

火星ダストの循環

THE MARTIAN DUST CYCLE

北海道大学理学部地球科学科 (地球物理)
地球惑星大気物理学研究室

小杉田 圭之

Kosugita Yosiyuki

2000年2月4日提出

目次

1	要約	4
2	はじめに	5
3	全訳	6
3.1	序論	6
3.2	地上観測	7
3.3	探査衛星観測	8
3.4	火星浮遊ダストの微物理学的性質	13
3.5	火星地表のアルベドの特徴	19
3.6	ダスト嵐の頻度と位置	21
3.7	ダストの上昇と輸送の機構	27
3.8	地域的な堆積の供給源と吸い込み	31
3.9	火星ダストの現在の循環	35
3.10	ダスト循環の長期的な諸性質	37
3.11	要約	39
4	Kahn et al. (1992) 要約ノート	41
4.1	全体構成	41
4.2	火星の観測	41
4.3	ダストの物理, 化学的性質	42
4.4	アルベドの変化	43
4.5	ダスト嵐の分類	44
4.6	ダストの循環	44
4.7	気候変動との関係	44
5	まとめ	48
6	Appendix	49
6.1	ダストの光学の基礎	49
6.1.1	一次散乱アルベド	49
6.1.2	光学的深さ	49
6.1.3	非対称パラメータ	50
6.2	熱慣性	50
6.3	粒子の持ち上げ	52
6.4	ダストの輸送機構	53
7	謝辞	57

8 参考文献	58
--------	----

1 要約

本論文は Kahn et al. (1992) "The martian dust cycle" のレビューである。

火星は昔から望遠鏡観測の対象となってきた。最近の 30 年間でスペースクラフト観測も行われ始め、火星大気の不透明度や温度プロファイルが得られるようになった。しかし長期的に火星を観測するためには、まだ地球基点の観測に頼っている。ダストは大きさ数 μm の珪酸塩粒子が主成分と思われ、測定の少なさから浮遊ダストの体系的な振る舞いは分からないが、形大きさの分布組成氷との混合は変化しやすいようである。火星地表のアルベドの変化も観測されてきた。少量のダストの堆積でも数 10% もアルベドを変化させることが分かり、アルベドの型はダストの輸送を考えるために使われる。地表の加熱と地形効果によって地表のダストが持ち上げられ局地的ダスト嵐を作り、そのうちの幾つかが大ダスト嵐へと発達すると思われるが、その詳しい機構はまだよく分かっていない。大ダスト嵐は、大気中に増加した浮遊ダストの加熱により大気上部が温められ静的安定度が増すことで終息していく。現在、北半球にダストの吸い込みがあると思われ、極域の層状地形を調べることでダスト堆積の量や年代がわかり、火星気候の歴史についての情報が手に入れられるだろう。

以上のようなことを議論している論文であるが、詳しく述べられていなかった基本的な概念がある。探査衛星観測から地表温度の振幅が得られると熱慣性がわかる。その値により地表の状態をすることができる。ダストを大気中に持ち上げるためには強い風が必要である。塵旋風や斜面風は地表が日射によって加熱されることで発生する。そのためには大気中のダスト量が少ないことが必要である。これらの風は局地的ダスト嵐を発生させる要素の一部であろう。浮遊ダストは日射を吸収し加熱され火星大気中の温度勾配を大きくする。それにより大気潮汐やハドレー循環が強まりダストを遠くまで運ぶことができるようになる。大ダスト嵐に関する議論では、浮遊ダストと加熱の間の正負両方のフィードバックが考えられている。強い風がダストを大気中に巻き上げる。ダストの放射加熱による温度構造の変化が、風の速度を増す。そしてより多くのダストが巻き上げられる。これが正のフィードバックである。

2 はじめに

ダストは火星の気象に大きな影響を与えていると考えられている。地球では水が大量にあることによって水蒸気の凝結による潜熱の放出の大気加熱への効果が大きい。火星の薄く冷たい大気中には水蒸気はほとんどないため潜熱の放出の大気加熱への効果は小さい。このことから火星は乾燥大気とであると仮定すると、地球での乾燥断熱減率 $-10^{\circ}\text{C}/\text{km}$ をもとに、火星の温度減率は $-4.5^{\circ}\text{C}/\text{km}$ と予想される。しかし実測ではその半分くらいの値である。これは火星大気中の浮遊ダストが、太陽放射と地表からの熱放射を直接吸収するためである。このように火星では浮遊ダストが温度構造に影響を与えていると思われる。そのうえ浮遊ダストの加熱によりハドレー循環や大気潮汐が強まるといのように、大気の運動にも影響を与えていると思われる。

火星は昔から望遠鏡による観測が行われてきた。大気の有無や地表の様子の季節変化、有名な火星の“運河”のような筋状の模様などから、20世紀初頭の人々は火星には植物が生え知的生命がいるのではないかと考えていた。これもダストによるものであると思われる。

火星大気について学ぶうえで、まずダストの性質やダストによる大気への影響などを知りたいと思った。火星ダストに関する観測結果や現象について常識とされていることについて論じられており、火星ダストの基本を知るためには適当な論文であると思われる Kahn et al. (1992) を選んだ。本論文の構成は、Kahn et al. (1992) の全訳をし要約ノートを作成する。難解な概念の解説および補足を Appendix として付け足した。

3 全訳

火星ダストは現在の火星の気候を決定するのに重要な役割を果たし、惑星の地表の進化と気候状態の歴史に大きな影響を与えてきた。探査衛星と地上観測から、大気中と地表におけるダストの運動の諸形態とその頻度、大気ダストの補充、ダスト粒子の性質、それらの変動性についていくつかの理解が得られた。地表への潜在的なダストの貯蔵庫（リザーバー）の体積と年代についての制約も導かれている。これらのデータにより火星ダストの季節的、長期的循環についての疑問に一定の枠組みが与えられている。これらの循環の諸要素およびそれらの互いのつながりに量的な制約をつけ、火星気候の歴史についてダスト収支から結論を描くためには、さらなるデータの蓄積が必要である。

3.1 序論

マリナー 9号がダストに包まれた火星を周回してから 20年たった。¹ 地球からの観測、火星の軌道からの観測、惑星自体の表面からの観測により、浮遊ダストはとても変化しやすく熱力学的に重要な成分であることが示されてきた (26章² 参照)。バイキング計画の主な発見は、永続性の背景ダストによる不透明度の発見であった (Pollack et al. 1979; Colburn et al. 1989)。少なくともバイキング着陸船に測定された火星の低地平地と大盆地上にわたって、その不透明度は可視光波長において 0.2–0.3 から 1.0 以上にわたる。マイクロ波地上観測から得られた半球規模の大気温度プロファイルから、この背景ダストが浄化されている期間があることが推定される。その期間、大気温度はマリナー 9号やバイキングの観測時の典型的な値よりかなり冷たいことが発見された (Clancy et al. 1989)。極域の大気もしばしば浮遊ダストが相対的に少なく見える。これは一部には浮遊ダスト粒子が極域の夜間に大気中での二酸化炭素とおそらく水の凝結によって除去されるためだろう (Pollack et al. 1979, 1990a)。

地球の天文学者によって伝統的に“黄色い”雲として観測されてきた局地的なダストの雲は、数 100 万 km² の地域に広がる不透明な雲である。それらは毎火星年のおそらくどの季節にも現れる。毎年ではないがある年には、1つかそれ以上の局地的なダストの雲が東西方向に広がって南亜熱帯の多くを覆う。このダストの密集域はさらに子午線方向に広がって片半球か両半球を覆うこともある。それらは惑星を覆うダスト嵐である。それらの嵐の間に持ち上げられたダストは惑星の大部分に広がり、ついには落下して数週間から数年のアルベドの変化を引き起こす。極域に持ち込まれたダストの量は極の氷や層状堆積物に混合されるのではっきりしない。数 100 万年にわたり惑星規模の嵐で持ち上げられ再分配されたダストは、高緯度、低緯度両方で長寿命の堆積物に蓄積されるであろう。

私たちはダスト循環の様々な要素の観測を要約し、ダストの微視的物理学の性質

¹この論文は 1992 年に書かれたものである。

²この論文の掲載された本の 26 章.Zurek et al. 1992

に焦点を合わせ、季節的、地質的な時間規模で火星の表面に影響を与えるようなダスト循環の現在の理解について議論する。

3.2 地上観測

火星は数百年間地球から、最近の 30 年の一部期間は一連の探査衛星によって観測されてきた。それでも火星の大気と表面の観測可能期間は断片的である。それは火星がどの惑星よりも大きな会合周期をもつという事実によって大部分よるからである。そのうえ軌道離心率が大きいので、地球から見える火星の大きさは衝のときでさえ、だいたい 15-17 年周期で変わる。火星が地球から最もよく見えるのは衝で近日点にあるときである。近日点は現在の元期では南半球のちょうど夏至の少し前にあたる火星中心黄経 251° である。地上観測には、避けられない偏りがあることを覚えておくべきである。

近年火星大気と地表の変化へのより体系的な観測範囲と資料が国際惑星パトロールによって与えられた (Baum 1973)。それは進行中の火星への探査衛星計画を支援するためのいくつかの観測所を包含した共同活動である。逆説的なことに火星への接近飛行または周回をしたどの探査衛星も、大規模なダスト嵐の発達を観測できていない。火星の最長の惑星探査観測はバイキング 1 号着陸船による気象学的な測定で、たった 3 火星年にわたるものである。したがって私たちは、火星を観測しその変化の全体像を得るために、地上観測にまだ頼っている。

火星大気と地表の光学、撮像、測光による地上観測の長い歴史は 2 章³に細かく論じられている。手短かにいうと、“白”や“青っぽい”水の氷の雲と対照的な黄色っぽいダストの雲と覆いが H. Flaugerges により 1796-1809 年の観測結果から推測された (Capen and L. Martin 1971 から引用)。火星を撮影する実験的な計画は 1901 年もの早くからローウェル観測所において始まった。黄色い雲は 1920 年と 1922 年の衝の間広範囲にわたって撮影された。Slipher (1962) に書かれたように、そのような黄色い雲はまれで典型的には火星可視像のほんの小さな一部分だけを覆っている。火星気候の著しい変化が 1956 年に起こったと考えられる。このときダストの嵐が惑星を取り囲んでいるの様子おそらく初めて観測された。それ以来、惑星全体を覆う多くのダスト嵐が、もっとも惑星中に拡大した 1971 年の嵐も含めて起こっている。

ダストの不透明度の定量は、地上からは体系的には行われていない。写真の記録から不透明度を定量するのは難しい。これは一般的に測光の精度が悪く、多くの場合空間的な分解能も悪いためである。2 章⁴に書かれたように火星の写真観測の評価の基準は、惑星が視直径 13arcsec を超えることで、その状態は全時間の 10 % 以下である (1arcsec の視野角は惑星の約 500km の分解能の上限値に対応する)。よく校正されたデータとダスト散乱のモデリングは、下にある明るい地表より多少大きな輝度からダストの覆いの不透明度を導き出すために必要とされる。実際にはこれは行われて

³L. Martin et al. 1992

⁴L. Martin et al. 1992

いないが、最近の2回の衝(1986年と1988年)に得られた多くの良質なCCDの画像がその研究方法を約束してくれている(Hartmann 1989).

地球から大気ダストのもやを検出するための赤外線による新たな方法は(T. Martin 1989), マリナー7号, 9号, バイキングが観測した $9\mu\text{m}$ の珪酸塩吸収帯域を利用する. この帯域は地球大気の大気波に対する窓領域に入り, 帯域の中心とそれぞれの両端の $8\mu\text{m}$ と $12\mu\text{m}$ にある連続領域を測定するのに十分広い. 吸収帯域の深さはSiの殻の少ない晩期星と合になった時の火星の観測によって測定される. 火星の $15\mu\text{m}$ 帯域は地球の対応する部分で隠される. そのため大気温度はこの方法では測定できない. ダストのもやと地表面との熱的なコントラストの大きさが過去の探査衛星観測に基づいて仮定できるかモデルから引用できるなら, 検出されたもやの光学的深さは $9\mu\text{m}$ の吸収の観測強度から見積もられる. 熱赤外線により不透明度を観測する方法の利点は, たとえ火星が日中しか観測できなくても意味のあるデータが得られることである.

地上からのマイクロ波を使った火星大気の大気観測は, 全球的に平均された大気温度の推定を与える. それらは大気ダストの量に間接的な制約を生み出す. なぜならダストのより多い大気は一般により暖かくより等温的だからである. Clancy et al.(1989)による観測はバイキング計画の間に観測されたより大気がより澄んでいる時があることを示す.

3.3 探査衛星観測

A. マリナー6号, 7号, 9号

マリナー6号, 7号の2つの接近飛行計画では1969年に火星中心黄経 200° 付近で火星に接近した. TVカメラからの画像は比較的澄んだ大気を示した. 南極冠の端や多くの暗い特徴は顕著だった(Leovy et al. 1971). 観測された独特な雲はどれもダストによるものではなかった. しかしながらヘラスにおいてその特徴が見られなかったことは浮遊ダストが存在したことを示唆した.

マリナー7号の赤外線分光計(IRS)は, $14\mu\text{m}$ までの熱赤外線におけるデータを得た. その帯域は $9\text{--}11\mu\text{m}$ 付近の珪酸塩帯域を含んでいる(Horn et al. 1972). 赤道域で得た正午のスペクトルは, 明らかに珪酸塩の吸収の特色を示している. その特色は大気ダストが暖かい表面を覆うことで引き起こされる. 浮遊ダストはほぼ大気温度となる. その温度は吸収により1日中地表より冷たい. 一定の単調な鉛直温度プロファイルのとき, 吸収の強さは大気の不透明度に比例する. 帯域中心 $9.5\mu\text{m}$ 付近の吸収は, マリナー7号に測定されたスペクトルの約25%に達する. 地表の放射率の変化から珪酸塩の帯域に対して, いくらかの寄与があるだろう.

マリナー9号周回機は, 赤外線分光計と赤外線干渉分光計(IRIS)を運んだ. IRISは珪酸塩帯域を測定したが, その精度も観測範囲もマリナー7号のIRSよりもよかった. 珪酸塩帯域の深さの変化は, 1971年における全球的嵐が終わった証拠となった(Hanel et al. 1972b). 第92周回(火星中心黄経 310° 付近)において, 大気ダスト

の熱効果が最高点の約半分まで減少したとき、珪酸塩帯域の深さは約 40%であった。赤外線でのダスト不透明度の体系的な計算が、マリナー 7号と 9号のスペクトルのデータから行われた。しかしこの計算は現在のところ終わっていない。鉛直温度プロファイルは、不透明度の情報を厳密に導出するために必要となり、これは両方の機器の $15\mu\text{m}$ 帯域における測定から得られる。

マリナー 9号が火星に到着し周回した時、惑星がよく見えて、大気ダストが存在するという劇的な証拠が得られた。見たこともないほど猛烈なダストの嵐によってダストの幕が生み出され、南極域と高いタルシス火山の頂上付近以外の地表の詳細が識別できなかった。たくさんある火星表面の特徴の中で、最初にマリナー 9号に観測された特徴は“風条紋”であった。明るくもしくは暗いたくさんの流線形の模様は地表に存在している。そして衝突火口丘クレーター内の堆積物から広がっている (Sagan et al. 1972, 1973b)。それらの細長い形ときには涙型の形時間変動性地域内での向きの類似性から、表面近くでの風の活動が分かる。地表近くの風が効果的な方向と強さである時、筋の時間変化性は時間的季節的变化に関する情報源の 1つとなる。それは地域内でのダスト輸送のパターンを考えさせる (22章参照)。

B. バイキング着陸船

2つのバイキング着陸船は、周辺環境と同じように太陽も見ることの出来るカメラを持っていった。太陽の観測によって、視線方向の大気の減光不透明度を一定の基準で決定することが可能となった (Pollack et al. 1977; Colburn et al. 1989)。それらの測定は、バイキング計画中の不透明度を研究するための重要なデータである (図 1)。1977年に惑星をおおう嵐が火星中心黄経 205° 付近で発生した。その嵐よりも大きな嵐が火星中心黄経 274° 付近で発生した。そのとき着陸点上のダストの量は、最初の嵐が発生する前の値近くまで減少していた。2番目のダストによって巻き上げられたダストは、収まるまで幾分長くかかった。不透明度の減衰速度と嵐の起こる前の不透明度のレベルに関する価値ある情報は、着陸点の不透明度から得られる。ダスト粒子の性質についての追加情報は、空の明るさの測定から得られる。

着陸船による気象学実験から得られたデータは、不透明度について間接的だが有効な測定をした。大ダスト嵐の間、地表近くにおける大気温度の日周幅が縮小した。それは地表への日射が減少したことと、大気上部の不透明さによって下向き熱放射が増加したことを表す (Ryan and Henry 1979)。一方、圧力の半日変化が強まったことは大気の全球的な膨張を反映している。それは広がった (不透明な) ダストのもやが、毎日暖められることで生み出される。Zurek (1981) は全球的なダストのもやの太陽加熱に必要とされる不透明度を計算し、1977年における2つのダスト嵐の間に観測されたような大気潮汐による表面圧の振幅を再現した。こうして求められた不透明度は着陸船のカメラを使って局地的に測定された可視光の不透明度と同じ位であることが見出された (図 1)。

C. バイキング周回機カメラ

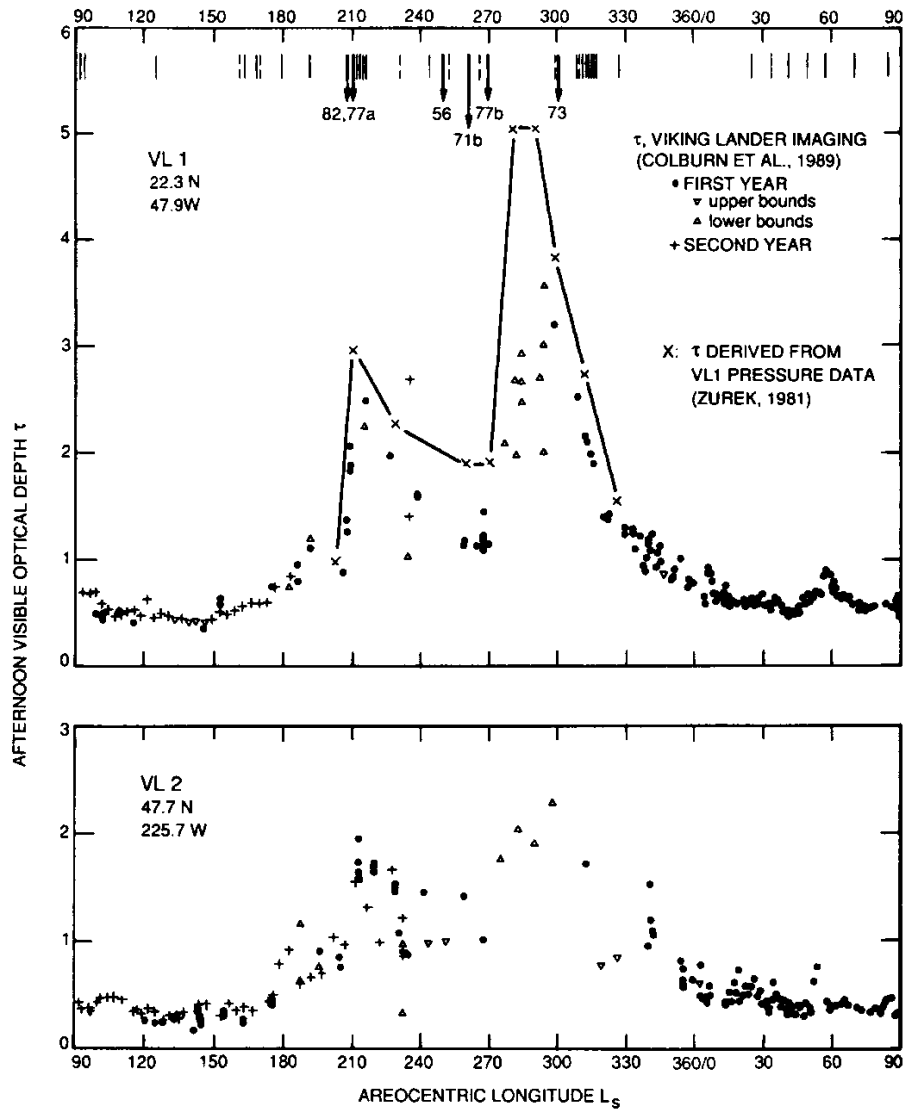


図 1: バイキング着陸船の着陸点においてなされた太陽ダイオード測定から得られた可視光での光学的深さ。線はバイキング 1号着陸船の表面圧データから考えられる全球的なもやの不透明度。垂直線は観測された全ての地域的なダストの雲、もや、掩蔽の最初の出現もしくは発見を示す。矢印は惑星を囲むダスト嵐の出現または発見を示す。Zurek and L. Martin 1992

