

# 平成16年度日本惑星科学会最優秀発表賞受賞論文

## 衝撃波加熱コンドリュール形成： 形成現場の光学的厚さに関する制限

三浦 均<sup>1</sup>，中本 泰史<sup>2</sup>

### 1 コンドリュール形成の謎

地球には、様々な大きさのダストが飛来してくる。サイズの小さいダストは大気突入時の加熱によって燃え尽き、その痕跡が流れ星として人々に感動を残す。ある程度大きなサイズになると、燃え尽きることなく地表に落下し、それが保持している過去の太陽系の情報を研究者に与える。このような情報の中で特に我々のグループが注目しているのが、落下隕石の中で大きな割合を占める始源的なコンドライト隕石に特徴的に含まれる直径数100  $\mu\text{m}$ 程度の球状のシリケート鉱物“コンドリュール”である。

コンドリュールはその形状がほぼ球であることから、原始太陽系星雲中に存在していた1mmサイズのシリケートダスト粒子が加熱され融解し、表面張力で球となり、その後その形を維持したまま冷却して再固化したものだと考えられている。コンドリュールが形成された年代は、同位体分析による年代測定の手法により調べられている(e.g.,[1])。それによると、CAIs (Calcium-Aluminum rich Inclusions) と呼ばれる難揮発性物質が原始太陽系星雲内部で凝縮しはじめてからおよそ200万年後であり、また、地球のコアが形成されるよりも数100万年～数1000万年前だろうと言われている。この時期に、一体どのようなメカニズムが大量のダストを融解し得たのか？

コンドリュールを形成するためには、加熱プロセスにおけるダストの最高温度や冷却速度といった熱履歴

が重要となる(e.g.,[2])。近年これに加え、ダストのシリケート成分が融解するまでの加熱速度という新しい制約条件が挙げられた[3]。シリケートダストが融解するほどの高温状態においては、ダスト成分の蒸発が生じる。蒸発速度は蒸発分子種の質量の平方根に反比例するので、重い同位体ほど遅く、軽い同位体ほど速く蒸発する。そのため、一般的に物質の蒸発は同位体分別を伴うことが知られている。しかし、コンドリュールに含まれる物質(Mg,Si,K,Sなど)には同位体分別が見いだされていない(e.g.,[3])。同位体分別が見られない理由として考えられている説のひとつに、[3]が提唱した「急加熱説」がある。コンドリュールに含まれる硫化鉄(FeS)は、周囲のシリケート成分が融解する前は図1(a)のように外気にさらされており、容易に蒸発しうると考えられる。従って、加熱フェーズにおいては硫黄の同位体分別は生じ得る。それに対して

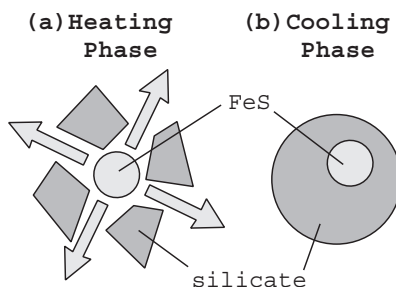


図1：硫黄の蒸発の様子([3])。シリケート成分融解前は前駆体ダストがスカスカなので、硫黄が蒸発し、同位体分別が生じる(a)。シリケート融解後は融解シリケートが硫黄の周囲を覆い、硫黄の蒸発が抑えられるために同位体分別は生じない(b)。

1. 筑波大学数理物質科学研究科，日本学術振興会特別研究員

2. 筑波大学計算科学研究センター

冷却フェイズでは、融解したシリケート成分が硫化鉄の周囲を取り囲んでいるため(図1b)，シリケートメルトに対して非混和的な硫化鉄はそれ以上蒸発することなく、同位体分別も生じない。つまり、同位体分別を生じさせないためには、短時間でシリケートの融点(～1573K)まで前駆体ダストを加熱すれば良い。彼らの見積もりによると、要求される加熱速度は約 $10^4$ K/hr以上である。本研究では、コンドリュール形成の有力なモデルである衝撃波加熱モデルが上述の急加熱条件を満たしうるかどうかを調べた。

