

彗星のコマ

河北 秀世 < kawakita@astron.pref.gunma.jp >

古荘 玲子 < furshork@cc.nao.ac.jp >

(1) ガスおよびダストのコマ

彗星核は、氷と塵の寄せ集めのような状態になっている、いわば汚れた雪玉である (dirty snow ball)。そもそも太陽系の元となった分子雲中には、直径 $0.1\mu\text{m}$ 程度のケイ酸塩などの成分を持つ塵の周りに、主に水 (H_2O) を主体とする氷が覆ったものが多量に存在していたと考えられている。約 46 億年前に太陽系の元となった「原始太陽系円盤」が形成されたとき、これらの氷ダストは集積し、直径数 km 程度の「微惑星」と呼ばれる塊になったとされている。この微惑星がさらに合体集積し、惑星などを形成したと考えられている。但し、 H_2O 氷は火星軌道よりも内側では融けてしまうので、彗星の元になった微惑星は比較的、太陽系の外側で集積したものであると考えられている (彗星核の項を参照)。

さて、このような塵と氷からなる汚れた雪玉が、太陽の近くを通るような軌道になった場合、遠方から太陽に近づくと次第に氷が融けるようになる。氷が蒸発すると (宇宙空間では液体の状態にはなれず、固体の氷からいきなり気体に昇華する) 氷と一緒に閉じ込められていた塵も彗星核表面から放出される。これらのガスや塵は、彗星核の質量が十分に大きければ、彗星核の周りに重力的に束縛されて恒久的な大気を形成する。しかし、彗星核の質量は一般的には大気を束縛しておくには不十分で、昇華したガスや塵は惑星間空間へと拡散していつてしまう。こうした過程で彗星核の周囲に存在するガスや塵からなる一時的な大気を、「コマ (coma)」と呼んでいる。コマとは、もともと髪の毛を意味する言葉であり、彗星が太陽に近づいた際にぼーっと光る淡い領域を表現したものであるらしい。

彗星のコマはガスと塵から成っているが、これらは彗星核近傍では互いに関連しあって、一体となって運動する (全体としては膨張運動であり、彗星核から惑星間空間へと広がってゆく)。これは、彗星核近傍領域ではガスや塵の空間密度が高く、ガスと塵の衝突が頻繁であるため、互いに無関係ではいられないためである。しかし、ガスや塵が惑星間空間に拡散するにつれてガスや塵の空間密度は小さくなり、ガスと塵の衝突も少なくなって、やがては互いに影響を及ぼさなくなる。よって、彗星核より十分に離れば、ガスと塵のコマは互いに独立なものとして運動することになる。

ガスの立場からすれば、真空中への膨張に伴う加速が、塵粒子の存在によって邪魔されていることになる。塵に衝突することで、ガス分子の加速は塵が無い場合よりも小さくなってしまふからである。よって、どれくらいの塵が含まれているかによって、ガス分子が最終的に達する速度 (終端速度) は変わってくる。塵が多いほど、ガスの終端速度は遅くなると考えられる。図 1 には、ヘール・ボップ彗星の場合に、ガスがどのように加速されているかを計算した例を示した。ガスの速度は、彗星核から昇華した直後から増加し、ある程度のところで終端速度に達する。これは、太陽から 1 AU 程度の距離にある場合には、およそ 1 km/s である。

塵の立場からすれば、真空中へと膨張するガス流によって塵は加速される。彗星核から遠く離れてガスや塵の空間密度が下がると、加速は小さくなり、ダストの速度はほぼ一定となる (終端

速度)。その後、塵の運動は太陽輻射圧等の影響をうけて塵の尾を形成するが、それについては別章を参照していただくとして、このような事情から彗星コマ中の塵の運動を考える時には、彗星核近傍におけるガスによる塵の加速が重要となる。塵の加速および終端速度が彗星核からのガスの蒸発量に依存することは容易に想像できる。また、大きく重い塵ほど影響を受けにくく、小さくて軽い塵はガスによる加速の影響が大きい。彗星コマ中の塵のサイズは、小さいものは $0.01 \mu\text{m}$ (さらに小さいものまでであると考えられている) から大きいものでは cm サイズまでであると考えられる。一般に塵が小さいほど大きな終端速度になり、小さなサイズの塵はほぼガスの終端速度まで加速される。可視光で太陽光を効率的に反射することのできる塵のサイズは $0.1 \sim$ 数 μm 程度で、これらの塵が得る終端速度はおおよそ数百 $\text{m}/\text{秒}$ である。

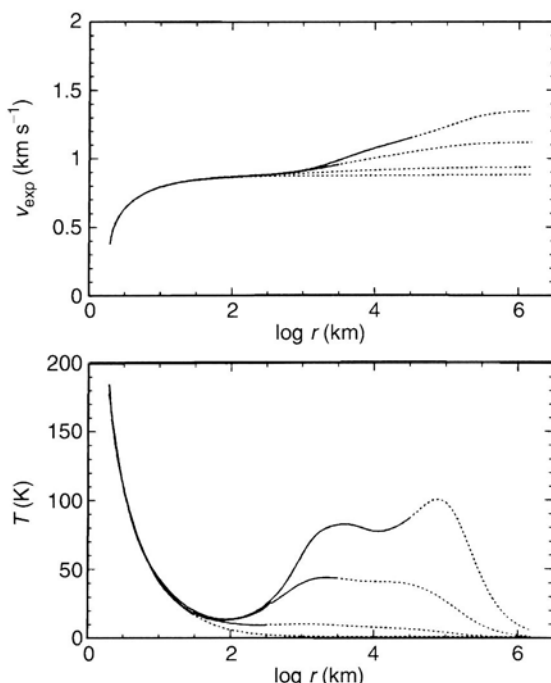


図 1 : 流体力学に基づく彗星ガスの膨張速度・温度の計算例 (Crovisier & Encrenaz 2000)。三つの曲線は、上から順に水の生成量が 10^{30} 、 10^{29} 、 10^{28} 、 10^{27} 、個 / 秒の場合。点線部分は、ガス密

残念ながら、塵の終端速度を見積もることはあまり簡単ではない。塵の終端速度を求めるためには、本質的にはガスと塵とが一体化した流体の運動を解く必要があり、終端速度を簡便な式で表現するのは困難である。以下に、Bockelée-Morvan (2001)に紹介された塵の終端速度を表す簡易式を示すが、そうした事情をよく理解してほしい。どのような物理量によって終端速度が表されているかを見ていただくことが重要だろう。 H_2O が支配的なコマにおいては、あるサイズの塵が得る終端速度は、

$$V_d = 1.4 \alpha^{-0.5} V_{\infty, \text{erp}} \left(Q[\text{H}_2\text{O}] m[\text{H}_2\text{O}] / 4\pi R_n \rho_d V_{0, \text{erp}} \right)^{0.5}$$

となる。ここで、 α は塵の半径、 $V_{0,erp}$ と $V_{\infty,erp}$ はそれぞれ H_2O ガスの初期速度と終端速度、 R_n が彗星核の半径、 ρ_d は塵の密度である。 $Q[H_2O]$ および $m[H_2O]$ はそれぞれ H_2O (水分子) の生成率と質量を表す。注意してほしいのは、ガスと塵の比率 (通常は質量比で表す) が明示的には式に入っていないことである。しかしガス/塵比はガスの終端速度を計算する際に考慮されるべきものであり、その際には、塵のサイズ分布なども考慮されている。上式では、そのようにして計算されたガスの流れ中において、あるサイズの塵が得るべき終端速度を表しているにすぎない。Bockelée-Morvan (2001) では、 $V_{0,erp}$ と $V_{\infty,erp}$ として、 0.3km/秒 と 0.8km/秒 を採用しているが、これは日心距離が 1AU 近辺での値と見るべきだろう。

塵とガスとの一体化が解ける距離は、核からおおよそ数百から数千 km 程度であると考えられる。この距離は彗星核からのガスや塵の放出率などに依存し、正確に見積もることは、先ほどの終端速度を求める問題と同様に困難である。しかし、このような塵とガスが相互作用する領域では、気体分子同士も十分に相互に衝突するであろう。気体分子同士の衝突が支配的な領域は、次の衝突半径 R_{coll} によって代表される。

$$R_{coll} = \sigma Q / (4\pi v)$$

但し、 σ は H_2O 分子同士の衝突断面積 ($5 \times 10^{25} \text{ k m}^2$)、 Q は H_2O ガスの生成率 (個/秒)、 v はガスの膨張速度 (km/秒) である。この衝突半径よりも内側ではガスは流体として振る舞い、衝突半径よりも外側では個々のガス分子・原子は、粒子的に振舞う。

以下では、ガスと塵のコマについて、それぞれ独立して述べるが、これらが独立して運動するという近似がよく成立するのは、比較的外側のコマであることに留意されたい。ただし、地上から観測される空間スケールを考えれば、以上に述べたような気体分子同士の衝突が支配的な領域は非常に小さな領域に限定されることが多い。典型的に地球から 1AU の距離にある彗星についてために計算してみるとよい。上記のガスの衝突半径は (彗星からのガスの放出率 Q にもよるが)、おおよそ数千 km 以下である。これは天球上での範囲にして、わずかに数秒角程度である。つまり、観測する領域がこのサイズよりも小さい場合、塵とガスの運動を別々に扱うことはあまりよい近似ではなくなってしまう。逆に、こうした衝突領域を詳細に研究するためには、彗星の地心距離が小さい場合の観測が有効であることがわかる。地心距離が小さくなるのは極めて限られた時間であるから、そうした時期を狙って観測を行うことは、彗星コマの研究の上でも重要である。

(1) ガスのコマ

(a) 彗星核表面からの昇華

ガスのコマは、ガス同士が頻りに衝突を起こす内側領域 (衝突半径以内) と、ガス同士がほとんど衝突しない外側領域 (衝突半径以遠) とで大きく振る舞いが変わってくると考えてよい。特にコマを構成する分子や原子、イオンなどの相互衝突は、複雑な化学反応を引き起こしている。また、太陽からの紫外線による光解離反応によって、複雑な分子は次第に壊れてゆく。また、化学反応や光解離反応によって生成された分子・原子は、反応前の分子や原子が持っていた速度と

は異なる速度を持つことが多く、ガスの温度分布にも大きな影響を与える（特に水素原子の運動に顕著に見られる）。以下では、分子が彗星核から蒸発してからどのように変化してゆくかについてまず、見てみよう。

彗星核を作る氷成分の 80%程度が H_2O （水）の氷である。ついで CO （一酸化炭素）、 CO_2 （二酸化炭素）などが残りの 20%の多くを占めている。それ以外には NH_3 （アンモニア）、 CH_4 （メタン）、 H_2CO （ホルムアルデヒド）、 CH_3OH （メタノール）などをはじめとして、さまざまな分子が存在しているが、これらはすべて 1%以下の組成比である（表 1）。これらの氷は、彗星核が暖まるにしたがって表面から昇華（氷から気体へと変化すること）する。それぞれの成分ごとに昇華する温度は異なるので、彗星コマの成分は、太陽からの距離によって変化すると考えるべきである。氷のほとんどを占める H_2O は、彗星核表面の温度が 150K 程度よりも高温にならないと昇華しない。これは日心距離にしておよそ 2~3AU より内側に相当し、1 AU 近辺では（一部の難揮発性有機物を除いて）氷成分はほとんどすべて昇華していると考えてよい。太陽から遠い場合には、 H_2O はほとんど昇華せず、かわりに CO や CO_2 といった揮発性の高い物質が昇華し、彗星コマを支配している。図 2 に、彗星核表面の単位面積から昇華する分子の個数（個/cm²/秒）を日心距離に従ってプロットした図を示した。日心距離が小さい間は、蒸発率は日心距離の -2 乗に比例している。これは単純に太陽からの入射エネルギーが日心距離の -2 乗で変化するためと考えられる。しかし、ある距離から外側では -2 乗よりも急激に蒸発率が下がっている。温度が十分に上がらず、分子によっては昇華できないものが存在するからである。日心距離が 30AU（天王星の軌道付近）もあっても、 CO や CH_4 は蒸発し、コマを形成することができることがわかる。こうした超揮発性の分子は、太陽の比較的近くを短い周期で軌道運動する木星族短周期彗星などでは、かなり失われていると考えられるが、そうした観測はここ数年で始まったばかりであり、今後の解明が待たれている。

以上のように、彗星の日心距離が 2.5AU 付近を境にして、彗星コマを支配するガス成分は切り替わっている。以降では主に日心距離 1 AU 近辺を考え、 H_2O 卓越のコマについて考えてゆく（しかし、大まかな枠組みは CO 、 CO_2 卓越のコマでも変わらない）。

表 1：典型的な彗星氷の組成比

分子	組成比
H_2O	100
CO	1 ~ 20
CO_2	3 ~ 20
H_2CO	0.1 ~ 4
CH_3OH	1 ~ 7
$HCOOH$	~ 0.05
$HCOOCH_3$	~ 0.05
$HNCO$	0.1

NH ₂ CHO	~ 0.01
CH ₄	~ 0.6
C ₂ H ₂	0.1 ~ 0.3
C ₂ H ₆	~ 0.3
NH ₃	0.5 ~ 1.0
HCN	0.05 ~ 0.2
HNC	0.01 ~ 0.04
CH ₃ CN	0.01 ~ 0.1
HC ₃ N	~ 0.03
H ₂ S	0.2 ~ 1.5
H ₂ CS	~ 0.02
OCS	0.2 ~ 0.5
SO ₂	~ 0.1
SO	~ 0.5
CS	0.2
S ₂	0.005

