

特集/シューメーカー=レビー第9彗星の木星衝突

木星大気の運動構造と彗星衝突

林 祥介¹

要 旨

1barより深い領域での木星大気の運動構造はほとんど何もわかっていない。彗星衝突に対して期待されたことの一つとして、木星大気の構造を想像する上での基本パラメーター、静的安定度 N^2 に関する情報が得られるかも知れない、というものがあつた。 N^2 は衝突が生み出す慣性内部重力波の分散や渦のスケールなどによって決められる可能性があつたからである。残念ながら実際に発生した波紋は今のところこのような意味ではあまり大きな情報を与えるには至っていない。擾乱が予期しない形で可視化され、その力学的同定が難しいからである。波紋(衝突痕跡)の生成自体が問題になってしまったのであるがその計算はこれまでのところ行なわれていない。

1. はじめに：木星大気の静的安定度

木星大気、特に対流圏の循環構造がどのようになっているのかは、いろんな想像はあるけれども(例えば[3]参照)、実際のところあまりよくわかっていない。我々がこれまでのところで知っている「答」は、Voyager等の赤外放射観測による1barより上空の主として成層圏の平均的温度構造と雲パターンとして見える対流圏上層の縞々と渦々[10]に限られている。Shoemaker-Levy9彗星(以下略してSL9)が木星に衝突することによって文字通り何かはじくりだしてはくれまいかというのが我々の

期待であつたわけである。

成層流体の運動構造を規定する量に静的安定度

$$N^2 \equiv \frac{g}{\bar{\rho}} \left\{ \left(\frac{\partial \rho}{\partial z} \right)_{\text{ad}} - \frac{d\bar{\rho}}{dz} \right\} \quad (1)$$

がある。これは流体粒子を断熱的に変移させた時の浮力による復元力を評価したもので、 N は浮力振動数と呼ばれる。添字adは断熱過程を表し、 $\bar{\rho}$ は大気平均密度、 z は鉛直座標である。 $N^2 < 0$ ならば対流不安定、 $N^2 = 0$ ならば中立、 $N^2 > 0$ ならば成層安定といわれる。理想気体なら静的安定度は温度であらわして

$$N^2 = \frac{g}{\bar{T}} \left(\frac{d\bar{T}}{dz} + \frac{g}{c_p} \right) \quad (2)$$

となる。 \bar{T} は適当な平均温度、 g は重力加速度、 c_p は質量あたりの定圧比熱である。静的安定度は以下に述べるように循環構造(対流運動の形態)を想像させる量であり、一方、波動伝搬を支配する基本的なパラメーターでもある。したがって、波動を観測しモードを同定することができれば観測的にその値を決定することができ、しかるによって循環構造に対する情報が得られる、というわけである。

静的安定度は、対流がよく起こっていて成層が中立に近い、すなわち、温度勾配 $d\bar{T}/dz$ が断熱温

¹北海道大学地球環境科学研究科

度勾配 $-g/c_p$ に近い場合には $N^2 \sim 0$ である。一方、等温大気ならば $N^2 = g^2 / \bar{T}c_p$ であり、木星の場合は、赤道表面で $g = 23.2 \text{ m/s}^2$, $c_p = 1.2 \times 10^4 \text{ J/kgK}$, $\bar{T} \sim 100 \text{ K}$ で、 $g/c_p = 2 \text{ K/km}$, $g^2 / \bar{T}c_p = 4 \times 10^{-4} / \text{s}^2$ の程度である。Voyager 等で観測されている対流圏上部から成層圏(温度が最小になる圧力 100mb より上部)では N^2 の大きさは温度勾配の寄与を入れてもおおむね数 $\times 10^{-4} \text{ s}^{-2}$ 程度である。対流圏の深部に向かっては平均温度勾配は深さとともに急速に断熱勾配 $-g/c_p$ に近づいていくのであるが 1bar 付近で観測はうちどめとなっている(図 1)。1bar 以下の領域に対する単純な想像は、対流圏では対流で良くまざっているだろうから、この傾向を外挿して温度勾配は $\sim -g/c_p$ 、静的安定度は $N^2 \sim 0$ 、とするもので、多くの木星表層温度構造の絵はそのように描かれている。

地球大気対流圏では対流圏といえども N^2 の値は $\sim 10^{-4} \text{ s}^{-2}$ の程度である。これは地球大気の循環構造が降水をとまなう対流として維持されているからであり、平均的温度構造がおおむね湿潤断熱減率で与えられてしまっているからである。湿潤断熱減率はおおざっぱには

$$\left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial z}\right)_{\text{moist ad}} = -\frac{g}{c_p} \frac{1 + \frac{L\bar{q}}{R\bar{T}}}{1 + \frac{L^2\bar{q}}{c_p R\bar{T}^2}} \quad (3)$$

である。ただし L は質量あたりの潜熱、 q は水蒸気の質量混合比である。平均温度構造 $d\bar{T}/dz$ が湿潤断熱減率で与えられれば静的安定度 N^2 は

$$N^2 = \frac{g^2}{\bar{T}c_p} \left[1 - \frac{1 + \frac{L\bar{q}}{R\bar{T}}}{1 + \frac{L^2\bar{q}}{c_p R\bar{T}^2}} \right] \quad (4)$$

となる。地球パラメータ $L = 2.5 \times 10^6 \text{ J/kg(水)}$, $q = 10^{-2} \sim 10^{-3}$, $R = 286 \text{ J/Kkg}$, $\bar{T} \sim 300 \text{ K}$ では、この値はおおむね 10^{-4} s^{-2} の程度となる。木星にも雲層が存在しているので降「水」をとまなう対流が起こっておれば対応して N^2 の値の大きな層が存在していることが想像される。現在、観測によって存在が確認されている雲層は最上部の NH_3 層だけであって、 NH_4SH や H_2O の雲層はその下層にあると想像されているに過ぎない[15], [17], [13], [7]。これらの雲層領域、特に H_2O の雲層では、地球大気と同様、温度構造が湿潤断熱減率にしたがっているととして、 N^2 の値が大きくなっているものと想像されている[1]。木星パラメータでは $R = 3.8 \times 10^3 \text{ J/Kkg}$ で、 N^2 の値はおおむね $10^{-5} \sim 10^{-4} \text{ s}^{-2}$ となる。これまでの観測では H_2O の雲層の存在は確認されていないし、いわんや、そこでの対流が地球の熱帯域でイメージされる湿潤対流(上昇域で凝結降水し、下降域では乾燥している)と類似のものである保証もない。木星の雲層に関する理論的予想の骨子は、木星大気が太陽と同じ組成で成り立っておればしかるべき温度圧力高度で飽和に達するので雲層が存在しなければならず、かつ、分光観測によれば上層の硫黄や酸素の量が太陽組成に比べて大幅に少ないので下部の見えない雲層で降水していると想像するのとつじつまがあう、というものに過ぎない。というわけで図 1 では ? 印が散りばめられているのである。何らかの手段によって N^2 が 10^{-4} s^{-2} 程度の大きな値をもっておれば、雲層が実際に存在してかつ地球大気のような降水をとまなう対流活動が行なわれているという予想が補強されることになる。

