

小特集

高強度レーザーを用いた実験室宇宙物理

3. 輻射流体力学—宇宙

梅村 雅之

(筑波大学計算物理学研究センター)

Radiation Hydrodynamics — Astrophysics

UMEMURA Masayuki

Center for Computational Physics, University of Tsukuba, Tsukuba 305-8577, Japan

(Received 7 September 1998)

Abstract

Astrophysical phenomena are commonly regulated by hydrodynamical, radiative, and gravitational processes. In particular, radiative processes, which are often coupled with non-equilibrium chemical reactions for atoms and molecules, are the key physics for energy transport. Astronomical objects frequently exhibit a wide range of optical depth and thus the issue of radiative transfer should be properly addressed. For deep understanding of the underlying physics immanent in intricate phenomena, employment of the integrated scheme for radiation-hydrodynamics (RHD) including the radiative transfer seems indispensable. The recent attempts for RHD in astrophysics are reviewed, and the future issues concerning multi-dimensional RHD are addressed. Finally, the staple role of the *experimental astrophysics* using laser plasma is stated.

Keywords:

astrophysics, radiative transfer, numerical hydrodynamics, atomic physics, opacity, laser plasma

3.1 はじめに

宇宙における様々な現象において、輻射過程はエネルギーや運動量の輸送を司る重要な物理過程である。輻射過程の取り扱い、厳密には6次元位相空間内の光子のボルツマン方程式を解くことに帰着する。これまでの、ボルツマン方程式を直接解かずに、系の力学的時間が輻射によるエネルギー損失（輻射冷却）の時間スケールよりも短い「断熱近似」や、輻射冷却が速やかに効いて平衡温度に近づく「等温近似」が多く用いられてきた。しかし、光学的厚さ（ $\tau = [\text{行路差}] / [\text{光子の平均自由行程}]$ で定義される）が1を超える媒質においては、輻射場の非一様性が生じ、それが系の空間構造に影響を与える。実際、宇宙現象は、広いダイナミックレンジ（密

author's e-mail: umemura@rccp.tsukuba.ac.jp

度 $10^{-30} \sim 10^{40} \text{ g cm}^{-3}$; 温度 $0 \sim 10^9 \text{ K}$ ）を持ち、広範な光学的厚み（ $0 < \tau < 10^{10}$ ）が現われる。このような系を正しく扱うためには、光子の伝播に関するボルツマン方程式を解くことが必要である。実際にはボルツマン方程式をローレンツ変換した「輻射輸送方程式（Radiative Transfer Equation）」を解く。加えて、重力相互作用、圧縮性流体過程、電磁プラズマ現象、原子・分子非平衡反応過程、核反応過程等が結びつく。さらに、特殊相対論的效果や一般相対論的效果が重要になる場合もある。昨今の観測天文学の発展は、電波、マイクロ波、ミリ波、赤外線、可視光、紫外線、X線、 γ 線といったあらゆる波長帯で大量のデータを突きつけてきており、天文学はまさに詳細科学にならんとしている。このような状況の

中で、内在する本質的な物理に肉迫しようと考えるとき、対象となる複雑系を実際に扱えるようにし、そこから何が本質的であるかを探るというアプローチが望まれる。そのためには、輻射輸送、流体過程、重力、化学（核）反応を組み合わせた「輻射流体（Radiation Hydrodynamics）」[1]を実現しなければならない（Fig. 1）。本稿では、宇宙物理における輻射流体力学の最近の試みを紹介し、輻射流体力学による宇宙物理学の新たな展開に向けた統合コードの開発とレーザープラズマを用いた「実験室宇宙物理」の役割について論ずる。

3.2 宇宙物理における輻射流体力学

輻射流体を扱うべき宇宙現象は枚挙にいとまがないが、宇宙物理分野における輻射流体計算はいま黎明期にある。その中で、いくつかの萌芽的研究を紹介しよう。

3.2.1 恒星風

太陽の20倍以上の質量をもつ明るい星のスペクトルには、P-Cygni 輪郭と呼ばれる特徴的な形のラインが見られる。これは、ある輝線の高振動数側が吸収されて削れているもので、この星から高速でガスが流出していることを示している。これを恒星風という。恒星風のメカニズムとして有力なのは、星自身の輻射による加速である。今、輻射フラックスを F 、光の吸収ないし散乱断面積を σ とすると、ガス粒子は $\sigma F/c$ （ c は光速）の輻射力を受ける。輻射による加速でガスが星から飛び出すためには、輻射力が星自身の重力を上回らなければならない。そのために最低必要な光度は、エディントン光度と呼ばれ、