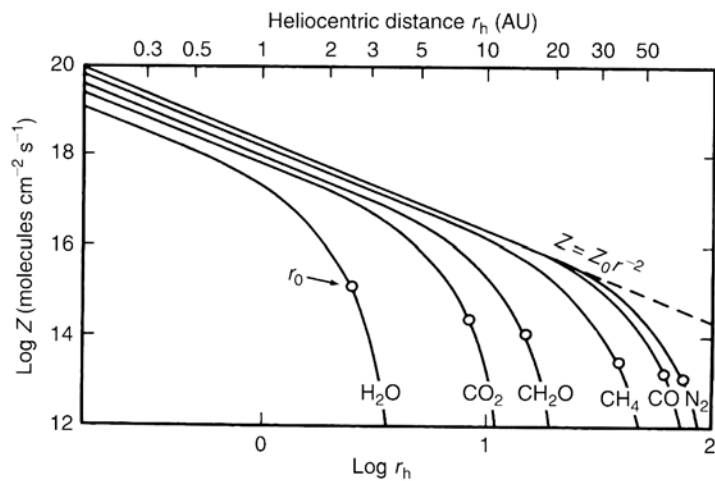


図 2 : 蒸発率と日心距離 (Crovisier & Encrenaz 2000)。
 横軸は日心距離、縦軸が蒸発率 (単位面積・単位秒あたりに蒸発する分子数)。ただし、対数目盛りになっているので注意すること。日心距離については、図の上にも目盛りされているので参考になる。

最後に、図 2 に示した彗星核表面からの分子の昇華率がどのようにして求められるかを示そう。

氷が融けて蒸発する速さが、氷の温度によって決まるということは、比較的、容易に想像できると思う。水の氷の場合、低温度ではH₂O分子が互いに引き付けあって固体の氷として存在しているのだが、固体表面のH₂O分子は氷の温度に応じて、振動運動や氷表面での移動（並進運動）をしている。それなのにH₂O分子が氷表面から飛び出してしまわないのは、氷の温度によって決まるH₂O分子一つ当たりの運動エネルギーが、氷表面がH₂O分子を束縛する力を振り切るほどには大きくないためである。氷の温度が高くなるとH₂O分子一つあたりの持つエネルギーが増え、氷表面の束縛を振り切って昇華してしまうH₂O分子の割合が増えてくる。つまり、彗星核表面からの分子の昇華スピードを知りたいければ、彗星核表面の温度を知ることが必要となる。温度が何度になると、どれくらいのスピードで分子が昇華するかは、分子の種類によって異なるが、これについては実験室での測定データを参考にできる（もっとも、どんなものが混じってできた氷かによって、同じ分子でも昇華する速度が違うことがあり、事情はかなり複雑なのではあるが）。

彗星核表面の温度は、太陽光によって彗星核が温められる効果と、彗星核が熱を赤外線として放射して失ってゆく効果とのバランスによって決まる。彗星が太陽から r_h 天文単位的位置にあるとき、太陽から単位面積当たりに入射するエネルギーを F とする（太陽から1天文単位のところでは $F_{1AU} = 1360 \text{ W/m}^2$ 、かつ、 $F = F_{1AU} / r_h^2$ である）。彗星核表面の反射率を A とすると、単位面積あたりに入射した太陽光のうち、実際に彗星核に吸収される正味の量は、

$$F \times (1 - A)$$

である。一方で、彗星核表面から赤外線として放出される分のエネルギーは、彗星核表面を黒体として近似するならば、

$$\sigma \times T^4$$

である（ただし、 σ はステファン・ボルツマン定数で $5.67 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2 / \text{K}^4$ である）。 T は表面温度（K）である。また、表面から水の氷が昇華する際に、いわゆる気化熱をうばってゆく。これによって彗星核表面から失われるエネルギーは、単位面積あたり、

$$L \times Z$$

となる。 L は気化熱で273KのH₂O氷の場合、2500 kJ/kgである。 Z が単位面積、単位秒あたりの蒸発量で、kg/s/m²の単位である。これらをバランスするような式として、以下の式を得る。

$$F(1 - A) = \eta(\sigma T^4 + L * Z)$$

ただし、 η は考えている表面の幾何学的な条件を現す定数であり、太陽に垂直な平面では $\eta = 1$

である。また、高速自転している回転体の表面では $\eta = 4$ となる。この式から Z を求めれば、目的の蒸発率を得るわけである。

上記のような筋道は非常に単純であり、おおまかな傾向を得るには有用である。しかし、実際には彗星核表面から内部にいたる温度分布や熱慣性といったことまで考えると、かなり問題は複雑になる。ここでは、これ以上は踏み込まないことにしよう。

(b) H_2O 卓越なコマにおける光解離過程

1 AU 近辺では、彗星コマのガスは H_2O がほとんどを占め、 H_2O ガスにその他のガスが若干混じっているという感じになる。昇華した H_2O は急激に膨張し(したがって核近傍ではガス温度は急激に下がっている)、核から 100km 程度以内の領域で、ほぼ終端速度である 1 km / 秒に達している。 H_2O は太陽からの紫外線を吸収すると、OH と H (水素) 原子に解離してしまう(光解離)。これは、 H_2O 分子が解離するのに必要なエネルギー(解離エネルギー)よりも大きなエネルギーを、UV (紫外線) の光子(光子)として受け取ったということである。光子一つあたりのエネルギーは $h\nu$ (ν は振動数で、光速 / 波長) であるから、ある波長よりも短い紫外線が、分子の解離に寄与することになる。ここで、解離エネルギーを D とすると、 $(h\nu - D)$ だけのエネルギーが余分にあまってしまう。この余りは、解離した分子の運動エネルギーとして転化され、一般には解離する前よりも、解離した後の分子の方が速度は大きくなる。 H_2O が OH と H に解離する場合には、余剰エネルギーが OH と H に等分配されるとすると、H は OH よりも質量が軽いので、より大きな速度を得ることになる。実際に、紫外線領域で観測される H 原子のコマは 8km / 秒程度という大きな速度で膨張していることがわかっている。

H_2O が光解離される場合、約 85% (太陽の活動度によって変動する) は OH と H に解離する。残りの 15% は H_2 と O とに解離したり、イオン化して H_2O^+ と電子になってしまったりする。こうした光解離が起きる割合(単位時間あたり)は、反応によって異なるが、 $\text{H}_2\text{O} \Rightarrow \text{O} + \text{H}$ の反応の場合には、太陽から 1 AU の距離で、 10^{-5} (/ 秒) 程度である。この割合の逆数をとると、 H_2O 分子の寿命がわかる。ここでは、OH と H に光解離する寿命が支配的であるので、それだけを考えて、約 10^5 秒(およそ 1 日) が H_2O 分子の寿命ということになる。光解離は、分子に太陽光の UV フォトンが当たるか当たらないかという確率過程であるから、太陽からの距離が遠くなって分子に当たるフォトンの割合が減ってくると、分子の寿命も延びることになる。そのため、日心距離の 2 乗に比例して寿命が決まると考えるのは、きわめて自然なことであろう(単位面積あたりに太陽から受け取るエネルギーは日心距離の 2 乗に反比例するのだから)。また、太陽の活動が 11 年周期で変動するのに合わせて、太陽からの紫外線強度も若干変動する。そのため、光解離に対する寿命も、太陽活動度によって 1.5 ~ 2 倍程度も変化する。

では H_2O は光解離によって壊れるまでにどれくらいの距離を進むかということ、膨張速度を 1km / 秒一定と仮定すれば、太陽から 1 AU の距離では、(寿命を約 10^5 秒として) およそ 10^5 km となる。彗星核のサイズが数十 km であることを考えると、 H_2O コマの大きさは彗星核よりも 1000 倍も大きいことになる。 H_2O が壊れて出来た OH も、いずれは太陽紫外線によって光解離し、O (酸素) 原子と H 原子に解離してしまう。その寿命は、太陽から 1 AU では約 4×10^5 秒であり、 H_2O の寿命よりも 4 倍以上長い。そのため、OH のコマは、 H_2O のコマよりもさら

に広がりをもっていることになる。最もひろがっているガスのコマはH原子のコマであり、直径は 10^7 km にも達する。これ以外の分子については Huebner et al. (1992) に光解離寿命が掲載されており、非常に参考になる。

以上のことから、彗星核を直径 1cm の球だと考えれば、 H_2O のコマは直径 1km、水素原子のコマにいたっては直径 100km にも相当することがわかる。われわれが「彗星」と呼んでいる天体のほとんどがコマであるといっても過言ではない。このコマに加えてさらに尾があり、この長さは時には数 AU にも達するのだから（別章参照）彗星核が彗星全体の中でいかに小さいかわかるであろう。

表 2：代表的な彗星分子の寿命 (@ 1 AU)

	太陽活動極小期	太陽活動極大期
H_2O	8.3×10^4 秒	4.5×10^4 秒
OH	5.0×10^4 秒	2.9×10^4 秒
C_2	1.0×10^6 秒	4.2×10^5 秒
HCN	7.7×10^4 秒	3.1×10^4 秒
CN	3.1×10^5 秒	1.4×10^5 秒
NH_3	5.6×10^3 秒	5.0×10^3 秒
NH_2	4.8×10^5 秒	2.9×10^5 秒

(c) 彗星ガスの発光メカニズム

次に、こうした分子が発する電磁波について見てみよう。彗星のコマ中の分子からは、X線から紫外線、可視光、赤外光、電波にいたるまで、実にさまざまな電磁波が放射されている。可視・赤外線の波長（波長 $0.4 \mu m$ から $5 \mu m$ 程度まで）では、分子が太陽の放射を受けて、蛍光（fluorescence）機構によって発光している。これは、分子が太陽からの光子を受けてエネルギー的に高い状態に一時的に励起され、ある時間の後に再び元の低いエネルギー状態に戻る際に、状態間に相当するエネルギーを光子の形で放出する現象である（したがって、分子が最初に吸収した光の波長と、ほぼ同じ波長の光を放出する）。分子が吸収する光子は太陽からやってくるが、分子が光子を放出する際にはランダムにいるんな方向へと放出するため、実効的に太陽からの圧力を受けることになる（太陽からやってきた光子の運動量を受け取ることになる）。この輻射圧は、分子の運動に若干の影響を与えるが、Na原子などの特殊な例を除いて、ほぼ無視することができる（Na原子の尾の章を参照）。

また、X線は太陽から太陽風としてやってくる酸素原子のイオンなどが、彗星のガスと衝突することで電子交換反応が起こり、その結果、X線が放射されると考えられている。また、電波領域では、彗星分子同士（あるいは分子と電子）が核近傍で互いに衝突して得るエネルギーが、電波の形で放射されるのである。ここでは、主に可視光での観測を中心にして述べるため、以降は蛍光による分子発光について述べる。

図 3 には、可視光で見られる代表的な分子の一つである C_2 について、その発光メカニズムを示した。 C_2 分子は通常は電子的に低い (安定な) 状態にある。その C_2 分子が特定の波長の光子を受け取ると、よりエネルギーの大きな、不安定な状態へと遷移する。このエネルギーの大きな状態は不安定であり、ある時間の後には、自然と下の状態に落ちてしまう。このとき、上の状態と下の状態の間のエネルギーに相当する光を放出するのである。 C_2 分子のエネルギーは、 C_2 分子の持つ電子の運動状態によって大きく変わるが (エネルギー的には可視光の波長程度) C_2 分子を構成する二つの炭素原子間の振動運動の状態によって、若干のエネルギーを持っている (エネルギー的には赤外線 の波長程度)。したがって、先に述べて二つの電子的なエネルギー

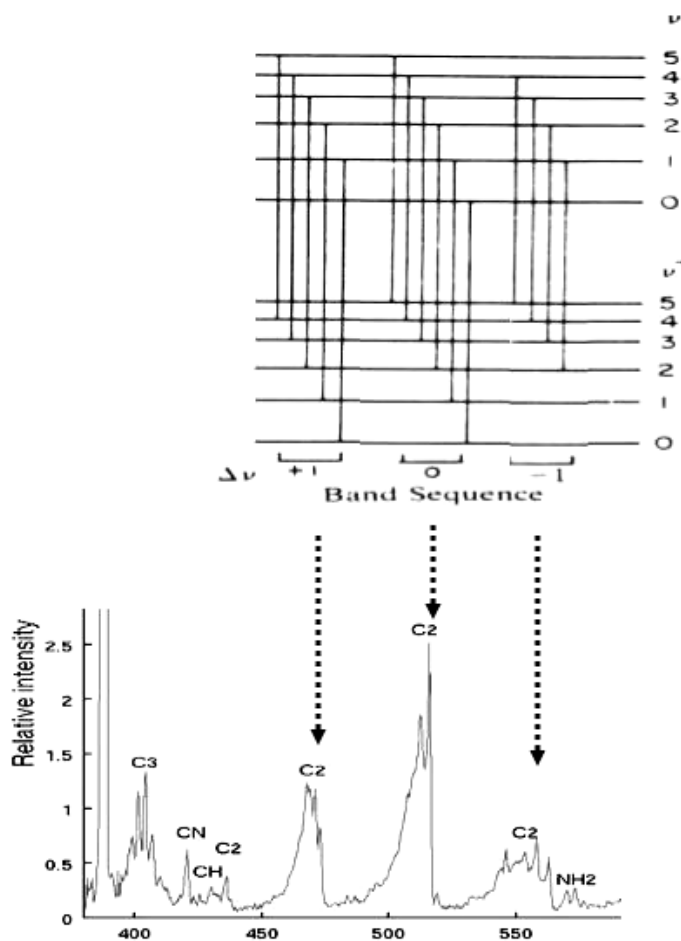


図 3 : C_2 の励起・発光。異なる電子状態間の遷移において、振動量子数 ν の差が同じ輝線がひとつのバンドを形成する。彗星スペクトル (横軸は波長 [nm]、縦軸は強度) には、 C_2 の作るスワン (Swan) バンド系列が見られる。 $\Delta\nu = 0, \pm 1$ が顕著である。