バイキング周回機カメラは、全球ダスト嵐と局地ダスト嵐両方の画像を提供した。しかしながら観測範囲は運まかせで、それぞれの地域は1日1回か数日間に1度しか観測されなかった。地表の起伏による影を観測した画像から、大気の不透明度を定量的な方法で大気の不透明度を評価することが出来る。影の地域の明るさのコントラストは、光学的経路の中でのダストの散乱に依存する。Thorpe (1979, 1981) は 1977 年の大きな嵐の間、南半球の画像にこの方法を使った。彼は 1 火星年以上にわたり北半球での画像にも同様のことを行った。Thorpe (1979, 1981) の得た大ダスト嵐の期間中の可視光の不透明度は Pollack et al. (1979) の得たものの $1/2$ と小さい。

バイキングの画像の中には 1977 年における 1 つ目の嵐の成長段階の特に劇的に見えたものが含まれている (カラー図 17)。この嵐の拡大は Thorpe (1979, 1981) によって定量された (図 2)。ここに表された東西方向への広がり、地上観測に示されたような典型的な嵐の成長の特性と同じである。局地的ダスト嵐の形態、頻度、空間分布もバイキング周回機の画像にある程度記録されてきた。より澄んだ期間のバイキングによる火星周縁部の大気の観測からは、浮遊ダストの鉛直分布の季節変化に量的な制約が与えられている。

いくつかの柱状の塵旋風型の雲が一部の画像で着目されてきた (Thomas and Gierasch 1985)。それらの画像は観測された火星ダストの雲の規模に関する追加データを与え、地表近くの力学的な環境に関する重要な情報をもたらしている。

D. バイキング周回機赤外線熱地図作成器

2 つのバイキング周回機の赤外線熱地図作成器 (IRTM) は、地表と大気からの熱放射の広範囲な地図を作った。同時に惑星の広帯域 ($0.3\text{-}3.0\mu\text{m}$) のアルベドを決定した。それらの測定から大気の不透明度を得るいくつかの方法がある。惑星表面のアルベドの決定は、まず大気が比較的澄んでいたときの測定値を選び、可視光帯域の輝度への大気の寄与を経験的に取り除くことでなされる。暗い地域におけるみかけの明るさは、覆っているダストの量に敏感である。下にある地表のアルベドがいったん分かれば、この方法で大気の不透明度の変化を感知できる (Pleskot and Miner 1981; Christensen 1988)。

IRTM のスペクトル帯域のいくつかは、約 $9\text{-}11\mu\text{m}$ にわたる珪酸塩の振動による吸収線の近くにあった。熱赤外線不透明度は、 $8\text{-}10\mu\text{m}$ 帯域における輝度温度と、ダストの影響の少ない $6\text{-}8\mu\text{m}$ 帯域における温度の比較から得られる。この手法は T. Martin (1986) による。大気温度プロファイルは以下の 3 つの情報から再現された。1 つは地表温度であり、もう 1 つはバイキング着陸船の測定の経験による地表温度の不連続性を見積もり、そして 0.6mbar 高度近くでの IRTM の $15\mu\text{m}$ 帯域における同時温度測定である。この方法で得られる不透明度は、バイキング着陸船により可視領域で測定されたものの約 50% であった。この違いは波長によるダストの光学的性質の変化から起こっていると想定される。

IRTM スペクトルの手法は、1 火星年以上にわたる緯度帯平均の IRTM データに適用された。これは高度と時間による緯度帯平均の不透明度変化の描像を与える。1977

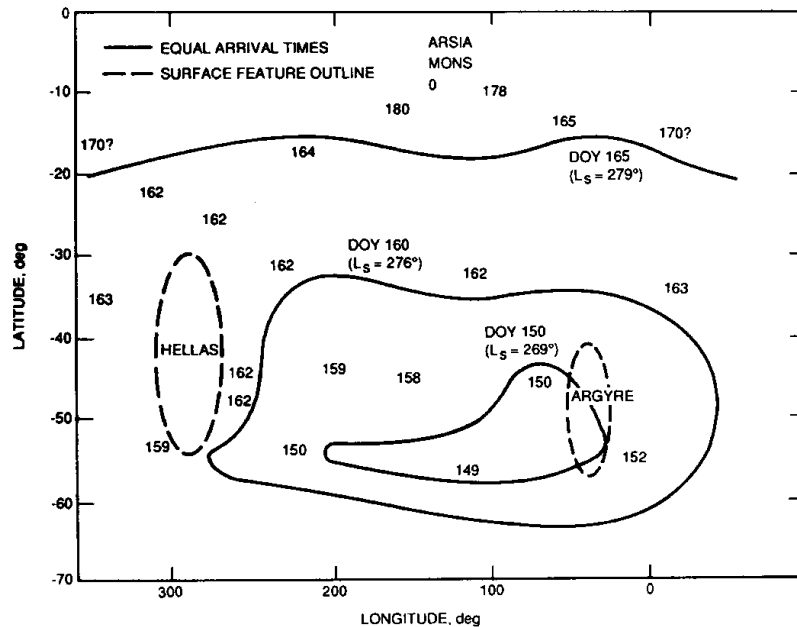


図 2: バイキング周回機の可視光画像から得た 1977b 嵐の拡大. 不透明度が最大の変化をした日が示される. Thorpe 1979

年における 2 番目の大ダスト嵐の間, バイキング 1 号着陸点より, 南半球や赤道地域における不透明度が明らかに大きかった. いっぽうそれより少し小さい嵐 1977a はより一定の緯度分布を作った (図 3). この解析はまた北半球の火星中心黄経 20° と 150° の間で大気をもっとも澄んでいることを示す. Kahn (1984) はバイキング周回機による雲の画像の一覧を研究することによって同様の結果を見出した. もっとも, 彼の手法ではダストと氷の雲の識別は出来ない. 1 火星年にわたる全球的な観測から作られた緯度帯平均不透明度の柱状図を図 4 に示す. 時間と場所で平均したときに火星でもっとも実現確率の高い状態は, 比較的澄んだ大気である. これはデータの大きな非対称性から分かる. しかしながら大ダスト嵐の効果は大きい. 分布に高い不透明度の尾部を作るために, $9\mu\text{m}$ での平均不透明度は 0.51 となる. これはモデルの最頻値 0.056 よりはるかに大きい. 大ダスト嵐が起こらない年に平均不透明度は図 4 に示される低い最頻値に近くなるものと考えられる. T. Martin (1986, 1992) も IRTM のデータを使って一連の火星における不透明度地図を作った. それらの地図は, 1977a の発生の前にヘラスで地域的な嵐の活動が起こったこと, 1977b 嵐において南極圏は巻き込まれていなかったこと, そして北半球の春と夏の間北半球の高緯度でのダスト上昇の証拠があることを示す.

バイキング周回機 IRTM も地域的なダスト輸送と地表の性質について価値ある観

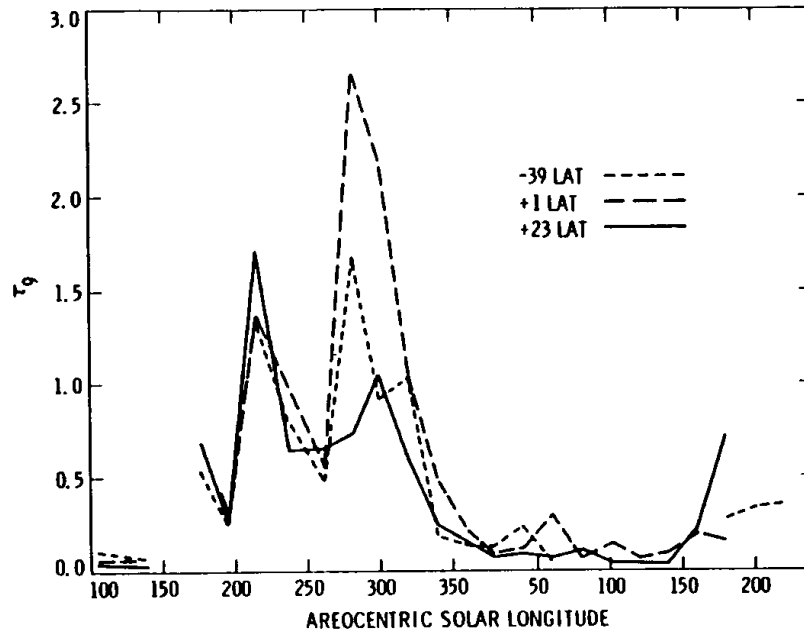


図 3: バイキング周回機 IRTM のデータから得られた, 東西平均の $9 \mu\text{m}$ 帯域での不透明度の変化 T. Martin 1986

測を提供した. IRTM から得た熱慣性のデータは, 地表がダストの堆積物にどの程度覆われているかを知るために使われてきた (Kieffer et al. 1977; Christensen 1982, 1986a, b, 1988; Jakosky 1986; 21 章⁵). 低い熱慣性値は微粒子や多孔質の物質に覆われた地表を示す. それに対し, 高い値は表面が結合した微粒子か (Jakosky and Christensen 1986a, b) か, 粗い粒子で覆われている, または細かい粒子や岩およびむきだしの基岩の混合物に覆われていることを意味する. IRTM に測定された地域的なアルベドとそこでの変化の地図作成と, ダストの降下によるアルベド変化に関する実験的研究と結びつけると (Thomas et al. 1984; Wells et al. 1984), 堆積物の輸送に関する制約を得ることができる. 例えば正味の移動や体積が起こっているかどうか, どのくらいダストが含まれるかということが分かる. カラー図 18 参照.

3.4 火星浮遊ダストの微物理学的性質

火星ダスト粒子の性質について印象的な点は, それらは鉛直的, 水平的, 時間的に様々なスケールで変化しているように見えることである. それらの性質を測定することの妨げとなるのは, 日変化する地面のほこりや高々度での水の氷のもや (Pollack

⁵Christensen and Moore 1992

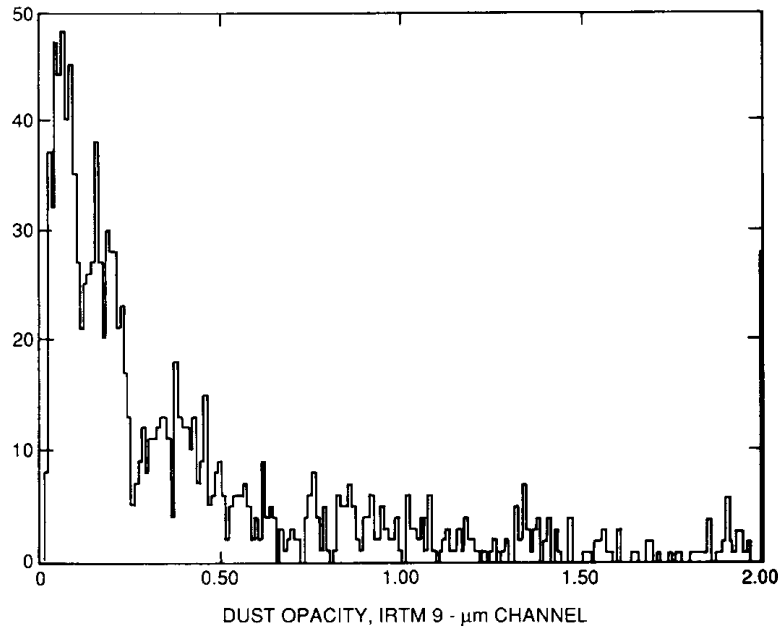


図 4: バイキング周回機 IRTM により全球的に 1 火星年以上観測された, $9 \mu\text{m}$ 帯域の不透明度の柱状図. 平均値 0.51 最頻値 0.056 T. Martin 1986

et al. 1977 ; Colburn et al. 1989), 同様に広範囲でより永続的な高々度の氷のもや (Leovy et al. 1972 ; Anderson and Leovy 1978 ; Jaquin et al. 1986 ; Kahn 1990) の存在である. 加えてスペクトルの異なる部分による遠隔測定は, たとえ同じような視野の幾何や一定の気候状態に対しても, 異なる粒子サイズの幅に敏感で大気異なる深さのデータを集めることも問題を難しくする. 火星ダスト粒子の性質というテーマのレビューは Zurek (1982) により与えられた.

粒子の組成, 大きさ, 形はダストの光学的性質を決定する. ダスト粒子の光学的性質が影響する観測は, 火星における粒子の物理学的性質を制約する試みに利用されている. 相互関係のある現象と測定技術の一覧を表 1 に掲げる. 粒子の組成は波長の関数として屈折率の虚部と実部, $n_i(\lambda)$ と $n_r(\lambda)$, を決定する. $n_i(\lambda)$, $n_r(\lambda)$ が粒子半径 r の関数として粒子サイズ分布 $N(r)$ と形分布とともに与えられると, 消散率 Q_{ext} と粒子散乱位相関数が原理的に全波長で計算される. これらの量は 1 次散乱アルベド ω_0 と散乱の非対称パラメータ g によって特徴づけられる. 粒子の物理的, 光学的性質をつなぐ関係は球形粒子 (ミー理論), いくつかの楕円体, および 2, 3 の他の形状に対してのみ今日知られている. そうでないものは半経験的な関係 (例えば Pollack and Cuzzi 1979 を参照) が使われる. $Q_{ext}(\lambda)$ は波長による光学的深さ τ の変化を与えるが, あるとりあげた体積に対して τ そのものを計算するためには, 全粒子数密度

を知らなければならない。

TABLE I
Properties and Effects of Atmospheric Dust

Particle Physical Properties $n_i(\lambda), n_r(\lambda), N(r), \text{shape}(r)$	Particle Optical Properties Measured by Remote Sensing $\omega_0(\lambda), g(\lambda), \tau(\lambda)$
Measurements Chemical analysis of particle composition Direct sampling of particle population: sizes, structures, shapes	Measurements Extinction at surface of visible light from the Sun or moon(s) at varying angles Visibility of surface features from space Variation with phase angle of surface feature visibility (opposition effect) Measurement of skylight contribution to sur- face illumination Measurement of emergent infrared radiation and balance with extinction of solar input Measurement of sky brightness

表 1: 大気ダストの性質と効果

A. ダスト粒子の組成

可視光から近赤外線にわたる空の色の測定は、 $n_i(\lambda)$ に特に敏感である。鉱物学的な観点 (21 章⁶参照) とあわせて、それらの測定結果は火星ダストの特徴的な“赤い色”は粒子がもし約 1 体積%の磁鉄鉱のような酸化鉄を含むなら説明されるということを示すのにしばしば用いられてきた (Pollack et al. 1977, 1979). これは緯度 22° の北半球初夏のバイキング 1 号着陸船のカメラによる測定値を使った一連の粒子特性の総合的かつ自己矛盾のない解の一部として得られた結論である。

微量元素に支配されていると見られる可視光の光学特性とは異なり、スペクトルの熱赤外部は粒子の珪酸塩成分の含有量により敏感である。表面組成の考察に一部基づくと、粒子の主成分は珪酸塩と思われる。Toon et al. (1977) はマリナー 9 号 IRIS スペクトルの $5\mu\text{m}$ から $50\mu\text{m}$ までのスペクトルと鉱物試料を比較し、玄武岩と SiO_2 を少なくとも 60% 含む粘土鉱物の混合物がデータと一致することを発見した。彼らは粘土鉱物試料モンモリロナイト 219b が IRIS スペクトルの $15\mu\text{m}$ 帯域の短波長部に最もよく一致することを発見した。使われた IRIS スペクトルは南半球の広い地域から得られたものである。これには放射輝度への地表の寄与を最小にするため 1971-1972 年の全球的ダスト嵐の間に得られたデータが用いられている。Kahn(1980) はバイキング周回機 IRTM が取得した南半球低緯度の局地ダスト嵐の周囲と内部の両方における 4 つの周波数帯の測定値を用い、嵐の付近でのダスト粒子の赤外域の

⁶Christensen and Moore 1992

特性を制約した。データからは異なる広い波長帯における不透明度の比が決定できるだけだが、これらは Toon et al. (1977) によって求められた全球ダスト嵐中の粒子の消滅比とは異なる。粒子の成分について何らかの情報を得るための別の試みは、Hunt (1979) によって行われた。彼は水の氷とダストの寄与を振るい分けるためにバイキング周回機 IRTM のデータを用いた。彼は $20\mu\text{m}$ 近くの赤外放射輝度を説明するためにモンモリロナイト 219b と標準的な玄武岩を 25:75 で混合したダスト組成を推奨している。

B. ダスト粒子の大きさ と 形

粒子サイズ分布 $N(r)$ と形状分布の直接測定には大気粒子のその場採集が必要であるが、火星では行われたことはない。Toon et al. (1977) と Pollack et al. (1979b) は地球の雲の粒子のサイズ分布のモデル化によく使われている変形ガンマ関数を用い、自己矛盾のない手法で $N(r)$ を求めた。彼らは同じパラメータ、粒子のサイズ分布 $N(r)$ を用いて 1971 年の全球ダスト嵐における浮遊ダストの赤外線での観測と、1977 年のバイキング着陸船の着陸点上空に常時存在するダストの可視光での測定を共に説明できることを見いだした。両者は根本的に異なる気候状態であるにも関わらずである。Toon et al. と Conrath (1975) は 1971 年の大ダスト嵐が晴れ上がったときも $N(r)$ が変化しなかったことを見いだした。このことから粒子の単純な重力沈降はダストを大気から取り除く唯一の機構ではないことが示唆される。

サイズによらずダストを除去する過程がいくつか提案されている。Pollack et al. (1979b, 1990a) は極域の粒子は、水や二酸化炭素の氷に覆われて取り除かれると提案した。Lee (1985) は粒子への少量の水の氷の凝結は粒子の沈降速度を減少させることを指摘した。それは氷の凝結は粒子の質量を増加させるが、平均粒子密度を減少させ粒子の断面積を増加させるためである。数 μm 以上の可降水量に相当する水か二酸化炭素が凝結すると、質量増加は他の効果を相殺し、凝結物に覆われた粒子はより早く落下する。落下速度への粒子の形の影響が考えられてきた。円板型の粒子は球形粒子よりもゆっくり落下するが、これまで使われてきたモデルではマリナー 9 号の IRIS の観測で示唆されたような大気中での大きな粒子の維持はまだ不可能である (Muephy et al. 1990a)。最近 Murphy et al. (1990a) のモデルシミュレーションにより、IRIS に調査された南半球の太陽直下の地域付近で、粒子の大きさはある程度一定に保つことの出来る可能性が見いだされた。それには浮遊ダストの太陽加熱により生み出される鉛直上向きの運動が十分に大きいことが必要である。必要とされる速度は全球ダスト嵐の軸対称モデルで生み出されるものと同じくらいである (Heberle et al. 1982)。