木星の対流圏の構造、あるいは、静的安定度を想像する上での地球でのもう一つの経験は海洋である。海洋の静的安定度は $N^2 \sim 10^{-6} \text{ s}^{-2}$ 程度である。海洋の静的安定度を先見的に予言するのは難

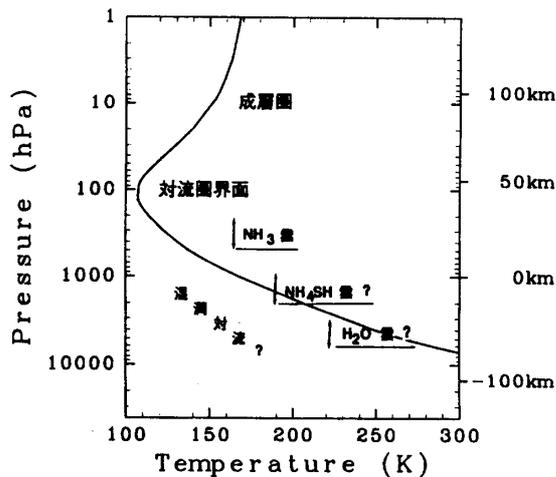


図1. 木星大気の平均的温度構造. 500 mb より上側は Voyager の IRIS センサーによる観測, 1000 mb より下側では断熱温度勾配を仮定して引っぱったもの. 「?」印の付けられている特徴は憶測(理論的予測)の域をでないものであり, 観測によって確認されているものではない. [3] から引用.

しいが, 海洋表面の観測された南北温度差と海洋の深さをそのまま用いれば N^2 の概数を得ることができる. しかしながらこの作戦をそのまま木星に持っていくことはできない. 木星大気の深さがわからないからである. 木星大気の深さは, 仮にそれを太陽からの放射によって駆動されている層と定義しても, その層が木星のどこまで及んでいるのかは全く明らかではない. この状況自体は表層の熱収支のコントラストで駆動される地球海洋と同じである. 海洋の循環は太陽放射が及ばない深海にまで及んでいる. 木星の場合は海洋の場合と異なり自明な「底」がわからないので運動の深さ限界は先見的には決まらない. Voyager による観測は木星の循環特徴の深さが少なくとも 500 mb より深い層へと続いていることを示唆している [4](つまりそれより深いところはわからない)が, この情報はあまり意味を持たない. 太陽からの放射はもっと深部へ到達していると考えられるからである.

木星で考慮しなければならない特徴に内部熱源

の存在がある. 木星から外向きに射出される平均赤外放射は約 14 W/m^2 であり, このうち太陽からの部分は約 8.5 W/m^2 , のこり 5.5 W/m^2 を内部から供給している [9]. 木星大気の循環構造には太陽の水平差分加熱による(地球大気・海洋のような)循環と内部熱源による循環との2つの循環系の存在することが予想され, 仮に区別しようとすれば, 前者は水平対流なのでその領域では成層安定度は高くなること, しかるに後者は通常の鉛直対流であろうから静的安定度はより中立に近付くことが予想される. これらの循環系が深さ方向に独立に存在していて適当な深さで接続されておれば, 静的安定度のとびとして見い出される可能性がありそうである.

静的安定度は, 木星の表情となっている特徴, 大気の縞々と渦々の存在から決めることができるような気もするが, 実際に行なわれてきたことは逆である. 静的安定度を適当に与えたところからスタートし, 等価な水平2次元流体系を用いることにより, 形態的に類似した縞々や渦を構成する(例 [18], [19], [21]). 問題なのは, そのような簡略化された系で見い出される渦や縞が木星で実際に見られる渦や縞に対応している保証はなく, さらに厄介なことに, 異なる静的安定度をもってしてもそれなりに類似の形態を生成できてしまうことにある. したがって, 類似した形態を得たからといって木星大気の構造(安定度)はこうでないといけな, という結論を引き出すわけにはいかない.

計算パワーを駆使して放射と内部熱源によって駆動される大気対流運動を正面から扱い鉛直温度構造を陽に決めてしまえ, という作戦も考えられるわけであるが, その実行に際してはけっこう厄介な問題を解決しなければならない. 乱流散逸構

造が先見的には決められない、ということである。答(対流としての循環構造の全容)を知っておればそれにあうように散逸パラメータ(渦拡散係数)を決めることができる。地球大気・海洋の循環問題ではこのようにして、天気予報があたり、CO₂が倍になったらどうなるかを予想することができる(?)ようになっている。木星の場合は対応する「答」が、Voyager等で直接観測される1bar以高の平均的温度構造と雲パターンとして見える対流圏上層の渦縞形状以外にないので、パラメータチューンを実行することが難しい。

というわけで、前置きが長くなったが、Shoemaker-Levy9彗星が木星に衝突することにより、大気循環(特に対流圏)を考察する上での様々な指標となる静的安定度について何らかの情報が得られないだろうか、というのが期待されたのであった。N²の平均的な値、あるいはその鉛直分布などの情報をもたらされれば以上のような諸々の想像に対する手がかりあるいは拘束条件を与えることができ、大きな利益が上がったと言えることになるのである。答から先に述べれば、今のところ筆者はあまり積極的な言動ができないでいる。以下、そのいわけを記すことにしよう。

2. 彗星衝突から静的安定度が 知れるか

彗星衝突からN²の値を初等的に推測する方法としては、慣性内部重力波の分散を計ると、渦モードのスケールを利用するのとの2つの方法が考えられた。観測で見られる渦や縞からN²を推測することは、それらの特徴の力学的なモードが何であるかがはっきりと同定されていないと難しいわけであるが、原因が明らかで同定が可能な擾乱が見い出されればN²のオーダーぐらいは決められるだろう、というわけである。彗星衝突によって

何らかの理由、たとえば波にともなう上昇流域で雲ができるなど、で波紋が可視化されれば、それを適当なモードと同定することによりN²が決定できることになる。

回転成層流体の波動の特徴をもっとも簡略に表現する線形化されたシステムは

$$\frac{\partial(\bar{\rho}v)}{\partial t} - f\mathbf{k} \times \bar{\rho}v = -\nabla p - \rho g\mathbf{k}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \bar{\rho}v = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = c_s^2 \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} - N^2 \frac{\bar{\rho}}{g} w \right) \quad (7)$$

である。上から順に、運動方程式、連続の式、熱の式であり、 t は時間、 x, y は水平座標、 z は鉛直上向き座標、 $v \equiv (u, v, w)$ は速度擾乱とその成分、 ρ, p は密度および圧力擾乱、 \mathbf{k} は鉛直上向き単位ベクトル、 $c_s^2 \equiv (\partial p / \partial \rho)_s$ は音速である。また、 $f \equiv 2\Omega \sin \phi$ はコリオリパラメータ、 Ω は木星の自転角速度、 ϕ は緯度であり、回転の影響は重力軸(鉛直軸)方向成分のみを考慮するのが伝統的である。