状態の中で、それぞれ、異なった振動エネルギーを持つことができる。振動のエネルギーは、振動量子数 (ν : 整数、速度と区別してほしい) を用いて、 $\epsilon_{\text{vib}} \times (\nu + 0.5)$ と近似的に表現できる。よって、上の電子状態と下の電子状態で、 ν が同じ場合には、ほぼ同じ波長の光を放出することになる。実際には振動エネルギーは先ほどのような簡単な式から外れているので、 $\Delta\nu$ (上の状

態と下の状態での ν の差) が 0 の場合、波長が 516nm から短波長側に集中して発光が見られる。同様にして $\Delta\nu = -1, +1$ の場合にも、波長 560nm、470nm 付近に集中して光を発する。こうして特定の波長近辺に集中した輝線群を「バンド(帯)」と呼ぶ。彗星からの光を波長ごとに分けて強度をプロットしたものをスペクトルというが、彗星のスペクトルには、 C_2 分子の出す光が顕著に見られる。図 3 に可視光における彗星スペクトルの例を示すが、スペクトル中、サメの背びれのように三角形に見える部分が C_2 によるバンド発光である(図には 3 つのバンドが見える)。 C_2 の場合、波長 500nm 付近に見られるいくつかのバンド ($\Delta\nu = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) は、Swan バンド系列と呼ばれている。先ほどから述べているとおり、これらはそれぞれ異なる波長の遷移の集合であるので、より細かく光を波長に分けると、個々の波長における輝線に分解される(図 4 参照)。

さて、分子が太陽からある距離に存在するとき、その分子が、「毎秒、どれくらいのフォトンを出せるか?」を蛍光効率(あるいは g ファクター)と言う。分子は様々な波長域で発光するので、適当に一まとめにした波長域(個々のバンドをとることが多い)での蛍光効率が、種々の分子について計算されている。原子についても同様である(但し、原子の場合にはバンドはないので、通常は個々の輝線について計算されている)。この発光効率はおおむね太陽からの入射エネルギーに比例すると考えられるので、 g ファクターは日心距離の -2 乗に比例して変化すると近似できる。しかし、詳細に調べれば、分子ごとにその依存性は -2 乗からのずれがあり、精密な計算の場合には正しく g ファクターを評価する必要がある。

(d) 彗星ガスのコマの輝度分布

以上のようなことを知れば、いよいよ、コマの輝度分布について考えることができる。1 個あ

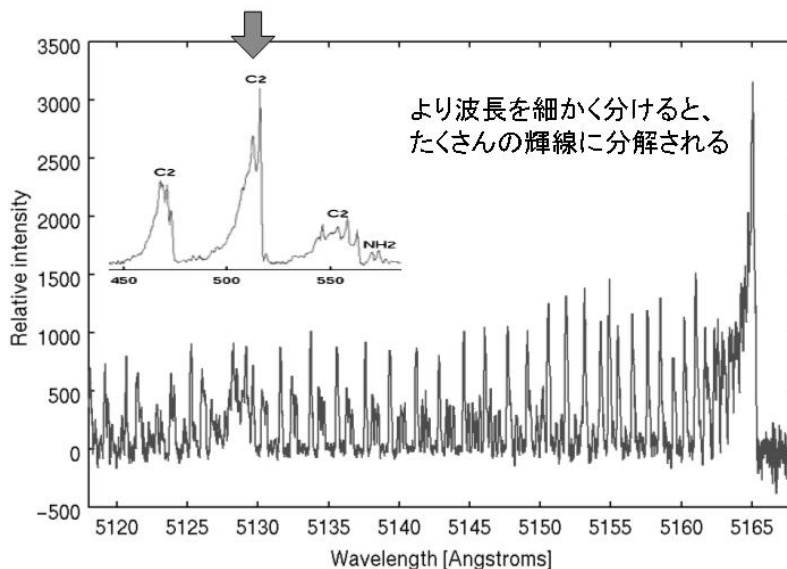


図 4: C_2 の輝線(低分散 VS 高分散)。スペクトルを、より細かい波長に分けて観察すると、バンドがたくさん輝線の集合であることが理解できる。図は C_2 ($\Delta\nu = 0$) のスワンバンド。

たりの分子が発光する量がわかったので、あとは、個々の分子がどのように空間分布しているかを調べれば良い。まず、分子の寿命がきわめて長い場合を考えてみよう。分子が光解離しない場合には、ただ単純にガスが等方向に膨張するだけであり、膨張速度 v を一定と仮定して、ある分子 X の空間密度 $n[X; r]$ (個/cm³) は、

$$n[X; r] = Q[X] / 4\pi v r^2$$

と書ける。ここで、 r は彗星核からの距離であり、分子の空間密度は、その分子が毎秒あたり彗星核から昇華してくる量 $Q[X]$ に比例している。実際に我々が観測するのは、地上から見たとき、ある視線方向に存在する全ての分子による発光の合計である。底辺が単位面積、長さが無限に長い棒状の体積を考え、その体積中に存在する分子の数を、その棒に沿った方向についての「柱密度 (個/cm²)」と言う。我々が観測できるのは、彗星を天球面上に投影した 2 次元面内での明るさの分布であり、各点での明るさは、地球から彗星を見た視線方向の分子の柱密度に比例している。各点での輝度 L は、彗星コマは分子輝線について光学的に薄いと考えられるので、その点での柱密度 N と g ファクターから、 $L = N \times g$ となる。

実は分子の柱密度と輝線を出す効率だけを考えると、光学的に厚いという結論が得られてしまうのだが、彗星コマは 1km/秒程度で膨張している効果で、視線方向にそった柱領域にある分子は、すべてわずかずつではあるが異なる視線速度を持っている。そのため、ある分子が発した光を他の分子が吸収する確率が減り、結果として光学的に薄いと仮定できるのである。

さて、分子の柱密度 N は、先ほどの空間密度の式を視線方向に沿って積分することにより、彗星核からの距離 r を天球面上に投影した値を ρ と書いて、

$$N[\rho] = Q/4v\rho$$

となる。つまり、彗星核からの距離 (天球面上に投影した距離) に反比例してガスのコマは暗くなるということである。しかしこれは、分子が壊れないという仮定における話であるから (塵のコマの場合は、これでよい)、分子は光解離によって、ある寿命の後に壊れてしまう効果を入れなければならない。今、彗星核から昇華した分子が、寿命 τ 秒を持っているとしよう。この場合、彗星核から離れるにしたがって分子は崩壊し、先ほど求めた空間分布よりも急激に分子の空間密度が減ると予想される。光解離現象は確率過程であり、ある典型的な寿命 τ を用いて、初期状態で $n(t=0)$ 個だった分子の個数は、 $n(t) = n(0) \times e^{-t/\tau}$ になると考えられる。よって、彗星核から r だけ離れた位置での分子密度は、

$$n[X; r] = (Q[X] / 4\pi v r^2) \times e^{-r/(\tau \cdot v)}$$

となる。 $e^{-r/(\tau \cdot v)}$ が光解離の効果である。分子が寿命までに進む典型的な距離である $\tau \times v$ は、スケール長 (scale length) とも呼ばれる。

コマ全体からの、ある分子についての発光強度は、コマ全体に含まれる当該分子の数を N_{ALL}

個として、 $N_{\text{ALL}} \times g$ (g は蛍光効率 = g ファクター) と書ける。分子の寿命 τ より $N_{\text{ALL}} = Q[X] \times \tau$ であるから、結局、コマ全体の輝度 L_{coma} は、

$$L_{\text{coma}} = Q[X] \times \tau \times g \quad (* \text{ ダストコマを参照 })$$

となる。つまり、観測によって L_{coma} を求めれば、 τ を既知として、分子の生成率 $Q[X]$ を求めることができる。問題は、いつもコマ全体の明るさを知ることができるとは限らないという点である。例えば彗星を CCD で撮像してガスによる発光だけを取り出したとしても、周囲の星が邪魔で、明るさを測るのは彗星核近傍の限定された領域になっている場合がある。観測した範囲が、そのガスの寿命 $\times 1\text{km} / \text{秒}$ 程度の距離よりも狭い範囲の場合もありうる。いずれにせよ、コマの一部の明るさから、コマ全体の明るさを推定しなければならない。そのような場合、コマの輝度分布をモデル化して扱う必要がある。

また、いままでの話は彗星から直接、昇華した分子を扱ってきた。しかし、たとえば可視光で見られる C_2 は、彗星核から直接昇華したわけではない。 C_2 は、彗星核から直接昇華した「親分子 (parent molecule)」が光解離で壊れて出来た「娘分子 (daughter molecule)」であると考えられている。このような場合、 C_2 分子の空間密度を計算するのはさらに複雑となる。簡単のために、彗星表面から放出された親分子が動径方向に直線的に一定速度 v で運動し、途中、光解離によって娘分子に変わると考える。娘分子になっても方向は同じであるとすれば、娘分子の分布をより単純に扱うことができる。この娘分子は、さらにある時間の後には光解離で壊れてしまうとする。このように単純化したモデルを、「Haser モデル」と呼ぶ。

娘分子が発光しているとして、その輝度分布を求めるためには、まず娘分子の空間分布を知ることが重要である。娘分子は、親分子が光解離することで生成され、同時に娘分子が光解離することで消滅する。Haser モデルについては、詳しい日本語の解説が少ないのが現状なので、以下で詳しく解説する。

(e) Haser モデル

彗星コマ中のガスのモデルとして、もっとも単純化されたもののひとつが、Haser モデルである。これは Haser が 1957 年に提唱したもので、光解離過程について以下の仮定を置いている。

- (1) ある分子からは、ただ 1 種類の分子が生成される。
- (2) ある分子は、ただ 1 種類の分子から生成される。
- (3) 光解離過程において、運動の方向は変わらない。

今、CN 分子を例にとって考えると、CN 分子は、彗星核中に存在した HCN という分子が親分子であり、太陽紫外線によって CN ラジカルと H 原子に解離する。この CN は、波長 388nm に強い輝線を発するラジカルである。今、CN ラジカルの分布を知りたいのだとしよう。先の仮定で言えば、ある分子 (親分子である HCN) から、CN (これを娘分子としてモデル化した) と H 原子が生じている。ここでは CN に着目しているので、CN は唯一つの親である HCN から生成されるという仮定をする。H 原子の分布は求めなくてもよいので、モデルの上では、HCN が CN に変わったかのような扱いになっている。また、CN 自身も光解離で C (炭素) 原子

とN（窒素）原子に崩壊してしまうとする。ここでは、このように親分子が彗星核から昇華し、その光解離によって生じる娘分子の空間分布を求めることを考える（2世代のHaserモデル）。

ある分子が時刻 t で $n(t)$ 個あったとして、光解離によって時間と共に減少する場合を考えよう（核から昇華した親分子の場合がこれに相当する）。時間 dt の間にどれだけ増減するかを考えると、光解離によって減るだけなので、

$$dn(t) = -(1/\tau) \times n(t) dt$$

と書ける。 τ は寿命である。この微分方程式は簡単に解けて、

$$n(t) = n(0) \times \exp(-t/\tau)$$

となる（これは1世代のHaserモデルである）。寿命 τ の後には、数は $1/e$ になっていることがわかる。

では、娘分子の場合には、どうか。娘分子の数は、親分子の光解離によって生成され、娘分子自身の光解離によって減少する。娘分子の数 $n_d(t)$ は、

$$dn_d(t) = -dn_p(t) - (1/\tau_d) \times n_d(t) dt$$

と書ける。右辺第一項は、親分子の光解離による娘分子の生成を表している。親分子の数 $n_p(t)$ の変化の逆符号になっていることに注意してほしい。右辺第二項は、娘分子自身の光解離による減少を表している。ここで、式中の $dn_p(t)$ を

$$dn_p(t) = -(1/\tau_p) \times n_p(t) dt$$

で置き換えると、結局、

$$\begin{aligned} dn_d(t) &= (1/\tau_p) n_p(t) dt - (1/\tau_d) \times n_d(t) dt \\ &= (n_p(0)/\tau_p) \exp(-t/\tau_p) dt - (1/\tau_d) n_d(t) dt \end{aligned}$$

よって、

$$dn_d(t)/dt + (1/\tau_d) n_d(t) = (n_p(0)/\tau_p) \exp(-t/\tau_p)$$

という、時間 t を変数とする $n_d(t)$ についての非同次の線形一次微分方程式となる。これが、娘分子の個数の時間発展を示す方程式である。この式を、 $t = \infty$ で $n_d = 0$ となる境界条件で解けば、以下の解が得られる。

$$n_d(t) = n_p(0) * \{\tau_d / (\tau_d - \tau_p)\} * \{\exp(-t/\tau_d) - \exp(-t/\tau_p)\}$$