$$\sigma L_E / 4\pi r^2 c = GMm/r^2 \quad (1)$$

の条件から $L_E = 4\pi c GMm/\sigma$ （ G は重力定数、 M は星の質量、 m は粒子質量）で与えられる。この式からわかるように輻射加速の程度は σ/m （オパシティ係数）で決まっている。完全電離ガスを仮定した場合、 σ はトムソン散乱断面積 σ_T 、 m は陽子質量 m_p である。 σ_T/m_p で決まるエディントン光度は、通常、星の光度より大きい。つまり、トムソン散乱だけでは恒星風は起こらない。しかしながら、普通、星の大気は、主成分である水素、ヘリウム以外に炭素、窒素、酸素、マグネシウム、鉄といった重元素を質量比で3%ほど含んでおり、これらは完全電離していない。束縛電子を持ったこれらのイオンは、トムソン散乱の6桁以上の断面積でライン吸収を起こす。その結果、星の光度はラインで決まるエディントン光度を超える。ただし、輻射の浸透が $1/e$ になる指標である光学的厚さ $\tau = n\sigma l$ （ n は個数密度、 l は行路差）

もすぐに1を上回るため、輻射加速は星表面近くでしか有効でない。ところが、星の周りのガスが加速を始めると、ドップラー変移の分だけ共鳴振動数がずれることにより、星から出た別の振動数の輻射が透過してきて、これによる加速が起る。実効的には、トムソン散乱による輻射力に対する比（ライン輻射力係数と呼ばれる）にして、1,000倍以上の輻射力がかかることになる。こうして、輻射駆動の恒星風が実現する。恒星風は、その星のHR図（ヘルツシュプルング・ラッセル図）上での進化に重要な影響を与え、ひいては超新星爆発の起こり方にもかわる重要なメカニズムの一つである。輻射駆動型恒星風について先駆的研究をしたのは、Castor, Abbott, Klein (1975) [2]であった。彼らの計算は基本的なプロセスを押さえたものだったが、当時の計算機能力などの制限から、最も寄与が大きいと思われる炭素のラインだけを扱った計算であったため、現実の星との対応関係は不十分なものであった。輻射駆動型恒星風の研究は、その後多くの研究者によって進められ、基礎物理プロセスの探究、計算手法の開発で大きな進展を見せている。最近の例では、鉄までのすべての元素について、電離や再結合などの反応過程を解きつつ、約100万本のラインの輻射輸送計算からエネルギー・運動量輸送率を求め、一次元球対称流体力学と組み合わせて輻射流体計算が行われている[3]。

輻射力の重要性は、このようなライン吸収の場合だけではない。代表的な例は、宇宙塵に対する輻射力である。宇宙塵は、典型的には、大きさ0.1~1ミクロン、密度1 g/cm³である。塵は光に対してレイリー散乱を引き起こす。塵の大きさより十分長い波長 λ の光に対しては、散乱断面積は λ^{-4} で小さくなるが、塵サイズより短い波長の光（今の場合、可視光より短波長）に対しては、塵の幾何学的断面積で散乱と吸収を起こす。よって、可視光に対する σ/m は、 σ_T/m_p の数万倍以上になる。彗星の尾が太陽からの輻射を受けてたなびくのはこのためである。一般には、宇宙塵はガスとともに運動しており、ガス質量の方が100倍大きいので、実効的には σ/m は100分の1に下がるが、それでもトムソンの場合の数100倍になる。塵を含んだガスに対する輻射力は、温度は低い光度の大きな赤色巨星や超巨星の外層大気に対して特に重要である。

また、輻射力のみならず輻射抵抗（Radiation Drag）と呼ばれる相対論的効果が重要になる場合もある。輻射抵抗は、輻射エネルギーを E 、輻射応力テンソルを $\mathbf{P}$ とし、 $-\sigma(E + \mathbf{P})\mathbf{v}/mc$ と表される。例えば、太陽系

