

## 第 10 章

### 観測的可視化の目的

立教大学 大須賀 健

近年、宇宙物理学における数値シミュレーション、特に、スーパーコンピュータを用いた大規模数値シミュレーションが、日本をはじめ世界中で盛んに行われている。数値シミュレーションの発展により、これまでになく現実的に、且つ定量的に天体現象を再現することが可能となりつつある。シミュレーションの結果と観測データとを直接つぎ合わせ、理論モデルを検証しつつ、天体現象の本質を探るのが今後の課題であるが、そこで重要となるのが「観測的可視化」である。

そもそも、多くの場合、数値シミュレーションの結果は観測可能量ではない。例えば磁気流体シミュレーションでは、密度場、速度場、温度場、そして磁場の時間発展が求まるが、実際に観測されるのは輻射スペクトルやイメージである。そこで、数値シミュレーションの結果を元に、輻射スペクトルやイメージ、更にはそれらの時間進化を理論的に作り出し、観測データと直接比較可能にすることが重要である。つまり、輻射輸送計算が必要なのである。

このように「観測的可視化」とはシミュレーションの結果と観測データとを直接比較するべく、理論的に輻射スペクトルやイメージを作り出すことである。数値データを人間が理解し易くする為に行う所謂「可視化」とは異なっている。「可視化」された密度分布や温度分布などは、物理現象の理解の助けにはなるがそれらは直接観測できる物理量ではないのである。例えばジェットやスパイラル等、観測されている構造と同形状の密度分布を数値シミュレーションで再現できたとする。しかしながら、観測されているのは輻射強度分布であり、シミュレーションで得られた密度分布をもって観測を再現できたというのは厳密に言うとは誤りである。「観測的可視化」を行い、観測データと比較する必要がある。

#### 10.1 モンテカルロ輻射輸送計算法

ここではモンテカルロ法による輻射輸送計算法を説明する。発生した光子が吸収や散乱を受けながら伝播し、系外に放射される過程を確率的に取り扱い、観測されるであろう輻射スペクトルやイメージを作り出すのが目的である。この方法は、統計的に有意な結果を得るために多数の試行回数が必要であり、決して他の輻射輸送計算法と比べて計算量が少ないわけではない。むしろ計算量が多い方の部類に入る。しかし、数値計算コードの開発が容易で、且つ並列計算に向いているというメリットがあるので、計算機環境が整っている場合は比較的容易に観測的可視化が可能となる。

ここで本章で説明する計算法について幾つかの注意事項を述べておく。ここでは、(磁気)流体シミュレーションで系の構造を解き、その構造をもとに輻射輸送を解いて輻射スペクトルやイメージを

計算することを想定している。輻射輸送計算と流体計算とは完全に独立している。これは、輻射がダイナミクスに影響を与えず、電離や化学変化に与える影響も無視できる場合にのみ有効な方法である。輻射のダイナミクス等に与える効果が無視できない場合は、流体計算の時点で輻射の効果を取り入れる必要がある。輻射（磁気）流体シミュレーションが必要である。

### 10.1.1 計算手順

ここでは、効率良く計算を行うため Pozdnyakov, Sobol, & Sunyaev (1977) に従い、重み ( $w$ ) を導入する。大まかな流れを図 1 に示す。

図中の  $P$  は escape probability で、光学的厚み ( $\tau$ ) を用いると  $P = \exp(-\tau)$  となる。また、 $\alpha$  は scattering albedo、 $N_p$  は試行回数、 $\delta$  は微量量である。まずデータを読み込み、各メッシュでの放射率を計算する。そして放射率に応じて光子を発生させる（この方法は次節参照）。発生した光子の一部はガスと相互作用することなく系外へ放射され、残りはガスによって散乱、もしくは吸収される。散乱を受けた光子の一部は透過率に従って系外へ放射され、残りの一部は 2 回目の散乱を受ける。これを重み ( $w$ ) が小さくなるまで繰り返す。重み ( $w$ ) が十分小さくなったら ( $w < \delta$ )、この光子に対する計算を終了し、次の光子を発生させる。これを  $N_p$  回繰り返す。

### 10.1.2 光子発生

上記の手順中、モンテカルロ法に基づき、確率的な処理を行うのは光子発生とコンプトン散乱の部分である。乱数を発生させ、光子の発生位置、光子の方向、振動数の選択を行う。尚、計算領域の中心に点光源が存在するような問題の場合、発生位置は確定しており、確率的処理を行う必要はない。以下では例として、特定の光源が存在せず、系全体で放射が起こる場合の処理について説明する。