今、彗星核から距離 r の位置にある分子が、彗星核を中心とする動径方向にのみ運動し、その速度が v で一定だとすると、 $r = v * t$ の関係がある。つまり、 $dr = v * dt$ であるので、先ほどの微分方程式は、 r を用いて書き直すことができる。親分子の速度を v_p 、娘分子の速度を v_d とすると、

$$dn_d(t)/dr + \{1/(\tau_d * v_d)\} n_d(t) = \{n_p(0)/(\tau_p * v_p)\} \exp(-t/\tau_p)$$

となる。これを同様にして解けば、

$$n_d(t) = n_p(0) * (v_p/v_d) * \{\gamma_d / (\gamma_d - \gamma_p)\} * \{\exp(-r/\gamma_d) - \exp(-r/\gamma_p)\}$$

という結果が得られる。ただし、 $\gamma_p = \tau_p * v_p$ 、 $\gamma_d = \tau_d * v_d$ で、それぞれ親分子、娘分子のスケール長である。

ここまではコマの膨張は考慮していなかったが、実際には彗星コマが球対称に膨張することを考慮する必要がある。広がってゆく球殻状の体積が $(r/r_0)^2$ に比例して大きくなってゆく効果を考慮すると(ただし、 r_0 は彗星核の半径)、娘分子の数密度は、

$$n_d(r) = n_p(r_0) * (r_0/r)^2 * (v_p/v_d) * \{\gamma_d / (\gamma_d - \gamma_p)\} * \{\exp(-r/\gamma_d) - \exp(-r/\gamma_p)\}$$

という変化をすることが分かる。これが、2段階 Haser モデルの基本式である。 $n_p(r_0)$ は、彗星核表面における親分子のガス密度であるから、

$$n_p(r_0) = Q / (4\pi v_p r_0^2)$$

である。結局、

$$n_d(r) = Q / (4\pi v_p r^2) * (v_p/v_d) * \{\gamma_d / (\gamma_d - \gamma_p)\} * \{\exp(-r/\gamma_d) - \exp(-r/\gamma_p)\}$$

となる。

彗星ガスのコマが光学的に薄い場合には、実際に観測されるのは視線方向の柱密度であるから、これまでに求めた空間密度から柱密度を求める必要がある。天球上に投影した彗星核からの距離を ρ とすると、柱密度 $N(\rho)$ は、

$$N(\rho) = 2 * \int_0^{\sqrt{\Delta^2 - \rho^2}} n_d(r) dx$$

ここで、 x は視線方向の距離であって、彗星核の位置から視線方向を表す直線に引いた垂線が交わる点が原点である（垂線の長さが ρ である）。よって、 $r = (x^2 + \rho^2)^{1/2}$ である。 Δ は地心距離であり、 ρ に比べると極めて大きい値になるので、通常は積分範囲を 0 から Δ にとって差し支えない。 Δ が $0.1\text{AU} = 1.5 \times 10^7 \text{ km}$ 以下になると、こうした近似の誤差も気にしないといけなかもしれない。最終的には、 $n_d(r)$ に適切な式を代入して、

$$N(\rho) = Q / (2\pi v_p) * (v_p / v_d) * \left\{ \gamma_d / (\gamma_d - \gamma_p) \right\} \\ * \int_0^\Delta \left[\exp\left\{ -(x^2 + \rho^2)^{1/2} / \gamma_d \right\} - \exp\left\{ -(x^2 + \rho^2)^{1/2} / \gamma_p \right\} \right] / (x^2 + \rho^2) dx$$

となる。Haser (1957) は、この式を、変形 Bessel 関数を用いて表現した。コンピュータによる数値計算が大変高価であった時代なので、既知の関数を使って書き下すことは、関数表（知らない学生もいるでしょうが...）を利用することで計算を進めることが出来る点で、大変、便利だったようだ。簡単に、その筋道だけを示そう。いま、 $\tan \theta = x/\rho$ 、 $u = 1/\cos \theta$ と変数変換すると、 $N(\rho)$ は、

$$N(\rho) = Q / (2\pi v_p \rho) * (v_p / v_d) * \left\{ \gamma_d / (\gamma_d - \gamma_p) \right\} \\ * \int_0^\Delta \left[\exp\{-\rho u / \gamma_d\} - \exp\{-\rho u / \gamma_p\} \right] / \left\{ u(u^2 - 1)^{1/2} \right\} du$$

となる。ここで、数学公式集などを見れば、

$$\int_0^k \int_1^\infty \left\{ \exp(-zu) / (u^2 - 1)^{1/2} \right\} du dz = \pi/2 - \int \left[\exp(-ku) / \left\{ u(u^2 - 1)^{1/2} \right\} \right] du$$

また、0 次の第二種変形 Bessel 関数 $K_0(z)$ は

$$K_0(z) = \int_1^\infty \left\{ \exp(-zu) / (u^2 - 1)^{1/2} \right\} du$$

であるから、これを用いると、 $N(\rho)$ は、

$$N(\rho) = Q / (2\pi v_p \rho) * (v_p / v_d) * \left\{ \gamma_d / (\gamma_d - \gamma_p) \right\} * \left\{ B(\rho/\gamma_d) - B(\rho/\gamma_p) \right\}$$

$$\text{但し、} B(k) = \pi/2 - \int_0^k K_0(z) dz$$

となる。0 次の第二種変形 Bessel 関数は、適当な多項式近似をする式があるので、それを利用するもの一つの方法である（“Numerical Recipe in C” など参照）。

さらに、ある半径 ρ のアパーチャーに含まれる柱密度の積分値（円柱内の全分子数）を求め

ておくことは、実際の観測でアパーチャー測光した場合のデータを解釈する際に有効であろう。いまアパーチャー内に含まれる全分子数を $M(\rho)$ とすると、

$$M(\rho) = \int_0^\rho 2\pi z N(z) dz$$

である。ここで、 $G(z)$ を先ほどの $B(z)$ を用いて以下のように定義する。

$$G(z) = B(z) + (1/z) - K_1(z)$$

ただし、 $K_1(z)$ は、1 次の第 2 種変形 Bessel 関数である。この $G(z)$ を用いると、 $M(\rho)$ は、

$$M(\rho) = (Q/v_p) * (v_p/v_d) * \{\gamma_d/(\gamma_d - \gamma_p)\} * \rho * \{G(\rho/\gamma_d) - G(\rho/\gamma_p)\}$$

と簡潔な形になる。実際には、この式からガスの生成率 Q を求めることができる。あるアパーチャー（半径 ρ ）内の円柱内に存在する全分子から放射される全輝度 L より、 g ファクターを用いて、 $M(\rho) = L/g$ である。但し、彗星から地球までの距離 Δ とすると、彗星分子が放射したエネルギーのうち、地球に届くのは単位面積あたり $M(\rho) * g / (4\pi \Delta^2)$ となっていることに注意されたい。

(f) その他のモデルと Haser モデル

Haser モデルをより一般化したものに、Festou (1981) による Vectorial モデル（あるいは単にベクトルモデル）がある。これは、光解離の際に親分子と娘分子の運動方向が変わる効果や核近傍でのガス同士の衝突の効果等を入れたものであり、こちらのモデルもよく用いられている。また、個々の分子の運動を Monte Carlo 法によってシミュレートした Random Walk モデル（Combi & Delsemme 1980）もよく用いられている。Random Walk モデルは、Haser モデルや Vectorial モデルに比べると複雑な過程をシミュレートしやすいという利点がある。欠点は計算時間がかかることであったが、最近のコンピュータならば、いともたやすく計算できるであろう。多少のプログラミング経験があれば、Combi & Delsemme (1980) の原著論文にしたがって、簡単にプログラムを組むことができるであろう。分子間衝突無し、太陽輻射圧の効果なしならば、分子は直線運動するだけなので非常に簡単である。太陽輻射圧の効果が入ると、分子の運動は運動方程式を解く必要があるが、輻射圧一定ならば、単に放物線運動になるだけであるから簡単である（但し、Na 原子の場合は太陽との相対速度によって輻射圧が大きく変わるため、運動方程式を数値的に解く必要がある）。いずれにせよ、様々な効果を比較的簡単に扱うことができる点で、モデル化の甲斐がある。

こうしたモデルからすれば、Haser モデルはかなり非現実的なモデルであるとされる。よって、Haser モデルによって求めたガス生成率は、ある目安であって、実際の生成率とは系統的にずれている可能性が高い。実際、Vectorial モデルに比べると、Haser モデルは系統的に大きな結果

を生むことがある。しかし、そのような欠点があるにもかかわらず、Haser モデルは、その単純さゆえに未だに用いられることが多い。ガス生成率の指標だと思えばよいのであるが、こうしたモデル依存の欠点があることを十分に承知しておく必要がある。

最後に、分子によっては、2 世代ではなく 3 世代を経て生成されるものもあるということを指摘しておく。他世代のモデルは、さらに多くのパラメータを必要とするので、解析が困難であるという欠点があるが、観測データの S/N が良い場合には検討の余地がある。たとえば、 C_2 分子は通常、2 世代モデルで扱われているが、実際には 3 世代目の生成物であると考えられている。

(g)可視光領域で見られる原子・分子についての各論

ここでは、近紫外（波長 300nm）から近赤外（波長 $5\mu\text{m}$ ）付近までに見られる、太陽光の蛍光散乱による発光について、原子・分子ごとに見てゆこう。

OH

波長 309nm には、OH の出す強い蛍光散乱バンド輝線がある。この波長域は地上から観測できるぎりぎりにあるが（これより短い波長は大気に散乱されて地上まで届かない）、OH が H_2O の主要な光解離生成物であることから、古くから、 H_2O の生成率を求めるために利用されてきた。 H_2O は彗星氷の主成分であり、彗星氷の成分比は H_2O を分母にとって表すなどの関係から、重要視されている。OH のガス生成率が観測から求められると、 $H_2O \Rightarrow OH + H$ 反応の分岐率（branching ratio）から、 H_2O の生成率が求められる。 H_2O の各種反応に対する分岐率（どれくらいの割合でその反応が起こるか）は、Huebner et al. (1992)などのデータから求められる。この波長域では、太陽スペクトル中には金属吸収線が多く、非常に複雑なスペクトルを示している。OH 分子は、そのような太陽スペクトルによって励起されるのであるから、わずかな速度差（太陽と彗星の相対速度）によって、特定の遷移を引き起こす太陽からのフラックスが大きく変動する。そのため、個々の遷移に対応する輝線強度が、彗星と太陽との相対速度によって変動する現象（Swings 効果：Swings は発見者の名前）が顕著に見られる。これは、OH の g ファクターは太陽からの距離だけでなく、太陽と彗星の相対速度にも依存することを意味している。

NH

波長 335nm 付近には、NH NH によるバンド輝線が見られる。NH は NH_3 （アンモニア）が光解離によって、 $NH_3 \Rightarrow NH_2 + H \Rightarrow NH + H + H$ と H 原子をひとつずつ失った結果できた、孫娘分子であると考えられており、NH の組成比から、彗星アンモニアの組成比を求めることが可能であると考えられる。 NH_2 のところで後述するように、アンモニアは電波領域で観測されるのが通常であるが、これまでに確実に検出できた彗星はたったの二つである。彗星アンモニアの組成比を求める上で NH は重要であるが、波長が近紫外にあるために、OH 同様に観測はなかなか困難である。

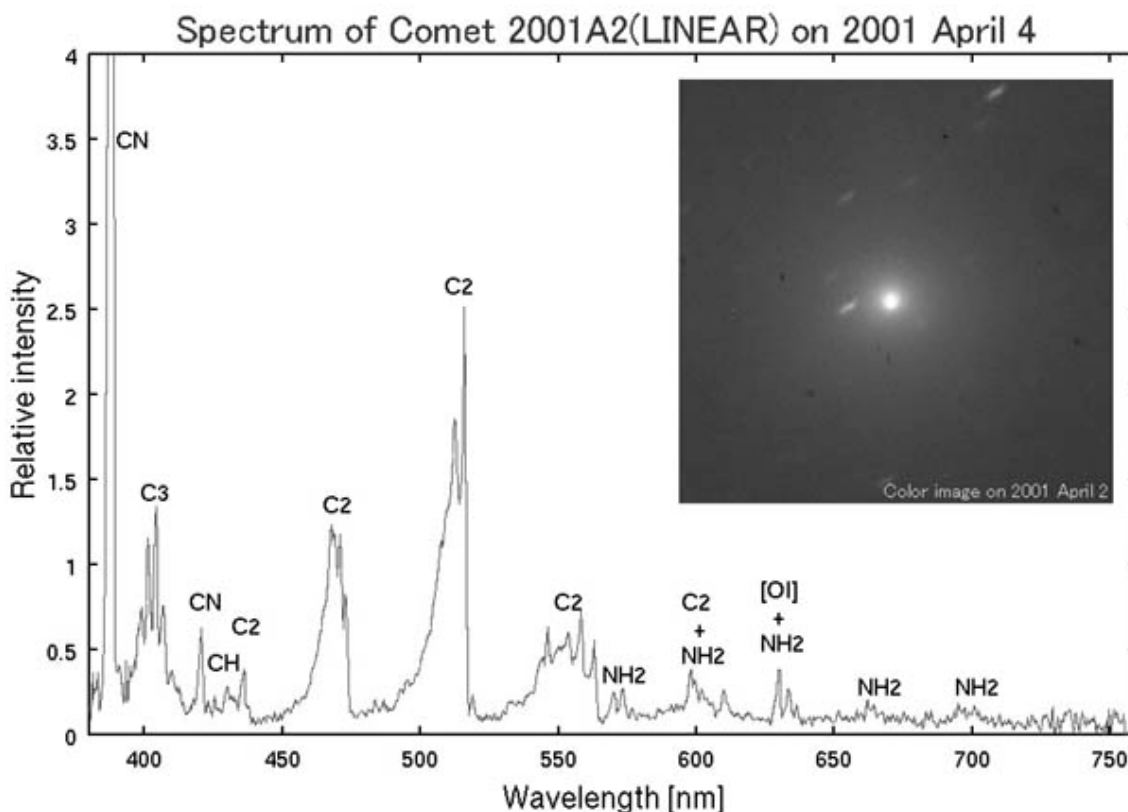


図5：可視光の彗星スペクトル。2001年4月のリニア彗星(C/2001 A2)の可視光スペクトル。横軸は波長[nm]で、縦軸は強度を示す。ここには可視光だけを示したが、近紫外、近赤外領域にも多数の分子輝線が見られる。

