるいは理論的に求めるべき値であるが、今までのところはっきりした値がわかっていないので、

$v' = 0, 1, 2$ については $\eta_{v'} = 1.0$ とし

$v' > 3$ については $\eta_{v'} = 0.01, 0.05, 0.1$ の3つの値を仮定して計算した。各バンドの発光強度にフィルターの相対透過率と光電管の相対量子効率の積をかけた値を加えることにより、 $2000 - 3000 \text{ \AA}$ の波長域での全強度を求め図5に点線で示した。高さが80-90 kmの間では5~10%の再放出率を仮定すれば強度自体はシューマン-ルンゲバンドの蛍光で説明されうるが、その高さに対する減少率は計算結果よりずっとゆるやかであり95 km以上では強度の差が大きくなる。これに対する1つの解釈として、計測器内への他の器機による散乱光の混入が考えられる。この強度は高さによらず一定であると予想されるので試みに観測値(Obs.1)から500レイリーを差し引いた値を図4にプロットした。(Obs.2), この強度は1~5%の蛍光率を仮定した計算結果と良く一致している。もしこの数百レイリーの光が観測上の誤差でないとするならば、80 kmでの約1 kレイリーの観測値のうち半分はシューマン-ルンゲバンドの蛍光であり、残りは110 km以上での発光機構によるものになる。この点については今後のロケット実験により確かめる必要があると思われる。

1974年7月30日

参 考 文 献

- [1] C. A. Barth, J. Geophys. Res; 69 (1964) 3301.
- [2] C. A. Barth, Planet. Space Sci; 14 (1966) 623.
- [3] J. B. Pearce, J. Geophys. Res; 74 (1969) 853.
- [4] L. G. Meira, Jr; J. Geophys. Res; 76 (1971) 202.
- [5] D. W. Rush, J. Geophys. Res; 78 (1973) 5676.
- [6] J. B. Pearce, J. Quant. Spec. Rad. Transfer, 9 (1969) 1592.
- [7] R. D. Hudson and S. H. Mahle, J. Geophys. Res; 77 (1972) 2902.
- [8] W. G. Fastie, J. Quant. Spec. Rad. Transfer, 3 (1963) 507.
- [9] T. Tohmatsu and N. Iwagami, To be published in Space Research 15, 1975.
- [10] T. Shimazaki and T. Ogawa, to be published in J. Geophys. Res; 1974.
- [11] M. Ackerman, F. Biaume and G. Kockarts, Planet. Space Sci; 18 (1970) 1639.