まず、手順に従い全メッシュの放射率を計算する。発生させた乱数を  $R_1$  (0 から 1 の間の値をとる) とすると、

$$\sum_{j=1}^{k-1} \varepsilon(j) < R_1 \sum_{j=1}^{N_m} \varepsilon(j) < \sum_{j=1}^k \varepsilon(j) \quad (10.1)$$

となる  $k$  番目のメッシュで光子を発生させる。ここで、 $N_p$  は全メッシュ数であり、 $\varepsilon(j)$  は  $j$  番目のメッシュでの放射率である。放射率の大きなメッシュで多数の光子が発生することになる。この方法は一例である。ここでは紹介しないが各メッシュで同数の光子を発生させる方法も行われている。

振動数の選択についても幾つかの方法がある。上記の方法と同様に放射率に応じて選択する場合、新たな乱数  $R_2$  を用いて

$$R_2 = \frac{\int^{\nu_0} \varepsilon_\nu(j) d\nu}{\int \varepsilon(j) d\nu} \quad (10.2)$$

となる  $\nu_0$  が発生光子の振動数となる。更に、方向ごとの放射率から光子の方向 ( $\mathbf{n}$ ) を選択する。等方放射であれば簡単に

$$\mathbf{n} = (R_3, R_4, R_5) / (R_3^2 + R_4^2 + R_5^2)^{1/2} \quad (10.3)$$

とすることができる。<sup>1</sup>

<sup>1</sup> 編者注: この方式では  $\mathbf{n}$  は非等方になる。 $R_3 = (\cos \theta + 1)/2$ 、 $R_4 = \varphi/(2\pi)$  により  $\theta$  と  $\varphi$  を求め、 $\mathbf{n} = (\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta)$  とすると等方的になる。

### 10.1.3 コンプトン散乱

乱数を発生させ、散乱位置、散乱後の光子の方向、振動数の選択を行う。まず、散乱位置の選択の仕方について説明する。今、光線の方向を  $l$  軸に取る。光子の位置を原点とし、 $l$  軸と計算境界との接点を  $L$  とする。光子が散乱を受ける位置  $l_s$  は

$$R_6 = \frac{\int_0^{l=l_s} e^{-\tau_\nu} d\tau_\nu}{\int_0^{l=L} e^{-\tau_\nu} d\tau_\nu} \quad (10.4)$$

から得られる。ここで、 $\tau_\nu$  は光子の位置 ( $l = 0$ ) から  $l$  軸に沿って計った振動数  $\nu$  での光学的厚みである。

$$\tau_\nu = \int \left\{ \frac{\rho(l)}{m_p} \sigma_\nu + \kappa_\nu^{\text{abs}}(l) \right\} dl \quad (10.5)$$

$\rho$ ,  $m_p$ ,  $\sigma$ ,  $\kappa_{\text{abs}}$  はそれぞれ密度、陽子の質量、電子の散乱断面積 (Rybicki & Lightman 1979)、そして吸収係数である。ただし、現状の計算コードでは、これを

$$\tau_\nu = \left\{ \frac{\rho(0)}{m_p} \sigma_\nu + \kappa_\nu^{\text{abs}}(0) \right\} l \quad (10.6)$$

と近似し、計算量を抑えている。これは、計算領域内における密度等の物理量の変化が比較的小さい場合には良い近似となるが、そうでない問題を扱う場合には改善することが望ましい。

次に散乱後の方向、振動数について述べる。ここでは電子静止系でのコンプトン散乱の基礎方程式を用いて新たな方向と振動数を選択する (Pozdnyakov, Sobol & Sunyaev 1977)。実験室系で与えられている光子の方向、振動数を散乱相手となる電子の静止系に座標変換し、電子静止系での散乱後の方向と振動数を選択する。それを元の実験室系に逆変換するというのが基本的な方針である。手順は以下の通りである。

1. 散乱位置での流体の共同座標系に座標変換 (座標変換 1)
2. 散乱位置での電子温度をもとに散乱電子を選択
3. 散乱電子の静止系に座標変換 (座標変換 2)
4. 電子静止系での散乱後の方向と振動数を選択
5. 座標変換 2 の逆変換
6. 座標変換 1 の逆変換、実験室系での光子の方向、振動数を得る

### 10.1.4 スペクトル&イメージ

透過光子が我々が観測できる光子である。透過光子は位置、方向、振動数と観測データと比較すべき全ての情報を持っている。したがって、

1. 平均的な輻射スペクトル — 振動数別に透過光子を積算
2. 方向依存の輻射スペクトル — 方向、振動数別に透過光子を積算
3. 波長ごとのイメージ — 位置、方向、振動数別に透過光子を積算