CN

CNは、波長388nm付近に強いバンド輝線を生じる。これくらいの波長になると、あまり大気の影響を受けずに、現実的に地上から観測することができる。彗星が遠くから近づいてくる際に、一番最初に可視光領域で顕著に見えるようになる分子輝線がCNのバンドである。OH同様にSwings効果が見られるので、 g ファクターには彗星と太陽の相対速度の効果を入れることが望ましい。 g ファクターと太陽光が分子に及ぼす輻射圧とは表裏一体であるから、CN分子の運動を正確にシミュレートしようとする、太陽との相対速度の効果も考慮しないといけなくなってしまう(通常は、あまり気にしないでCN分子の生成率などを求めているようである)。また、比較的強い輝線を発するという事は、すなわち比較的強く太陽輻射圧を受けるので、コマの分布は若干、球対象の形からずれていることが多いようである。CNには、ここで述べた388nmのバンド(Violetシステム)の他に、波長920nm付近にも顕著なバンドがある(Redシステム)。

CNの親分子については、以前にはいくつかの説があったが、最近では、ほぼHCNであるということに落ち着きつつある。ただし、彗星によっては、HCN以外の親分子が存在する可能性が見つかっており、未だに研究の対象となっている(Rauer et al. 2003など)。HCNが

CN CN の親分子とすれば、CN の生成率から、HCN の生成率が得られる。HCN HCN は彗星核中に氷として存在していると考えられており、また、星間空間(分子雲中など)にも一般的に見られる分子であるから、彗星の起源を化学的な観点から探る上で大変興味深い分子である。電波観測からは、彗星ごとにHCNとH₂Oの比率はほぼ一定であり、比較的ばらつかないという結果が得られている(Biver et al. 2002)。

このほか、CN は炭素原子および窒素原子の同位体比の観測にも利用されている。炭素と窒素はそれぞれ原子量 12 と 14 のものが自然界では卓越している。よって、観測されるCN は、¹²C¹⁴N がほとんどであるが、ごくごく微量の¹³C¹⁴N や¹²C¹⁵N などが含まれている(¹³C¹⁵N もあるが更に量が少ない)。こうした分子の輝線の波長は、同位体効果によって若干のズレを生じる。高分散分光観測(非常に細かく波長を分解する観測)を行えば、こうした波長の差を利用して、¹³C¹⁴N や¹²C¹⁵N を通常のCN から区別できる。その結果から、¹²C/¹³C 比や、¹⁴N/¹⁵N 比を求めることができる。同位体比が太陽や地球上での値とほぼ一致していることは、彗星が太陽系の一員であることの証拠のひとつとされている(C₂の項も参照)。

C₃

波長 405nm 付近にはC₃のバンド輝線が見られる。C₃は不飽和分子であり、このままの形で彗星核中に存在したとは思われない。C₃のバンド輝線の空間プロファイルからも、C₃が何かの分子の光解離生成物であることがわかっているが、未だに該当する分親は見つかっていない。C₃H₄やC₃H₂、C₃H₂Oといった候補が考えられており、波長 3μm 付近の輝線などに注目した研究が進められている最中である。

CH

波長 440nm 付近に、弱いCHのバンド輝線が見られる。CHはCH₄やC₂H₂、C₂H₆などの炭化水素分子が光解離した結果、生成されると考えられる。CH₃OHなども候補となるから、複数の親分子が関与している可能性が高い。また、彗星核中から昇華した分子から直接生成されるのではなく、例えば、CH₄ ⇒ CH₃ + H ⇒ CH₂ + H + H ⇒ CH + H + H + Hのように、多段階の光解離の結果であろう。空間分布の解析は、たとえば多世代のHaserモデルが必要となる。単純な2原子分子のわりにはあまり研究されていない。

C₂

CN と並んで多くの研究事例がある彗星分子の一つである。可視光域では Swan バンド系列と呼ばれるバンドがいくつか見られる。もっとも強いバンドは波長 500nm 付近にあるもので、ガスの豊富な彗星のカラー写真が緑色っぽく写るのは、これが原因である。C₂については、長く親分子が不明であったが、1996年に百武彗星でC₂H₂、C₂H₆が発見されたことから、これらがC₂の親分子である可能性が高いとされている。特に有望視されているのは、C₂H₂ ⇒ C₂H + H ⇒ C₂ + H + Hという経路である。この場合にはC₂輝線の空間分布の解析には、たとえば3世代のHaserモデルが必要なのであるが、通常は、2世代モデルを用いた

解析が主である。これは、3 世代モデルではパラメータが一つ増えるために、精度良く各分子のスケール長を決めるのが困難であるということが原因であろう。十分に精度良く追尾された彗星のイメージを元に、高い空間分解能で（特に地心距離が小さい彗星で） C_2 輝線の空間分布を精密に調べるような研究が望まれている。Combi & Fink (1997)は、そうした数少ない 3 世代モデルの適用例であるが、2 世代のモデルとの区別が困難であることを報告している。

C_2 の Swan バンド系列では、上位と下位の振動量子数の差 (Δv) が 0, ± 1 , ± 2 , ... と、 Δv の値ごとにバンドが存在する。もっとも強いバンドは $\Delta v = 0$ で、ついで、 $\Delta v = \pm 1$ の二つのバンド、そして、 $\Delta v = \pm 2$ の二つのバンド、と続く。異なるバンドのフラックス比は、 C_2 分子の項間交差遷移の遷移モーメントを知る手がかりになっている。 C_2 が持つ電子の状態に応じて、エネルギー状態が縮退していない場合と、3 重に縮退した場合とに分かれている。前者を 1 重項状態、後者を 3 重項状態と言うが、1 重項と 3 重項の状態では互いに状態遷移することはほとんど無い。ほとんど無いとはいっても若干はあるのだが、その遷移の起きる確率を計算するために必要な遷移モーメントが実験的にはあまりよく分かっていないらしい。O Dell et al. (1988)では、日心距離 1 AU から 2.5 AU 付近までの C_2 Swan バンドの変化を追い、項間交差遷移の遷移モーメントを推定している。この推定は、比較的波長分解能の低い分光観測から可能なので、ぜひとも試して見られるとよい。また、波長分解能の高いデータを用いると、更に厳しく制限を加えることが可能である (Rousselot et al. 2000)。

炭素原子の同位体比の決定も重要なテーマのひとつである。自然界にある炭素原子のほとんどが原子量 12 の ^{12}C である。しかし、原子量が 13 の ^{13}C がわずかながら存在しており、 C_2 分子としては、 $^{12}C^{12}C$ と $^{12}C^{13}C$ 、 $^{13}C^{13}C$ の 3 種類が存在することになる。 ^{12}C と ^{13}C の同位体比は太陽系の場合には $^{12}C/^{13}C = 89$ であり、彗星も同程度の値をとる。最近では CN CN のバンドから $^{12}C/^{13}C$ 比を求めることが多いが、これは比較的強い $^{12}C^{13}C$ のバンドが NH_2 分子の輝線と若干重なっており、区別が難しいことにも原因がある。炭素原子の同位対比の決定には波長分解能の高いスペクトルが必要なので、なかなか大変な研究である。

NH_2

波長としてはほぼ可視光全域 (400 ~ 900nm) に電子遷移のバンドがいくつも見られる。ただし、400 ~ 500nm 付近のバンドは、 C_2 などの強い輝線に隠されてあまり目立たない。あまり研究が行われていない分子のひとつである。 NH_2 の親分子は長い間、 NH_3 であると言われてきたが、肝心の NH_3 が直接確認されたのが 1996 年の百武彗星であった（それ以降、ヘール・ボップ彗星でしか NH_3 は検出できていない）。ハレー彗星における探査機の観測でも NH_3 の存在が示唆されていたが、 NH_2 の観測から推定した組成比との間に差があることから、 NH_2 の親分子がはっきりしなかったのである。1990 年代の NH_2 の研究は、 NH_2 の空間分布から親分子の寿命を求め、 NH_3 などの親分子候補の寿命と比較するというものが多かったように思われる。百武、ヘール・ボップ彗星における直接観測以来、親分子としての NH_3 の存在自体には疑問がなくなったが、量的な点からの不一致が続いていた。最近になって NH_2 分子の g ファクターが改訂され (Kawakita & Watanabe 2002) ようやく NH_3 と NH_2 の関係が確実になったという状況である。こうして、現在では、 $NH_3 \Rightarrow NH_2 + H \Rightarrow NH + H + H$ という光解

離反応が起こっていることが確実視されるようになってきた。

O

酸素原子の禁制線(forbidden line)が、557.7、630、636.4nmに見られる。禁制線とは、比較的長い寿命をもつ準安定なエネルギー準位からの遷移による輝線である。こうした準安定なエネルギー準位にある酸素原子は、光解離の過程で生成される。たとえば、 $\text{H}_2\text{O} \Rightarrow \text{H}_2 + \text{O}^*$ や、 $\text{OH} \Rightarrow \text{H} + \text{O}^*$ といった光解離反応である(O^* が準安定準位にいる酸素原子を表している)。波長 557.7nm の輝線は、 ^1S 状態から ^1D 状態への遷移によるもので、地球のオーロラの緑色の原因ともなっている(green lineとも言う)。一方、波長 630 と 636.4nmに見られる輝線は二重線であり、 ^1D 状態から ^3P (基底状態)への遷移による。これも同じく地球のオーロラに見られる(red lineとも言う)。こうした輝線の強度は、光解離によって準安定状態にある酸素原子が作られる割合に比例しており、他の分子が発光しているような蛍光過程とは異なる(蛍光の場合には分子の数に比例した輝線強度であるが、この場合には準安定準位にある酸素原子の生成率に直接比例する)。これらの禁制線の強度から、 H_2O 分子の生成率を求めることができる。 H_2O の量は近紫外に見られる OH から求められるが、酸素原子の禁制線のほうが観測しやすい波長域にあるため、重要である。残念ながらこれらの禁制線は他の分子による輝線バンドの汚染されていることが多い。高分散分光観測のように波長分解能が高い場合には、他の輝線と分離可能である。また、比較的、波長分解能が低い場合にも、波長 630、636.4nm の輝線は、 NH_2 による汚染の影響を除外して求めることが可能である。

Na

ナトリウム原子による輝線が波長 589nmに見られる。これは二重線であり、波長分解能が高ければ、589.0nm、589.6nm の二本の輝線に分解される。この輝線は、彗星によって観測される場合とされない場合があり、また同じ彗星でも比較的太陽に近い場合に観測されることが多い。Na (ナトリウム) 原子が何から出てきているかは良く分かっていないが、塵に含まれるナトリウム原子がなんらかの機構によって放出されているのではないかとされている(例えば、太陽光によって温度が上昇した塵の表面から、熱的に放出されるという可能性が指摘されている)。ナトリウム原子は最終的にはイオン化されて Na^+ となる。

発光は蛍光過程によるものであるが、このオレンジ色の輝線は、極めて高い蛍光効率を持っている。そのため、放出されたナトリウム原子は太陽光によって大きな輻射圧をうけて運動し、その結果、ナトリウムの尾を形成する場合がある。ナトリウムの尾については別章を参照のこと。大きな輻射圧のために、ナトリウム原子のコマは球対称からずれている可能性が高い。

ナトリウムを励起する波長 589nm における太陽光は、彗星と太陽の相対速度によって大きく変化する。これは、太陽スペクトル中にナトリウムによる深い吸収線があるためで、彗星と太陽の相対速度によって、彗星ナトリウム原子が受け取る太陽スペクトルがドップラーシフトし、彗星から見ると、特定波長のフラックスが変動して見えるからである。また、ナトリウム原子が太陽輻射圧を受けて運動するため、ナトリウム原子の太陽に対する相対速度も時々刻々と変化する。その結果、ナトリウムが発光しやすい場合(太陽との相対速度が大きい場合)と、

発光しにくい場合（太陽との相対速度が小さい場合）がある。また、先に述べたように、（おそらく）塵の温度が十分に上昇するような太陽に近い場合でなければナトリウム原子が十分に放出されず、太陽との相対速度の条件とあわせて、彗星によってナトリウム輝線が見られる場合とそうでない場合とが存在する原因となっている。