## 2 衝撃波加熱モデル

コンドリュール形成メカニズムの候補として現在注目されているのが、衝撃波加熱モデルである。原始太陽系星雲内部で衝撃波が発生し、星雲ガス中を伝播している状況を考えよう。衝撃波到達前はダストがガスに対してほぼ静止していたとしても、衝撃波が通過した瞬間ガスのみが突然加速される。つまり、衝撃波後面においては、ガスとダストの間に相対速度が生じ、摩擦が生じる。これによってダストを加熱するメカニズムが衝撃波加熱モデルである[4]。近年、このモデルは目覚ましい発展を遂げている。

どのような衝撃波が生じればコンドリュールが形成されるのかについては、[5]の数値的・解析的研究がある。彼らは、衝撃波後面ガスの輻射冷却に注目してモデル化を行なった。ガス摩擦によるダスト加熱はガス密度に比例する。衝撃波後面のガス流が1次元定常であればガス密度はガス温度にほぼ反比例するため、ガスの冷却率を定量的に評価することは重要である。そのためには冷却剤となる分子( $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{H}$ )の存在量を知る必要があるが、彼らはそのために35種類の分子種に関する非平衡化学反応を考慮した。衝撃波加熱モデルにおいては、衝撃波の伝播速度(衝撃波速度)と衝撃波通過前のガス数密度がダスト加熱の強度を決める主なファクターとなる。彼らは様々な衝撃波に対して計算を行ない、コンドリュールを形成するための

衝撃波条件を明らかにした。

また、ダストが放射する熱輻射の輸送問題に注目してモデル化を行なった研究成果もある。衝撃波後面で加熱されたダストは周囲に熱放射を放ち、それは近くに存在する他のダスト粒子を加熱する。そこで加熱されたダストもまた熱放射を放つため、相乗効果によってコンドリュール形成領域の輻射場は強くなる。以下、この効果をブランケット効果と呼ぶことにする(図2)。

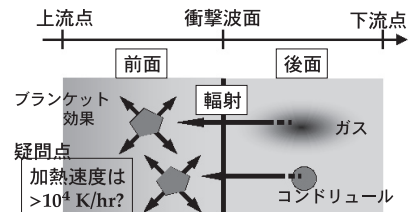


図2：衝撃波加熱モデルにおけるブランケット効果。衝撃波後面で加熱されたガス原子／分子やコンドリュールから放射された輻射の一部は、衝撃波面を通り抜けて前面へ浸透する。輻射はダストを暖め、暖まったダストからの熱放射が近隣のダストを暖める、という相乗効果により、ダストは衝撃波面に近づくにつれて徐々に加熱されていく。

[6]や[7]は、ダスト熱輻射に対する輻射輸送を考慮してダスト熱進化の計算を行なった。その結果、衝撃波前面においてブランケット効果による輻射強度の増幅が生じ、ガス摩擦を受ける前であっても輻射加熱によってダスト粒子が融点まで加熱されうることが明らかとなった。

では、上記のモデルは、同位体分別が生じないための条件である加熱速度 $10^4$ K/hr以上という制約条件に対して答えを与えているのだろうか？[5]のモデルによると、衝撃波後面のガス摩擦によるダストの加熱速度はおおよそ $10^5 - 10^6$ K/hrとなる。これは同位体分別を抑えるのに十分速い。しかし、彼らのモデルでは衝撃波前面のブランケット効果を考慮していないため、衝撃波突入前にダストが徐々に加熱されていく際の加熱速度は分からない。一方、[6]のモデルではブランケット効果を考慮しており、ダストが衝撃波面に近づくにつれて輻射により徐々に加熱していく現象が追えている。彼らの結果によると、そのときの加熱速度は約

300K/hrであり,同位体分別が生じてしまうことになる。しかし彼らのモデルは,衝撃波後面のガス温度を決める際の境界条件の扱いや,サブミクロンサイズのダストからの熱放射の取り扱いに問題が残っている。また彼らは,ガスは分子輝線に対して光学的に厚いために一切輻射冷却は生じないとしているが,それでは輻射冷却を過小評価しすぎである[8]。

今回我々は,[5]のモデルに輻射輸送の効果を取り入れた計算コードを開発し,衝撃波前面のダスト熱履歴の数値計算を行なった。ブランケット効果はその場所の光学的厚さに強く依存する。そして光学的厚さは,そこに存在するダストの存在度やサイズによって決まる。そのため,衝撃波前面のダストサイズ分布やダスト/ガス質量比を変化させ,様々な光学的厚さの環境に対して計算を行ない,ダスト加熱速度が $10^4$ K/hr以上になるための条件について調べた。計算に用いた衝撃波パラメータを表1に示す。