さらに簡単な等温理想気体大気の場合は分散関係が

$$v \propto e^{i(kx+ly+mz-\omega t)} e^{z/2H_p}, \quad (8)$$

$$\rho, p \propto e^{i(kx+ly+mz-\omega t)} e^{-z/2H_p} \quad (9)$$

としてたやすく得られて

$$\omega \left\{ -\frac{1}{c_s^2} \omega^4 + \left(k^2 + l^2 + m^2 + \frac{1}{4H_p^2} + \frac{f^2}{c_s^2} \right) \omega^2 - N^2(k^2 + l^2) - f^2 \left(m^2 + \frac{1}{4H_p^2} \right) \right\} = 0, \quad (10)$$

ただし, $H_p \equiv \bar{RT}/g$ は圧力のスケールハイト(等温理想気体なのでここでは密度のスケールハイトでもある)であり, $c_s^2 = \gamma RT$ を用いて変形してある. この式は ω の5次式で ω の大きさ順に音波(2つ), 慣性内部重力波(2つ), 渦(ロスビー波, 今の場合 $\omega=0$) と分類される. このうち, N^2 の値を推測するのに適しているのは文字通り N^2 の存在を復元力の拠り所とする慣性内部重力波である. c_s^2 が含まれる項を無視すれば, 慣性内部重力波の分散関係はおおむね次のように与えられる.

$$\omega^2 = \frac{f^2 \left(m^2 + \frac{1}{4H_p^2} \right)}{k^2 + l^2 + m^2 + \frac{1}{4H_p^2}} + \frac{N^2 (k^2 + l^2)}{k^2 + l^2 + m^2 + \frac{1}{4H_p^2}} \quad (11)$$

数字を具体的にあたってみよう. N があまりに小さくて $N^2 \ll f^2 \sim 10^{-8} s^{-2}$ であると第一項が勝って完全に慣性波となってしまう N^2 の情報は得られない. $f^2 \ll N^2$ ならば第二項が勝って評価がたやすくなる. 発生する波の振動数や波数は波源でのその程度であると思えば, $\omega \gg f$ であろうし, $O(k, l) \sim O(m)$ であろう. 十分にスケールの大きな衝突(何スケールハイトもあるような大穴があくような衝突)が起こったとして, 発生した波長の波長が縦にも横にも十分長く ($k^2, l^2, m^2 \ll 1/4H_p^2$) であったとすれば, 分散関係は非常に簡単になって

$$\omega^2 = f^2 + 4H_p^2 N^2 (k^2 + l^2). \quad (12)$$

上下方向には分散しない点に注意. 波源で与えられたエネルギーはおおむね水平方向のみに伝搬していくことになる. H_p は温度を 100K とすれば

20km 程度である. $\omega^2 \gg f^2$ なる波に対してはその位相速度は $c = 2H_p N$ となる. 浮力振動数の上限のオーダー $N \sim 10^{-2}$ を入れると $c \sim 400$ m/s である. 発生する波の主たるエネルギーが対流圏上部から成層圏に存在する場合にはおおむねこのような位相速度で伝搬することになるものと考えられる. 波の主たる存在領域がもっと深いところであれば N^2 の値はもっと小さいものと想像されるからより遅い位相速度が観測されることになる.

衝突がそこそこのスケールで, したがって分散関係の鉛直波数依存性をちゃんと考えなければいけない時は話は厄介になる. 表面で観測されるのは波面の広がり, すなわち, 水平位相速度のみであろうから, その波がどのような鉛直構造を持っているかは観測からは決められない. 分散関係にあてはめて N^2 を求めるには m^2 がわかっていないといけなわけである. また, このような場合には波は鉛直方向上下に伝搬して散ってしまうのであまり遠方までは伝われない. SL9 の衝突に対して Harrington らは3次元(木星)大気モデルを用いたシミュレーションをおこない慣性内部重力波の伝搬を可視化したけれども[5], 彼らの計算では鉛直方向に5層しかなく, 波動の上下方向への散逸が人工的に押えられていたものと想像される.

慣性内部重力波の観測可能性に関してもっともらしい(?)説を提供したのは, Ingersoll らであった[6]. H_2O の雲層が地球型の降水をとまなう湿潤対流層になっていて N^2 がその層で上下に比べて大きい値をとり, 慣性内部重力波のウェーブガイドを形成するというのである[1]. エネルギーはウェーブガイド内を水平に遠方まで伝わり, 波源から離れた静かなところで観測できるだろうというわけである. 彼らのモデルで雲層がウェーブガイドになるからくりは, 雲層より下部では中立, $N^2=0$,

で下層にはエネルギー伝搬しない，一方，雲層の上部には N^2 の小さい(温度が低くて飽和水蒸気量が小さく湿潤断熱減率と乾燥断熱減率が近い)層があって波の伝搬を妨げる，という設定のためであり，本当にそううまくなるか，というところに疑問が残る．しかし，このモデルのうまい点は，ウェーブガイドであるから擾乱の鉛直構造が決まってしまう，水平位相速度は水平波数のみで決定されるところにある．観測によって波紋が見られたら直ちに整合性がチェックできるというわけである．Ingersollらによれば観測される波紋の位相速度の予想は130m/s程度ということになっている[6]．

慣性内部重力波から情報を得ることは，仮に観測可能であったとしても，その位相速度選択則があらかじめ存在するか，観測している波の鉛直構造がわかっているかしなければなかなか難しい．それならば，というので分散しないモード，渦モード，を利用して N^2 を推定する方法がある．ロスビーの変形半径と呼ばれるものが測れば良い．ロスビーの変形半径は十分水平に小さいスケールの渦度源(熱またはインパルス)を与えた時に応答として見える渦のスケールである．彗星落下によって生成される初期擾乱の水平スケールが小さければ，最終的に形成される渦はロスビーの変形半径程度の水平スケールになるというわけである．このロスビー変形半径が観測可能な大きさであるならば渦が見える，ということになる．

渦の存在はポテンシャル渦度保存則に支えられている．渦モード自身の散逸を除けば，初期に与えられたポテンシャル渦度は不滅である(これが(10)において $\omega=0$ であることの意味である)．このことは，コリオリ力の緯度依存性の効果(地球流体力学でいう β 効果またはロスビー分散)，背景流のシ

アーによるふきちぎりの効果が無視できれば，初期に与えられた擾乱からは音波モード，慣性内部重力波モードがいずれはすべて分散消滅し，初期に与えたポテンシャル渦度分だけの渦が必ず現れることを意味している(地球流体力学でいう地衡風調節)．与えられた初期値(ポテンシャル渦度)に対する最終状態は静水圧平衡と地衡風平衡とを仮定すれば唯一に決定される．線形システム(5)(7)に対するポテンシャル渦度は

$$\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{f}{\bar{\rho}} \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{g}{N^2 c_s^2} p - \frac{g}{N^2} \rho \right) - \rho \right] \quad (13)$$

である．静水圧，地衡風平衡ならばこれは p のみで書け，さらに等温ならば

$$\frac{1}{f\bar{\rho}} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) p + \frac{f}{\bar{\rho}} \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{H_p} \right) \frac{1}{N^2} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (14)$$