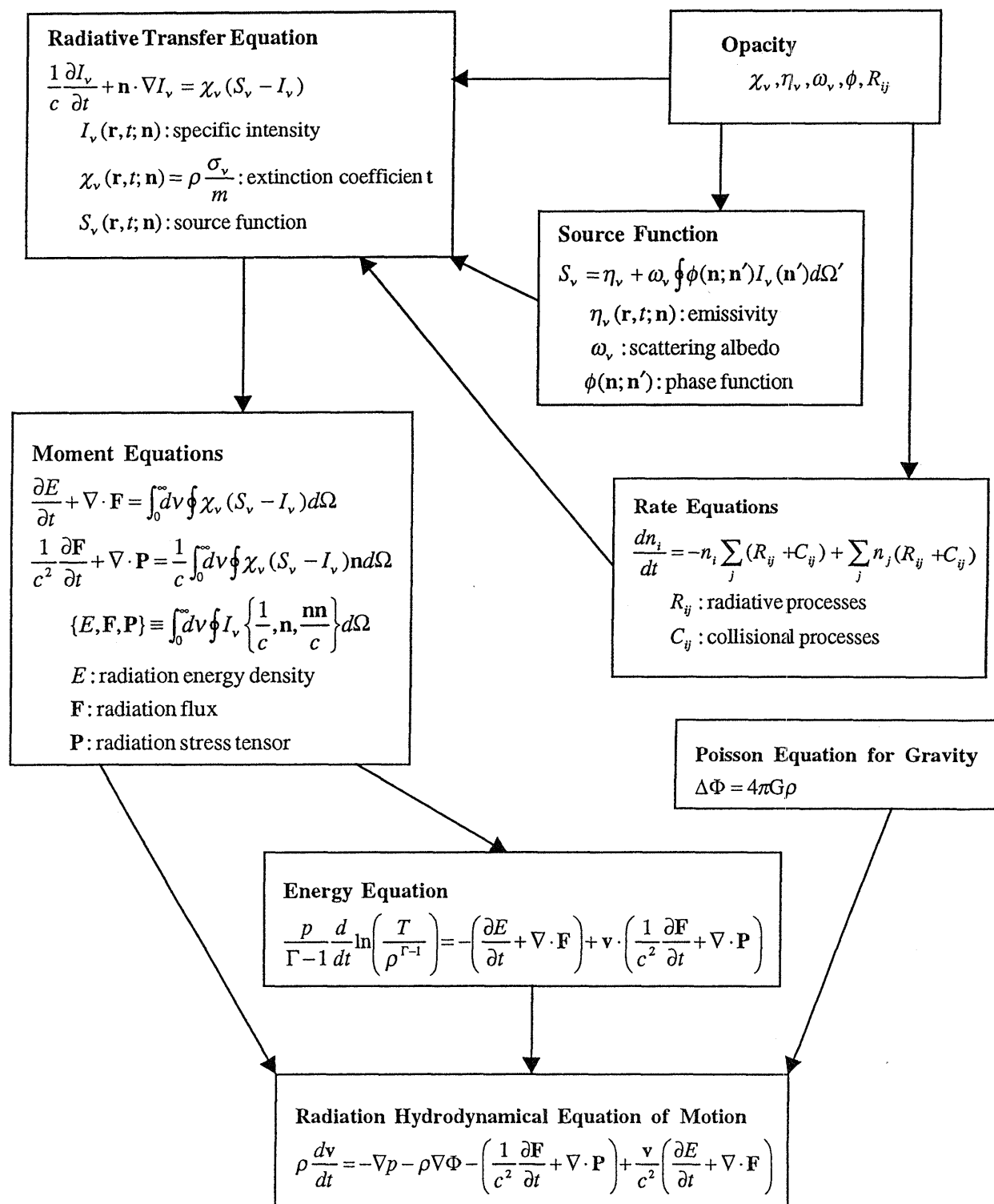


Fig. 1 The basic algorithm for radiation hydrodynamics in astrophysics.

内の大きな塵については、輻射力よりも輻射抵抗の方が重要に働き、塵は輻射抵抗のために角運動量を失って数万年のうちに太陽へ落ちて行ってしまう。これは、別名ポインティング・ロバートソン効果とも呼ばれる。塵を含んだガスに対する輻射力や輻射抵抗は、スケールこそ違うが活動銀河の中心で起きる爆発的星形成（スターバースト）からの輻射場の下でも重要な働きをすることが示されている[4]。