### 3 ブランケット効果

まず,ダストサイズ分布やダスト/ガス質量比を変えたときに,ダスト熱履歴がどのように影響を受けるのかを調べた。図3に,衝撃波面通過後の経過時間に対するダストの温度変化を示す。用いた衝撃波パラメータは,表1のモデルAである。時間が0というのは,ダストがちょうど衝撃波面に到達した瞬間を意味する。実線は,衝撃波前面の光学的厚さ $\tau$ が0.73という比較的光学的に薄い環境での計算結果である。こ

表1 : 計算に用いた衝撃波パラメータ(衝撃波前面ガス数密度 $n_0$ , 衝撃波速度 $v_s$ )。シリケイトダストが融点まで加熱され,かつ完全に蒸発しない条件を満たすように選んだ[5]

| モデル | $n_0[\text{cm}^{-3}]$ | $v_s[\text{km/s}]$ |
|-----|-----------------------|--------------------|
| A   | $10^{14}$             | 10                 |
| B   | $10^{13}$             | 22                 |
| C   | $10^{12}$             | 35                 |
| D   | $10^{11}$             | 55                 |

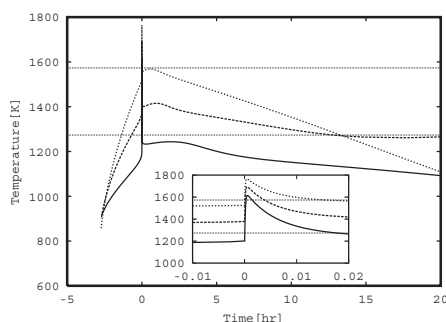


図3 : ダストの温度変化。横軸は衝撃波面通過後の経過時間を示す。各曲線は異なる光学的厚さ $\tau$ に対する計算結果を示し,それぞれ,実線: $\tau=0.73$ ,破線: $\tau=2.45$ ,点線: $\tau=5.04$ ,である。光学的に厚い環境になるほど,ブランケット効果が効果的に働き,ダスト温度が高くなることが分かる。

の場合,ブランケット効果が顕著でないため,衝撃波突入時のダスト温度は1201Kまでしか上昇しない。一方,破線は $\tau=2.45$ ,点線は $\tau=5.04$ の場合の計算結果である。いずれも実線の場合より光学的に厚い環境になっており,ブランケット効果の影響が顕著に見えているのが分かる。その結果,衝撃波到達時には,破線は1379K,点線では1525Kに達している。

いずれの場合も,衝撃波後面におけるガス摩擦加熱によって,ダストはシリケイト融点以上まで加熱される。ここでコンドリュールに含まれる硫黄の同位体分別が生じる温度領域であるが,[3]によると,それはダスト温度が硫化鉄の融点( $\sim 1273$ K)に達してからシリケイト成分が解けるまで( $\sim 1573$ K)である。シリケイト融解後は同位体分別が生じないことはすでに述べたが,硫化鉄が固体の場合,内部拡散のタイムスケールが蒸発のそれに対して非常に長いため,同位体分別が生じるのは主に表面のみとなる。よって,バルク組成としてはあまり影響がないと考えられる。本研究では,1273–1573Kの温度領域における加熱速度で評価を行なった。実線の場合,この温度領域まで加熱されるのはガス摩擦によってであり,その加熱速度はおよそ $10^6$ K/hrとなる。これは,硫黄の同位体分別を抑えるに十分な速さである。しかし,破線や点線の場合は,衝撃波前面においてこの温度領域に達しており,その加熱速度は遅い。破線では431K/hr,点線では

219K/hrであり，同位体分別が生じてしまう．以上の結果から，同位体分別を生じさせずにコンドリュールを作るためには，コンドリュール形成領域のダストサイズ分布やダスト／ガス質量比に関して制限が与えられることが分かった．

## 4 光学的厚さの影響

では，どの程度光学的に厚くなると，同位体分別が生じてしまうのだろうか？これは，輻射輸送の理論を使って解析的に評価することができる．

図4は，コンドリュール形成領域のエネルギーフラックス(計算結果の一例)を図示したものである．衝撃波パラメータはモデルA(表1)，衝撃波前面の光学的厚さが2.45の場合の計算結果である．実線がガスのエネルギーフラックス，破線は正味の輻射フラックスを表す．横軸は衝撃波面からの距離を表しており，衝撃波の上流(左側)から流入してきたガスのエネルギーフラックスが，衝撃波面通過後に輻射冷却によって減少していく様子が分かる．放射された輻射は，衝撃波の前面及び後面に広がっていく．前面では，輻射フラックスは負，つまり上流側に戻っていく．