となる．先の表式(8)，(9)と同様の構造を持つ擾乱に対してはポテンシャル渦度は

$$k^2 + l^2 + \frac{f^2}{N^2} \left(m^2 + \frac{1}{4H_p^2} \right) \quad (15)$$

に比例することが得られる．ロスビー変形半径は，鉛直構造を適当に与えたときに(14)が0となるような水平構造の特徴的水平スケールで，(15)から直ちに想像できるように，鉛直スケールを D とすれば水平スケール L_R は

$$L_R^2 \equiv \frac{N^2}{f^2} \frac{D^2 H_p^2}{D^2 + H_p^2} \quad (16)$$

で与えられる．慣性内部重力波の時と同様鉛直スケールの知見が必要になるのであるが，渦の場合には単純に初期に与えた渦擾乱のスケールを持ってくれば良い． D をおおむね彗星の衝突によって

生じる初期の激しい過程が落ち着いた直後の質量異常の鉛直スケールであると想像すると、衝突後の質量異常の水平スケールがその鉛直スケールによって定義されるロスビー変形半径よりも小さければ、最終的に形成される渦のスケールは上に与えられるロスビー変形半径に他ならない、ということになる。

具体的に数字を代入してみよう。 $f \sim 10^{-4} \text{s}^{-1}$, $H_p \sim 20 \text{km}$ であるから、彗星の衝突によって生成される擾乱の鉛直スケールが 20km より非常に大きければロスビーの変形半径は圧力のスケールハイト H_p だけでおおむねきまってしまう

$N \text{ (s}^{-1}\text{)}$	N/f	$L_R \text{ (km)}$
10^{-2}	10^2	4×10^3
10^{-3}	10	4×10^2
10^{-4}	1	4×10

となる。観測される渦の直径は L_R の 2π 倍程度であることに注意されたい。静的安定度が地球海洋程度で形成される渦の直径が 2 km 程度になる。成層が地球海洋よりももっと中立に近ければ渦の大きさは観測の限界を割ってしまうか、または、彗星の衝突によって形成される初期ポテンシャル渦度のスケールと同定度以下になってしまいロスビー変形半径のメジャーとしては使えなくなる。

渦の強度を見積もってみよう。問題は、彗星の衝突という激しいプロセスによっていかにどのポテンシャル渦度の供給が得られるか、ということであるのだが、残念ながらその知識を筆者は持っていない。ここでは、いわば最大値の見積りを試してみる。ポテンシャル渦度の生成に寄与するものには熱と渦度(運動量)の2つがある。初期にこの2つの量がどれくらいあるかを知っておけば、どの程度の強度の渦ができて不思議はないか、が想

像されることになる。以下彗星の質量を $M_c = 0.25 \cdot 10^{12} \text{kg}$ (密度 1g/cm^3 , 半径 0.5km), 衝突速度を $v_c = 6 \cdot 10^4 \text{m/s}$ として計算する。

まず、彗星の持っている運動エネルギーがすべて熱として木星大気表層の狭い領域に与えられ最終的にポテンシャル渦度に変換されたものとしよう。彗星の持っている運動エネルギーは 10^{21}J であるのでそれが厚さ 10bar , 直径 1000km の領域(最終状態の渦)にばらまかれたとすれば、その領域の大気の質量は重力加速度 $g \sim 20 \text{m/s}^2$ を使って $3 \cdot 10^{16} \text{kg}$, 大気の比熱は $c_p \sim 10^4 \text{J/Kkg}$ であるから結局 3K の昇温をもたらすことになる。大赤斑の内外の温度差が 10K 程度であることを考えれば、この熱量は強い強度の渦度を生成するにはまずまずであることになる。温める大気の厚さが $1/10$ 程度であるか、あるいは、生成される渦の大きさが $1/3$ 程度になるとより有意な強度の渦(背景のシアに勝って残る渦)が形成されるであろう。

運動量に関しても同様に評価しよう。ポテンシャル渦度として意味があるのは運動量そのものではなくて初期に与えられる相対渦度である。仮に初期に水平スケール 100km 程度の運動を大気に対して与えたとしよう。深さは先と同じく 10bar とする。この領域の大気質量は $5 \cdot 10^{14} \text{kg}$ でありそこに彗星の運動量がすべて移されたとするとその速度は $v = 30 \text{m/s}$, したがって領域の持つ渦度は $3 \cdot 10^{-4} \text{s}^{-1}$ となる。これはちょっと強度が弱い。最終状態が水平スケール 1000km の渦であるとする 100 倍に薄まってしまうことになり孤立した渦として残るのは難しい。非線形的なバランスで成り立つ適当な状態(ここでは考察していないコヒーレントな構造)としてコンパクトな渦で止まらない限りは背景風のかげに隠れて見えない。背景風の水平シアは雲層域では強いところで $100 \text{m/s} / 10^4 \text{km} = 10^{-5} \text{s}^{-1}$ 程

度である。これより強力な渦でないと吹きちぎられてしまう。

3. 衝突の実際

さて、実際の衝突がどうだったのかを以上の見地からトレースし、検討してみる。

3.1 彗星断片の大きさ、重さ

衝突した彗星の各断片の大きさについては、筆者はきちんとした情報を入手するにいたっていない。ネットニュースにながれる様々な情報によれば、現時点(94/10/31)では諸説紛紛の状態であるようだ。大きいもので直径1~3km程度であるといわれているが真偽のほどは定かでない。まして彗星の密度となるともっと定かでない。0.3~1g/cm³程度でこれも諸説入り乱れているようである。仮に密度1g/cm³、直径1kmならば衝突に上で見積もったように解放されるべき運動エネルギーは数10²¹J程度であったことになる。

3.2 彗星の到達深度

彗星が木星大気のどこまでもぐり込んだのかも諸説紛紛である。NH₄SH雲層やH₂O雲層をつらぬいたのだとすると巻き上げられたであろう硫黄や水があまた観測されてしかるべきなのである。実際、あまたの硫黄は観測にかかっているが、水に関しては問題がありそうである。衝突当初1週間ころのクイックビューではH₂Oは発見されていなかった。現時点では一応H₂Oは確認されていることになっている。しかし、筆者の知るかぎりではその確からしさには議論があるらしく、多分そうだろう、という程度のものでしかないようである。水の惑星、地球の観測者がその外界の水の量を計るのはいかにも困難である。H₂Oが観測されていないということを、観測されにくいということではなく、事実としてとらえると、彗星自身がそも

そも「彗星」ではなくて「隕石」であり、かつ、それは、H₂O雲層まで到達しなかったか、または、そもそもH₂O雲層が存在しないということになってしまう。

諸説紛紛の原因のもう一つは、彗星が木星大気のどこまでもぐり込んだのかという理論計算も多様にわかれているところにある。種々のモデルによって仮定した彗星破片のサイズが異っているために単純な比較をおこなうことは危険ではある。が、それでもなお大きなばらつきがある。Sekaninaは突入する彗星核はさっさとばらけて大気上層ただかか1barまでではほぼ消滅してしまうと予言した[12]。ZahnleとMacLow[22]では、直径1km、密度1g/cm³の核はもう少し深くまで侵入するがH₂O雲層ぐらいのところ8bar付近で止まってしまうと予言した。もう少し軽いかまたは小さい破片ではH₂O雲層に届かない。Yabeらの計算[20]は、状態方程式依存性、流体力学的不安定の存在を強調しつつも、おおむねZahnleとMacLowの結果と同じ程度の到達深度を得ている。これらに対してBosloughらは、彗星破片のサイズが直径1~3kmのものはH₂O雲層を貫き、はるか深部、数十~数百barにまで至るものとしている[2]。TakataらのSPH法を用いた計算も、直径が2kmと大きいのではあるが、数百bar付近にまで達することになっている[14]。