典型的な粒子の大きさの分布を仮定すると IRIS 測定値は 1–数 $10\mu\text{m}$ の大きさの粒子に敏感である。平均粒子直径が $2\mu\text{m}$ 近くということは、1971–1972 年の全球ダストが晴れ上がる際の火星大気の熱構造の変化と推定された沈降速度から導かれた (Conrath 1975)。この観測はマリナー 9 号 IRIS によるものである。Conrath は単分散の粒子サイズ分布を仮定し、彼の導いた平均粒子半径には粒子の有効落下断面積と赤

外線に対する光学断面積の組み合わせが取り込まれている。Pollack et al. (1979b) の手法では光学的断面積で重みづけをした平均粒子半径として北の夏においては約 $2.5\mu\text{m}$ (太陽スペクトルに対するもの) と求まり、これは Toon et al. (1977) と一致している。この分布を使った粒子半径の最頻値は約 $0.4\mu\text{m}$ で長波長のデータにとっても敏感である (Pollack et al. 1979 参照)。全球ダスト嵐の条件下でのマリナー 9 号の紫外線分光器を用いると、このスペクトル波長域に重みをつけた平均粒子半径の見積もりを与えることができる。その結果は $1.5\mu\text{m}$ であった (Pang et al. 1976; Pang and Ajello 1977)。この紫外線解析は TiO_2 も粒子の成分とする推論を導いているが、多重散乱粒子の寄与と非球形粒子の可能性が考えられていないという理由で異議が唱えられている (Pollack et al. 1977; Chylek and Grams 1978; Zurek 1982)。

C. ダストの光学的性質

平均的な一次散乱の特性そのものは、周回機や着陸船の測定によって推測される。それには散乱角による空の輝度の変化から衝効果にわたる物理現象が利用される。それらによって決められた値の幾つかが表 2 に列挙されている。スペクトルの幅と観測季節の違いに注意しておいてほしい。大気的光学的深さを除くと、粒子特性の変化について体系的な観測は火星ではまだされていない。 ω_0 の決定には大きな食い違いがあり、赤か広帯域の可視光で約 0.85–0.95 まで変化する。この違いの一部は、ダスト粒子の性質の季節的、空間的变化を反映している可能性がある。同様に、観測された放射輝度への氷のもやの寄与の変化を反映している可能性もある。今までの技術は地理学的な位置、高度、時間、手法による効果を分離するには不十分である。

他の観測が描像をより複雑なものにしている。バイキング周回機の惑星縁の画像には、高々度での氷のもやの存在はかなり普遍的で探査衛星の観測から得られた平均的粒子特性に寄与していることが示されている (Anderson and Leovy 1978; Jaquin et al. 1986; Kahn 1990)。全球ダスト嵐の間の g の変化が Thorpe (1979, 1981) に報告された。彼は赤色光における g は、嵐が強まるにつれ 0 近くから 0.6 まで増え、嵐が減衰につれ減少すると結論付けた。それはより多くの前方散乱粒子 (おそらく大きな粒子) が嵐の絶頂期に存在することを意味する。Thorpe の解析の妥当性は多重散乱を適切に取り扱うことの困難に制限される。この多重散乱の効果はダストの不透明度が増えるにつれて特に重要になる (Zurek 1981 参照)。Zurek (1981) は放射力学結合潮汐モデルを使って嵐の始まりで $g = 0.5$ を与えた。この値はダストの少ないときよりも小さい。これはより小さな粒子が、嵐の発達後よりもダスト嵐の開始時期に存在することを示す可能性があるが、ダストの鉛直分布の変化を示していると考えられる方がよりもらしい。最近 Clancy と Lee (1990, 1991) はバイキング周回機 IRTM の結果の解析を始めた。それは地表の定点を異なる角度で観測した結果である。彼らは大気粒子の放射を地表の寄与から分離するため、超広帯域 (赤外光に近い可視光) のアルベド記録から高と低の放射角のデータを使った。その結果中、低緯度においては晴れた季節よりダストの多い期間のほうが粒子のアルベドが大きいことが分かった (表 2)。彼らは春の北半球高緯度域に氷に類似した大きな粒子のア

ルベドも見出した。

TABLE II
Determinations of Mars Atmospheric Particle
Properties in the Visible^a

Method	ω_0	g	Season	Reference
Mariner 9 images (clear)	~0.7	—	dust storm	Leovy et al. 1972
VO opposition effect	0.50–0.85	≤ 0.6	dust storm	Thorpe 1978
VL sky brightness (clear)	0.86	0.79	early n. summer	Pollack et al. 1979
VO limb images (red)	~0.94	~0.6	late dust storm	Jaquin et al. 1986
VO visibility (clear)	~0.95	~0.8	mid n. spring	Kahn et al. 1986
VO IRTM-EPF (albedo)	~0.90	0.55	all year; mid-low lat.	Clancy and Lee 1990, 1991
VO IRTM-EPF (albedo)	1.0	0.55	n. spring, high lat.	Clancy and Lee 1990

表 2: 可視光における火星大気粒子の性質の決定

もっともよく決定された大気ダストの性質は 2つのバイキング着陸船上空の柱状の光学的深さで、バイキング着陸船のカメラの特別な太陽ダイオードによって波長 $0.67\mu\text{m}$ で測定された (Colburn et al. 1989 ; Pollack et al. 1977, 1979). Pollack et al.(1979) は太陽スペクトルで平均された Q_e の値として 2.74 を得た. IRTM の $9\mu\text{m}$ 帯の光学的深さの見積もり (T. Martin and Kieffer 1979 ; T. Martin 1986) は、可視光と赤外光の不透明度比、すなわち Q_e が系統的にほぼ 2 であることが示唆されている. これは予想されるサイズ分布に対し典型的な粘土や玄武岩粒子に期待される Q_e よりも低い. 大きさと粒子組成の不確定性がこの矛盾の原因かもしれない (T. Martin 1986).

バイキング周回機による地表の影の画像から Thorpe (1979, 1981) が得た不透明度の見積もりは、1977年における 2つのダスト嵐の前にバイキング着陸船が得た観測値と一致する. しかしダストが多い期間では Thorpe の推定値はバイキングの観測値の 1/2 である. しかし Thorpe の見積もりは、IRTM の解析よりも可視光と赤外光の光学的深さの比に期待される値により一致している. 地表のコントラストの解析にも多重散乱の効果を取り入れることの難しさを考えるとこの一致は多分偶然である (Zurek 1982). Kahn et al.(1981) はバイキング着陸船のカメラでの日没時の観測が、Pollack et al.(1979) によって同じ地点でなされた正午の測定値より大気粒子が青い (赤が少ない) 必要があることを見出した. 大気の水粒子の日変化と粒子の鉛直変化は、視線方向の積分距離の違いとあいまってこの違いに寄与しているらしい.

要約すると、大気の大気粒子の組成について手に入る遠隔探査の情報は、地質学

的にもっともないくらか酸化鉄の加わった珪酸塩粒子と整合する。最終的にダスト粒子の組成と水の氷の割合について決定するデータはまだ集まっていない。浮遊ダスト粒子の平均的な大きさは典型的に数 μm の範囲にある。粒子の形、大きさの分布、組成、氷とダストの混合比は変化するようだ。しかし測定がとてま少なくそれらの性質の体系的な振舞いは確かめられていない。地表の見晴らしのよい点から、不透明度と粒子のサイズ分布の幾つかの性質を測定する単純な装置は、火星大気放射モデリングに必要なよりよいパラメータを提供するであろう。同時にその気候学的効果の理解に価値ある貴重な情報を与えるであろう。

3.5 火星地表のアルベドの特徴

火星地表でダストが再分配されていることの直接的な証拠が存在する。しかし観測された変化を説明するにはほんの少量のダストの移動しか必要でない。地球の観測者たちは長い間火星アルベドの古典的な諸特徴の季節変化と年変化を記してきた (Slipher 1962 ; de Mottoni y Palacios 1975 ; 2章⁷)。そのような諸特徴の探査衛星観測は、明るいダストの風輸送によるものであることを示してきた。ダストは主に大ダスト嵐に関連してこれらの変化が地域から地域へ出入りする (Sagan et al. 1973b ; Thomas and Veverka 1979b ; Lee et al. 1982 ; 22章⁸)。長期的な大気ダストの輸送は、地域的な厚い堆積物を形成する原因となろう。それはひるがえって風に吹き飛ばされる物質の源となり、他の地域への引き続く再分配が起こるかもしれない。

地上観測と探査衛星観測は、火星アルベドの諸特徴の示す様々な色は地表を覆うダストの量がさまざま事から生ずるものと解釈できることを確立してきた (Soderblom et al. 1978 ; Singer and McCord 1979 ; McCord et al. 1982a, b)。ダスト嵐内と地表の明るい地域の大気ダストの色はよく似ている (McCord and Westphal 1971 ; McCord et al. 1982b)。特に、ダストの雲 (Briggs et al. 1979) とアラビアのいくつかの地域 (Thorpe 1982) の色の特性が似ていることは、それらの地域に存在するダストとダスト雲に含まれているダストは同じ源からもたらされているという解釈を支持する。そのような2つの地域 (アラビア、タルシス) そして大まかな地表の地形の形態、熱特性、色は、ダストの堆積物による地表の覆いの存在とつじつまがあう (21章⁹)。Wells et al. (1984) による実験は、大気ダストからの堆積がたとえとても少量でも地表のアルベドを劇的に変化させるのに十分であることを示した。平均的な暗い地域へ明るい粒子がわずかに 10^{-4}g cm^{-2} 堆積すると、地表のアルベドは数10%増加するだろう。この量は平均してほんの10分の数 μm のダストの堆積に等しく、これはバイキング着陸船の着陸点上の背景ダストのもやの柱状の不透明度と同じくらいである。しかしこの値は2つの1977年の大ダスト嵐の時の典型的な堆積量よりは非常に小さい (Pollack et al. 1979)。最も独特な火星アルベドの特徴 (風条紋) でも、その周囲に対して20%以下のアルベドのコントラストを示すにすぎない (Thomas et

⁷L. Martin et al. 1992

⁸Greeley et al. 1992

⁹Christensen and Moore 1992

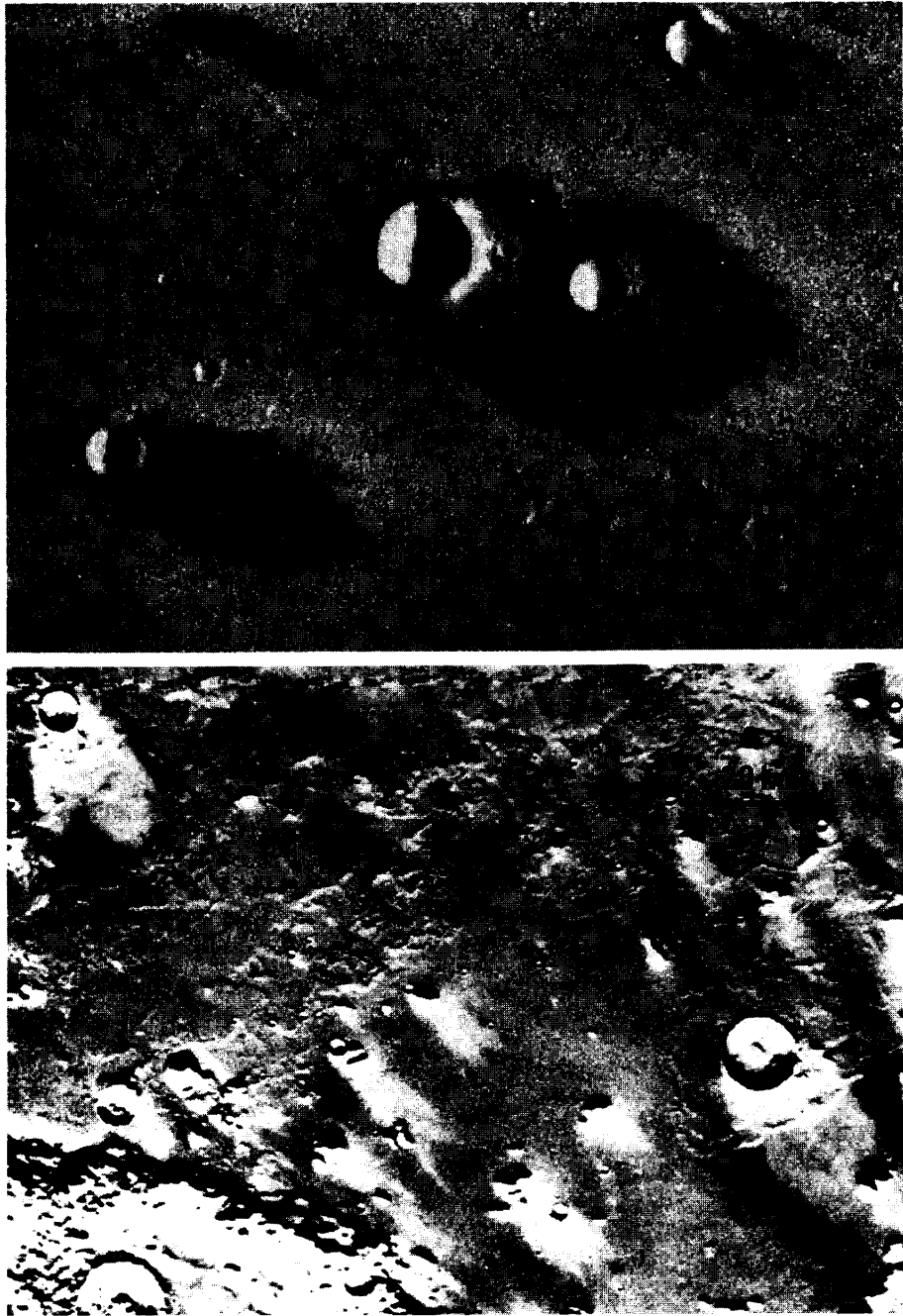


図 5: 火星の風の筋の例： (上) メンモニアにおける暗い侵食の筋. (下) アマゾニスにおける明るい堆積の筋

al. 1984). ほんの数%のコントラストでもすぐ目に見える特徴となる. 従って, 1 火星年にわたって起こると期待されるダストの降下は, 観測された惑星のアルベドの様式の変動を説明するのに十分過ぎるほどである. 地域的なダスト輸送の様式と変動の詳細な解析は, 局地的な地表の特性の研究と合わせ, 正味の侵食またはダスト嵐の降下物による堆積が今日おこっているか, そのような過程は一定の地域において長期にわたって活発かどうかを判断する材料となろう (Lee 1987 ; Christensen 1988).

風条紋は, 外見と形成機構に関する基本的な相違を基準に分類されてきた (Thomas et al. 1981 ; Veverka et al. 1981). 一般的な様式は明るい堆積物をもつものと暗い侵食物をもつものである (図 5). 22 章で議論されたように, 明るい堆積の筋 (周りより高いアルベド) は, クレーターの縁やその他の凸な地形的特徴の風下に出来る. 急斜面 (タルシス火山のようなもの) を除いて, それらは時間的な変化をほとんど示さない. 明るい筋は, 外見上ダストがよく補充され大気の静的安定度が高い期間に, 浮遊状態していたダストが堆積することによって形成される (Veverka et al. 1981). そのような条件は大ダスト嵐の晴れ上がる段階に生ずる.

暗い侵食の筋 (周りより低いアルベド) は外見上, 静的安定度が低い (大ダスト嵐の減衰に引き続く) 期間に障害物の風下のダストが除去されることによって形成される. 従って風条紋, ダストの覆いが増加した地域 (明るい筋) または減少した地域 (暗い筋) は, 筋の形成時の局地的な風向を示すものであり, 局地的な堆積物の輸送の方向を推測するために利用することが可能である (Thomas 1982 ; Lee 1984).

3.6 ダスト嵐の頻度と位置

初期の火星観測は, 小さい嵐と大きい嵐を区別することが有効であることを見出した. 前者は特定地域に留まる局在化した雲である. 1956 年と 1971 年の大ダスト嵐の後, “全球的”ダスト嵐に多くの注目が集まった (Gierasch 1974). Zurek (1982) は形容詞 “全球的な” を “大きな” と替えた. これは広い地域を覆うけれども, おもに 1 つの半球に限られるものを含めるためである. より詳細な用語は L. Martin (1984) により開発され, L. Martin と Zurek (1992) により改定された. 彼らは火星におけるダスト嵐の活動を, 地球から観測されたように大きさ (局地, 地域, 惑星を囲む) と形態 (掩蔽, ダストの雲, または嵐; 表 3,4) によって分類した. 今までの区分は, 大きさの種類は連続的であることを示唆する. すなわち最大の嵐でも 1 つかそれ以上の局地的な嵐として始まると思われる. “惑星を囲む” 嵐は緯度帯を覆うように広がる大ダスト嵐 (局地的でない嵐) を特徴づける. 不運なことに, 観測範囲の不十分さによる偏りをそれらの分類から取り除くのに十分かつ, 体系的な火星観測はまだ不可能である. 見積もりが出来る限りでは, もっとも長く継続したダスト嵐はそれに伴う広範囲のダストのもやの不透明度も最大であるように見えるこれらの嵐は面積の広がりももっとも大きいと思われる. 不透明度は空間的に変動するが, ダストが大気へ持ち上げられる源の地域で最大だろうと期待される.

A. 局地的ダスト嵐

黄色い雲と嵐は、全ての季節に両方の半球で現れてきた (表 5, 図 6). もっとも、それらは火星が太陽にもっとも近づく南半球の春と夏により頻繁に観測されてきた. この季節は火星が地球からもっとよく見える季節でもある. そのため少なくとも数 10^6km^2 (表 4) しか覆われない局地的ダスト嵐については、これが本当の季節変化を現しているかどうかは分からない. 緯度的に局地的なダスト嵐は 3つの地域で起こる傾向がある. それは両半球の季節極冠の端と南亜熱帯に存在する赤道向きの幅広い地域である (図 6). 経度的に (図 6には示されていない) 局地的な嵐は、ヘラス、ノアキス-ヘレスポンタス、アルギュレ、ソリス、シナイ、シリアプラニ地域でよく起こり、それらは全て南半球にある. 北半球では局地的なダストの雲と嵐はクリュセ-アシダリア、イシディス-大シルティス、セルベルスでよく起こる (Peterfreund 1985).

B. 地域的ダスト嵐と惑星を囲むダスト嵐

大きなダスト嵐は局地的な嵐より季節と緯度が限られた範囲で起こることが観測により示されている. しかし、これは単にまばらな観測範囲の影響と大きな嵐の数の少なさを反映しているのかもしれない. 観測された地域的ダスト嵐の最大のものと全ての惑星を囲むダスト嵐は近日点黄経の $\pm 90^\circ$ 以内、すなわち南半球の春と夏 (図 7) に起こってきた. その上それらの嵐の起源の最も一般的な位置は、ノアキス-ヘレスポンタス、ソリスプラヌム-アルギュレ地域である.