ここで注目してもらいたいのは，衝撃波前面において輻射フラックスがほぼ一定値になっていることであ

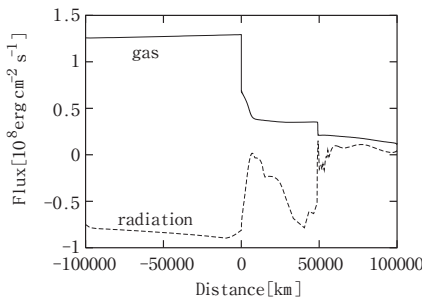


図4：コンドリュール形成領域における正味のエネルギーフラックス．正値は下流(右側)向き，負値は上流(左側)向きであることを示す．横軸は衝撃波面からの距離である．実線はガスのエネルギーフラックス，破線は輻射フラックス．衝撃波後面から前面に浸透してきた輻射は途中でダストに吸収されるが，ダストからの再放射の寄与のため，ほぼ一定値となっていることが分かる．

る．衝撃波前面にも当然ダストは存在するため，輻射フラックスは吸収されて減少してもいいような気がする．にも関わらず一定値となっている理由は，ダストの再放射のためである．ダストの熱放射はダスト温度の4乗に比例して増大する．よって，上流向きの輻射フラックスを生み出すためには，上流側に向かってダスト温度が減少するという温度構造を持てばよい．上流点におけるダスト温度はその場の輻射フラックスによって一意に決まり，ダストは衝撃波面に近づくにつれて徐々に温度が高くなっていく．光学的に厚い場合，輻射拡散近似に基づき，輻射フラックスはダスト温度勾配に対して以下のように与えられる[9]．

$$(1) \quad F_{\text{rad}}(\tau) = -\frac{16\sigma T^3}{3} \frac{\partial T}{\partial \tau}.$$

ここで $F_{\text{rad}}$ は正味の輻射フラックス， $\tau$ は光学的厚さ， $\sigma$ はステファン・ボルツマン定数， $T$ はダスト温度である．輻射フラックスが一定だとして，上流点から衝撃波面に向かって(1)式を積分すると，衝撃波面到達時のダスト温度 $T_{\text{SF}}$ が衝撃波前面の光学的厚さ $\tau$ の関数として以下のように求められる．

$$(2) \quad T_{\text{SF}}^4 = \frac{1+3\tau}{4\sigma} F_{\text{rad}}.$$

ここで輻射フラックス $F_{\text{rad}}$ の評価だが，輻射エネルギーの起源はもともと流入するガスの運動エネルギーが衝撃波によって熱に変換されたものから来ている．そこで，ガスのエネルギーフラックスの半分が輻射フラックスとして上流に戻っていくと仮定すると[5]， $F_{\text{rad}} = \rho_0 v_s^3 / 4$ と表すことができる．計算の初期条件 $\rho_0 (= \bar{m} n_0)$ ， $\bar{m}$ は平均分子質量)と $v_s$ を代入して， $T_{\text{SF}}$ が同位体分別が生じる温度1273K以下という条件を満たす $\tau$ を求めると， $\tau < 1.65$ を得る．

では，実際の計算結果は上記の見積もりと合っているのだろうか．図3の結果によると，同位体分別が生じない場合の光学的厚さは $\tau = 0.73$ ，生じる場合は $\tau = 2.45$ (破線)， $\tau = 5.04$ (点線)であった．この結果は，上記の見積もりとよく一致していると言える．また，同様の解析を異なる衝撃波モデル(表1のB, C, D)に対

しても行なったところ、ガス数密度が $10^{11} - 10^{14} \text{cm}^{-3}$ のように3桁変化しても、(2)式に基づく $\tau$ の上限値は1～10程度になることが分かった。これらの結果は、実際の数値計算結果とよく一致している。このように、数値シミュレーションの結果と輻射拡散方程式に基づく考察によって、同位体分別に対してより一般的な議論を行なうことが可能になった。