その他の金属原子

彗星が太陽に極めて近づく場合には、塵粒子が融けて蒸発し、ナトリウム以外の金属元素による輝線が検出されることがある。ナトリウムは特に蒸発しやすいために太陽から1天文単位程度でも観測されることがあるが、他の金属原子については更に太陽に近づかないと観測は難しい。これまでに、他の金属原子の輝線が観測された彗星は、非常に稀である。有名なところでは、1962年の池谷-関彗星がある。この彗星は「太陽をかすめる彗星 (sun-graser)」の一つであり、太陽に極めて近いところを通過した。

CO^+

彗星コマ中の中性分子は、太陽からの光子や太陽風と作用することでイオン化する。こうして出来たイオンの中でも、 CO^+ は比較的波長の短い方に多くの強い輝線を発する。いわゆるイオンの尾が銀塩フィルムで青く写るのは、この CO^+ のせいである。彗星が太陽に近づく場合、コマとはいえ、イオンの輝線が見られることがある。太陽磁場の影響で CO^+ は反太陽方向に流されるので、その分布は通常の中性分子に比べるときわめて非対称である。発光は蛍光によるものであり、 CO^+ の観測からCOの量を見積もることは可能であろう。しかし、イオンは彗星が太陽に近づかないと観測できないので、通常は電波観測によってCOの量を決めている。イオンについては、イオンの尾の章を参照していただきたい。

H_2O^+

H_2O^+ は、彗星ガスの中でもっとも豊富な H_2O がイオン化されて出来る。蛍光機構によって発光すると考えられ、異なる波長にいくつものバンド輝線を発するが、主に赤い波長域に多い。 H_2O^+ の元になった H_2O の量を決める手がかりとなりうるが、そういった利用のされかたは稀である。あまり研究がされていないイオンのひとつである。イオンの尾に見られる輝線のうち、未同定とされている輝線の原因であるという指摘もあり、イオンの発光メカニズムについて、再検討の余地がある。詳しくは、イオンの尾の章を参照していただきたい。

その他、 CO_2^+ 、 CH^+ 、 OH^+ 、 N_2^+ など

CO^+ 、 H_2O^+ 以外にも、 CO_2^+ 、 CH^+ 、 OH^+ などのイオンがイオンの尾には観測されるが、おそらくコマ中では非常に弱い。 N_2^+ については、写真時代にはほぼ確実な存在とされてきたが、最近のCCD時代になって以降、特に高い波長分解能の観測によって、その存在自体が疑問視されている。 N_2^+ は N_2 がイオン化したものとして、 N_2 の量を知る唯一の手がかりであるため、極めて重要なイオンである。以上、イオンについては詳しくはイオンの尾の章を参照のこと。

(h)核近傍現象：分子ジェットなど

ここでは、ガスのコマは彗星核に対してほぼ球対称に分布すると考えてきた。しかし、観測されたコマのガス輝線の分布を調べてみると、球対称から外れる成分があることが分かってきた。その最たるものが、「ジェット」と呼ばれる構造である。この構造は、彗星核から分子の細い流れ（ジェット）が生じているかの様に見えることから「ジェット」と言われているが、いったいどのような物理が働いているか、十分には分かっていない。彗星核表面の活動領域（active spot）からガスと塵が豊富に放出されている場合、ガスや塵がジェット状に分布することがある。ただし、その場合でも、ジェットの成分による輝度は、通常の球対称なコマの輝度に比べるとずいぶん弱いもので、コマの輝度分布から球対称な成分を引いた残りを調べるというような手法が、通常は必要になる。こうした分子ジェットは、CN、 C_2 をはじめ多くの分子について検出されている。

ここ数年のうちで、最も顕著なジェットが観測された彗星は、Hale-Bopp 彗星であった。可視光で観測される OH、CN、 C_2 といった主だったほとんどの分子について、ジェット状の構造が確認された。Hale-Bopp 彗星の場合にはガスだけでなく塵のジェットも確認できており、これらのデータを元に、彗星核の自転や、彗星核表面上のジェットの噴出し口（活動領域：active region）についての研究が多くなされた。ガスのジェット構造は、可視光で観測される塵のコマにおけるジェット構造とは、完全には一致していないことが多い。Hale-Bopp 彗星の場合、ジェット中の CN は、可視光で観測されるような塵のジェットよりも、親分子と考えられる HCN の分布と似ていた（Woodney et al. 2002）。CN 分子のジェットは、活動領域から放出された HCN から光解離によって生成されたか、あるいは非常に細かい（または反射率の低い）塵から CN 分子が生成されている可能性を示唆している。後者の塵としては、CHON 粒子（C、H、O、N といった元素に富む粒子で、Halley 彗星の直接探査で発見された）が候補である。

ジェットのモデル化には、Random Walk モデルに代表される Monte Carlo 法が威力を発揮する。Hale-Bopp 彗星では、いくつかのジェット源が確認され、そのジェット源ごとに化学組成が異なるというような研究までである。彗星核の構造が非均質的であるという証拠とも考えられる、極めて重要な成果である。核近傍のジェット現象については、流体力学的な考察も重要である。数値計算の結果からは、ジェット部分のガス速度は、おそらく他の部分よりも速いとされている。彗星核表面に活動領域のような特殊な場所

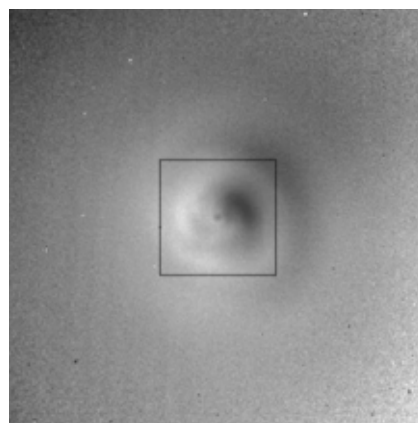


図 6：ヘール・ボップ彗星の CN ジェット（Woodney et al. 2002）。ジェットを強調する処理がしてある。四角の領域は 2 分角 × 2 分角に相当する（1997 年 3 月 25 日）。

があると、その場所のガス速度が増す場合がある。すると、ジェット中の分子については、見かけ上のスケール長が異なるため、データの解析には注意が必要である。

ジェット構造をはじめとする核近傍の微細構造は、そこから彗星核の自転に関する情報が得られることがあるなど、大変、興味深いものである。特に顕著なジェット構造が確認できる彗星は稀であり、今後、そうした彗星が発見され、研究がすすむことを期待したい。

(2) ダスト(塵)のコマ

(a) 彗星の塵

最初で述べたように、彗星を含む太陽系の天体は星間空間にあった非常に小さな塵が太陽が生まれるときにその周りに形成された円盤(「原始惑星系円盤」などと呼ぶ)中での衝突合体により成長して、だんだんと大きな天体になってきたと考えられている。彗星核に含まれる塵粒子は、その「原始惑星系円盤」中で合体成長してきたものであり、塵の粒径分布、鉱物組成や鉱物の状態(結晶質か非結晶質か)、形状などにその時代の情報を持つと期待される。

どの位の大きさの塵がどの位の割合で存在するか、すなわち粒径分布を、彗星について最も直接的に計測したのはハレー彗星探査機ベガである。ベガに搭載されていたのは、塵の質量を測定する装置である。従って、ベガの観測結果(塵の質量分布)から塵の粒径分布に直すためには密度を推定しなければならず、その分の不確定性が残ることに注意が必要である。ベガはそれまで地上観測での推定では存在しないと思われていた非常に小さな塵($0.01\mu\text{m}$ 程度と換算される)を計測した。可視光の散乱効率が良いのは $0.1\mu\text{m}$ ~数 μm の大きさの塵で、 $0.01\mu\text{m}$ 程度といったとても小さな塵は散乱効率が悪いので可視光での観測では非常に捉えにくい。近い将来、スターダストミッションで新たな彗星塵その場計測データが得られると期待される。

彗星の塵は主にかんらん石(オリビン)や輝石(パイロキシン)といったシリケート(ケイ酸

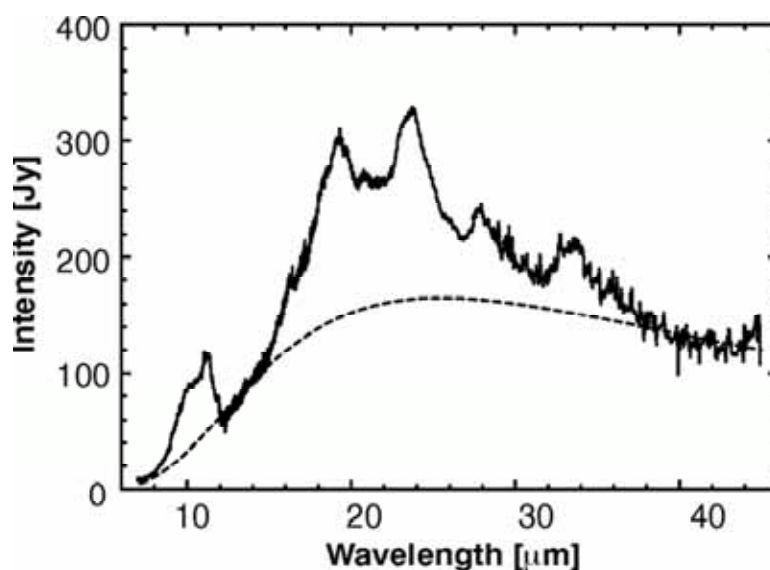


図7：ハレー・ポップ彗星の中間赤外スペクトル。波長 $10\mu\text{m}$ および $20\mu\text{m}$ にシリケートの特徴的なフィーチャーが見て取れる。(J.Crovisier et al., 1997)

塩鉱物)からなると考えられている。観測的な証拠としては、中間赤外の波長領域での分光観測で見られる波長 $10\ \mu\text{m}$ および $20\ \mu\text{m}$ 付近のシリケートによる構造(フィーチャー)がある。中間赤外波長で分光をすると彗星の熱放射が連続光成分として観測されるが、この中にシリケート鉱物の $10\ \mu\text{m}$ (もしくは $20\ \mu\text{m}$) フィーチャーが幅の広い輝線として現れる。中間赤外分光における塵のシリケートフィーチャーは、彗星だけでなく星間塵や画架座星 (Pic) などの周りの星周塵でも検出されている。フィーチャーの形やピーク波長、熱放射の連続成分からの超過輝度は、シリケートの種類や結晶状態、塵の粒径(分布)によって変化する。これらの観測から問題となっているのは、ひとつには結晶質シリケートの存在が示されていることである。非晶質のシリケートのスペクトルは波長が約 $9\ \mu\text{m}$ 付近の幅広いピークだが、結晶化したシリケートは $11\ \mu\text{m}$ 付近にかけて構造のある波長ピークがみられる。観測的にみれば、スペクトルから星間塵のほとんどが非晶質シリケートであることは古くから知られていた。一方、結晶質シリケートは星間塵には殆ど観測されていないが、彗星の塵や星周塵には観測されている。結晶構造は熱によって相変化が起こることが判っている。例えば、高温で加熱された後に急冷されると非晶質のシリケートができる。そのあと、段階的に加熱すると結晶質のスペクトルを示すようになり、温度 700 度程で全体が結晶化することが室内実験から調べられている。(熱による結晶状態の変化をアニーリング (annealing) という。anneal とは“焼成(やきなまし)”のことである。)これらの事実つまり、星周塵や彗星塵のスペクトルのシリケートフィーチャーは、塵の熱履歴を知る良い手がかりとなることを意味している。彗星に関していえば、これまでの中間赤外分光の観測から結晶質シリケートが報告されているのは所謂オールト雲起源と言われる長周期の彗星が多い。オールト雲は、太陽系形成時に木星など大質量惑星の形成領域で作られた彗星核が、重力散乱により太陽系の非常に遠方に飛ばされて形成されたと考えられている。一方、木星族と呼ばれる短周期彗星は、太陽系外縁部で作られた彗星が軌道進化で太陽系内部まで落ちてきたと考えられている。これら木星族短周期彗星では結晶質シリケートの検出報告は比較的少ないが、明らかに少ないと言うには観測数が足りないのが現状である。

そもそも、どうして中間赤外領域ではスペクトルにこのようなフィーチャーが見られるのだろうか。それは、塵のような固体物質が光を受けたときの性質による。固体は電気的な力による“バネ”で結合した沢山の原子が並んでいるような構造をしている。金属とそれ以外のもの(誘電体、シリケートも誘電体である)とでは少々振る舞いが違う。金属の場合には自由に動き回れる電子(自由電子)が存在するが、誘電体ではそのような電子が存在しない。光(電磁波)があたるということは振動する電場がかかることである。電場がかかったとき、誘電体の場合には電荷を持つ粒子は殆ど動けないため原子の並びの中で正負の電荷がちょっと偏りを持つ。これを分極といい、電場に対する分極率を誘電率という。光は振動する電場なので、分極も振動する。しかし、電場の振動数が大きくなると分極の振動が追いつかなくなる。誘電体での光の吸収はこのような応答による。金属の場合は、自由電子があり容易に振動することができる。この特徴はプラズマ振動数という自由電子集団の振動数を境にして大きく変化する。具体的には、ある振動数(たいてい紫外域にある)より振動数の小さな(波長は長い)光に関しては、光は内部に入り込むことはできず全反射するが、その振動数より小さな(波長は短い)光に関しては、電子が振動についていけなくなり、結果として光を透過するため“透明”になる。