バイキング着陸船の撮像と気象学的な測定は、大気ダストの不透明度について季節を完全に網羅した観測結果をもたらしている. 火星におけるバイキング観測の最初の年、着陸船の太陽ダイオードによる太陽光強度の測定と気象学的測定により、その 1年に 2つのダスト嵐が起こったことが分かった. 次の火星年のバイキング着陸船

TABLE III
List of Nonlocal Martian Dust Storms*

Year	Dates	L_s^b	Classification ^c	Comments
1877	Sept-Dec	265	R2O?	
1894	Oct 10-31	296	R2O?	south cap disappeared
1907	Jul 29-Aug 2	213	R2Sb	
1909	Jul	232	R2O?	
1909	Aug-Sept	252	R2O?	
1911	Sept-Oct	298	R2O?	
1911	Oct 11-20	313	R1Cb	"white" per Antoniadi
1911	Nov 3-Dec 23	326	R2Sh	
1922	May	161	R2O?	
1922	July 10-13	192	R3Sb	

表 3: 局地的ではない火星ダスト嵐の一覧

TABLE III, continued

Year	Dates	L_s^b	Classification ^c	Comments
1924–25	Dec 5–Jan	310	R3O?	polarimetry; encircling?
1926	Oct 25–26	311	R2Sb	may have been different clouds
1941	Nov 12–17	312	R3Sb	
1943	Sept 28–Oct 6	311	R1Sb	
1954	Jun 10–14	179	R3Ch	polarimetry
1956	Aug 19–Nov	249	E3Sb	first planet-encircling storm?
1958	Oct 13–18	309	R3Sb	
1961	Jan 19–23	24	R3Sb	
1963	Feb 24–28	59	R3Ch	polarimetry
1969	May 28–Jun 4	163	R3Sb	probably relates to storm below
1969	Jun 4–14	168	R3Sb	initial date from IPP images
1971	Jul 10–22	213	R3Sb	
1971–72	Sept 22–Jan	260	E3Sb	only truly “global” storm
1973	Jul–Sept	244	R3Sb	polarimetry
1973	Oct 13–Dec	300	E3Sb	several initial clouds
1977	Feb 15–Apr	204	E3Sb	Viking Lander (VL) and Orbiter data
1977	May 27–Oct	268	E3Sb	Viking Lander and Orbiter (VO) data
1978	Jan 30–May	40	R3Ch	VO; Earth-based polarimetry; not by VL
1978	May 14–Aug	86	R3Ch	VO; Earth-based polarimetry; not by VL
1979	Jan–Mar	212	R3Sh	Viking Lander meteorology data
1981	Nov 20–25	48	R2Sb	Mars < 6°; nothing from Viking
1982	May 5–16	122	R3Sb	detected visually and by polarimetry
1982	Oct	208	E3S? ^d	Viking Lander pressure data and imaging
1983–84	Nov 27–Jan	70	R3Sb	
1984	Jan 29–Feb 15	93	R2Sb	
1984	Mar 3–22	112	R3Cb	
1984	Jun 24–30	169	R3Cb	
1988	May 5–7	189	R3Sb	Hellas, Libya
1988	Jun 3–30	214	R3Sb	also detected by polarimetry
1988	Nov 23–Dec	314	R3Sb	also detected by polarimetry

表 3: 続き : ^a表は L. Martin and Zurek (1992) による. ^b L_s は現れた最初の日. ^c分類 XYZ_Z の解説 (1)X=R,E と Z=0,C,S 表 4 参照. $z=h$ もや, 端の不明瞭なもの. $z=b$ = 明るい雲. $z=?$ = 存在が疑わしいもの, あいまいなもの. (2)Y=1=黄色くないもの, ダストではないだろう. Y=2=画像のみ. Y=3=いくつかの地上からの撮像, 偏光分析, または探査衛星データが得られた. ^d嵐が動いているところや惑星を囲むところは観測されなかったが, バイキング周回機に観測された惑星を囲む嵐のときに測定されたより 2 倍の圧力の日変化があった.

TABLE IV
Atmospheric Dust Phenomena Classified by Size and Morphology*

Classification by Morphology	
<i>O</i> : Obscurations	loss of contrast; may be due to changes in surface albedo contrasts, as well as to the presence of atmospheric hazes
<i>C</i> : Clouds	atmospheric phenomena, either well-defined clouds or hazes; distinguished from storms by absence of observed motion or expansion
<i>S</i> : Storms	moving and/or expanding clouds and hazes (observed motion clearly distinguishes atmospheric from surface phenomena, particularly for Earth-based observations)
Classification by Size	
<i>L</i> : Local	localized in area, with the long axis of the affected area < 2000 km
<i>R</i> : Regional	regional in area, with the long axis of the affected area > 2000 km, but did not encircle the planet
<i>E</i> : Planet-Encircling	area affected encircled the planet, usually in the east-west direction. Storm covers much of one or both hemispheres

表 4: 大きさと地形学による大気ダスト現象の分類.*L.Martin and Zurek (1992) による

による予察的データからは、ほぼ同じ季日においてかなり不透明度があり (Colburn et al. 1989), 地表の圧力の日周の幅が大きいことが示された (Ryan and Sharman 1981b). これは 1つの大ダスト嵐が 2年目にも起こっていたことを示唆した. (不運なことにバイキング着陸船の太陽ダイオードによる不透明度測定はその後すぐ機能停止してしまった). 地球から火星を観測することの難しさと地球と火星がちょうど衝のときの惑星を囲む嵐の出現を考えると, Zurek (1982)は, 地域的な必ずしも惑星を囲むものではないダスト嵐は毎火星年起こると提案した.

L. Martin (1984)は, 地上観測の記録には惑星を囲む嵐が毎年起こることを示す証拠がほとんどないことを注意した. バイキング 1号着陸船による 4火星年の圧力の記録の解析からは, 惑星を囲むダスト嵐は 1と 4火星年目に起こったことが示唆される. さらにまた 2年目には地域的嵐より大きいものは起こらず, 3年目には局地規模の嵐より大きいものは起こっていなかったことが示唆される (Tillman 1985; Leovy et al. 1985). 1982年からの地上観測では局地的もしくは地域的なダスト嵐だけが見つかっている. 図 7中で, 今世紀前半に惑星を囲む嵐が少ないことは (L. Martin 1984

TABLE V
Frequency of Occurrence of Yellow Clouds^a

Mars Year Season (L _s)	Mars Year												AVG
	1963 -65	1966 -68	1968 -69	1970 -72	1972 -73	1974 -76	1977 -78	1979 -81	1981 -83	1983 -85			
N. Spring (0°-90°)	0	0	*	*	0	9	5	2	3	36	6		
N. Summer (90°-180°)	0	0	11	42	*	*	0	3	13	37	13		
N. Fall (180°-270°)	*	0	0	23	37	5	*	*	0	0	10		
N. Winter (270°-360°)	*	0	*	100 ^c	43	9	0	0	*	0	25		

表 5: ^a月, 惑星観測協会 (A.L.P.O) の天文学者たち^bに観測された, 黄色い雲が現れ常態になった L_s に基づく. Beish et al.(1987) の表から要約した. アスタリスクは観測が報告されなかったことを示す. 火星は一般的にこれらの期間は合 (すなわち地球からみて太陽の向こう側) に近かった. ^bA.L.P.Oはプロとアマの天文学者による組織, アマの寄与はこの期間の火星観測を広げるのに重要であった. ^cこれはマリナー 9号に観測された 1971bの全球ダスト嵐の期間である.

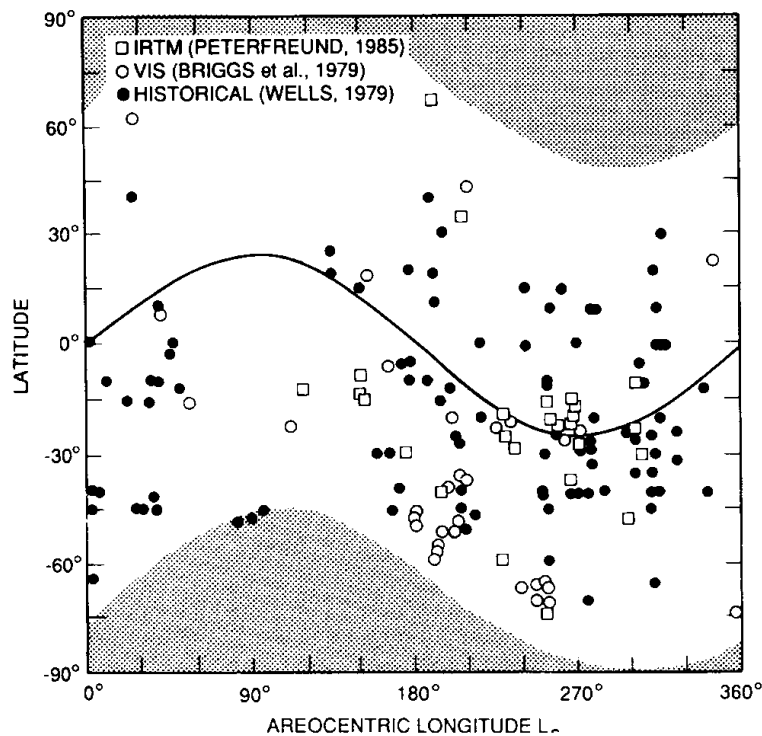


図 6: 赤外と可視光でバイキング周回機に発見された局地ダスト嵐と Wells(1979)に集められた局地ダスト嵐の出現の緯度と時期. 線は太陽直下の緯度を表す. Peterfreund 1985

; Zurek and L. Martin 1992), すでに述べたように観測の偏りによるものだろう (2章も参照). しかしながらより好ましい衝の間の地域的ダスト嵐やより小さなダスト嵐が見つまっていることと, より最近の地上観測のデータからは 1969年-1982年の間は惑星を囲む嵐の発生回数が例外的なものであったことを暗示する.

大ダスト嵐の数年変化の証拠 (図 7) とそれらの特徴 (表 3) に基づくと 3つの大きな特徴が得られる. ただし不完全な観測範囲による偏りを心に留める必要には注意しておく.

1. 地域的もしくはそれより大きな嵐は毎年 1つかそれ以上発生しうるものと見なせる. それらが発生した場合, 存続時間, 面積, 一般的な不透明度にはかなりの変動がある.
2. 惑星を囲むダスト嵐が起こらない年は多い. より頻度は少ないが地域的な嵐さえ起こらない年もあるかもしれない.

3. 比較的まれな惑星を囲む嵐は今世紀の初めに比べて最近の 20 年間 (火星の探査衛星観測の期間) によく発生している。それらの嵐は全て近日点の L_s が 90° 以内で発生した。

観測された大ダスト嵐の年々変動については幾つかの含意がある。(a) Davis(1981; 28 章¹⁰参照) に提案されたように、惑星を囲むダスト嵐と伴って強化された子午面輸送では 1 年区切りでの水の季節循環を閉じさせることは出来ない。(b) ダスト嵐の始まりの確かな季節的“引き金”はない。しかし大きな嵐の発生を示す季節的な前兆はあると思われる (26 章¹¹参照)。(c) ダスト嵐の活動の長期的な影響を評価するために、私たちはダスト循環の短期的な変化を天文学的な強制に伴うような長期間の変動に外抑する方法が必要である (9 章¹², 33 章¹³参照)。

3.7 ダストの上昇と輸送の機構

局地的ダスト嵐の発生の熱力学と、局地的ダスト嵐が惑星を囲む嵐に成長する機構はまだ不明瞭である。ダストが地表から大気中へ移動する方法と、ダストの上昇に関する気象学的現象は 22 章¹⁴と 26 章¹⁵で論じられている。ここではダストの循環に不可欠な面を強調する。

低緯度の局地的嵐は、自由対流や大循環に重ね合わされた地域的な風によって起こり始めると議論されてきた。前者の場合には地表の直接の加熱が塵旋風を発生させることによると考えられている (Gierasch and Goody 1973)。また後者は地域的な風が地表のダストを動かす最初の剪断応力を作り出すことによる (Leovy et al. 1973b)。自由対流は地表付近の水平風が弱く静的安定度が低い場合に促進される。観測のうち幾つかは、これらの境界層条件の実現が期待される時と場所において塵旋風や対流渦が存在していることを示す (Thomas and Gierasch 1985; Ryan and Lucich 1983)。理論的立場からは、地表近くの自由対流は、地球の砂漠の場合と同様に火星でもよくあるだろう。またこれらは夏などの季節に地表が強く暖められたときに発生しやすいと考えられる。

Thomas and Gierasch (1985) は、99 の柱状の雲を見つけた。これらは北半球の夏の中緯度におけるバイキング周回機の高解像度の画像 (60–80 meters/pixel) によってこれらの影と一時的な姿から確認された。高さ 6.8 km 幅 1 km に達するダストの柱は、地方時 14 時–15 時の間に観測された。それらは太陽直下点から緯度 13° – 20° に位置する滑らかな平地で起こった。そこではダストの柱がよく発生すると思われる。バイキング着陸船の気象学的データにおける風の速さ、風の向き、温度の時間的な特性の相関をとることによって、Ryan and Lucich (1983) は、2 つの着陸船の位置では対流渦

¹⁰Jakosky and Haberle 1992

¹¹Zurek et al. 1992

¹²Ward 1992

¹³Kieffer and Zent 1992

¹⁴Greeley et al. 1992

¹⁵Zurek et al. 1992

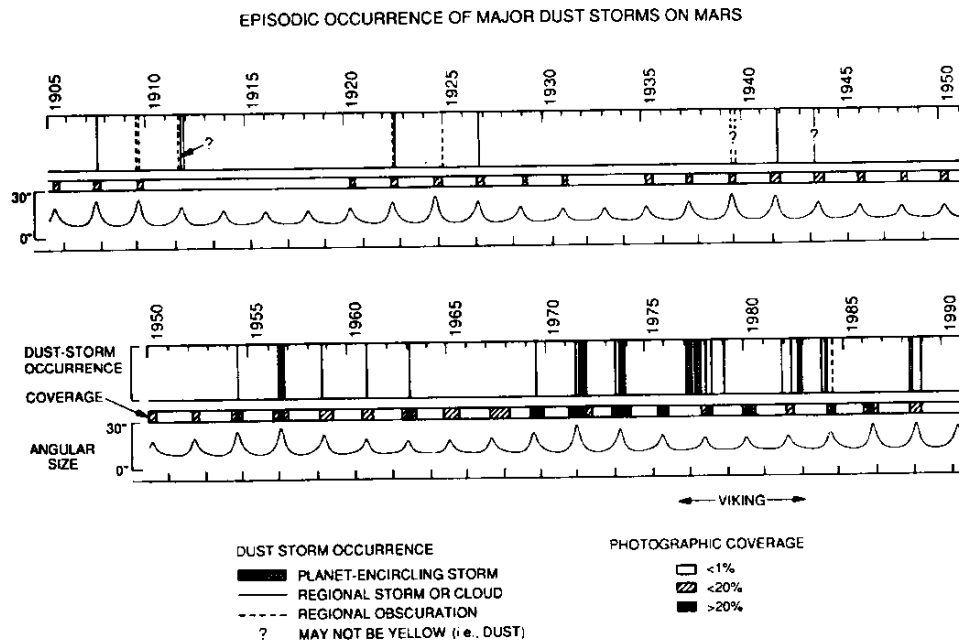


図 7: 地域的, 惑星を囲む掩蔽, 雲, 嵐の発見の年表. 上の線は地球の時間を, 下の線は近日点 (と火星年) を示す. 2 番目の線は火星の撮像観測可能期間を示し, 撮像ができた期間の%で定義される. 3 番目の線は地球から見た火星の大きさを, 視野角 0 から 30 度で示す. Zurek and L. Martin 1992

の発生はよく起こっていたとする結論を導いた. それらの渦の幾つかはダストを持ち上げるのに十分強いと思われる突風を伴っている. それらは 1 つを除きバイキング 1 号着陸船により発見された (26 章も参照).

渦の運動に伴うダストの雲は, ダストを局地的に再分配する. 局地的, そして地域的ダスト嵐さえも渦として組織化されうるものと示唆されてきた (Gierasch and Goody 1973) が, 直径数 km より大きいダストの雲には期待されるような螺旋構造を示すものはこれまで見つからない. バイキング 1 号着陸船上空の通過が観測された局地的ダスト嵐については, 傾圧風系 (波) がそれに伴い着陸点上を通過していたものと見られている (James and Evans 1981 ; Ryan and Sharman 1981b ; 26 章も参照). この現象の最中や, バイキング 1 号着陸点に人工的にできた盛り土が消失した期間 (Arvidson et al. 1983) の局地的な風の観測からは, ダストを大気中に持ち上げるために必要な剪断応力を生み出すには 30m/s (高さ 1.6m で) 以上の風が必要

なことが示唆されている。バイキング着陸点での最大風速は、短寿命の突風に伴うものである (26章¹⁶)。このことは解像度の粗い現在版の火星大循環モデルでは、なぜ低緯度にダストを地表から持ち上げるのに十分な剪断応力を再現することが出来ないかの説明となるだろう (Greeley et al. 1988)。

局地的な嵐が地域的な風によって生み出されるという仮説は、現在の局地的嵐の画像中に強い直線的な筋模様が見られることと (カラー図 17)、局地的嵐の発生がさかんな地域では斜面風が発生しやすいと考えられることから支持される (Peterfreund and Kieffer 1979)。地域的な風は様々な効果により発生する。その中には、斜面の存在や地表面の強い水平温度差 (例えば極冠の端やアルベドもしくは熱慣性が大きな差異のある地域に生ずる様な) を含む。全球的な風 (例えば季節的な大規模流、ハドレー循環、大気潮汐) の局地的な影響は、ダストの運動のきっかけとして重要な付加要素であろう。しかしむしろこれは局地的な嵐が大規模に広がるためにより重要な因子となるであろう。浮遊ダストの太陽加熱の役割は、ダスト嵐を再現する全てのモデルにとって重要な部品である。これまでに地域的なし全球規模の風と大気ダストの供給過程の間に働く正負両方のフィードバックを含む仮説が複数提案されている (26章¹⁷参照)。

嵐の活動の停止は、不透明度の高い条件と上空の風によって生ずる地表での剪断応力との間の負のフィードバックによって始まるだろう。大気の静的安定度は、大気中のダストが太陽光を吸収して温度減率を下げるにつれて増加する。高々度の風から地表への運動量輸送はそのような状況下では抑えられる。これと他の負のフィードバックによる地表剪断応力への効果は、可視光波長での大気の不透明度が1より幾分大きいときに生ずると思われる (Pollack et al. 1977, 1979)。局地的嵐の発生はダストの不透明度が高いときに抑えられるようである。これにより2段階の大気の光学的深さの減少が起こる。すなわち、初期の急速な減少が起こるのは局地的嵐が減衰しダストの降下が起こる間である。そして地域的な不透明度が1に近くなると減少は緩やかになる。これは局地的嵐の活動が回復しうるためである (Pollack et al. 1979)。

局地的嵐と全球的嵐のふるまいについての仮説は、観測的にまだ十分な検証はなされていない。それらの機構のはたらきを観測するためには数 km の空間スケールで惑星の全球を毎日観測する必要がある。全球的嵐についてその減衰段階と同じように発生前の段階と成長段階の両方も観測する必要がある。定量的な理解には温度、風向き、ダスト量の鉛直水平構造の測定も必要だろう。