3.2.2 加速的重力収縮と天体形成

輻射によるエネルギー輸送は、局所的エントロピーの減少につながり、しばしば加速的重力収縮を引き起こす。一様密度 ρ の球状のガス雲は、もし圧力がなければ、自由落下時間 $t_{\text{ff}} = (3\pi/32G\rho)^{1/2}$ で一点に重力収縮する。ガスの圧力は、重力収縮を妨げるように働くが、自由落下時間内に音波が到達できる限界の大きさ $R_J = C_s t_{\text{ff}}$ (C_s は音速) よりも大きな雲は、圧力で重力収縮を止めることはできず、重力的に不安定であることが線形安定性解析で示されている（ジーンズ条件）。 R_J で決まる質量 $M_J = 4\pi\rho R_J^3/3$ はジーンズ質量と呼ばれ、重力的不安定性の最も基本的な指標である。重力的に不安定な収縮雲はどこまでも不安定かという点、そうとは限らない。断熱音速は $C_s = (\gamma p/\rho)^{1/2}$ (γ は断熱指数) であるから、 $M_J \propto \rho^{(3\gamma-4)/2}$ となり、 $\gamma > 4/3$ であれば密度上昇とともにジーンズ質量は増大し、いずれはガス雲自身の質量を上回る。このとき、系は圧力により安定化されバウンスする。一方、輻射による冷却が、実効的断熱指数を $4/3$ 以下にするように働くと、この重力収縮は止まることなく加速的に進行する。銀河間物質からの銀河の誕生や、星間雲からの星の生成は、密度が10桁以上も増大するプロセスであり、加速的重力収縮はこれらの天体形成の本質的機構であると考えられている。収縮の過程で実効的断熱指数がどのようになるかは、どのような振動数の輻射がどのようなエネルギー輸送をするかという問題に帰着し、まさしく輻射流体力学を扱わなければ解けない問題である。実際、星形成の分野で1次元輻射流体力学計算が行われており、数々の重要な結果が示されている[5,6]。

3.2.3 宇宙再電離

ビッグバンからおおよそ10万年、宇宙はそれまでの電離状態から中性の状態へと転移した。このとき光は、自由電子に妨げられることなく直進できるようになった。これを宇宙の「晴れ上がり」という。このときの光は、3 K 宇宙背景放射の形で我々に届いている。しかし、キューサーのスペクトルを見てみると、宇宙空間の中性ガスで起こるはずの光の吸収が見られない。これは、ガン

ーピーターソン効果と呼ばれる。ガンーピーターソン効果は140億年前のキューサーについて確認されている。この観測が意味するところは、宇宙は「晴れ上がり」（宇宙年齢10万年）から10億年の間に、もう一度どこかで電離したということである。宇宙の再電離がどのようにして起こったかは、現代宇宙論の大きな謎である。宇宙を電離させる源は、キューサーや誕生した後の銀河からの紫外線光であると考えられている。紫外線は、宇宙空間に多量に存在する中性の水素やヘリウムにすぐさま吸収され、これらを電離する。非一様な宇宙の中で、密度の比較的低い所は、紫外線が浸透しやすく電離されやすいが、密度が高い領域では、紫外線が外層ですべて吸収されてしまい、中心まで到達しない。その結果、電離されない中性の領域が中心に残ることになる。これを「自己遮蔽効果」と呼ぶ。また、近くに自己遮蔽された領域があると、その方向からは紫外線がやってこなくなるため、「日陰効果」によって、自分で遮蔽せずとも電離が起こりづらくなる領域も出てくる。このような効果を正しく取り入れ、宇宙再電離のメカニズムを調べるためには、3次元空間で紫外線の輻射輸送を計算しなければならない。我々は、このような3次元輻射輸送計算を行っている[7]。この計算では、3次元輻射輸送を解いて輻射場を決定し、その輻射場により反応方程式を解いて電離度を決定し、得られた電離度を使って再び輻射輸送計算をするといった反復を、輻射場と電離度が収束するまで繰り返している。流体スキームは結合せず、ここではゼルドビッチ近似による近似的取り扱いをしている。結果の一例を Fig. 2 に示す。

ここで取り上げた例以外にも、超新星爆発（本小特集6章）やブラックホール降着円盤、ガンマ線バースト（本小特集8章）など、輻射が極めて重要な働きをする現象は多々ある。紙面の関係ですべてを詳述することはできないが、種々の分野での輻射流体力学の現状と今後の課題を Table 1 にまとめておく。

3.3 輻射流体統合コードへ向けて

3.3.1 オパシティ

オパシティすなわち輻射に対する不透明度を決めるのは、自発（自然）放射、誘発（自然）放射、吸収、散乱、輻射性電離、輻射性再結合、輻射性解離といった物理過程である。Fig. 1 にも示した通り、オパシティ (opacity) は、輻射流体力学の中で根幹をなすものであり、これが決定していなければ、輻射輸送方程式を解いたり、非局所熱平衡 (non-LTE) 原子過程を扱ったりすることはで