彗星がどの深さまで到達したか、ということに対して、極端な場合を考えて初等的の評価を行っておこう。議論は万代ら[8]に従う。極端な場合(A)として、変形しない球状の「彗星」を大気上端からなげ込むとどこまでもぐり込むか、というのを考えてみる。彗星に対する運動方程式は、よく用いられる抵抗係数の式で単純に係数を1として、

$$M \frac{dv}{dt} = \frac{1}{2} \pi r^2 \rho_J v^2, \quad (17)$$

ただし、 v は彗星の速度、 M は彗星の質量で $4/3 \pi r^3 \rho_c$ 、 r は彗星の半径、 ρ_c は彗星の密度で定数、 ρ_J は木星大気密度で高さの関数で与えられるものとする。彗星が垂直に入射するとすれば

$$\frac{d}{dt} = v \frac{d}{dz}. \quad (18)$$

木星大気密度は静水圧平衡

$$\rho_J = -\frac{1}{g} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (19)$$

を使って圧力 p に書き換えると結局 z で積分できて

$$v = v_\infty \exp\left(-\frac{3}{8} \frac{p}{\rho_c g r}\right), \quad (20)$$

ただし、 v_∞ は大気上端で与えた彗星の速度、60km/sである。 $\rho_c g r$ がどこまで到達するかに対する圧力スケールを与えてくれるわけである。仮に $\rho_c = 1 \text{g/cm}^3$ 、 $r = 0.5 \text{km}$ とすると

$$\rho_c g r = 115 \text{bar} \quad (21)$$

直径2kmなら230barである。Bosloughら[2]やTakataら[14]の計算結果は変形しない球を単純になげ下ろすこのような評価に近い値を与えている。

極端な場合(B)として、運動量を落とす前にすみやかに蒸発する球形の「彗星」を考えよう。速度 v は一定で v_∞ のままであるとし、蒸発する彗星の形状は球形を保つものとする。今度は熱収支を考えるのである。熱の式は簡略には

$$L \frac{dM}{dt} = \frac{1}{2} \pi r^2 \rho_J v^3 \quad (22)$$

である。ただし、 L は彗星物質の蒸発の潜熱である。上の熱収支においては温度上昇にともなう放射(σT^4)によるエネルギー散逸はあんまりきかないので無視してある。蒸発が起きているあいだは相平衡温度で固定されるのであまり温度は上がれない。さて、(A)の場合と同じようにして t を z に変換すればこの式も直ちに積分できて

$$r = r_\infty - \frac{v_\infty^2}{8gL\rho_c} p. \quad (23)$$

半径が $r=0$ となる圧力を p_0 とすればこれは

$$p_0 = \frac{8gL\rho_c r_\infty}{v_\infty^2} \quad (24)$$

である。 $v_\infty = 60 \text{km/s}$ 、 $\rho_c = 1 \text{g/cm}^3$ 、 $r_\infty = 0.5 \text{km}$ 、潜熱はシリケートのもの $L = 3.6 \times 10^6 \text{J/Kg}$ を使えば p_0 の値は

$$p_0 = 0.9 \text{bar} \quad (25)$$

となり、1barいくかいかないかのところで蒸発してしまうことになる。蒸発しても飛びっ散って運動エネルギーを散逸してくれないと「彗星」は止まらない。シリケートの蒸気圧を $p_e = \exp(18.742 - 61525/T)$ という関数をフィットして見積ると、5000Kで624bar、6000Kで4855bar、7000Kで21000barである。これに対して動圧 $1/2 \rho_J v^2$ は、 $v = 60 \text{km/s}$ 、1bar付近の密度 $\rho_J = 0.1 \text{kg/m}^3$ を用いても1800barである。温度が上がりさえすれば破壊的に蒸発すると想像される。

実際には両極端(A)と(B)とを考えるのではなく(17)と(22)とを連立して $v(z)$ と $r(z)$ を求めれば良いわけである。その結果は圧倒的に蒸発が早く、直径1km、 $\rho = 1 \text{g/cm}^3$ 程度の物体では数barの深さまでには到達し得ない[8]。非常に浅いところ、 H_2O 雲

層には到達しないところで彗星断片は消滅することになる。このことは、 H_2O が観測にかかりにくかったという事実と整合的である(あるいは H_2O 雲層など存在しないという大胆な主張を行なう必要がでてくる)。一方、硫黄はたくさん観測されているので、それが彗星物質でないとしたら、 NH_4SH 雲層が存在するとされる2bar程度まではほりおこしてくれていないと困る。万代らの計算結果では彗星核が2barまで進むのはたやすくなさそうである[8]。速やかに蒸発してしまう。ZahnleとMacLowでは上の議論と同様の計算を行なって、数bar以上の深さまで彗星が到達しようと評価したのである[22]が、その違いをもたらした原因は彗星の形状にあるらしい。彗星が球を保って落下するのではなく円筒状に細くなる場所が異なる。円筒の半径 r の変化は動圧($1=2\rho_f v^2$)で押えられた分だけ縮むという形で考慮されている。逆に、蒸気圧の働きによってどう変形するかという考慮はされていない。流体運動を陽に扱ったその他の計算においても激しい蒸発が発生するかも知れないことはあまり考慮されていないようである。むしろ流体力学的な流れの不安定による剥離分解の発生を強調している。むしろ流体力学的な流れの不安定による剥離分解の発生を強調している。いずれにせよ、ほぼすべての計算結果がZahnleとMacLowよりさらに深い到達深度を予言している。

3.3. 「爆発」の広がり

急速なエネルギー放出によって大気は爆発的に膨張する。その水平的な広がりがいかにほどであるかを知っておくことがより遅い時間スケールをもつ運動を考察する上で必要である。波源のスケールを特定できれば発生する波の波長を与えることになる。また、 N^2 と渦の大きさに関する単純な議論を行なうためには源は十分に小さくなければならない。

ハッブル宇宙望遠鏡がとらえた、もはやおなじみの映像、G核衝突で発生したプリューム図2と、G核衝突痕図3を検討してみよう。プリュームは高さ2000 km程度まで吹上がったといわれている。一方、衝突痕は、外側のぼやけたリングの直径が20000 km程度、内側のシャープなリングの直径が10000 km程度、さらに中心付近に可視で見えないところ(メタンバンドで白いところ)があってそこから入射方向に逆に吹き出している様子が見てとれる。この中心の部分が彗星G核が衝突しエネルギーを木星大気に引き渡した場所、波源、と思われる