風条紋から再現される大気循環の諸様式は、いくつかの全球規模の特徴を示すと同時に大気大循環との相関がありうることを示す (22章¹⁸参照)。明るい堆積の筋は、主に低、中緯度で発見される。そして北から南への流れの方向を示す。暗い侵食の筋は南の低緯度に集中し、主に東から西への風を示す (図 8)。火星大循環モデル (GCM) での南半球の夏における風向と明るい筋の方向の間には、すばらしい相関関係があ

¹⁶Zurek et al. 1992

¹⁷Zurek et al. 1992

¹⁸Greeley et al. 1992

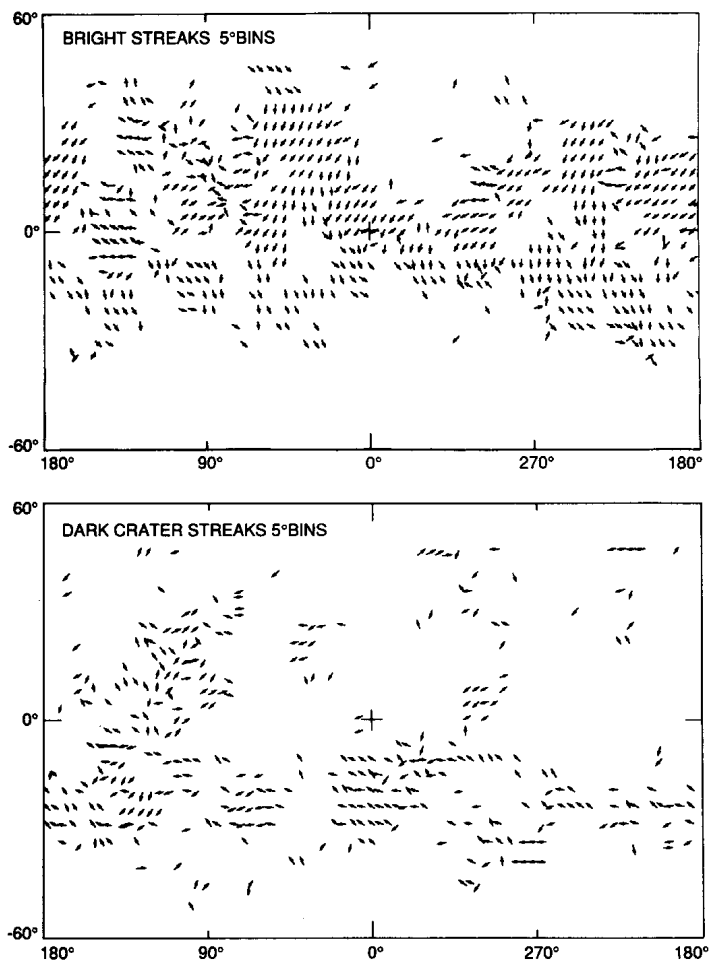


図 8: 明るい堆積の筋 (上) と暗い侵食の筋 (下) の全球的な方位

る (Kahn 1983 ; Greeley et al. 1988). しかしタルシスのような地域的な大斜面の地域は例外である (Lee et al. 1982 ; Magalhaes and Gierasch 1982). しかしながらこの季節の GCM の結果は、暗い筋の様とはあまりよく一致しない. このことは暗い筋は全球的循環より局地的な状態に応じて形成されることや、現在の火星 GCM は赤道を横切るハドレー細胞を十分再現していないことを意味するだろう (Kahn 1983).

大抵のモデルにおける粒子沈降の慣習的な取り扱いは、Prandtl (1952) の方法に従っている. それは重力場中を落下する球形粒子の粘性や力学的抵抗を説明するものである. 薄い火星大気に対しては、一般的に落下速度の増加の補正が適用されている. これは大気の気体の平均自由行程と粒子半径の比に応じてなされる (例えば Ryan 1964 ; Rossow 1978 を参照). 非球形性による粒子落下速度の変化は、光学的、力学的制約の組み合わせが手に入る場合にしか扱われていない (例えば Murphy et al. 1990a 参照). μm の大きさの粒子の典型的な落下時間を図 10 に示す. 手に入るデータは、すでに述べたように粒子の大きさと形の分布の確定的な測定には不十分である. 粒子の水平輸送は Bagnold(1941) の定式化によってモデル化される. これについては 22 章で細かく論じられている.

3.8 地域的な堆積の供給源と吸い込み

地域的な堆積の様式の時間的な違いはたやすく見つけられる. 例えば劇的な季節変化は大シルティスのアルベドの特徴である (図 9 参照). この広大な火山性平原のアルベドの低い斜面の上に地域でもっとも暗い部分 (アルベド -0.1) が存在する. これは楕状地の頂上近くに位置する大量の砂丘に伴うものである. 高い熱慣性の値 ($-8 \times 10^{-3} \text{cal cm}^{-2} \text{s}^{-1/2} \text{K}^{-1}$) も砂で覆われた地表 (粒子の粗さ $-100\mu\text{m}$; Kieffer et al. 1977 ; Jakosky 1986 ; 21 章¹⁹参照) とつじつまがあう. 大シルティスは大ダスト嵐のすぐ後にアルベドが増加する. それから嵐の前のアルベドに達するまで年の残りを通じて次第に暗くなる (Lee 1987 ; Christensen 1988). 観測された明暗の風条紋の向きは、それらは一般に斜面上向きと西向きの風に応答していることを意味する. これらの観測とつじつまのあうダスト輸送の循環は、以下のようなものである. (1) 全球的ダスト嵐による堆積の増加はこの地域のアルベドを増加させる. (2) 地表の物質は比較的動きやすいため、地域的風 (全球的循環によって強化されうる) 効果とあいまって、地表 (跳躍を引き起こす機構によって放出されうる : 22 章²⁰参照) からダストが除去される. その年の残りでは正味の輸送は西へ向かい、地域のアルベドの減少をもたらす. そのような輸送の様式は、アラビア近くの熱慣性の低い地域における著しく大量の堆積物供給源となりうる (Christensen 1982). (3) 次の大ダスト嵐が起こることによって再びこの過程が始まる. この筋書きによると大シルティスは年の大部分を通してダストの供給源として振舞う. しかし数年を通して平均すればダストの正味の吹き出しである必要はない.

¹⁹ Christensen Moore 1992

²⁰ Greeley et al. 1992

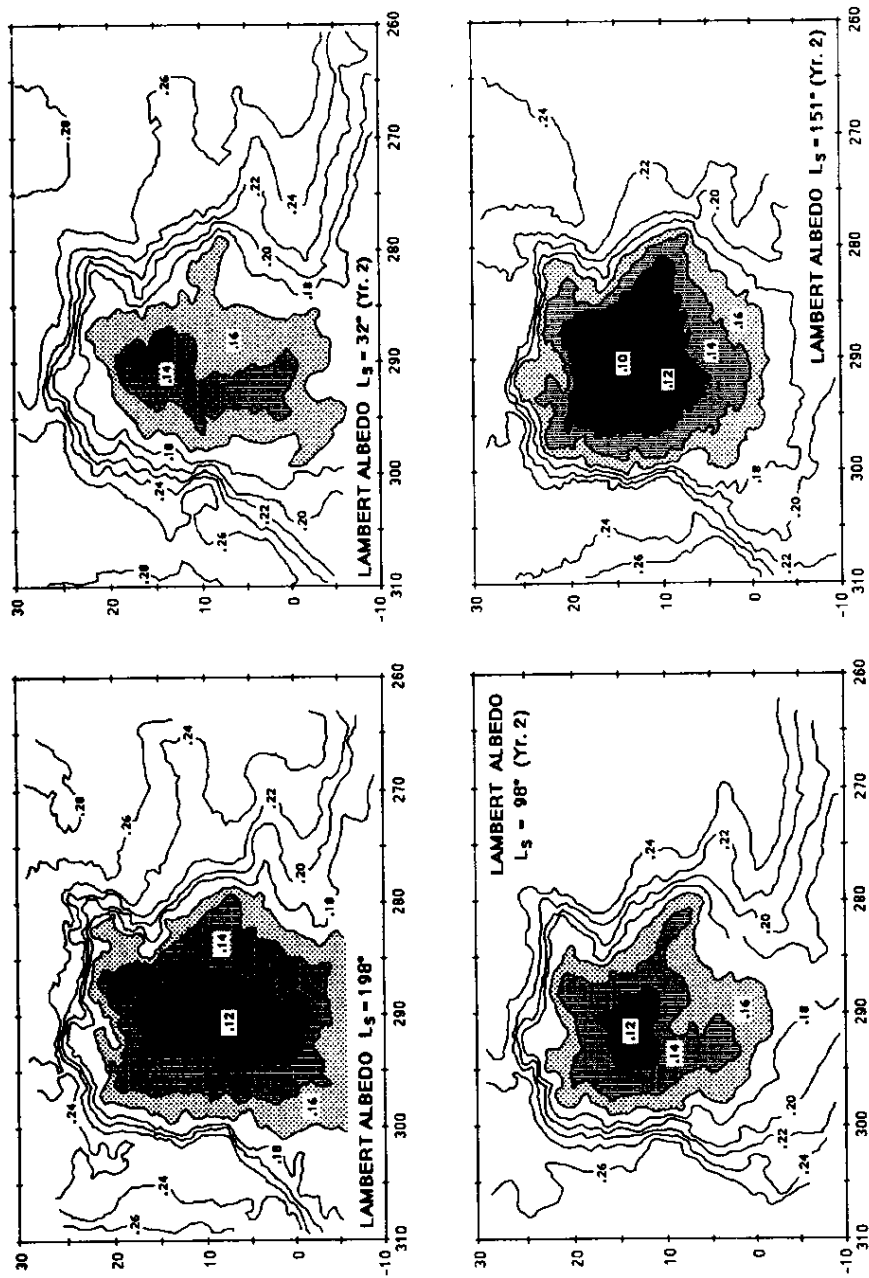


図 9: 時間の関数としての大シルティスのアルベド. バイキング IRTM の輝度測定から得られたランバートアルベドは 1977a と 1977b の期間の輪郭を示す. 大気の不透明度の効果は示されていない. ダスト嵐の後に明るくなって次に暗くなる. Lee 1987

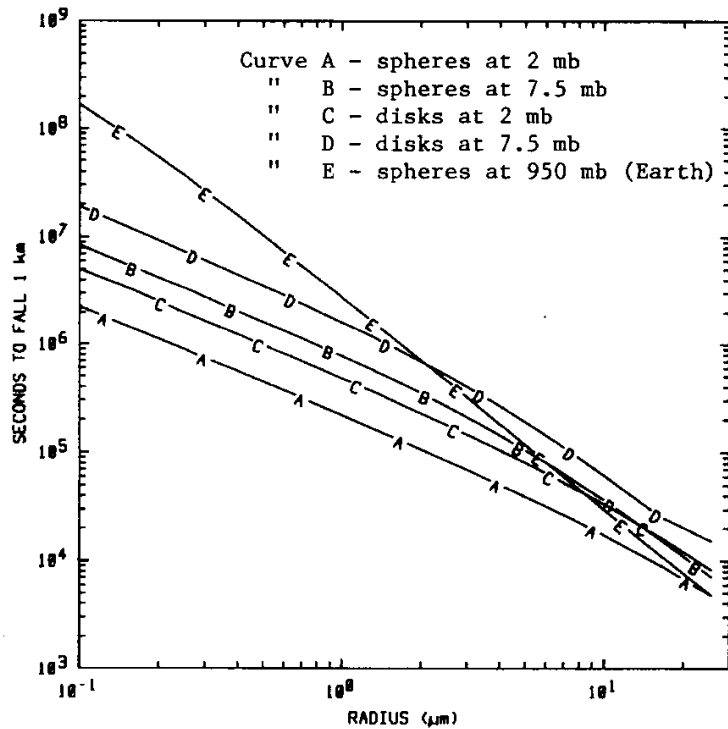


図 10: 火星大気の 2つの高度における, 球形粒子とそれと同体積の円盤型粒子 (厚さと直径の比は 0.1) の落下時間. 地球大気での球形粒子の落下時間も示す. Murphy et al. 1990

いくらか異なる堆積の様式はソリスプラナムのアルベドの特徴に見られる. その規模と周りとの明暗差が変動しやすく, 一般的に南半球が春と夏の間が最も明瞭 (最低のアルベド, 最高の明暗差) であり, 南半球が秋と冬の間はあまりはっきりしない (高めのアルベド, 低めの明暗差). この地域の熱慣性の値 ($8-10 \times 10^{-3} \text{ cal cm}^{-2} \text{ s}^{-1/2} \text{ K}^{-1}$) は砂の大きさの粒子に覆われた地表を示すものと思われる (Kieffer et al. 1977; Peterfreund 1985; Jakosky 1986; 21章²¹参照). Lee (1987) はこれらの観測を説明する季節的ダスト循環を提案した. (1) 南半球の春の終わりと夏の間, 明るいダストが地表から侵食される. これはダストが比較的動きやすく, 局地的なダスト嵐によってその地域から運ばれるためである (図 6). 広い地域に渡るダストの除去は暗くはっきりしないソリスラクスの特徴の原因となる. (2) ダスト嵐の活動の休止に続いて大気ダストからの堆積が全地域に渡って起こり, アルベドと周りとの明暗差が減少す

²¹Christensen and Moore 1992

る。(3) 循環は次の年の局地的なダスト嵐の活動によって再開される。年を通じて幾つかのアルベドの特徴を保持され、地域的な熱慣性が定常的であることは、アルベドの変化が多量の物質の侵食と堆積と関係しないことを必要とする。ここからダストの循環は多くても数10分の $1\mu\text{m}$ であることが示される。このようにソリスプラヌムは、限られた期間(ダスト嵐の季節)のみにダストの供給源として働く。ここで限られた期間とは地域風が地表からダストを噴き上げさせることの出来る期間である。全球的なダスト供給への寄与は大ダスト嵐の間だけ起こる。ダスト嵐の活動の出現の時期、激しさ、長さの違いは、毎年観測されるソリスラクスアルベドの変化をもたらしている。

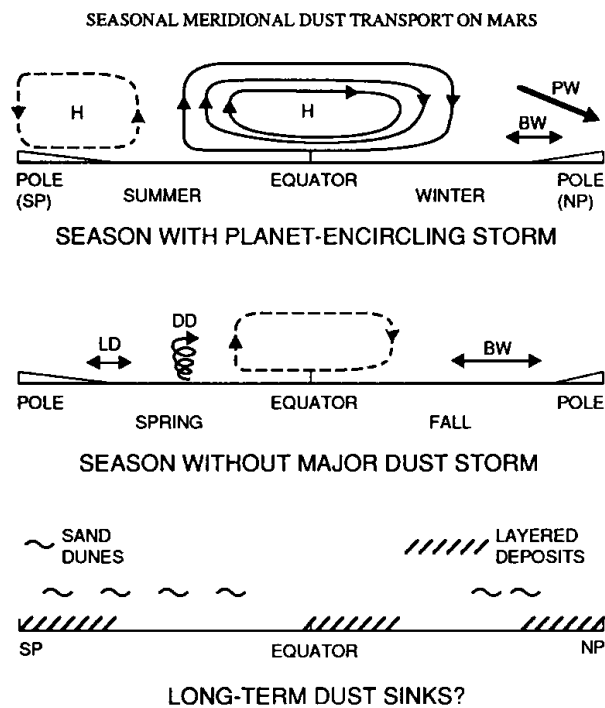


図 11: 大ダスト嵐があるとき(上)と無いとき(中)の1年のダストの子午面循環の概略図。赤道を横切るハドレー循環 H, 局地ダスト嵐 LD, 塵旋風 DD, 傾圧波 BW, 惑星波 PW. 下の図は砂丘と層状堆積物の子午面分布を示す。

3.9 火星ダストの現在の循環

火星ダストの季節循環に関与していると思われる過程の全体像を、図 11 に示す。ダストは地表から大気中に持ち上げられる。これは地表のアルベドの変化や局地的、地域的、全球的ダスト嵐の発生、火星表面からの空の色と直達日射の測定、周縁部のもやの観測から証明されている。現在のデータはこれまで提案されたダストを持ち上げる個々の機構についての厳密な判別はなされていない。浮遊ダストは地域の気象状況により短いあるいは長い距離にわたって運ばれる。確かに大きい粒子は重力沈降によってより早く取り除かれるだろう。しかし空間的、時間的な鉛直混合の変化と大規模な上昇流がそれらの落下に対抗する。水平風の速度は高さと共に増加する傾向があるので、ダストがより高く上昇すると水平方向により遠くに移動するであろう。

ダスト嵐と地表のアルベド変化の空間分布から、惑星上のほぼどこでも地表からダストが除去されることが示唆される。それにはタルシスやエリシウム火山の急斜面（と低い表面圧）も含まれる (Lee et al. 1982)。ある場所（例えばパイキング 1 号着陸船の着陸点）ではダストがほとんど動かない長い期間がある一方で、別な地域ではダストが頻繁に巻き上げられる。これは地球に対して期待されることと一致する。つまり、ダストの持ち上げは、表面付近の強い風や対流、いくつかの風系や易動粒子のうまい組み合わせがある場所で起こるはずという予想である。大きなダスト嵐と小さなダスト嵐は南半球の亜熱帯でよく発生する。また局地ダスト嵐は後退していく季節極冠の端の近くでよく発生する。このことは、これらの地域が大気へのダストの正味の供給源であることを示唆している。

観測された大気のもやと地表アルベドの変化を説明するのに必要なダスト量は比較的小さいということをおぼろげに思い出すことは重要である。最大級の嵐の時でさえ、地表に数 μm の層を作ることに等しい程度である。手に入るデータは、最近の火星の各場所で正味のダストの蓄積や損失があったかどうか、明確に知るには不十分である。今日惑星で地域間に正味の輸送があることの主な観測的証拠は、大ダスト嵐の発達と季節性の観測によるものである。大ダスト嵐が起こると、ダストは長い距離にわたって不均一に広がる。惑星を囲む嵐に対するこの輸送の大局は、ダストは数週間に渡って南半球内を、または南から北へ運ばれるということである。大ダスト嵐が南の春と夏だけに観測されてきたのに対し、北の夏至近くではこの赤道を通過する輸送を反転させるダスト嵐は存在しない（そのため図 11 のダスト嵐輸送図では夏と冬の極にラベルがついている）。しかしながら、他のダスト輸送機構が数年かけて大ダスト嵐の正味のダスト輸送を反転させることは可能かもしれない。これらは 1 回に少量のダストにしか影響を与えないが、より頻繁に働いている機構だからである。

ある地域が永続的な供給源か吸い込みになっており、一年に数 μm に相当する量を失うか得るかするものとする、火星軌道が変化する時間尺度（約 100 万年）では数メートルの物質が除去ないし蓄積される。これまでに 2ヶ所の大きな正味のダストの吸い込みが、理論的考察から提案されている。1つの吸い込みは浮遊ダストの北極

域への輸送に関係する。運ばれた浮遊ダストは永久極冠に取り込まれるものと考えられる (Pollack et al. 1979)。これはハドレー循環の直接の働きでは起こらないと思われる (Heberle et al. 1982 ; Zurek and Heberle 1988)。それに対し、傾圧波によりダストが極方向に運ばれている証拠がある (Tillman et al. 1979)。その上 1977 年における 2 つのダスト嵐の間に起こった極域の加温 (Jakosky and T. Martin 1987) は、増幅された惑星波によるものと思われる。惑星波は熱を極域へ運ぶのと同様に効率的にダストを運ぶはずである (Barnes 1990b)。しかしながら、バイキング IRTM で計測された高度には北極域に浮遊ダストが存在していることはほとんど示されていない (Jakosky and T. Martin 1987)。そして極域のアルベドは汚い水の氷にしては著しく高くみえる (Kieffer 1990)。南極域は現在の時点では吸い込みとは考えにくい。なぜなら大ダスト嵐が南極冠の凝結する季節に発生した例は知られていないことと、地表の特徴から現在ここで正味の侵食が起こっていることが示唆されるからである (23 章²²参照)。