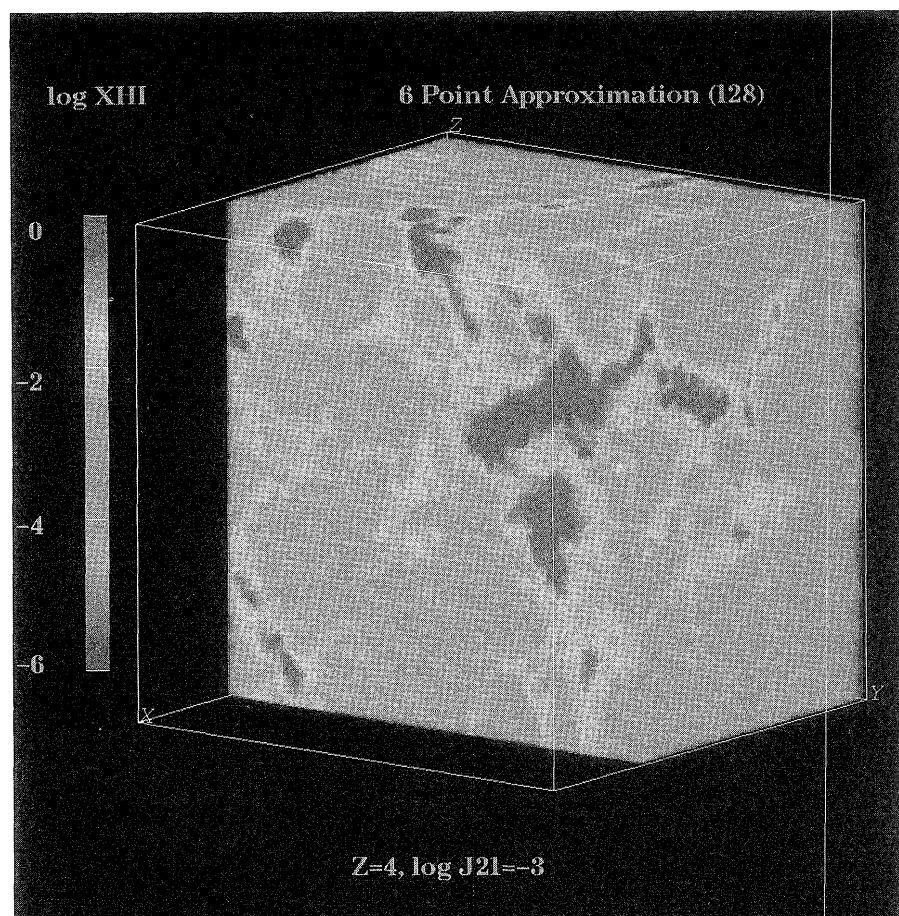


Fig. 2 6D radiative transfer calculations on the reionization of the clumpy universe. The ionization structure at redshift epoch $z = 4$ is shown. The dark gray areas are low ionization regions due to the self-shielding or shadowing effects. The calculations were performed by CP-PACS at Center for Computational Physics, University of Tsukuba.

きない。オパシティを正確に求めることが極めて重要であることを示す好適な例として、Cyg 1978 新星の光度曲線（光度の時間変化）がある。旧来のオパシティ係数 σ_ν/m を用いた計算では、この新星の光度曲線を説明することができなかった。しかし、最近になって米国ローレンスリバモア研究所が作った OPAL コードでは、 σ_ν/m は、鉄、炭素、酸素のラインに対して 2 倍近く大きなものだった。これを用いて再計算したところ、Cyg 1978 新星の光度曲線をよく再現できることがわかった [8]。この例からもわかるとおり、輻射流体力学においてオパシティのファクタの違いは、定性的な違いにもつながりうるのである。オパシティの決定は、実験、第一原理計算の両面があり、それらが相補的に行われることが望ましい。レーザープラズマを用いた「実験室宇宙物理」が実現すれば、オパシティ実験と第一原理計算を対比することができ、オパシティデータの整備が格段に進

むであろう。（詳しくは、本小特集 2 章を参照。）

3.3.2 反応方程式

Fig. 1 の反応方程式（Rate Equations）に示すとおり、原子の励起状態、電離状態、分子の量、分子の励起状態は、輻射性の過程と衝突性の過程によって決まる。輻射性の過程が重要になってくると、局所熱平衡（LTE）近似が使えなくなり、反応方程式系を直接的に解く必要がでてくる。例えば 3.3.1 で示した恒星風のように、ラインが重要な系ではイオンの励起状態は非局所熱平衡（non-LTE）になっており、実際 non-LTE の反応方程式系を解きつつ、輻射輸送の計算が行われている。また、3.2.4 の光電離もその例である。原子・分子状態と輻射場の自己無頓着性が要求される問題において、意味のある収束解が得られるかどうかは、反応方程式系の数学的性質と反復計算の収束性にかかっている。米国ローレンスリバモア研究所では、反応方程式系を解く汎用コード

Table 1 The present status of radiation hydrodynamics in astrophysics and future issues. 1D, 2D, or 3D denotes spatial dimensions. FLD is the radiation hydrodynamics with the flux limited diffusion, RT is the radiative transfer calculations, and RHD is the full radiation hydrodynamic calculations with including the radiative transfer.