## 5 適切な衝撃波はどのように生じた？

衝撃波の発生源については諸説あるが[10]、そのうち上記のような光学的に薄い環境における衝撃波としてはどのようなメカニズムが考えられるだろうか。[6]や[7]は、原始惑星系円盤で生じた密度波における衝撃波に対して計算を行なった。この場合、衝撃波パラメータはおおよそ表1のA程度になる。我々の計算によると、衝撃波の空間スケールが $10^5 \text{km}$ 程度ならば、ダスト／ガス質量比が0.01程度以下の場合は光学的に薄く、ダスト加熱速度は十分速い。このダスト／ガス質量比は、原始太陽系星雲の標準モデルから予想される値である。しかし、円盤内の乱流等が収まるにつれてダスト沈殿が進行していくと、状況は変わる。ダスト／ガス質量比が0.1程度以上になると、沈殿したダストが全てコンドリュールサイズ程度（ $\sim 1 \text{mm}$ ）であったとしても、光学的厚さが上限値を越えてしまう。このような環境下では、たとえシリケートダストを融解するような強い衝撃波が発生したとしても、コンドリュールに見られる硫黄の同位体組成を説明することは難しいだろう。つまり、もしコンドリュールが密度波において形成されたのだとしたら、円盤内部でまだダスト沈殿が進行していない早期段階であっただろうと予想される。

一方、最近提案された衝撃波発生メカニズムとして、原始星近傍で発生したX線フレアによって円盤上層部に誘起される衝撃波のモデルがある[11]。この場合、衝撃波パラメータは表1のD程度になる。このモデルにおいては、コンドリュールサイズのダストをスケー

ルハイトの2～3倍程度の位置まで巻き上げるメカニズムが必須であり、これについては今後の研究課題とされている。しかし、仮にダスト／ガス質量比が1程度まで高くなったとしても、光学的には十分薄く、ダスト加熱速度は極めて大きな値となるために同位体分別は生じない。このように、X線フレアによる衝撃波の場合、コンドリュールに同位体分別が見られないという観測事実を説明できる。

## 6 今後の展望

今回の研究は、隕石科学の研究成果である加熱速度に対する制限と、原始太陽系星雲内部のコンドリュール形成可能な条件(ダストサイズ分布、ダスト／ガス質量比)を結びつける内容である。実際には、コンドリュールの内部組織を再現するためには、結晶化の際の冷却速度がおおよそ $10 - 3000 \text{K/hr}$ の範囲にならなくてはいけないと考えられている[6]。ダストの加熱速度と冷却速度の条件を同時に満たす衝撃波の発生原理については、今後さらに議論を深める必要があるだろう。将来的には、原始太陽系星雲のどの進化段階において、どのような場所でコンドリュールが形成されたのかについてシナリオを構築していきたい。

## 7 謝辞

今回の研究を進めるに当たり、橘省吾博士(東京大学)との議論が大変参考になりました。また、本稿を査読して下さった土山明教授(大阪大学)には、多くの有益なコメントを頂きました。この場を借りてお礼申し上げます。

## 参考文献

- [1] Mostefaoui, S. et al., 2002, Meteorit. Planet. Sci. 37, 421.
- [2] Jones, R. H. et al., 2000, In Protostars and

- Planets IV (V. Mannings, A. P. Boss, and S. S. Russell, Eds.), pp. 927, Univ. of Arizona Press, Tucson.
- [3] Tachibana, S. and G.R. Huss, 2004, *Geochim. Cosmochim. Acta.*, in press.
- [4] 三浦均, 中本泰史, 2002, 日本惑星科学会誌 11, 150.
- [5] Iida, A. et al., 2001, *Icarus* 153, 430.
- [6] Desch, S. J. and H. C. Connolly, Jr., 2002, *Meteorit. Planet. Sci.* 37, 183.
- [7] Ciesla, F. J. and L. L. Hood, 2002, *Icarus* 158, 281.
- [8] Miura, H. and T. Nakamoto, 2005. *Icarus*, in press.
- [9] Rybicki, G. B. and A. P. Lightman, 1979, *Radiative Processes in Astrophysics* (John Wiley & Sons, Inc.).
- [10] Boss, A. P., 1996, In *Chondrules and Protoplanetary Disk* (R. H. Hewins, R. H. Jones, and E. R. D. Scott, Eds.), pp.258, Cambridge Univ. Press, Cambridge, UK.
- [11] Nakamoto, T. et al., 2004, LPS XXXV, abstract #1821.