2 つめの吸い込みとして提案された機構は、次の想定に基づく。すなわち、大ダスト嵐の消失後に領域が暗くなることが観測されるが、これは局地的に持ち上げられたダストが除去され、隣接する地域に動かされることによるという想定である。Christensen (1986a) によると大シルティスの場合、ダストはアラビアやタルシスに移動し、そこに留まるといふ。なぜなら一部にはそこは大シルティスほど地表は粗くなく跳躍の助けとならないため、堆積したダストは容易には再運動することが出来ないからである。この筋書きによるとダストは大ダスト嵐によって北亜熱帯に運ばれ、そこで明るく熱慣性の低い地域へ経度方向に再分配される。現在それらの地域で実際に正味のダストの蓄積があるかどうかはこれまでの観測では決定できない。

ダストは局地的なダスト嵐しか起こらない年でさえ、子午線方向に運ばれる (図 11)。子午線ダスト輸送に効果のある傾圧波の活動は (Tillman et al. 1979)、バイキング 1 号着陸船の位置では惑星を囲むダスト嵐のない年の秋と冬の間により顕著だった (Leovy et al. 1985)。ダストは春には局地的ダスト嵐によって極冠の端で、夏には塵旋風によって太陽直下の緯度近くで、他の場合は局地的ダスト嵐によって巻き上げられる。こうして巻き上げられたダストは大循環のパターンにのって動かされるだろう。現在局地的ダスト嵐の活動は、南半球の極冠の端近くと亜熱帯でより大きいように見える。観測範囲の不完全なことによる見かけのものである可能性もあるが、バイキング着陸船の着陸点上に見られた背景ダストのもやの一部が本当に南半球から来ている可能性がある。

要約すると、現在の火星ダストの季節循環は、数 μm の薄さの板と同じ量のダストが惑星に再分配されることからなる。局地的ダスト嵐の観測によって示されたように、ダストは惑星の大部分にわたって、特に南半球の低緯度と両半球の季節的極冠の端の近くで巻き上げられうる。惑星を囲むダスト嵐の間、ダストはわずかに数週間でダストは惑星の大部分に広がる。しかし地表のアルベドの変化は、ダストの輸送がそのような大きな嵐のない季節や年にも起こることを示す。大気を通して循環したダス

²²Thomas et al. 1992

トの堆積と、それに引き続く地表近くの風による薄い堆積物の局地的な再分配は、観測された大規模なアルベドの模様と変動を説明する。それは伝統的に知られてきた暗いアルベドの消失と再出現を含む。これは惑星のどこにでも正味の蓄積なしに実現されうる。理論的背景から、現在の時点では2つの長期的ダストの吸い込みがありそうである。1つは北半球の低緯度の明るく熱慣性の低い地域であり、もう1つは北極の永久極冠である。近年の幾つかの惑星を囲む嵐の出現は、ダストの正味の輸送が南半球から北へ起こっていることを示唆する。これは提案されたダストの吸い込みと一致する。この傾向が、顕著ではないが何か永続的な機構によって逆転するか促進されるかは不明である。

3.10 ダスト循環の長期的な諸性質

現存のデータからは、火星ダストの現在の循環が数年にわたる時間規模での正味の堆積を伴うという証拠はない。しかし地域に出入りするダストの正味の輸送は、地質学的に重要な地表物質の蓄積もしくは損失をもたらさう。そのような活動は、地形の進化や火星表面の多くの特徴をかなり決めているかもしれない。地理的な2つの極についてはほぼ対称的に分布した極域層状堆積物地形の存在は、低緯度の層状堆積物地形や他の堆積物と同じく、浮遊物質の正味の堆積は長い時間規模か過去の条件下では起こりやすいことを示唆する。

火星の長期のダスト収支に含まれる供給源、吸い込み、貯蔵庫、諸過程の概要を図12に示す。これまで多くの潜在的な地表のダスト貯蔵庫の面積的な広がり、探査衛星のデータから得られている(21章²³, 22章²⁴, 23章²⁵参照)。これらの体積を計算するためには鉛直の広がりも必要とされる。しかし遠隔観測で見積もるのは周知のとおり難しい。このため、極域の層状地形に注目が集まっている。これは各構成部の体積と年代にかなり強い制約が得られてきたからである(このテーマは23章でレビューされている)。以前の議論(6節と9節参照)では大気ダストの貯蔵庫の大きさと変化を強調してきた。

これまでのダスト貯蔵庫間の相互関係についての考察では、現時点の全球的ダスト嵐による劇的な気候の影響に重点がおかれている。おそらく大ダスト嵐の発生の位置およびタイミングと地域的な堆積物の存在のあいだに関係がある。以前に書いたように大ダスト嵐の発生は、火星の近日点通過のタイミングと関連しているように見える。近日点通過時の季節は-51000年という火星の黄道傾斜の周期に従う。最大の日射を受ける半球(現在は南半球)は、25000年ごとに逆転するだろう(9章²⁶参照)。最大の日射が北半球に移ると、現在風で運ばれた物質の堆積物を含むと思われる地域(タルシス、アラビア、エリシウム—全て北半球)はダスト嵐のときの供給

²³Christensen and Moore 1992

²⁴Greeley et al. 1992

²⁵Thomas et al. 1992

²⁶Ward 1992

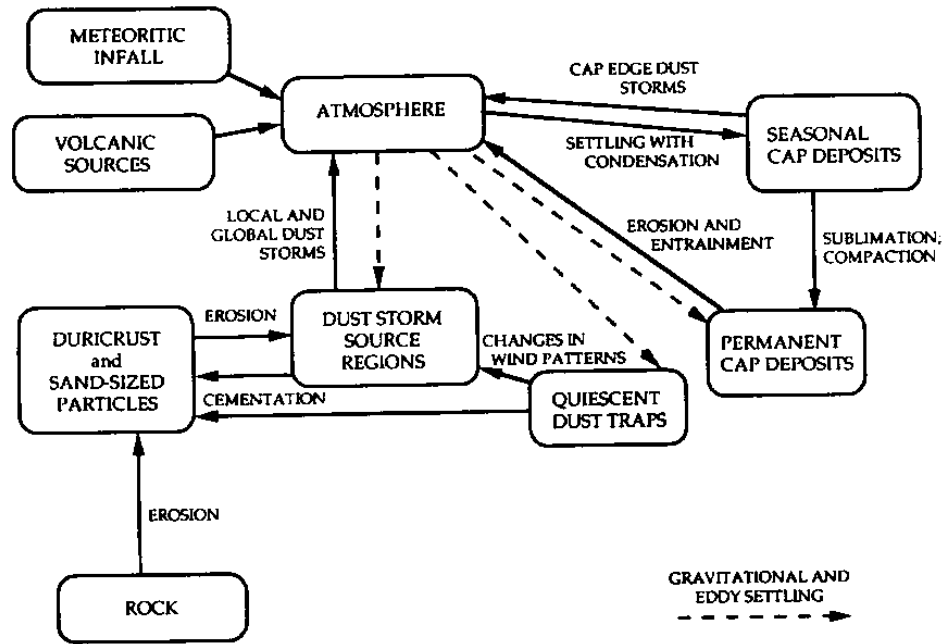


図 12: 火星ダスト循環の概略図

地域として働くことが示唆されている (Christensen 1986a, b ; 33章²⁷). またそうになると北極よりも南極が大気中に上がったダストの吸い込みとして働くと考えられる.

1977年のダスト嵐のバイキングによる観測から, Pollack et al. (1979) はその年観測された大気ダストの供給量から $-2 \times 10^{-3} \text{ g cm}^{-2} \text{ yr}^{-1}$ (約 $7 \mu\text{myr}^{-1}$) という全球平均堆積速度を導いている. ダスト粒子が水と二酸化炭素の凝結核としてふるまうと仮定すると, 堆積速度は極域でかなり増加する. その堆積速度は地質学的な時間尺度ではかなり速いものであり, 惑星の黄道傾斜の基本周期 25000年で, 観測される層の1つが堆積するのに必要とされる速度と同じくらいである (23章²⁸). Pollack et al. (1979) は供給源の地域が惑星表面の約 10%を覆い, 1977年の堆積速度が全ての年について代表的な値で, なおかつダストが極域でかなり選択的に堆積すると仮定することによって, 供給源地域における侵食速度 -70 m Myr^{-1} を得ている. Christensen (1986a) は, 二極化レーダー測定²⁷で見られた粗い表面とバイキング IRTM から得られた熱慣性の値は, アラビアとタルシスとエリシウム周りの明るく熱慣性の低い地域が 0.1 から 2m の厚さのダストの覆いとつじつまのあうことを示すと記している. これらが 10^5 から 10^6 年にわたって堆積したとすると $0.1-2 \mu\text{m yr}^{-1}$ の年平均ダスト堆積速度が得られる.

²⁷Kieffer and Zent 1992

²⁸Thomas et al. 1992

中、低緯度のダストの堆積に対するそのような高い平均速度は、バイキング着陸船の着陸点で現在観測されたものとは異なる振舞いであることを暗示する (Arvidson et al. 1979). これまでに示唆された極における正味の高い堆積速度は、それがもし南極で実現しているとする、南極の層状堆積物地形に見られる小さいクレーターの保存とつじつまが合わない (Plaut et al. 1988). これまで述べられてきた現在観測される地域的なアルベドの変化は、正味のダスト堆積がなくても実現するかもしれない。そして大ダスト嵐自体の発生は間欠的であると思われる。合わせて考えると、これらの観測は、ダストの循環が過去には異なる動きをしていた、もしくは現在のダストの振舞いについての私たちの描像に見逃されている要素があることを示唆する。このどちらもありうることである。

3.11 要約

ダストは現在の火星の気候にとっても重要である。そしてダストが気候と表層地質に長期的な影響を与えてきたという強力な証拠がある。浮遊時にダストは大気の大気熱構造と循環を変え、惑星の遠隔観測の適、不適を左右する。大気中に巻き上げられたり地表に再堆積するダスト粒子の組成、大きさ、形は空間的にも時間的にも変化すると思われる。大気の不透明度はそれら全てのパラメータ空間において変わりやすいことは確かである。ダストの上昇活動の位置、激しさ、頻度を支配するパラメータの多くはあまり制約されていないか理解されていない。

現在のダストの季節循環は、大ダスト嵐のない年では季節によって変化するダストの上昇、局地的再分配の地域的な交換からなると思われる。惑星を囲むダスト嵐の間、地域間に正味の交換があるはずであり、現在の時点において南から北半球への正味のダスト輸送がある可能性がある。この輸送が大きな嵐のない年に起こる何らかの交換によって補われるかどうかはまだ決定されていない。古くから知られる大ダスト嵐に続く局地的、地域的ダストの再分配は、地表の風条紋の様式と火星の暗い特徴の再出現を説明する。現世では、ダストは北半球の低緯度と北極域の長期的な吸い込みで失われうる。観測された地表アルベドの変化も、深さ数 μm の層に等価などでも少量のダストの季節的、数年の再分配とつじつまがあう。季節的または 10 年の時間尺度で、惑星上のダストがさらなる正味の地域的な再分配を起こしている必要があるとする定量的な証拠は存在しない。火星のダスト循環の理解の向上は、より体系的で詳しい観測を必要とするだろう。現在の季節的ダスト循環からもっと長い気候循環に確かな外挿を行うには、今手に入るより多くの観測データを必要とする。

火星の長期のダスト循環におけるもっとも強い制約は、ダスト貯蔵庫の体積と年代によって与えられる正味の堆積と損失に関する総合的な制約である。堆積過程の記録から地球の気候の歴史について多くのことが学ばれてきた。極域の地層と火星の各所で層をなす地形の観測は、同じような情報がそこで手に入るかもしれないこと意味する。火星のダスト循環をより深く制約することにより、私たちはこの惑星の気候変化の歴史に幾つかの光を与えることができるだろう。これらの疑問に対す

るより多くの研究が可能である。それは現存のデータを用いても可能であり、特に高解像度の地表の画像が手に入ればなおさらである。堆積物の詳しい地図を作ることには、潜在的な地表のダスト貯蔵庫の体積と年代について他のあらゆる追加情報、例えばダストが形成され惑星中に運ばれダスト循環から除かれる速度とともに、さらなる制約を与えるだろう。

4 Kahn et al. (1992) 要約ノート

4.1 全体構成

この要約ノートは, Kahn et al. (1992) をそのまま要約したものではなく再構成をした。そのため全訳の各章と 1 対 1 に対応していない。まとめ方は始めに観測方法の種類とそこから得られる結果である。次にダストの性質について, ダストに関わる現象としてアルベドの変化, ダスト嵐, ダスト循環についてそれぞれまとめ直した。なお理解をしやすいように, Kahn et al. (1992) にはない図をのせている箇所がある。

4.2 火星の観測

火星観測を大別すると地上観測と探査衛星観測の 2 つである。以下ではそれぞれについてどのような測定がなされているか, その特徴と手法についてまとめる。

A. 地上観測

いままで行われた探査衛星観測は, 最長のものでもたった 3 火星年である。したがって, 火星を観測しその変化の全体像を得るためには望遠鏡を用いた地上観測に頼らざるを得ない。しかし火星は会合周期が大きいので, 地上観測といえども観測は断片的である。そのうえ軌道離心率も大きいので, 地球から見た火星の大きさは 15–17 年周期で変化する。火星が地球からもっともよく見えるのは衝で近日点にあたる火星の南半球の夏 (火星中心黄経 251°) であり, その時期に観測が偏っている。

- 可視光観測: 望遠鏡や撮像による火星表面の模様の変化を観測する。それには昔からおこなわれてきた肉眼観測によるスケッチも含む。
- 赤外線観測: $9\mu\text{m}$ の珪酸塩吸収帯域の吸収の深さを観測する。それにより大気の光学的深さが得られる。
- マイクロ波観測: 全球的に平均された大気温度の推定を与える。ダストの多い大気は一般により暖かくより等温的であるため大気ダストの量に間接的な制約を与える。

B. 探査衛星観測

火星の観測をした探査衛星のうち主なものをあげる (表 6)。様々な測定が行われたが, 特にダストに関する観測についてとりあげる。

表 6. 1992年までの主な火星探査機

探査衛星	発射年	航法	ダスト観測の機器	主な観測結果
マリナー 6号	1969	接近飛行	TVカメラ	1
マリナー 7号	1969	接近飛行	TVカメラ, IRS ¹⁾	1, 2
マリナー 9号	1971	周回	カメラ, IRIS ²⁾	3, 4
バイキング 1号	1975	周回, 着陸	着陸船カメラ	5
			周回機カメラ	6
			周回機 IRTM ³⁾	7
バイキング 2号	1975	周回, 着陸	着陸船カメラ	5
			周回機カメラ	6
			周回機 IRTM ³⁾	7

1). 赤外線分光計 2). 赤外線干渉分光計 3). 赤外線熱地図作成機

1. 接近飛行のため火星の一部しか撮像できなかった。主なものはオリンポス山、タルシスバルジ、マリネス峡谷などである。比較的澄んだ大気を示し、南極冠の端や多くの暗い特徴は顕著であった。ダストによる雲は観測できなかったが、ヘラスにおける特徴がはっきり見られなかったことは、浮遊ダストの存在を示していた。
2. 熱赤外線帯域の吸収の深さを観測すると、珪酸塩の吸収の特徴を示していた。
3. 初めての全球的な撮像をした。
4. 珪酸塩帯域の吸収の深さを観測し、1971年の全球的嵐における吸収の深さの変化のデータを得た。
5. 太陽の観測によって一定の基準で不透明度を決定した。
6. 全球的な観測をした。その中の地表の起伏による影を撮像は明るさのコントラストから大気の不透明度を評価するために利用されている。
7. 地表と大気からの熱放射の地図をつくり、広帯域のアルベドを決定した。それらの測定から大気の不透明度を得ることができる。熱慣性の観測により、地表の性質についてのデータを得た。

4.3 ダストの物理、化学的性質

A. ダスト粒子の組成

ダスト粒子の主成分は珪酸塩と推定されている。これはスペクトル測定の結果と地表の組成がその根拠となっている。またダストは約1体積%の酸化鉄を含むということが火星ダストの赤い色から推定される。

B. ダスト粒子の大きさと形

平均粒子直径は約 $2\mu\text{m}$ 近くであると推定されている。それは1971–1972年の全球ダスト嵐が晴れ上がる際の火星大気の大気構造の変化から推定された沈降速度から導かれた。この観測はマリナー9号 IRISによるものである。

C. ダストの光学的性質

ダストの光学的性質を示すパラメータは一次散乱アルベド、散乱非対称パラメータ、光学的深さがある。以下にそれぞれの大気ダストに対する推定値をまとめる。

- 一次散乱アルベド ω_0 :

可視光での観測から ω_0 は 0.85–0.95 と大きく変化することが知られている。これはダスト粒子の性質の季節的、空間的变化や氷のもやの放射輝度への寄与の変化を反映していると思われる。

- 散乱の非対称パラメータ g :

可視光の観測から、 g は全球ダスト嵐の発達とともに 0 から 0.6 まで増加し嵐の減衰とともに減少したことが得られた。これはより多くの前方散乱粒子が嵐の絶頂期に存在することを意味する。

- 光学的深さ τ :

この量は常に観測されている。大気ダストの量に依存して大きく変動することが知られている。また可視光と赤外光の不透明度の比はほぼ 2 であると推定されている。バイキング着陸船の 1977 年のデータからは、 τ が 0.2–0.3 の背景ダストが常に大気中に存在することが分かる。 τ は南半球が春か夏の時期に次第に増加し大ダスト嵐とともに減少した。

4.4 アルベドの変化

A. 地表アルベドの変化

火星アルベドの特徴の季節変化、年変化は長い間地上観測により長期にわたり記録されている。また探査衛星観測から、そのような変化は火星の風によるダストの輸送によって引き起こされていることが示されている。

地表のアルベドの変化は、明るいダストの堆積により引き起こされる。それが地上からも観測された地表の模様の変化である。もっとも独特なアルベドの特徴は風条紋であり、外見と形成過程を基準に分類される。

- 明るい筋：クレーターの縁や凸な地形的特徴の風下にダストが堆積することによりできる。それはダストがよく補充され大気の静的安定度が高い期間に形成される。
- 暗い筋：障害物の風下のダストが風に飛ばされ除去されることで形成される。それは静的安定度が低い期間に形成される。

これらの風条紋は形成時の局地的な風向きを示すので、局地的な堆積物の輸送の方向を推測するために利用される。

4.5 ダスト嵐の分類

大気ダストの現象は、大きさ (局地的, 地域的, 惑星を囲む) や形態 (掩蔽, 雲, 嵐) によって分類される。火星において雲のようなものが移動もしくは拡大する現象しばしば起こることが地上観測から分かっている。そのような現象をダスト嵐と呼ぶ。