Fields	Targets	Present Status	Issues
Stellar Evolution	Stellar Winds	1D FLD/RT/RHD	2D/3D, Resolution
	Planetary Nebula	1D FLD/RHD	Resolution, Frequency
Star/Planet Formation	Protostar Formation	1D FLD/RT/RHD	Resolution, Frequency
	Protoplanetary Disk	1D RT/RHD, 2D FLD/RT/RHD	Scattering, Resolution, Frequency
Supernova	Explosion	1D FLD/RT/RHD, 2D FLD/RT	Resolution, Frequency, Line
	Remnants	1D FLD/RT/RHD, 2D FLD/RT	Frequency, Line
Neutron Star/Black Hole	Accretion Disk	1D FLD/RT, 2D FLD/RT	Resolution, Frequency, Line
QSO/AGN	Accretion Disk	1D, 2D FLD/RT	Resolution, Frequency, Line
Galaxies	Starburst	1D FLD/RT	2D/3D, Resolution, Frequency
Cosmology	Reionization	3D RT	Hydro., Resolution, Frequency
	Pregalactic Clouds	1D, 2D RT/RHD	Resolution, Line
	Cosmic Abundance	1D RT	Frequency, Line

LSODAR を開発しており、宇宙物理でも利用されている。汎用コードを用いるか、ある問題に特化したコードを新たに開発するかは、問題に応じた見極めが必要であろう。

3.3.3 多次元適合型流体スキーム

天体の特徴的性質の一つとして、自分自身の重力で構造を作る「自己重力系」であるということがある。自己重力系は非対称な摂動に対し不安定であることが Zel'dovich (1970) [9] によって示されている。例えば、球状の雲は、ある方向にわずかに縮めてやると、その方向が他方向より早く重力収縮し、パンケーキ状のガス円盤ができあがる。また、パンケーキをある軸方向に縮めてやると、フランスパン状の棒状ガス雲になる。もちろん、恒星のように内部ガス圧が重力を十分支えうほど大きい場合は球対称に近づくが、自己重力ガス雲から天体ができる過程は、非球対称に進むと考えてよい。よって、天体形成をより深く調べるためには、多次元の流体スキームが必要になる。昨今の観測で、恒星風や超新星爆発も球対称に進行するものでないことがわかってきて

おり、これも多次元流体スキームの必要性を再認識させる。さらに、非一様な雲の中で加速的重力収縮が進行するとき、局所密度の高い所が先んじて潰れるという、暴走的重力崩壊 (Runaway Collapse) が起こる。これは、崩壊中心と周りの密度コントラストが時間とともに増大して行くプロセスであり、数値的に扱う場合、空間分解能を向上させる工夫が必須である。空間分解能向上に関する同じような事情は、ブラックホールのような小天体に遠方からガスが降着する降着円盤の場合も同様である。

このような問題を扱う多次元流体計算法を考えてみると、空間に固定された一様オイラー格子では、広いダイナミックレンジがとれないため、すぐに限界にぶつかることは明白である。空間分解能を上げるためには、一次元であれば流体に固定したラグランジ格子を張ればよいが、多次元では格子不整合が生じ、単純なラグランジ法は役に立たない。一つの解決方法は AMR (Adaptive Mesh Refinement) スキームと呼ばれるもので最近盛んに研究されている方法である。この方法では、オイラー

格子を基本とするが、流体運動に従い、分解能が要求される場所に細分格子を適宜追加していく。これは、単純に全系の格子を細かくしていった場合に比べ、演算量を大幅に減らすことができるという利点がある。一方で、このスキームはかなり複雑であり、最近の並列計算機に対する最適化は課題である。もう一つは、ALE (Arbitrary Lagrangean Eulerian) スキームと呼ばれる方法である。これは、ラグランジ格子で運動を追いかけて、格子不整合が生じそうなところでオイラー的格子にリマッピングする方法である。広いダイナミックレンジが取れ、しかも並列演算に適するという利点を持っている。現在2次元までのALEスキームが開発されており、3次元化は今後の課題である。また、多次元のラグランジ計算を実現する非格子的方法として、SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics) 法がある。この方法は、流体に乗ったガス粒子の重ね合わせで流体を表現する方法である。最大の特徴は、スキームが単純でコーディングしやすいということである。しかし、境界がはっきりした問題（接触流体、電離波面など）は格子法より苦手である。また、輻射輸送計算との適合性はまだ研究段階にあり、今後の課題である。