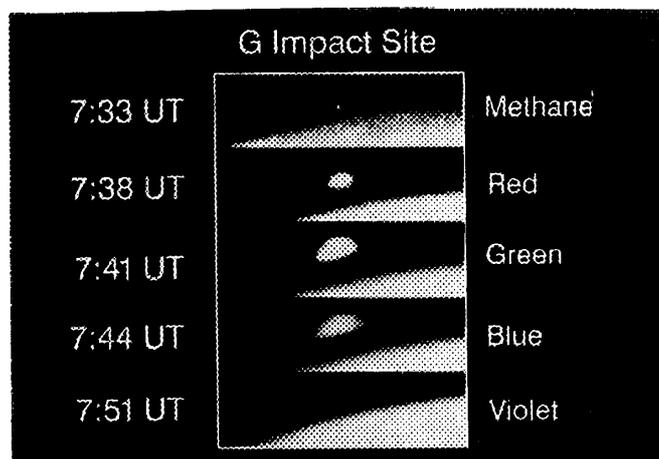


図2. G核衝突で発生したプリューム。時刻とともに見ている波長も変化していることに注意。HST(ハッブル宇宙望遠鏡, NASA)による。

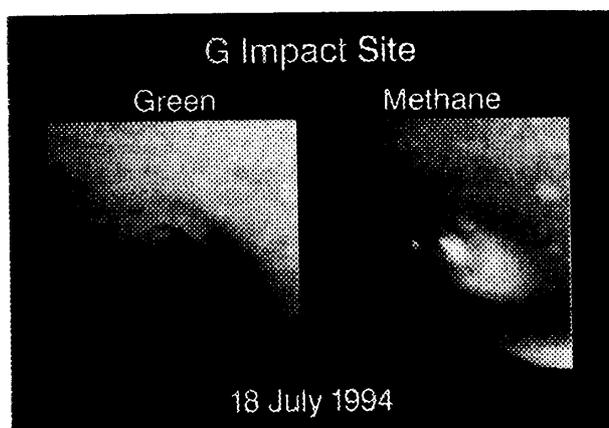


図3. G核衝突痕。核は図面右側下方から入射したものと考えられる。二重リングの外側にある染状の点はD核の衝突痕。HST(ハッブル宇宙望遠鏡, NASA)による。

る。その大きさは1000 km程度はあろうか。かなり大きい。

ブリュームとして吹きあげられた物質が弾道運動しているものとするならば、高さ2000kmに到達するためにはその初速の鉛直成分は10km/s程度でなければならず、したがって、射出から着地までは約20分程度であったことになる。この時間スケールは図2左側に記された時計とおおむねつじつまが揃っている。ただし図2の時刻のことなる5枚の写真はフィルター波長もことなることに注意。図3に見られる衝突痕の外側のぼやけたリングがこの吹きあげられた物質が再び落ちてきて「積もった」ものであるとするならば、この20分の間に水平に10000kmほど飛ぶなければならない。そのためには速度の水平成分もやはり10km/sの程度であることになり、都合、初速度の大きさは15km/s程度であったことになる。ちなみに音速は、 $\gamma=1.4$ 、温度100Kとして770m/sである。

例によって簡単なモデルでもって爆発の広がりやを評価してみよう。爆発にともない衝撃波と物質が一緒になって動いている状況はシェルモデルというモデルで簡略に表現することができる[23][22]。一様気体(密度 ρ_0)中の爆発(エネルギー E)を考えよう。爆発による衝撃波が半径 a の領域を走破し、もともとその領域内にあった空気が衝撃波後面の δa の球殻領域に押しつけられて一緒になって動いているとしよう。質量保存則により

$$4\pi a^2 \delta a \rho_1 = \frac{4}{3}\pi a^3 \rho_0 \quad (26)$$

ただし、 ρ_1 は球殻領域内部の密度である。衝撃波面の前後でランキン・ユゴニオの関係式を用いると $\rho_0/\rho_1=(\gamma-1)/(\gamma+3)$ であるから $\delta a/a=(\gamma-1)/3(\gamma+3)$ 。この程度の $\delta a/a$ を「球殻」であ

るとみなすわけである。

この球殻領域の膨張に関する時間発展方程式は運動方程式

$$\frac{d}{dt} M_s u_1 = 4\pi a^2 p_c \quad (27)$$

であたえられる。ただし、 $M_s = 4\pi a^2 \delta a \rho_1$ は球殻の質量、 u_1 は球殻内の流体の半径方向外向きの速度(球殻内で一様とみなす)、 p_c は球殻後面、球の中心側内部の圧力である。球の外側、外界の圧力 p_0 の存在は p_c に比べて圧倒的に小さいとして無視している。衝撃波面の速度を V とすれば、 $d/dt = Vd/da$ 。また、ランキン・ユゴニオの関係式から

$$u_1 = \frac{2}{\gamma+1} V,$$

$$p_1 = \frac{2}{\gamma+1} \rho_0 V^2.$$

球核内の圧力を $p_c = \alpha p_1$ とおいて定数 α を相似則によってあとで決めることにすると、(27)はたやすく積分できて

$$V = C a^{-3(1-\alpha)} \quad (28)$$

C は積分定数、となる。

C と α を決めるにはエネルギー保存を考察すれば良い。爆発のエネルギーは主として球中心領域の内部エネルギーと球殻の運動エネルギーになったものとして

$$E = \frac{1}{\gamma-1} \frac{4}{3}\pi a^3 p_c + M_s \frac{1}{2} u_1^2. \quad (29)$$

先の表現を使って書き換えると

$$E = \frac{4}{3}\pi \rho_0 C^3 \left[\frac{2C}{\gamma^2-1} + \frac{2}{(\gamma+1)^2} \right] a^{3-6(1-\alpha)}.$$

エネルギーは保存しなくてはならないので $\alpha = 1/2$ でなければならず、逆解きすれば積分定数 C が E で与えられることになる。結局

$$V = \left(\frac{3(\gamma-1)(\gamma+1)^2}{4\pi(3\gamma-1)} \right)^{1/2} \left(\frac{E}{\rho_0} \right)^{1/2} a^{-3/2}. \quad (30)$$

これが衝撃波の伝わる速度である。周囲の大気の密度 ρ_0 が小さくなれば V はいくらでも大きくなる。したがって、上方に向かってはどんどん加速されることになる。

爆発が広がる範囲を、衝撃波面の速度が音速程度になったところであるとしてその大きさを見積もると

$$a = \left(\frac{3(\gamma-1)(\gamma+1)^2}{4\pi(3\gamma-1)\gamma} \right)^{1/3} \left(\frac{E}{p_0} \right)^{1/3}. \quad (31)$$

よって、例えば、 $\gamma = 1.4$, $E = 10^{21}$ J とし、広がる範囲を $p_0 = 1$ bar 付近で見積もると $a = 200$ km となる。図3の中心付近の痕跡よりはかなり小さい。この簡単な評価が正しいとすれば、痕跡として見えているものは、もっと上空の圧力の低いところでの広がりであることになる。Zahnle と Mac Low では密度が成層している状況での類似の計算を行なっている[22] が、密度 1g/cm^3 , 半径 0.5 km の彗星に対して、爆発火球の直径が上空 0.1 mb 付近で直径 800 km 程度になることをしめしている。

3.4. 黒い影、白い影

図3の中心付近の痕跡が衝突噴出の直接的な痕跡、一方直径 20000 km 程度の外側のリング状の痕跡が自由落下してきた二次的な痕跡、とするならば、残された内側のリング状の痕跡は何なのであろうか、というのが問題になる。これぞ探し求め

た慣性内部重力波であるに違いない、と考える向きが多いようだが、何故可視(緑)で見て黒く、近赤外(メタン吸収線)で見て白く見えるのだろうか?