以下ではダスト嵐を大きさで分類しその性質をまとめる。

A. 局地的ダスト嵐

長軸が 2000km 以下の嵐である。全ての季節に両半球で見られるが、極冠の端と南亜熱帯で特によく見られる。

B. 地域的ダスト嵐, 惑星を囲むダスト嵐 (図 13)

地域的ダスト嵐とは、長軸 2000km 以上の嵐である。しかし惑星を覆う程の大きさではない。毎年 1つかそれ以上発生しているだろうということが、地上観測によるダスト嵐発生履歴から推測される。

片半球もしくは両半球の大部分を覆うような嵐を、惑星を囲むダスト嵐と呼ぶ。この嵐が起こらない年は多い。

4.6 ダストの循環

現在のダスト循環は、以下のように起こっていると思われる (図 11)。

現在はダストは南半球から北半球へ一方的に輸送されているらしい。ダストの持ち上げは南半球の亜熱帯と季節極冠の端で起こる。そこでは地表付近に強い風が吹き、動きやすい粒子があるからである。持ち上げられたダストは、大ダスト嵐によって数週間かけて南半球内または南から北へと輸送される。大ダスト嵐が起こらない年は、ダストは局地的ダスト嵐により持ち上げられ傾圧波により子午面輸送される。最終的にダストは北極の永久極冠に取り込まれる。もしくは北亜熱帯に運ばれそこで明るく熱慣性の低い地域へ再分配される。熱慣性の低い地域の地表はなめらかなため、跳躍が起こりにくく容易に再運動されないからである。

北半球に輸送されたダストがどのようにして南半球にもどるのかはよく分かっていない。劇的ではないが永続的な機構が逆向きの循環を起こしている可能性がある。

4.7 気候変動との関係

地質学的時間尺度で、ダストの吹き荒れる気候と吹き荒れない気候とが周期的に交代しているだろうということが示唆されている。それは両極冠での層状堆積物 (図 13) の観測から得られる。層状堆積物はダストの混ざった層と混ざらない層が互層したものである。このような層の形成の理由は火星黄道傾斜の周期に従ったダストの供給と吸い込みの逆転がおこるためだろうと思われる。

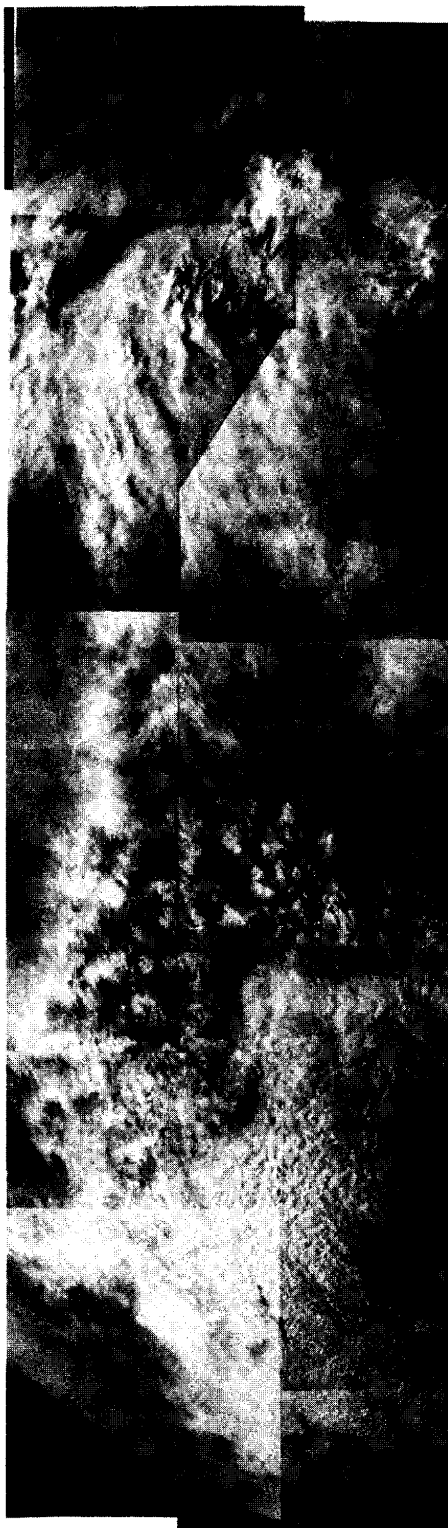


図 13: バイキング 2号周回機による 1977a大ダスト嵐のモザイク画像 Briggs et al. 1979

しかし南極では層状堆積物地形において小さなクレーターが保存されている。このことは南極が吸い込みとなるだろうという予測ととつじつまが合わない。それはダストの循環は現在とは異なる動きをしていたか、その描像に見落とししている要素があるということを示唆される。

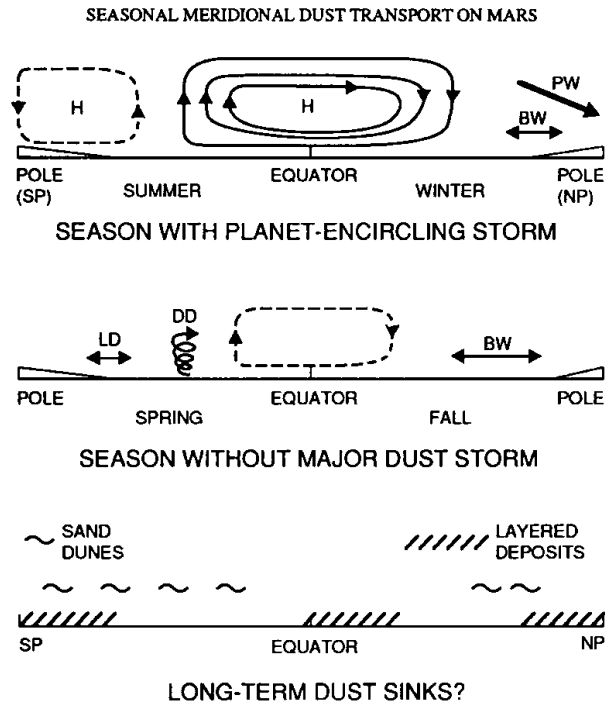


図 11: 大ダスト嵐があるとき (上) と無いとき (中) の 1 年のダストの子午面循環の概略図. 赤道を横切るハドレー循環 H, 局地ダスト嵐 LD, 塵旋風 DD, 傾圧波 BW, 惑星波 PW. 下の図は砂丘と層状堆積物の子午面分布を示す.



図 13: 極における層状堆積物 Thomas et al. 1992

5 まとめ

ダストの存在とその振舞は火星の気候および表層環境の成立ちに重要な役割を果たす。

ダストは平均直径約 $2\mu\text{m}$ の酸化鉄を含んだ珪酸塩であると推定される。ダストが常に大気中に浮遊していることが探査衛星からも観測された。浮遊ダストは日射を直接吸収して加熱されるため大気鉛直温度分布は等温的になる。

大気中にダストを持ち上げる原因の一つとしてダスト嵐の発生がある。大気中の浮遊ダストが少ないとき、ダストによる日射の吸収が小さいため地表が直接加熱される。このことは地域的な風、例えば斜面風や傾圧風、塵旋風などを発生させる。それらの風と全球的な風が重なって風速 30m/s 以上に達すると、地表のダストが持ち上げられ局地的なダスト嵐が発生すると思われる。局地的嵐は一年中あらゆる地域で発生するが、南半球の春と夏に特に多く発生しているのが観測されている。その理由は火星軌道は離心率が大きく南半球が春と夏の時期に近日点を通過するため、この時期の南半球の日射が特に強いからであると思われる。発生場所は南半球の低緯度帯と南極冠の端が多い。これは先に述べた地域的な風が強い場所だからであると理解されている。大気は浮遊ダストの量が増すほどより多くの日射を吸収する。そのためダストの持ち上げられている地域では大気温度が高くなる。すると大気ハドレー循環や大気潮汐などの全球的な風が強められ浮遊ダストがますます増加してゆく。全球的ダスト嵐はこのようなフィードバックにより大気が暖められ南半球と北半球の温度差が大きくなると、赤道を横切る子午面循環が強くなり全球的にダストに覆われることになる。大気中のダストが多くなると太陽光によるダストの直接加熱により、大気上部だけが暖められて地表まで日射が届かなくなる。すると鉛直温度プロファイルは逆転し大気の静的安定度が增加する。風は弱くなりダストの供給もなくなり、ダスト嵐は静まっていく。大ダスト嵐が発生しない年は、ダストは局地ダスト嵐に持ち上げられ傾圧波によって輸送されていると思われる。

大気中のダストは地表に落下し堆積する。堆積したダストは地表の模様を変化させるためその模様を観測することで風の情報を得ることができる。北極域では水や二酸化炭素の凝結核としてとりこまれ、北亜熱帯では地表のダストは動きにくくその場にとどまり続けるものと推定される。したがってこの2つの地域はダストの吸い込みであると考えられる。南亜熱帯と南極冠の端はダストの供給源であると思われる。このようなダストの南半球から北半球への移動は観測からも示されている。北半球から南半球へダストを運ぶ機構も存在するかもしれないが観測からは分かっていない。

極域にはダストの混ざっている層と混ざっていない層からなる地形が存在する。これはダストの堆積の多い時期と少ない時期があったことを示している。今後この層をより詳しく観測することに昔の火星の気候について考えることができると考えられている。

6 Appendix

6.1 ガスの光学の基礎

以下は "大気科学講座 4 大気の大循環" 岸保勘三郎 他 著を参考にした。

6.1.1 一次散乱アルベド

波長 λ の単色光が媒質中を微小距離 ds だけ進む間に, その強度が I_λ から $I_\lambda + dI_\lambda$ に変化するものとする. そのときの変化量 dI_λ はビアーの法則 (Beer's law) によって,

$$dI_\lambda = -k_\lambda \rho I_\lambda ds = -\sigma_\lambda I_\lambda ds \quad (1)$$

で与えられる. すなわち変化量は放射場の強度 (I_λ), 媒質の密度 (ρ) および通過 (ds) に比例する. 比例定数 k_λ および σ_λ は, 媒質の単位質量および単位体積あたりの減衰率を表し, それぞれ質量消散係数, 体積消散係数とよばれる. 消散係数をまた減衰係数ともいう. 媒質が散乱と吸収の双方を行うときには, 消散係数はその両者の和として与えられる. すなわち

$$\sigma_\lambda = \sigma_\lambda^{(s)} + \sigma_\lambda^{(a)} \quad (\text{または } k_\lambda^{(s)} + k_\lambda^{(a)}) \quad (2)$$

となる.

$\sigma_\lambda^{(s)}, \sigma_\lambda^{(a)}$ をそれぞれ体積散乱係数および体積吸収係数とよぶ. 散乱係数と消散係数の比

$$\omega_\lambda = \sigma_\lambda^{(s)} / \sigma_\lambda = \sigma_\lambda^{(s)} / (\sigma_\lambda^{(s)} + \sigma_\lambda^{(a)}) \quad (3)$$

は放射が媒質中を微小距離進む間に減衰という形で失われたエネルギーのうち, どれだけのものが散乱光のエネルギーとして生き残るかということを示す量である. 定義から明らかなように $\omega_\lambda = 1$ は散乱のみで吸収のないことを示し, $\omega_\lambda = 0$ は吸収のみで散乱のないことを示す. 一般に $0 \leq \omega_\lambda \leq 1$ である.

6.1.2 光学的深さ

大気の上端 ($z = \infty$) を基準に有限の深さの光路長を z を考えると (1) 式は

$$I = I_{\lambda 0} \exp\left(-\int_z^\infty k_\lambda \rho ds\right) = I_{\lambda 0} \exp\left(-\int_z^\infty \sigma_\lambda dz\right) \quad (4)$$

と書くことができ, 特に密度一様の媒質では

$$I_\lambda = I_{\lambda 0} \exp(-k_\lambda \rho z) = I_{\lambda 0} \exp(-\sigma_\lambda z) \quad (5)$$

となる. (4) 式において

$$I_\lambda/I_{\lambda 0} = \exp\left[-\int_z^\infty k_\lambda \rho dz\right] \left(= \exp\left[-\int_z^\infty \sigma_\lambda dz\right] \right) \quad (6)$$

を考える光路の透過率

$$\tau_\lambda = \int_z^\infty k_\lambda \rho dz \left(= \int_z^\infty \sigma_\lambda dz \right) \quad (7)$$

をその光路の光学的深さという。この量は、入射直達光量が表面で $1/e^\tau$ になるような媒質量である。ただし媒質自身は光を放出しないという仮定がある。

6.1.3 非対称パラメータ

媒質の単位体積に、強度 $I_{0\lambda}$ の放射が微小立体角要素 $d\Omega_0$ で入射するものとする。入射光の進行方向と散乱角 θ 方向の立体角 $d\Omega$ に散乱されるエネルギーは

$$pd\Omega I_{0\lambda} d\Omega_0 \quad (8)$$

に比例するものとする。 p は位相関数と呼ばれ、散乱の角度分布を表す。散乱光を全立体角で積分する。比例定数を σ_λ とすると σ_λ は入射エネルギーのうち散乱される全エネルギーの割合となる。ただしこのとき

$$\int_{4\pi} pd\Omega = 1 \quad (9)$$

に規格化するように約束する。

散乱角のコサインもしくは非対称パラメータ g は

$$g = \langle \cos \theta \rangle = \int_{4\pi} p \cos \theta d\Omega \quad (10)$$

で表される。等方的に光が散乱する粒子の場合 $g=0$ 、粒子が前方により光を散乱させるならば g は正、後方なら負となる。

6.2 熱慣性

以下は Christensen and Moore (1992) を参考にした。

地表の温度の日変化は上部数 cm の物質の熱慣性によって決定される。滑らかで均一な地表のとき、熱慣性は $(K \rho C_p)^{1/2}$ で与えられる。単位は $10^{-3} \text{cal cm}^{-2} \text{s}^{-1/2} \text{K}^{-1}$ 。 ρ は密度、 C_p は比熱、 K は熱伝導率である。熱伝導率は非粘性物質の粒子サイズと間隙の変化、もしくは地表の物質の結合の度合により特に大きく変化する。熱慣性は結合力の弱い小粒子のとき最小になり、頑丈な岩のとき最大になる。

・ 地表面の温度の決定

熱慣性は日射の変化による地表温度の変化の振幅を表す物理量である。このことを示すために以下のようなケースを考える。

地表における入射と放射のつりあいは以下の熱伝導方程式と地表における放射の式であらわされる．ここで入射 $F(t)$ と地面の温度 $T(t, z)$ は時間により三角関数的に変化すると仮定する．熱伝導方程式

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = K \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (11)$$

地表の放射の式

$$\sigma T^4 = F(t) + K \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} \quad (12)$$

の 2 式を考える．

ここで日射量

$$F(t) = F_0 \exp(i\omega t) + \langle F \rangle \quad (13)$$

深さ z での地中温度

$$T(t, z) = T_z \exp(i\omega t) + \langle T \rangle \quad (14)$$

(14) 式を (11) 式に代入すると

$$i\omega \rho C_p T_z(z) \exp(i\omega t) = K \frac{d^2 T_z(z)}{dz^2} \exp(i\omega t) \quad (15)$$

$$\frac{d^2 T_z(z)}{dz^2} = \frac{i\omega \rho C_p}{K} T_z(z) \quad (16)$$

$$T_z(z) = T_0 \exp \left\{ \pm \frac{1+i}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\omega \rho C_p}{K}} z \right\} \quad (17)$$

物理的に、加熱されている地表は地中の温度より高いので $z \rightarrow \infty, T_z \rightarrow 0$ になるはずである．よって負号をとり

$$T_z(z) = T_0 \exp \left\{ - \frac{1+i}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\omega \rho C_p}{K}} z \right\} \quad (18)$$

(13) 式, (14) 式, (18) 式を (12) 式に代入

$$\sigma (T_z(z) \exp(i\omega t) + \langle T \rangle)^4 = F_0 \exp(i\omega t) + \langle F \rangle + K \left. \frac{dT_z(z)}{dz} \right|_{z=0} \exp(i\omega t) \quad (19)$$

$$= F_0 \exp(i\omega t) + \langle F \rangle + K \left\{ - \frac{1+i}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\omega \rho C_p}{K}} T_0 \right\} \exp(i\omega t) \quad (20)$$

$\langle T \rangle \gg T_z(z)$ として

$$\sigma \langle T \rangle^4 + 4\sigma \langle T \rangle^3 T_z(z) \exp(i\omega t) = F_0 \exp(i\omega t) + \langle F \rangle + K \left\{ - \frac{1+i}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\omega \rho C_p}{K}} T_0 \right\} \exp(i\omega t) \quad (21)$$

平均温度と平均放射はつりあっているとして $\sigma \langle T \rangle^4 = \langle F \rangle$ とする. 移項して T_0 を求める

$$T_0 = \frac{\sqrt{2}F_0}{(1+i)\sqrt{K\rho C_p\omega} + 4\sqrt{2}\sigma\langle T \rangle^3} \quad (22)$$

(18) 式に代入して

$$T_0 = \frac{\sqrt{2}F_0}{(1+i)\sqrt{K\rho C_p\omega} + 4\sqrt{2}\sigma\langle T \rangle^3} \exp\left\{-\frac{1+i}{\sqrt{2}}\sqrt{\frac{\omega\rho C_p}{K}}z\right\} \quad (23)$$

6.3 粒子の持ち上げ

以下は Greeley et al. (1992) を参考にした.