3.3.4 輻射輸送コード

輻射輸送を比較的容易に扱える方法として、しばしば用いられてきた方法に、流速制限拡散近似がある。光学的厚み τ が十分大きな系では、光子のランダムウォークを拡散近似することができる。ただし、拡散近似は光学的厚みが1以下になる場所で破綻するため、光学的厚みゼロの自由伝播への内挿式（流束制限関数）を仮定し、光学的厚みが小さな所にも対応できるようにしたもの流速制限拡散近似（FLD 近似：Flux Limited Diffusion Approximation）と言う。この方法では、6次元輻射輸送方程式を直接解く代わりに、空間次元（例えば3次元）だけの拡散方程式を解けばよいから、計算量が圧倒的に少なく済む。実際、星形成や超新星爆発に関する1次元球対称計算で利用されてきた。しかしながら、FLD 近似は輻射流速が輻射エネルギー勾配に比例することを前提としており、空間対称性が破れたとき、この前提は保証されない。また、 $O(v/c)$ の相対論的運動効果により生じた輻射流速の方向は、輻射エネルギー勾配の方向とは基本的に無関係である。従って、多次元問題においてFLD 近似は、妥当な方法とは言いがたい（それでも、多次元計算でFLD 近似を使う動きもある）。

ここでは、より物理的信頼性の高い方法として、輻射輸送方程式を直接的に解くいくつかの方法を考える

[10]。無論それは、輻射の方向（運動量空間）も自由度に含めなければならないため、空間3次元の場合なら6次元位相空間での輸送方程式を解くという大規模な計算につながる。そのため、これを高速でかつ精度よく解くスキームの開発が鍵となる。最も直接的な方法は、空間の各点から各点への輻射伝播をすべて計算する方法で、1次元方向の格子数を N とすると、3次元空間の場合、組み合わせの数 $N^3(N^3-1)/2=O(N^6)$ の線に沿って輻射輸送を解くことになる（上述のAMRやALEといった多次元適合型流体スキームの場合も空間格子数は $O(N^3 \log N)$ で、 N^3 と大きく変わらないことを注意しておく）。さらに、振動数（エネルギー）空間で N_ν 個を考えると、演算量は $O(N^6 N_\nu)$ となる。この方法は、長特性線法（Long Characteristic Method）と呼ばれ、数値的拡散が小さいという精度上の利点はあるが、演算量が多く並列処理にも適さないため、現在の最高性能の計算機（～TFlops）を持ってしても、3次元計算を行うのは困難である。これに対し、短特性線法（Short Characteristic Method）と呼ばれる方法では、計算領域のある面から入射した輻射の情報が反対側の面のすべての格子に伝わるために最低必要な方向の数 $O(N^2)$ だけを計算する。個々のセルについて、これだけの方向を計算すると、輻射輸送の演算量は、振動数も入れて $O(N^5 N_\nu)$ で済むことになる（3.2.4の例は、この短特性線法を用いて、筑波大学のCP-PACSを用いて計算したものである）。短特性線法は並列処理に適合したアルゴリズムが考案されているが、数値拡散が大きいという精度上の難点がある。長特性線法の精度と、短特性線法の高速度という両者の利点を生かすようなスキームとして、我々はART (Accelerated Ray Tracing) という方法を開発している。これは、短特性線法に比べて格段に数値拡散を減らしつつ、演算量の増加を抑ええることのできるスキームである。

輻射輸送計算におけるもう一つの課題は、散乱の取り扱いである。散乱は単純な吸収と異なり、ある方向だけの光を入射しても、四方八方の輻射を生み出す。結果として輻射輸送方程式は、微積分方程式となる。したがって、何らかの反復法を用いて解を求める必要がでてくる。全吸収係数に対する散乱係数の比は散乱アルベド (Scattering Albedo) と呼ばれる。宇宙現象では散乱の無視できない物理過程がしばしば登場する。トムソン散乱 (アルベド=1)、レイリー散乱 (アルベド=0.5)、水素光電離 (アルベド=0.4) などがその例である。散乱の入った多次元輻射流体の実現性を考えたとき、いか

に速く安定に収束する反復法を用いるかが鍵になる。この方面は ALI (Accelerated Lambda Iteration) を中心に研究が進められており、これをさらに高速化した方法も考案されている。