ある固体に光（電磁波）が当たったときの複素屈折率 m を関数 $m = n + ik$ で表すと、実部 n が所謂屈折率を示し、虚部 k が光の吸収に関係する。この n 、 k を光学定数ともいう。図 8 にかんらん石の n 、 k を示す。グラフの左縦軸が k 、右縦軸が n 、横軸は光子の振動数エネルギーで、可視光から紫外域にあたる。グラフから、可視光の波長領域では k がとても小さいことが読み取れる。これは可視光ではかんらん石が比較的透明であることを示している。

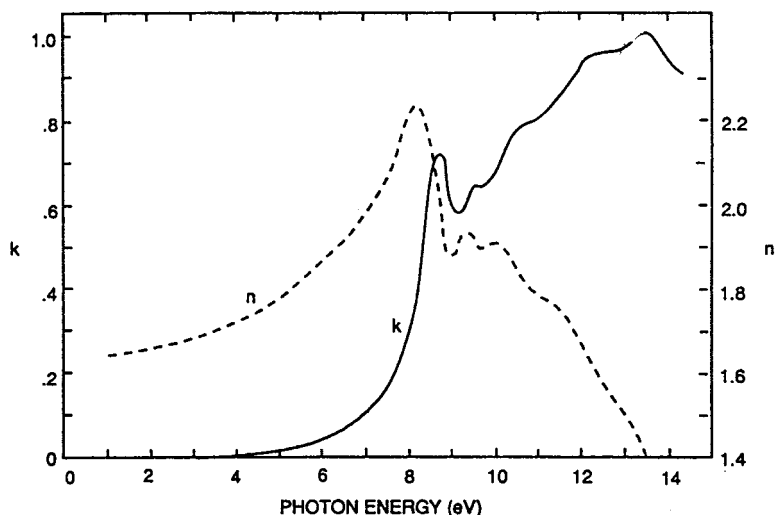


図 8：フォルステライト（かんらん石の一種）の光学定数（複素屈折率要素）の振動数に対する変化 (Nitsan & Shankland, 1976)。

(b) 塵による光散乱と運動

塵による散乱は、さらに塵粒子の大きさによる影響も受ける。今、塵粒子への入射光は平面波で、観測者は粒子から充分離れているという状況を考えよう。粒子に入射した光の一部は次のような道筋で塵粒子により失われる。このことを減光という。

- ・ 粒子内部で吸収される（吸収）
- ・ 粒子内部に進入するときと出てくるときに屈折されて方向が変化する（屈折）
- ・ 粒子表面で反射されて方向が変化する（反射）
- ・ 粒子の表面付近を通過する光（波）が粒子を回り込む（回折）

下の 3 つの場合をまとめて散乱と呼ぶ。

粒子による吸収や散乱の効率は断面積で表されることが多い。例えば、ある単一波長 λ の光が塵粒子に入射しているとする。入射する方向に直角な単位面積を単位時間に通過するエネルギー（フラックス） F_0 が、塵粒子にあたって単位時間で吸収される光の全エネルギーを P_{abs} とすると、吸収断面積 σ_{abs} は、次の式で定義される。

$$\sigma_{\text{abs}} = P_{\text{abs}} / F_0$$

P_{abs} は単位時間当たりのエネルギー、 F_0 は単位時間当たり単位面積あたりのエネルギーであるから、 σ_{abs} の次元は面積になり、単位時間当たりの光の吸収に対する塵粒子の実効的な面積になっている。当たった光のすべてを吸収するような（真っ黒な）仮想的な塵粒子を考えれば、 σ_{abs} はこの仮想塵の幾何学的な断面積にあたる。実際の粒子では、塵の複素屈折率や塵の大きさと入射光の波長との比によって σ_{abs} は幾何学的な断面積よりも大きくなったり小さくなったりする。散乱断面積も同様にして定義できる。つまり、単位時間当たりに散乱される光の全エネルギーを P_{sca} 、入射光フラックスを F_0 として散乱断面積 σ_{sca} は

$$\sigma_{\text{sca}} = P_{\text{sca}} / F_0$$

と定義される。

塵粒子の吸収と散乱（屈折・反射・回折）により、本来届くはずの光が観測者に届かない。つまり減光が生じることになる。減光断面積 σ_{ext} は吸収断面積 σ_{abs} と散乱断面積 σ_{sca} の和（ $\sigma_{\text{ext}} = \sigma_{\text{abs}} + \sigma_{\text{sca}}$ ）で定義される。

これから先は、簡単のために塵粒子として半径 a の球形の塵を考えることとする。実際に塵粒子による散乱を議論するときには、これらの断面積を幾何断面積で割った無次元量が使われる。すなわち、

$$\begin{aligned} Q_{\text{abs}} &= \sigma_{\text{abs}} / 2\pi a^2 \\ Q_{\text{sca}} &= \sigma_{\text{sca}} / 2\pi a^2 \\ Q_{\text{ext}} &= \sigma_{\text{ext}} / 2\pi a^2 \end{aligned}$$

Q_{abs} 、 Q_{sca} 、 Q_{ext} はそれぞれ吸収効率、散乱効率、減光効率という（ガスの生成率も Q を使うので、混同し無い様に注意してほしい）。塵の半径 a と入射光の波長 λ とから求めた比 $x = 2\pi a / \lambda$ をサイズ・パラメータという。これらの効率は、球形塵などの簡単な形状であれば、サイズ・パラメータ x と複素屈折率 m がわかれば、散乱体の内部と外部の電磁波の式を境界面で繋いで解くこと（Mie 理論）で計算することができる。

サイズ・パラメータが非常に小さいところでは、 Q_{ext} と Q_{abs} はともに 0 に近づき、 Q_{sca} も小さくなる。つまり、波長に対して充分小さい塵は散乱効率が悪いので、観測的には見え難いということになる。サイズ・パラメータ $x \ll 1$ のとき、 Q_{abs} は x に、 Q_{sca} は x^4 に比例する。この散乱をレイリー散乱という。

サイズ・パラメータが 1 に近い、つまり塵の大きさと波長が同程度の時は、 Q_{ext} 、 Q_{abs} は x が増加するのに従って増加するが、振動し波打つような複雑な振る舞いをする。

サイズ・パラメータ $x \gg 1$ のときは、 Q_{ext} は塵の物質に因らず（つまり、複素屈折率 m に因らず）2 に近づく。

減光 Q_{ext} は吸収と散乱からなるが、このうち散乱光の減光に対する割合 $Q_{\text{sca}} / Q_{\text{ext}}$ を反射能（アルベド）という。

塵粒子による散乱光は、さまざまな方向に進む。入射光の方向と散乱光の方向とのなす角度を

散乱角という。散乱角の角度分布、つまり、散乱光がどの方向にどれだけの割合となるかは複素屈折率とサイズ・パラメータとに依存する。散乱角は入射光の方向を0とし、この方向への散乱を前方散乱という。

塵が光を吸収・散乱するときには、光から力を受ける。これが輻射圧で、その大きさは単位時間当たりを受け取る運動量である。塵が光からどれだけの力を受けるかを知るには、吸収・散乱それぞれの過程でどれだけの運動量を与えられるかを考えればよい。

まず、光の吸収について考えよう。光が塵に吸収されるということは、光から塵がエネルギーを受け取るということである。吸収で受け取ったエネルギーは熱になり輻射で放出される。ここで、入射光はある方向から入ってくるのに対し輻射は等方的に出て行くので、塵は光の入射方向からの力を受けることになる。入射光フラックスを F_0 とすると、半径 a の塵が単位時間当たり吸収するエネルギーはフラックス×吸収断面積、すなわち $F_0 \pi a^2 Q_{\text{abs}}$ であるので、塵が単位時間を受け取る運動量は、光の速さ(光速)を c として $F_0 \pi a^2 Q_{\text{abs}}/c$ となる。

次に、光の散乱の場合を考えよう。塵粒子による散乱光はさまざまな方向に進むので、まずは入射光方向に対する角度 θ の散乱光について考える。この光の運動量のうち $\cos \theta$ 成分は入射光方向に運ばれるので、残りの $1 - \cos \theta$ 成分が塵に与えられる運動量となる。これをさまざまな角度 θ について足し合わせると、散乱光の運動量総量 $F_0 \pi a^2 Q_{\text{sca}}$ のうち $1 - \langle \cos \theta \rangle$ 成分が塵粒子に与えられる。ここで $\langle \quad \rangle$ は角度分布の平均を表す。

以上から、塵粒子の受ける輻射圧は

$$\begin{aligned} & (F_0 \pi a^2 Q_{\text{abs}}/c) + (F_0 \pi a^2 Q_{\text{sca}}/c) * (1 - \langle \cos \theta \rangle) \\ & = (F_0/c) * \pi a^2 * \{Q_{\text{abs}} + Q_{\text{sca}} * (1 - \langle \cos \theta \rangle)\} \end{aligned}$$

となる。吸収効率や散乱効率などと同様に、輻射圧に対する効率を Q_{pr} として

$$Q_{\text{pr}} = Q_{\text{abs}} + Q_{\text{sca}} * (1 - \langle \cos \theta \rangle)$$

である。 Q_{pr} もまた塵鉱物の複素屈折率 m とサイズ・パラメータ x とで決まる量である。塵の受ける輻射圧の大きさはどのくらいになるだろうか。これまでは波長が λ の単色光を考えてきたが、実際の太陽光はいろいろな波長の光からなっている。そこで、輻射圧も太陽スペクトル強度の重み付けをして波長で積分すればよい。太陽の光度を L とすると、太陽からの距離 r_h の位置にある太陽光フラックスは $L / (4\pi r_h^2)$ であるから、半径 a の塵に働く輻射圧 F_{pr} は、

$$F_{\text{pr}} = \frac{L}{4\pi r_h^2} \langle Q_{\text{pr}} \rangle_v \pi a^2$$

ここで、 $\langle Q_{\text{pr}} \rangle_v$ は太陽光スペクトルの重みを付けて波長に関して平均を取った Q_{pr} である。太陽スペクトルは可視波長域で最も明るいので、 Q_{pr} の平均ではこの波長域にもっとも重みがつけられることになる。

塵の運動を考える際には、太陽重力との比を取る。半径 a 、密度 ρ の塵に働く太陽重力 F_g は、

太陽質量を M 、重力定数を G として

$$F_g = \frac{GM}{r_h^2} \cdot \frac{4\pi}{3} \rho a^3$$

である。したがって、塵に働く太陽輻射圧 F_{pr} の太陽重力 F_g に対する比 β は

$$\beta \equiv \frac{F_{pr}}{F_g} = \frac{3L}{16\pi c GM} * \frac{\langle Q_{pr} \rangle_v}{\rho a}$$

と定義される。 F_{pr} と F_g とは反対方向の力なので、塵に働く力 F は $F = F_g - F_{pr} = F_g * (1 - \beta)$ となる。 β は太陽からの距離 r_h には依存しないことに注意して欲しい。 β が 1 を超える（つまり太陽輻射圧が太陽重力を上回る）と、塵に働く力は負の値、すなわち斥力となり、塵は反太陽方向に飛ばされてしまう。また、 $\langle Q_{pr} \rangle_v$ と ρ が仮に一定値だとすると β は a に反比例する。しかし、 $2\pi a$ が太陽スペクトルのピーク波長の約 $0.5 \mu\text{m}$ より同程度からより小さくなる（つまりサイズ・パラメータ $x < 1$ となる）辺りから β が a に反比例する関係は崩れ始める。 $2\pi a$ が太陽スペクトルのピーク波長の約 $0.5 \mu\text{m}$ よりずっと小さくなると（すなわち $x \ll 1$ ）、 a が波長に対して非常に小さくなり散乱効率が落ち、 $\langle Q_{pr} \rangle_v$ は a によって大きく変わる。実際のところ、太陽輻射はスペクトルのピーク波長の辺りに集中している。そして、大体 a が数 $\times 10^{-2} \mu\text{m}$ の大きさのときは、太陽輻射の殆どが粒子の大きさに対して波長がとても長い、つまりサイズ・パラメータが非常に小さい場合になるので、概ねレイリー散乱粒子として振舞う。図 9 にいくつかの物質について、Mie 散乱理論を用いて計算された β の塵粒径 a に対する変化を示す。比較のために、仮想的な塵として Q_{pr} がサイズ・パラメータによらず一定 ($Q_{pr} = 1$) であるような塵についても計算されている。実際の Q_{pr} は複素屈折率 m とサイズ・パラメータ x の関数になる。

これまでは、太陽輻射が塵に与える力として、反太陽方向の太陽輻射圧だけを考えた。しかし、光は有限の速度（光速）を持つため、塵が運動していると塵から見た太陽光は若干塵の運動方向にずれた方向からやってくるように見える（光行差）。この効果により、塵にかかる力はほんの少しか塵の運動方向とは逆向きの成分を持つ。これをポインティング・ロバートソン・ドラッグ（Poynting-Robertson drag：ドラッグは抗力のことで、摩擦力などと同様に運動方向と逆向きに働く力）という。しかしながら、この力は太陽輻射圧に比べると非常に小さいため、彗星から出てきたばかりの塵の運動に関しては殆ど無視してかまわない。太陽の周りを軌道運動する塵の長期間の軌道進化を議論するときになって初めて、その効果が無視できなくなってくるような力である（Burns et al. 1979 などが良いレビューであろう）。

(c) ダストコマの形成と輝度分布

塵が氷の昇華に伴い彗星核から放出されガス流からエネルギーをもらって加速するシナリオについては、この章の冒頭で既に述べた。ここでは、ガス流との相互関係が切れて以降の塵のふるまいについて見ていこう。