風が地表を横切って吹くとき, 運動エネルギーはせん断応力により地表に運ばれる. もし十分なエネルギー (すなわち十分強い風) が吹くなら, 砂のような自由に動ける物質は持ち上げられるだろう. 地表に層流があるとき, せん断応力は風の鉛直速度勾配と関係がある.

$$\tau = \mu \frac{\partial U}{\partial z} \quad (24)$$

τ は地表のせん断応力, μ は粘性率, U は流体の速度, z は地表からの距離である. 地表がなめらかなら, たとえ境界層の大部分の流れが乱流でも, 層流はとても薄い地表の層のなかで発生する. 層流底層の速度は地表からの距離で変化する. その結果

$$U = \frac{\tau z}{\mu} = \frac{u_*^2 z}{\nu}, \quad \frac{u_* z}{\nu} \leq 10 \quad (25)$$

地表の摩擦速度 u_* は, せん断応力と流体の密度の比の平方根である ($u_* = (\tau/\rho)^{1/2}$). 動粘性率 ν は絶対粘性率 μ と流体密度 ρ の比である ($\nu = \mu/\rho$). もっぱら細かい粒子からなるなめらかで均一な火星の地表では, 層流底層は 9mm 以下と見積もられる. このようにダストのようなとても細かな粒子は, 層流底層の中に完全に入ってしまう. そして大きく動きやすい粒子の躍動による衝突の様なもので乱されないかぎり, 風によって持ち上げられるのは難しい. 層流底層の上では, せん断応力は擾乱の変化によって維持され, (23) 式の比例定数は流体というより流れの関数である. 風の速度は高さの対数関数となり

$$\frac{U}{u_*} = \frac{1}{0.4} \ln \frac{9u_* z}{\nu} \quad (26)$$

この等式は, 地表の摩擦レイノルズ数 $Ru_* = uu_* D_p / \nu \leq 5$ の値があてはまる. それは地表が空力的になめらかで, 平均粒子直径 D_p のなめらかで静止した砂の地表からなるときである. もし $R_* \geq 70$ なら地表の粗さは (小石, 岩など) 層流底層の厚さより大きくなり, 層流底層は存在できず, 地表は空力的に粗くなる. すると速度分布は粘性率によらなくなり

$$\frac{U}{u_*} = \frac{1}{0.4} \ln \frac{z}{z_0} \quad (27)$$

ここで z_0 は粗度である。静止した砂の地表のとき、 z_0 はだいたい砂の粒子の直径 $1/30$ である。もっとも粗い地表では小石、岩、溶岩流 中性大気下で

粒子が動き始める臨界点は、流体限界 (U_{*t}) とされる。

$$U_{*t} = A \left(\frac{\rho_p - \rho_a}{\rho_a} g D_p \right)^{-2} \quad (28)$$

A は経験的な係数、 ρ_p は粒子密度、 ρ_a は大気密度、 g は重力加速度、 D_p は粒子直径である。図 2 は密度 2.73 g cm^{-3} の様々なサイズの粒子を動かすために必要な限界摩擦速度を示す。曲線は大気の表面圧と温度の集まりが表される。100 μm 以下の粒子を飛沫させる摩擦速度の増加は空力的な効果 (例えば層流底層への沈入) と粒子間の力による。粒子間の力は水分、静電気力、小さい粒子に重要と知られている他の結合力、粒子密度の独立による。どんな固体粒子も十分小さいなら、完全に乾いていても結合する。これは特に真空のとき真である。静電気力は地球と火星の両方の粒子結合に重要であろう。

6.4 ダストの輸送機構

A. 粒子の躍動 (Greely et al. 1992 参照)

跳躍層は地面のすぐ上にある層である。そこでは表面風がある速度を超えたとき、砂サイズの粒子が持ち上げられ風に吹かれている (図 14)。火星で最も動きやすい粒子サイズは、約 100 μm 、小さな砂であると推定されている。その限界の摩擦速度 u_* は -1.5 m/s で、高さ 1.6m では風速 20–30 m/s に相当する。そして平均的に距離 1m、高さ 10–20cm の軌道で跳躍する。跳躍している砂粒は、大きな砂粒 ($< 1 \text{ cm}$) に当たりそれらを転がすだろう。それはまた小さな、ダストサイズ ($< 20 \mu\text{m}$) の砂粒も押し退け、浮遊状態にさせるだろう。

B. 塵旋風 (Thomas and Gieracsh 1985)

地表の加熱が大きいときつまり局地の夏の地方時 14–15 時に太陽直下の緯度において、バイキング周回機により 99 の塵旋風が観測された。それは一般的に雲の幅の 4–10 倍の高さを持つ柱状、円錐形、漏斗形、もしくは不規則な雲であった。雲のほぼ $2/3$ が、1.0–2.5km の高さのあいだにあり、最高のもは 6.8km であった (図 15)。全ての雲の底面は細く、頂上近くのもっとも幅広いところでは 1km あった。このように見かけの形態は、狭い底面と広い上面という一般的な構造において地球の塵旋風と共通している。地質学的に塵旋風はなめらかな平面、それぞれが何百 km も離れ高さも 100m よりはるかに低い丘のある地形で発生する。

C. 斜面風 (Zurek et al. 1992 参照)

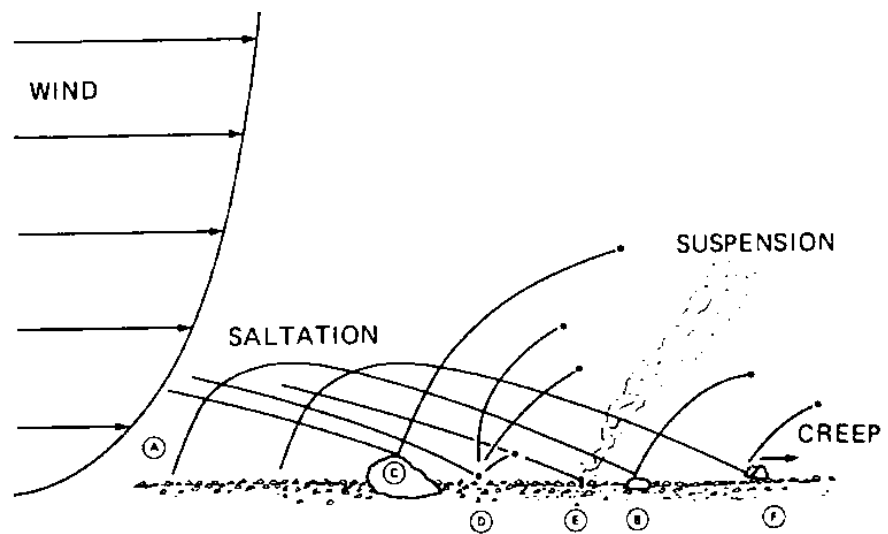


図 14: 粒子の風輸送の主な 3つのモード：風による地表のせん断応力は、(A) 地表から持ち上げられ (B) 風に運ばれ落下し跳ね返る。これを跳躍という。(C) 大きな岩に当たった粒子はより高く跳躍する。(D) 地表に衝突し他の粒子の跳躍の引きがねとなる。(E) 地表の小粒子に衝突しそれらを浮遊させる。(F) 大きな粒子に衝突してそれらを押す。Greeley and Iversen 1985

火星の多くの場所には大きな斜面を持つ地形が存在する。そして特に地表近くの風と温度場の定常性と日変化に影響を与える。日中の斜面の強い加熱により斜面上向きの浮力が生み出され、風が発生する。

D. ハドレー循環 (“大気科学講座 4 大気の大循環” 岸保勘三郎 他 著 参照)

地球の場合、加熱される低緯度では気柱は膨張し、冷却される高緯度では気柱は収縮する。そのため上空では低緯度に高気圧、高緯度に低気圧がつくられ極向きの流れができる。このような極向きの質量の移動に伴い、大気の下層では高緯度で高気圧、低緯度で低気圧ができる。したがって大気の下層では低緯度に向かう流れとなる。

火星の場合は、夏には極が赤道域より温度が高くなるため赤道を越えるハドレー循環が発生する。

E. 熱潮汐 (Zurek et al. 1992 参照)

熱潮汐は火星大気の緯度的、時間的な変化にとって重要な成分である。なぜなら火星は太陽加熱の日変化が大きいからである。大気のココアが多いとき、入射太陽光のココアによる直接吸収での大気加熱率はとても大きい。すると太陽直下に大気の加熱源があることになり、太陽の運動とともに火星上を移動することになる。そ

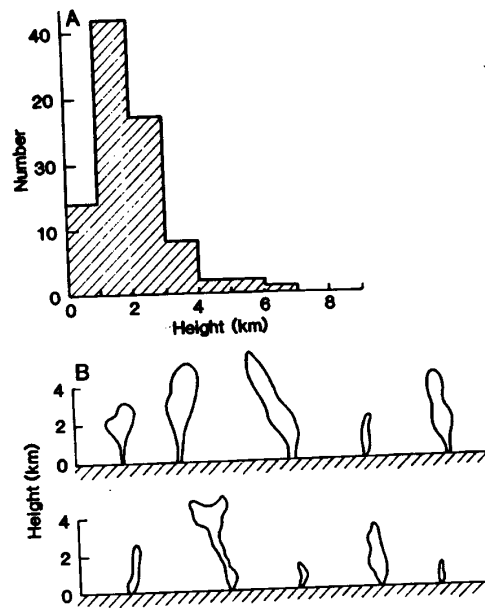


図 15: 火星塵旋風のサイズと形. (A) 塵旋風の高さの柱状図 (B) いくつかの雲のおおまかな形の略図

れが大気の振動を引き起こし熱潮汐となる.

F. 大気の内断熱加熱 (Zurek et al. 1992 参照)

火星では放射が大気の内断熱加熱と内断熱冷却のおもな熱源となる. 浮遊ダストは大気中における太陽光の有力な吸収体で散乱体であり, ダストが少なれば二酸化炭素がおもな吸収体となる.

ダストの多い状況で, Gierasch and Goody (1972) はマリナー 9 号の観測からほぼ等温の鉛直温度プロファイルと温度の日変化の幅が大きくなったことを得た (図 16). Moriyama (1974, 1975) は浮遊ダストが大気の内断熱加熱と熱の冷却に影響があるだろうと示した. 彼は光学的深さが大きいとき鉛直温度プロファイルの逆転がおり, 地表の内断熱加熱の減少と夜間の下向き熱赤外線フラックスにより地表温度の日変化幅が小さくなることを発見した. そのどちらの効果もバイキング計画中に惑星規模のダスト嵐が起こったとき観測された (図 17).

G. 放射-力学フィードバック (Zurek et al. 1992 参照)

ダストの加熱は温度に影響を与え, 圧力場と風を変化させる. 大気の静的安定度を変えることで, 浮遊ダストは地表の内断熱の輸送と潜在的に地表近くの風の強さに間接的に影響を与える.

大ダスト嵐の始まりに関する全ての理論は, ある段階で浮遊ダストの持ち上げ

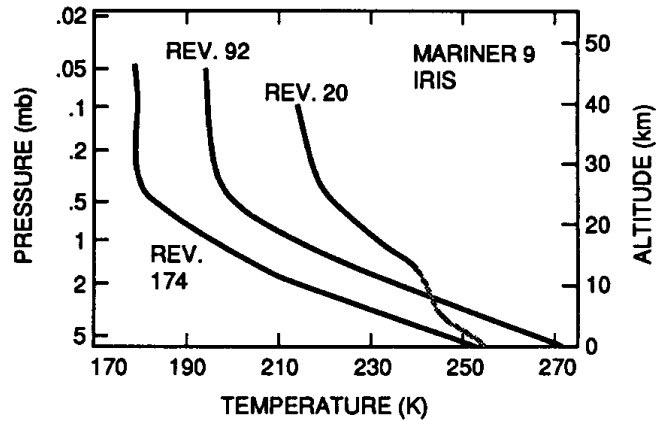


図 16: マリナー 9 号 IRIS データから得た鉛直温度プロファイル。観測期間は 1971 年におこった全球的ダスト嵐が晴れ上がる段階の南緯 30° の夏の始めである。ダストの不透明度は観測が後になるにつれ低くなる。Hanel et al. 1972b

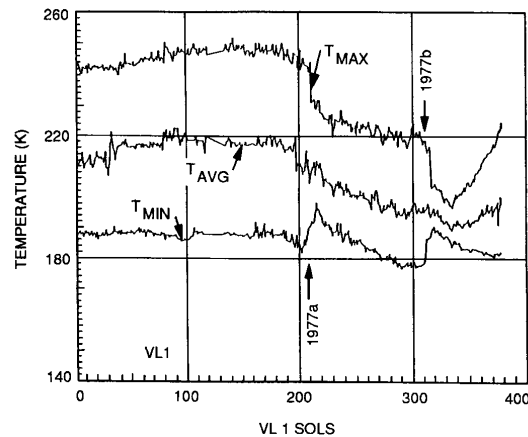


図 17: バイキング 1 号着陸点での最高, 平均, 最低温度。期間は着陸時から 1977b 大ダスト嵐までである。温度の日変化の幅が減少している。Ryan and Henry 1979

と加熱による正のフィードバックをもたらしている。強い風がダストを地表から大気中に持ち上げ、浮遊ダストの放射加熱が風の断熱駆動を増幅させ、風は速度を増し、より多くのダストを持ち上げる。浮遊ダストは大気温度構造に影響を与えるので、負のフィードバックの可能性もある。負のフィードバックは、大気中に持ち上げられたダストが地表近くの静的安定度を増し、おそらく上部境界層と地表の運動量の混合を妨げる。そして地表の風を弱め、ダストの供給を止める。この負のフィードバックはかなり推論的である。それはダストの持ち上げの地域における地表近くの大気データの不足と、火星の惑星境界層のモデリングの不確実性による。

7 謝辞

本論文の作成にあたり倉本圭先生には多くの助言を頂きました。その他、渡部重十教授をはじめ研究室の方々、ともに遊んだ2階控室の4年目の皆様、ともに徹夜した3階控室の4年目の皆様、ありがとうございました。

8 参考文献

- Anderson, E. M. and Leovy, C. B. 1978. Mariner 9 television limb observations of dust and ice haze on Mars. *J. Atmos. Sci.* 35:723–734
- Arvidson, R. E., Guinness, E. A., and Lee, S. 1979. Differential aeolian redistribution rates on Mars. *Nature* 278: 533–535
- Barnes, J. R. 1990b. Transport of dust to high northern latitudes in Martian polar warming. *J. Geophys. Res.* 95:1381–1400
- Briggs, G. A., Baum, W. A., and Barnes, J. 1979. Viking Orbiter imaging observations of dust in the Martian atmosphere. *J. Geophys. Res.* 84:2795–2820
- Christensen, P. R. 1982. Martian dust mantling and surface composition: Interpretation of thermophysical properties. *J. Geophys. Res.* 87:9985–9998
- Christensen, P. R. 1986a. Regional dust deposits on Mars: Physical properties, age, and history. *J. Geophys. Res.* 91:3533–3545
- Christensen, P. R. 1986b. The spatial distribution of rocks on Mars. *Icarus* 68:217–238
- Christensen, P. R. 1988. Global albedo variations of Mars: Implications for active aeolian transport, deposition, and erosion. *J. Geophys. Res.* 93:7611–7624
- Christensen, P. R. and Moore, H. J. 1992 The Martian surface layer. *Mars*: 686–729
- Clancy, R. T., and Lee, S. W. 1991. A new look at dust and clouds in the Mars atmosphere: Analysis of emission-phase-function sequences from global Viking IRTM observations. *Icarus* 93:135–158
- Colburn, D., Pollack, J., and Haberle, R. 1989. Diurnal variations in optical depth at Mars. *Icarus* 79: 159–189
- Gierasch, P. J., and Goody, R. M. 1973. A model of a Martian great dust storm. *J. Atmos. Sci.* 30:169–179
- Greeley, R., Lancaster, N., Lee, S. and Thomas, P. 1992. Martian aeolian process, sediments, and features. *Mars*: 730–766
- Jakosky, B. M. 1986. On the thermal properties of Martian fines. *Icarus* 66:117–124
- Jakosky, B. M. and R. M. Haberle 1992. The seasonal behavior of water on Mars. *Mars*:969–1016
- Jakosky, B. M., and Martin, T. Z. 1987. Mars: North-polar atmospheric temperatures during dust storms. *Icarus* 72:528–534
- Kahn, R. 1990. Ice haze, snow, and the Mars water cycle. *J. Geophys. Res.* 95: 14677–14693
- Kahn, R. A., Martin, T. Z., Zurek, R. W. and Lee, S. W. 1992. The Martian dust cycle. *Mars*:1017–1053

- Kieffer, H. H. and Zent, A. P. 1992. Quasi-periodic climate change on Mars. *Mars*:1180–1220
- Lee, S. W. 1984. Mars: Wind streak production as related to obstacle type and size. *Icarus* 58: 339–357
- Lee, S. W., Thomas, P. C., and Veverka, J. 1982. Wind streaks in Tharsis and Elysium: Implications for sediment transport by slope winds. *J. Geophys. Res.* 87: 10025–10042
- Leovy, C. B., Smith, B. A., Young, A. T., and Leighton, R. B. 1971. Mariner Mars 1969: Atmospheric results. *J. Geophys. Res.* 76: 297–312
- Leovy, C. B., Zurek, R. W., and Pollack, J. B. 1973b. Mechanisms for Mars dust storm. *J. Atmos. Sci.* 30:749–762
- Martin, L. J. 1984. Clearing the Martian air: The troubled history of dust storms. *Icarus* 57: 317–321
- Martin, L. J., James, P. B., Dollfus, A., K. Iwasaki and Beish, J. D. 1992. Telescopic observations: visual, photographic, polarimetric. *Mars*: 34–70
- Martin, T. Z. 1986. Thermal infrared opacity of the Mars atmosphere. *Icarus* 66:2-21
- McCord, T. B., Clark, R. N., and Singer, R. B. 1982a. Mars:Near-infrared reflectance spectra of surface regions and compositional implications. *J. Geophys. Res.* 78: 3021–3032
- Peterfreund, A. R., and Kieffer, H. H. 1979. Thermal infrared properties of the Martian atmosphere. 3. Local dust clouds. *J. Geophys. Res.* 84: 2853–2863
- Pleskot, L. K., and Miner, E. D. 1981. Time variability of Martian bolometric albedo. *Icarus* 45: 179–201
- Pollack, J. B., Colburn, D., Kahn, R., Hunter, J., Van Camp, W., Carlston, C. E., and Wolf, M. R. 1977. Properties of aerosols in the Martian atmosphere, as infrared from Viking Lander imaging data. *J. Geophys. Res.* 82: 4479–4496
- Pollack, J. B., Colburn, D. S., Flasar, F. M., Kahn, R., Carlston, C. E., and Pidek, D. C. 1979b. Properties and effects of dust particles suspended in the Martian atmosphere. *J. Geophys. Res.* 84: 2929–2945
- Pollack, J. B., Haberle, R. M., Schaeffer, J., and Lee, H. 1990a. Simulations of the general circulation of the Martian atmosphere. I. Polar processes. *J. Geophys. Res.* 95:1447–1473
- Snyder, C. W. and Moroz, V. I. 1992. Spececraft expoloration of Mars. *Mars*: 71–119
- Thomas, P. C. 1982. Present wind activity on Mars: Relation to large latitudinally zoned sediment deposits. *J. Geophys. Res.* 87: 9999–10008
- Thomas, P. C. and Gierasch, P. J. 1985. Dust devil on Mars. *Science* 230: 175–177
- Thomas, P. C. and Veverka, J. 1979b. Seasonal and secular variation of wind

streaks on Mars: An analysis of Mariner 9 and Viking data. *J. Geophys. Res.* 84:8131–8146

Thomas, P., Squyres, N., Herkenhoff, K., Howard, A. and Murray, B. 1992. Polar deposits of Mars. *Mars*: 767–798

Thomas, P. C., Veverka, J., Lee, S., and Bloom, A. 1981. Classification of wind streaks on Mars. *Icarus* 45: 124–153

Thorpe, T. E. 1982. Martian surface properties indicated by the opposition effect. *Icarus* 49: 398–415

Tillman, J. E., Henry, R. M., and Hess, S. L. 1979. Frontal systems during passage of the Martian north polar hood over the Viking Lander 2 site prior to the first 1977 dust storm. *J. Geophys. Res.* 84: 2947–2955

Veverka, J., Gierasch, P., and Thomas, P. 1981. Wind streaks on Mars: Meteorological control of occurrence and mode of formation. *Icarus* 45: 154–166

Ward, W. R. 1992. Long-term orbital and spin dynamics of Mars. *Mars*: 298–320

Wells, E. N., Veverka, J., and Thomas, P. 1984. Mars: Experimental study of albedo changes caused by dust fallout. *Icarus* 58:331–338

Zurek, R. W. 1981. Inference of dust opacities for the 1977 Martian great dust storm from Viking Lander 1 pressure data. *Icarus* 45: 202–215

Zurek, R. W. 1982. Martian great dust storms: An update. *Icarus* 50: 288–310

Zurek, R. W. 1992. Comparative aspects of the climate of Mars: an introduction to the current atmosphere. *Mars*: 799–817

Zurek, R. W. and Herbele, R. M. 1988. Zonally symmetric response to atmospheric tidal forcing in the dusty Martian atmosphere. *J. Atmos. Sci.* 45: 2469–2485

Zurek, R. W., Barnes, J. R., Haberle, R. M., Pollack, J. B., Tillman, J. E. and Leovy, C. B. 1992. Dynamics of the atmosphere of Mars. *Mars*: 835–933

岸保勘三郎, 田中正之, 時岡達志 1982. 大気科学講座 4 大気の大循環