図3のように痕跡が可視(緑)で見て黒く、近赤外(メタン吸収線)で見て白く見えるのは、衝突で蒸発した彗星物質の再凝縮で大量のエアロゾルが放出されたからだと考えらる。メタンバンドで見えるためには高さが $1 \sim 10$ mb 程度のところで行わなければならない、可視で太陽光を吸収、近赤外で太陽光を反射するためには、エアロゾルの大きさは $0.1 \sim 1\mu$ 程度でなければならない[11]。蒸発再凝結は万代ら[8]によればほとんど直ちに起こり、彗星物質が実際に到達できる領域ではそのまま、黒い影、白い影が形成されることになる。

問題なのはシャープな黒い影、白い影として観測された内側のリングである。影を構成する物質が彗星物質の再凝縮したものであるとするならば、彗星物質をこのシャープな影のところまで持ってこなくてはならない。が、先に考察したように、強い衝撃波でもって数千 km やってくるのにはちょっと無理がありそうである。一方、期待された慣性内部重力波であるならば彗星再凝結物質に「波のり」していただかなければならない。

伝聞によると、Ingersoll や Kanamori たちはこのリングは慣性内部重力波であって、(以前の H_2O 対流層ウェーブガイド説をそのまま保っているか否かはわからないが)位相速度もぴったりだ、と主張しているらしい²。もしそれが正しいとすると図3が撮影されたのは衝突後の $2 \sim 3$ 時間ぐらいたってから、ということになる。たとえば、安直に位相速度を 400 m/s とすれば数千 km のサイズになるためには 3 時間程かかるからである。残念ながら、筆者は図3の撮影された時刻を知らない。ち

2 その後の HST の詳細な解析によれば外側のリングが 650 m/s、内側のリングが 350 m/s で広がっているとのこと。いかにも前者は音速的であり、後者は内部重力波的速度である。がどうぴったりなのかは筆者には良くわからない。

なみに想像される G 核の衝突時刻 7 月 18 日 07:33:32 である。また、これまであげてきた「サイズ」も図に定規をあてて計った程度の大雑把な距離であるのでもう少し正確に計ると内側のシャープなリングは多少小さいのかも知れない。いずれにせよ、この問題に関して困ったことに筆者は情報不足である。

3.5. 衝突痕の時間発展

以上 HST による公開された G 核の衝突痕を観察して得られたことがらを、不確定性は度外視して無理矢理まとめてみると次のようになる。

- ・彗星はたかだか bar のオーダーまでしかもぐり込んでいない。たぶん、H₂O 雲層には到達していないだろう。
- ・衝突でできた「初期値」のスケールは対流圏 1 bar 付近では半径 200 ~ 1000km 程度であろう。
- ・慣性内部重力波らしい輪があるがそれがほんとに慣性内部重力波なのかどうかは今のところ疑問である。

衝突痕跡の中心に残された部分はまずまちがいはなく渦に発展していると想像される。最初の方で述べた作戦が成功するためには地衡流調節が終る時間、1日~2日待たなくてはならない。実際に待ってみた映像が、残念ながら G 核ではなくて A 核なのであるが、図 4 である。

図に示された約 1 週間の間、衝突痕の中心(白く輝いている染み)は、時間とともに東西に引き延ばされつつあるが、長持ちする構造として維持されているようである。東西に引き延ばされている原因の一つはもともとある一般風のシアである。水平に 10^{-5} のシアがあれば、差渡し 1000km の

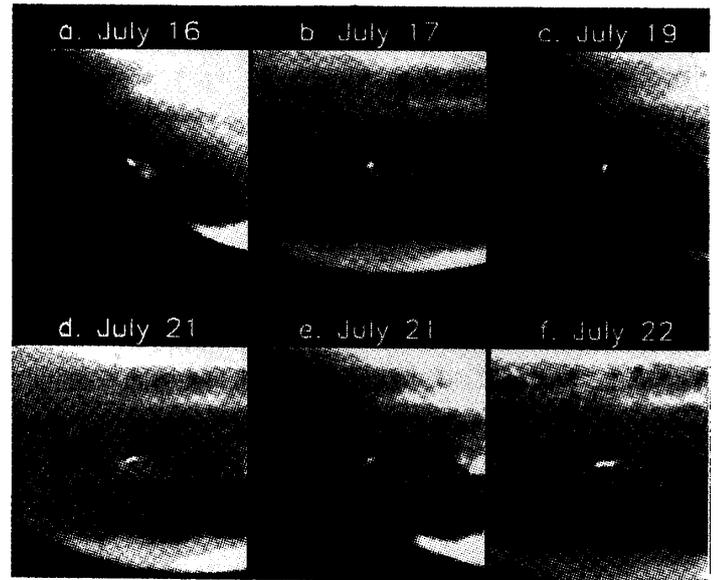


図4. A 核衝突痕の時間発展. HST(ハッブル宇宙望遠鏡, NASA) による.

渦の両端では 10 m/s の流れの差が存在する。したがって、渦がながれに対して受動的であれば 1 日で約 1000km のずれが発生することになる。同様に無視できないのは一般風の鉛直シアの存在である。雲層で知られている温度の水平勾配と温度風で見積もって $5\text{K} / 10^4 \text{ km} \times 23 \text{ m/s}^2 / (10^{-4} / \text{s} \cdot 100 \text{ K}) = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ 程度である。鉛直の差渡しを 20 km (1 スケールハイト) と仮にすれば、上端下端での速度差は 20m/s, ながれに対して受動的ならば 1 日で 2000km ずれてしまう。

一方成層圏にあると見られる直径 10000 km 程度の薄い痕跡は時間とともに「タコ足」のごとく変形していき、成層圏の流れに流されつつあるものと想像される。5 日で 10000km 程度を動いたものとする「タコ足」を構成する成層圏の渦擾乱の風速は 20m/s 程度ということになる。

というわけで、どうやら渦が生成されたようではある。黒い影・白い影として可視化された部分が渦のスケールに対応しているのかどうかは実際のところわからない。生成されたエアロゾルが渦

全体をきちんと覆う保証はないからである。例によって無理矢理そのスケールを決め、渦の大きさを1000km程度だとし、かつ、彗星による初期値としての影響が十分コンパクトであったとして、これをロスビーの変形半径(の 2π 倍)に対応したものであるとみなすことにしよう(さすがにここまでコンパクトではないような気がする)。彗星の侵入深度がさほど深くないけれどもbarの程度はあったとして鉛直スケールがスケールハイト程度(100Kに対して20km程度)で表現できるものとすれば、静的安定度は $10^{-4}\text{s}^{-1} \times 1000\text{km} / 2\pi 20\text{km} \sim 10^{-3}\text{s}^{-1}$ とあいなる。地球の海洋程度ということになるか。