既に述べたように、彗星核から放出された塵がガスで加速されて到達する終端速度は、厳密に

見積もることはなかなか困難な作業だが、だいたい数 100 m / 秒程度である。ガスとの相互作用

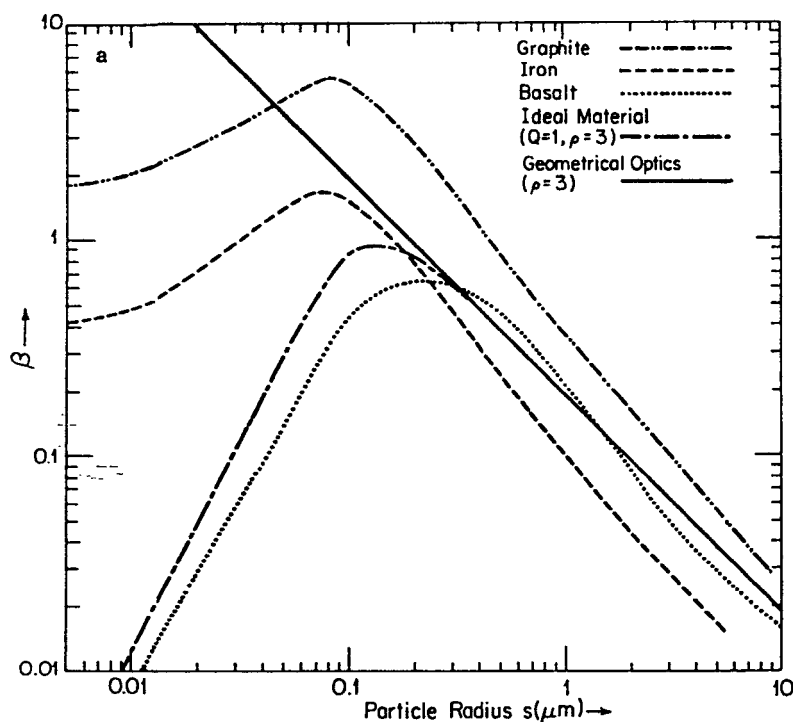


図 9 : 塵粒子半径に対する計算された β の値 (Burns et al. 1979)。横軸は塵粒子の半径、縦軸はいくつかの物質について計算された β の値でどちらもスケールは対数になっている。実線は $(1 / \text{塵粒子半径})$ の関数。Ideal Material とあるのは、 Q_{pr} が粒子サイズによらず一定 (1) で密度が 3 の仮想物質についての計算結果である。

から離れた塵は、終端速度でもってどんどん彗星核から離れていく。彗星核の重力は、核はただか数 10 km の大きさであること、一方ガスとの相互作用から離れる距離は核から数 1000 km であることを考えると、殆ど無視できる。彗星核を中心とし太陽方向を固定した座標で見れば、塵は終端速度でもって四方に広がっていくことになる。前節で述べたように、塵の場合にはさらに太陽輻射圧という反太陽方向の力を受ける。塵の運動はどうなるだろうか。彗星核を中心にした座標で見れば、一定速度で中心から離れていく塵に太陽方向から力を受けるので、太陽方向に向かった塵はあるところで方向転換して反太陽方向に飛ばされることになる。図 10 は彗星核を中心に見た座標でみて塵がどのような運動をするかを描いたものである。太陽方向に向かった塵がどのくらいまで核から離れるかを考えると、大雑把に見積もって数万 km 程度である。実際は、ハレー彗星探査機のベガや日本の“すいせい”が数十万 km 離れた地点で塵を観測している。塵が核から見てどのくらい遠くまで太陽方向に進めるかは、初速度である終端速度と、太陽重力に対する太陽輻射圧の効き方に依存する。太陽輻射圧は大雑把に言えば大きい塵ほど効かなくなる。

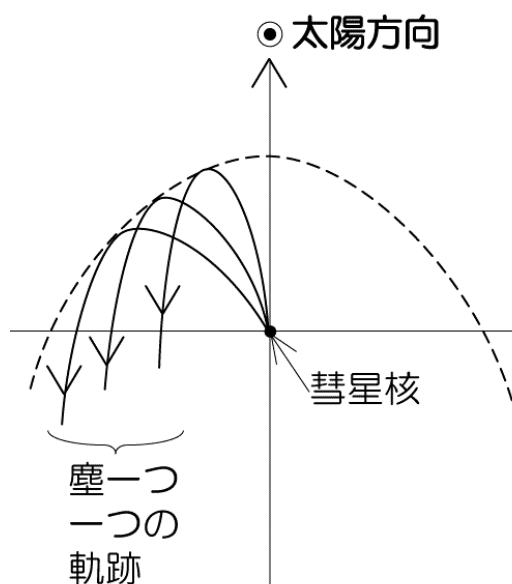


図 10 : 彗星核を取り囲む塵の“エンベロープ”。エンベロープは、塵に働く太陽輻射圧の大きさによって核からの距離が異なる。大雑把には大きな塵ほど彗星核から離れたところにエンベロープを形成する。

これは、重力は質量すなわち体積に比例する力であるのに対し、輻射圧は圧力なので面積に比例する力であるため、例えば球形粒子を考えると粒子半径に比例して太陽重力に対する輻射圧の比が小さくなることが判る。単純な見積もりより遠くで塵が観測されたことは、塵の形状が球形ではないことや、コマ中で塵が崩壊する過程などを考慮することが必要であることを示している。

さて、地上から見たときの塵のコマの輝度分布は、どのようになるだろうか。今、仮に塵が一定の速度（終端速度）で等方的に彗星核から離れていっていると考えよう。ガスのコマの場合の計算を思い出して欲しい。

終端速度 v （一定）として、塵粒子の空間密度 $n[r]$ （個 / cm^3 ）は、

$$n[r] = \dot{n}_d / 4\pi v r^2$$

と書ける。ここで、 r は彗星核からの距離であり、 \dot{n}_d は毎秒あたり彗星核から供給される塵の量をしめす。実際に我々が観測するのは、地上から見たとき、ある視線方向に存在する全ての塵粒子による散乱光の合計である。底辺が単位面積、長さが無限に長い棒状の体積体積中に存在する塵粒子の数、すなわち「柱密度（個 / cm^2 ）」を求めよう。我々が観測できるのは、彗星を天球面上に投影した 2 次元面内での明るさの分布であり、彗星の塵のコマは光学的に薄いと考えられるので、各点での明るさは地球から彗星を見た視線方向の塵粒子の全散乱断面積に比例している。各点での輝度 L は、その点での柱密度 N とそこに含まれる塵の全散乱断面積 $\sigma_{\text{sca_ALL}}$ に比例する。

さて、塵の柱密度 N は、先ほどの空間密度の式を視線方向に沿って積分することにより、彗

星核からの距離 r を天球面上に投影した値を ρ と書いて、

$$N[\rho] = \dot{n}_d / 4v$$

となる。したがって、つまり、彗星核からの距離（天球面上に投影した距離） ρ に反比例して塵のコマは暗くなるということである。

一方、観測されるコマ全体からの明るさから、塵の量を見積もるにはどうしたらよいだろうか。観測から直接求まるのはコマのフラックス F_{coma} である。天球面上で彗星核からの距離 ρ の視野内における単位面積あたりの塵の総断面積を f とおくと、 $f = n[\rho] * \sigma / \pi \rho^2$ である。ただし、 $n[\rho]$ は視野内の塵の個数。彗星の塵による全輝度は、塵のアルベド A （ A は本当は散乱位相角 θ と波長 λ の関数 $A(\theta, \lambda)$ である）として $An\sigma * F_{\odot} / r_h^2$ で与えられる。単位面積あたりの塵の総断面積にアルベドをかけた Af は、 $Af = (2\Delta r_h / \rho)^2 * (F_{\text{coma}} / F_{\odot})$ で観測から直接得られる。ここで、 F_{\odot} は太陽光フラックス、 r_h は彗星の太陽からの距離、 Δ は彗星の地球からの距離で、 r_h の単位は天文単位 (AU) だが、 Δ と ρ の単位は km である。視野の範囲に依存しない塵の量を示す値にするために Af に ρ をかけたものを求めて、その彗星がもつ塵の量の指標とする。この $Af\rho$ は、しばしばガスと塵の量比を出す際に、ガス分子の生成量に対する塵の量の指標として使われる (A Hearn et al. 1984)。

(d) 塵による偏光、ジェット構造など

彗星塵による太陽散乱光は、偏光を示す。偏光というのは、光が横波であるために起きるもので、振動面がある方向に偏る現象である。太陽光などの輻射光は基本的にさまざまな振動面の光が混ざって、全体で偏りの無い（無偏光）光である。ところが、散乱された光は、ある振動面の光が卓越することがある。彗星塵のようなシリケート粒子の場合、大きいところで数 10% の偏光を示す。

散乱された光の電場のベクトルは、散乱面（入射光（太陽） - 散乱体（天体） - 散乱光（観測者）を含む面）に対して垂直成分と水平成分の合成として表現される。この二成分の大きさが異なっている場合を偏光した光であるという。太陽系内天体の場合、次のように偏光度 P を定義する。

$$P = \frac{I_{\perp} - I_{\parallel}}{I_{\perp} + I_{\parallel}}$$

ここで I_{\perp} が散乱光強度の垂直成分、 I_{\parallel} が水平成分である。総和が散乱光強度になる。彗星の場合、この偏光度の散乱位相角 α （入射光 - 散乱体 - 散乱光のなす角）に対する変化について次のような傾向が見られることが知られている。すなわち、位相角が 0 のところで偏光度は 0 を取り、位相角の小さいところでは偏光度は負の値を示す。位相角が大きくなるにつれて偏光度は正の値に変わり、だんだん大きくなり、位相角が大体 90 度付近で最大値を示す。このような位相角に対する偏光度のグラフを作ると、複数の彗星でかなり良く一致する。偏光度が位相角 90 度付近で最大値を示すのは、観測波長に対して粒径サイズの小さな塵による散乱である程度説明がつけられる。一方、位相角の小さなところで偏光度が負になる現象は、塵の内部あるいは表面に

於いて何度か反射を受けてから観測者に向かった場合ならばありえると考えられている。しかし、現在のところ Mie 理論の範囲内でうまく再現するのはかなり難しいことが判っている。

Levasseur-Regourd et al. (1996) は、22 の彗星について（さらに最近の観測も増えているが）偏光度の位相角依存性を調査し、偏光度の最大値で2つのグループに分けられることを示唆した。しかしながらこのグループ分けが、どのような意味を持つのか、今のところ明らかではない。さらに、ヘール・ボップ彗星に限っては、これまでのどの彗星よりも大きな偏光度を示していたことがわかっている。

近年、偏光度の空間分布を調べる偏光撮像観測や、偏光度の波長依存性を調べる偏光分光観測も盛んに行われるようになってきた。偏光は、散乱体の光学特性を調べる基本的な手段ではあるが、パラメータが多いため鉱物の光学特性を絞り込むことは意外と難しい。これらの新しい観測手法がブレイクスルーをもたらすことが期待される。

ガスのコマの節でも触れたが、塵の供給にもジェットによる活動が見られる。既に述べたように、等方的に供給される塵は、天球面上での彗星の光学中心からの距離 ρ の逆数の輝度分布を示す。しかし、ジェット活動の塵はこの傾向からはずれてさまざまな構造を見せる。

ジェットを構成する塵粒子は、恐らく等方的に供給されている塵粒子とは異なる特質を持つと期待されている。つまり、非常に活動が活発な領域から出てくるので、始原的な状態を保った「フレッシュな」もので無いかと考えられている。彗星は、太陽系形成時の情報を良く保っている天体であると考えられているが、しかし、宇宙空間にいる間に宇宙線による「風化」を受けたり、太陽への回帰の間にガスの昇華に伴って初期状態から変遷していたりするということが考えられる。もし、ジェットの供給する塵が明らかに他と異なり、もっとも「始原的」情報をもたらすものであるとしたら、その情報を引き出すことはとても重要であろう。しかし、現時点では未だその判別が付けられる状態までには至っていない。今後の研究が期待される点である。

【参考文献】

- [1] A Hearn et al. (1984), AJ 89, 579
- [2] Bockelée-Morvan (2001), Science 292, 1339.
- [3] Combi & Fink (1997), Astrophysical Journal 484, 879.
- [4] Combi & Delsemme (1980), Astrophysical Journal 237, 633.
- [5] Crovisier et al. (1997), Science 275, 1904
- [6] Crovisier & Encrenaz (2000), "COMET SCIENCE", Cambridge press.
- [7] Festou (1981), Astronomy & Astrophysics 95, 69.
- [8] Haser (1957), Bull. Acad. R. Science Liege 43, 740.
- [9] Huebner et al. (1992), Astrophysics and Space Science 195, 7.
- [10] Kawakita & Watanabe (2002), Astrophysical Journal 572, L177.
- [11] Levasseur-Regourd et al. (1996), A&A 313, 327
- [12] Nitsan & Shankland, (1976),
- [13] O Dell et al. (1988), Astrophysical Journal 334, 476.
- [14] Rauer et al. (2003), Astronomy & Astrophysics 397, 1109.
- [15] Rousselot et al. (2000), Icarus 146, 263.
- [16] Woodney et al. (2002), Icarus 157, 193.