3.3.5 統合コード

上に述べたような、オパシティコード、反応方程式コード、多次元適合型流体スキーム、輻射輸送コードを結合することで、輻射流体統合コードへの道が開かれる。宇宙物理では、これらに加え重力場に関するポアソン方程式を解かねばならない場合が多い。ポアソン方程式の解き方として、格子法に関しては、FFT を基盤としたものや Gauss-Zeidel, SOR, ICCG などの反復法によるものなどがあり、粒子法 (SPH) では、直接法や Tree 法などが用いられている。

ところで、輻射流体でしばしば起こる現象として、扱う系の輻射冷却時間スケールが力学的時間スケールより短くなりすぎて、すべてを陽的に解いていたのでは、力学進化が追えないという事態が発生する。その場合、輻射場と温度場は、陰的解法によって自己無頓着的に決定し、その解を用いて運動方程式を解く必要が出てくる(もちろんすべてを陰的に解く場合もある)。輻射エネルギー E 、輻射フラックス F 、輻射応力テンソル P 、および温度 T は、モーメント方程式 (Moment Equation) とエネルギー方程式 (Energy Equation) によって決定されるが、これらの式の数は、変数の数に比べ P の成分である 6 個分だけ少ない。従って、このままでは方程式系は閉じていない。閉じさせるためには、何らかの閉包関係 (Closure Relation) が必要になる。閉包関係として、しばしば用いられるのはエディントン因子 $f \equiv (P/E)$ である。輻射輸送方程式を解くことにより、エディントン因子 f を求め、これを使って輻射流体方程式系を解いて行く方法は、エディントン因子変化 (Variable Eddington Factor) 法と呼ばれ、輻射流体方程式解法の有効な方法となっている。また、この方法を採用した方が、 E , F 自身も、より精度よく決定できることがわかっている。

統合コードを、より完成度の高いものにしていくことができるかどうかは、そのコードをどのような場にかにかかっている。宇宙物理学に現われる輻射流体力学現象は、高強度レーザープラズマに現われる現象と様々な共通性を持つ[11]。したがって、統合コードを用いた数値シミュレーションとレーザープラズマ実験を直接比較することで、宇宙物理学にとっても有効な輻射流体コードを開発していくことができるであろう。

3.4 まとめ

以上見てきたように、宇宙物理における多次元輻射流体力学は、まだ黎明期であり、乗り越えていくべき課題も多い。多次元輻射流体力学を実現するために要求されることは、簡単に言えば a) 基礎物理過程を忠実に再現し、b) 現実的な分解能で、c) 現実的な時間内に計算する、ということである。a) は、オパシティデータの蓄積が基本になるであろうし、b) c) は、高速で精度の良い計算法の開発と、それを実行するハードウェアの確保が鍵になろう。高強度レーザープラズマを用いた「実験室宇宙物理」の実現は、オパシティデータの整備のみならず、統合コード開発においても重要な役割を果たすと思われる。

最後に、21世紀の観測天文学の大躍進によってもたらされるであろう膨大な観測データ (輻射情報) から、本質的物理を引き出すためには、輻射流体力学過程に関し、これまでのような第 0 近似的把握ではなく、深い洞察と高度な理解が要求されることを改めて強調しておきたい。

参考文献

- [1] D. Mihalas and B.W. Mihalas, *Foundations of Radiation Hydrodynamics* (Oxford University Press, New York, 1984).
- [2] J. Castor, D.C. Abbott and R. Klein, *Astrophys. J.* **195**, 157 (1975).
- [3] A.W.A. Pauldrach, R.P. Kudritzki, J. Puls, K. Butler and J. Hunsinger, *Astron. Astrophys.* **283**, 525 (1994).
- [4] M. Umemura, J. Fukue and S. Mineshige, *Astrophys. J.* **479**, L97 (1997); *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **299**, 1123 (1998).
- [5] H. Masunaga, S. Miyama and S. Inutsuka, *Astrophys. J.* **495**, 346 (1998).
- [6] K. Omukai, R. Nishi, H. Uehara and H. Susa, *Prog. Theor. Phys.* **99**, 747 (1998).
- [7] T. Nakamoto, H. Susa and M. Umemura, *to be published in New Horizon of Computational Science* (1998).
- [8] M. Kato and I. Hachisu, *Astrophys. J.* **437**, 802 (1994).
- [9] Ya.B. Zel'dovich, *Astron. Astrophys.* **5**, 84 (1970).
- [10] 梅村雅之, 中本泰史: 日本流体学会誌「ながれ」**15**, 457 (1996).
- [11] 高部英明: 天文月報 **91**, 63 (1998); 天文月報 **91**, 108 (1998).