5. 終りに

どうやら今のところ結局おなじトラップにはまっているようである。つまり、観測で見られる渦や縞から N^2 を推測することは、それらの特徴の力学的なモードが何であるかがはっきりと同定されていないといけな。彗星衝突に起因する流れの状態は原因が比較的明らかなので同定が可能かも知れない、と期待していたわけであるが、本当のところわかっていたのは彗星が落ちる、ということだけであり、その結果がどのような波紋をなげるか、特に、遅いタイムスケールの波動、内部重力波やロスビー波、がどのように発生するかは全くといっていいほど計算されていなかったのである。少なくとも衝突前に行なわれ発表されていた計算は、伝統的なフレームワーク、つまり、初期値自体が遅いタイムスケールのもの(つまり音波とそれ以外は分離されたシステム)として与えられ、その後どうなるかを計算したに過ぎない。遅いタイムスケールの初期値をどう選べば良いかは未知であったわけである。本当に力で解決しよう、つまり数値計算でおっかけようと思えば、音波を含むまっとうな非線形システムで、衝撃波が散逸し

て慣性内部重力波になっていく様子を計算しなくてはいけない。大気循環を扱う流体力学屋さんには音波がアクティブに入ってくる世界なんぞ考えたことがないので全く非力であった。

彗星の衝突は大気上層にかなりの量のエアロゾルを供給し、当初の大方の予期に反して地球から観測しうる濃度と広がりをもつ明瞭な薄煙(haze)領域を形成した。遅い運動の初期値としてわりと明らかなのはこのエアロゾル分布である。この煙がどのように拡散していくのかを追跡していけば、これまで NH_3 雲を追跡することによってしか測定できなかった風速が、雲層より上の成層圏で観測できることとなる。難をいえば、かなり黒いので太陽光を吸収しそれ自体が熱源となって大気の運動を励起させてしまいそうなので、完全に受動的なトレーサーとはならないだろうということである。地球からの詳細観測はハッブル宇宙望遠鏡がほとんど唯一の観測手段であり、情報の下流にいる我々としてはなんともふがないのであるが、Galileo 衛星が木星に突入する予定は来年(1995年)12月7日。うまくいけば諸々の「答」がわかってしまうわけである。それまであと1年。どれくらいその答えに迫れるであろうか?

謝 辞

本稿の諸々の議論は、北大の山本哲生さん、香内晃さん、荒川政彦さん、万代英俊さんらの刺激、示唆、力によっています。この場を借りてお礼申し上げます。また、東大の中島健介さん、石渡正樹さんには地衡流調節、変形半径に関する議論のみならず諸々の資源入手でもずいぶん助けていただきました。これだけの頭脳を動員した割に、情報が古い(今こうしている間にもデータ解析が進み認識が変わっているかも知れない)、議論がずさん、結論がしり切れとんば、となってしまうの

はひとえに筆者の不徳のいたすところであります。

参考文献

- [1] Achterberg, R.K. and Ingersoll, A.P., 1989: A normal-mode approach to Jovian atmospheric dynamics. *J. Atmos. Sci.*, 46, 2448-2462.
- [2] Boslough, M.B., Crawford, D.A., Robinson, A.C., and Trucano, T.G., 1994: Mass and penetration depth of Shoemaker-Levy 9 fragments from time-resolved photometry. *Geophys. Res. Lett.*, 21, 1555-1558.
- [3] Flaser, F.M., 1986: Global dynamics and thermal structure of Jupiter's Atmosphere. *Icarus*, 65, 280-303.
- [4] Flaser, F.M., Conrath, B.J., Clark, P.C., French, R.G., and Gierasch, P.J., 1981: Thermal structure and dynamics of the Jovian atmosphere. I. The Great Red Spot. *J. Geophys. Res.*, 86, 8759-8767.
- [5] Harrington, J., LeBeau Jr., R.P., Backes, K.A., and Dowling, T.E., 1994: Dynamic response of Jupiter's atmosphere to the impact of comet Shoemaker-Levy 9. *Nature*, 368, 525-527.
- [6] Ingersoll, A.P., Kanamori, H., Dowling, T.E., 1994: Atmospheric gravity waves from the impact of comet Shoemaker-Levy 9 with Jupiter. *Geophys. Res. Lett.*, 21, 1083-1086.
- [7] Lunine, J.I. and Hunten, D.M., 1987: Moist convection and the abundance of water in the troposphere of Jupiter. *Icarus*, 69, 566-570.
- [8] 万代英俊, 荒川政彦, 林祥介, 山本哲生, 1994: Shoemaker-Levy 9 彗星による木星衝突痕の形成. 惑星科学会秋季講演会シンポジウム「シューメーカーレビー第9彗星の木星衝突」
- [9] Pirraglia, J.A., 1984: Meridional energy balance of Jupiter. *Icarus*, 59, 169-176.
- [10] Pirraglia, J.A., Conrath, B.J. Allison, M.D., and Gierasch, P.J., 1981: Thermal structure and dynamics of Saturn and Jupiter. *Nature*, 292, 677-679.
- [11] Pryor, W.R., Na, C.Y., and Cladstone, G.R., 1994: How will dust from Shoemaker-Levy 9 alter Jupiter's stratospheric aerosol populations? *Geophys. Res. Lett.*, 21, 1079-1082.
- [12] Sekanina, Z., 1993: Disintegration phenomena expected during collision of comet Shoemaker-Levy 9 with Jupiter. *Science*, 262, 382-387.
- [13] Stoker, C.R., 1986: Moist convection: A mechanism for producing the vertical structure of the Jovian equatorial plumes. *Icarus*, 67, 106-124.
- [14] Takata, T., O'Keefe, J.D., Ahrens, T.J., and Orton, G.S., 1994: Comet Shoemaker-Levy 9: Impact on Jupiter and plume evolution. *Icarus*, 109, 3-19.
- [15] Weidenschilling, S.J. and Lewis, J.S., 1973: Atmospheric and cloud structures of the Jovian planets. *ICARUS*, 20, 465-476.
- [16] West, R.A., Friedson, A.J., and Appleby, J.F., 1992: Jovian large-scale stratospheric circulation. *Icarus*, 100, 245-259.
- [17] West, R.A., Strobel D.F., and Tomasko, M.G., 1986: Clouds, aerosols, and photo-chemistry in the Jovian Atmosphere. *Icarus*, 65, 161-217.
- [18] Williams, G.P., 1978: Planetary circulations : 1. Barotropic representation of Jovian and Terrestrial turbulence. *J. Atmos. Sci.*, 35, 1399-1426.
- [19] Williams, G.P. and Yamagata, T., 1984: Geostrophic regimes, intermediate solitary vortices and Jovian eddies. *J. Atmos. Sci.*, 41, 453-476.

- [20] Yabe, T., Xiao, F., Zhang, D., Sasaki, S., Abe, Y., Kobayashi, N., and Terasawa, T., 1994: Effect of EOS on break-up of Shoemaker-Levy 9 entering Jovian atmosphere. *J. Geomag. Geoelectr.*, 46, 657-662.
- [21] Yoden, S. and Yamada, M., 1993: A numerical experiment on two-dimensional decaying turbulence on a rotating sphere. *J. Atmos.Sci.*, 50, 631-643.
- [22] Zahnle, K. and Mac Low, M.-M., 1994: The collision of Jupiter and comet Shoemaker- Levy 9. *Icarus*, 108, 1-17.
- [23] Zel'dovich, Y.B. and Raizer, Y.P., 1966: *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*, Acaademic Press, 916pp.