とすることで理論的に輻射スペクトルやイメージを作り出すことができる。統計的に有意な結果を出す為、1より2、2より3でより多くの光子数（試行回数）が必要となる。また、流体シミュレーションの各タイムステップで輻射輸送計算を行うことで、輻射スペクトルやイメージの時間発展を調べることができる。

## 10.2 3次元磁気降着円盤の輻射スペクトル

### 10.2.1 計算手順

ここでは実際の計算例として、3次元磁気降着円盤の輻射スペクトル計算の結果を紹介する。3次元磁気降着円盤のモデルとしてはKato, Mineshige, Shibata (2004)のシミュレーション結果を採用する。磁気流体シミュレーションではイオン温度 ( $T_i$ ) と無次元した密度 ( $\rho_{\text{MHD}}$ )、磁場 ( $B_{\text{MHD}}$ ) を解いている。密度パラメータを  $\rho_0$  を用いて実際の密度場、磁場に戻す [ $\rho = \rho_0 \rho_{\text{MHD}}$ ,  $B = B_{\text{MHD}}(\rho_0 c^2)^{1/2}$ ]。また、輻射輸送計算には電子温度が必要である。磁気流体シミュレーションは一温度プラズマを仮定しており、イオンの温度は解いているが、電子温度は取り扱われていない。そこで、本研究では、輻射スペクトルと同時に、電子温度も自己矛盾無く解くという方法を取る。この為、計算手順は以下のようになる。

電子の加熱と冷却はシンクロトロン放射 / 吸収と制動放射 / 吸収を考慮して決める (Pacholczyk 1970; Stepney & Guilbert 1983)。輻射輸送計算と電子温度の補正を交互に行い、自己矛盾のない解が得られるまで繰り返す。

### 10.2.2 電子温度

電子温度は厳密には位置（メッシュ）によって異なる。しかし、ここでは電子の温度は鉛直方向に一定で、半径方向にのみ依存すると仮定する。そして輻射による冷却とイオンとのクーロン相互作用による加熱 [ $\lambda_{ie}$  (Stepney & Guilbert 1983)] の平衡温度を求めている。

$$\int_{-Z}^Z \int_{R_{\text{in}}}^{R_{\text{out}}} \lambda_{ie}(\rho, T_i, T_e) 2\pi r dr dz = \int L_\nu(R_{\text{in}} < r < R_{\text{out}}) d\nu. \quad (10.7)$$

ここで断っておくが、移流や膨張・圧縮による熱過程が電子の温度の影響を与えるような場合、この方法で正しい電子温度を見積もることができない。2温度磁気流体シミュレーションが必要となる。

### 10.2.3 結果

得られた輻射スペクトルを、Sagittarius A\*(Sgr A\*)の観測データ点とあわせて図3に示す。最も観測を再現するように密度パラメータを選んだもので、結果として得られた電子温度は  $5 \times 10^9 \text{K}$  であった。因みに試行回数はおよそ  $10^9$  であり、計算時間はPentium4の単体計算機で3時間程度である。

電波領域に現れているピーク ( $\log \nu \sim 12$ ) はシンクロトロン放射 / 自己吸収で作られている。また、X線領域 ( $\log \nu > 16$ ) は制動放射が卓越している。シンクロトロン放射の一部がコンプトン散乱を受けた為、 $\log \nu \sim 14$  付近にピークが作られることが分かった。この結果では目立たないが、 $\log \nu \sim 16$  にセカンドコンプトンの成分が現れている。このスペクトルは磁気降着円盤の中心近傍からのスペクトルだけを計算した物である。図3から分かるように、この場合は磁気降着円盤がよく

観測データを再現できることが分かる。しかし、円盤全体からのスペクトルは観測と矛盾するという結果が得られている。なぜ、観測を再現できないのか？磁気流体シミュレーションの今後の課題である。

### 10.3 まとめと今後の展開

この章ではモンテカルロ法による観測的可視化の方法を紹介した。観測的可視化は数値シミュレーションと観測データを繋ぐ手段であり、理論モデルの検証、天体现象の解明に必要なものである。特に近年の計算機やシミュレーション技術の発展、観測装置の飛躍的な進化や大型プロジェクトの進行により、観測的可視化によるシミュレーションと観測の直接比較の重要性はますます高くなっていくと思われる。

モンテカルロ法による輻射輸送計算は、計算量は決して少なくないが、コード開発が容易で並列化に向いているという大きなメリットがある。PCクラスターやベクトル・並列計算機が使える環境では特に向いている計算法である。

今後は光学的厚みの見積もりをより正確なものに改善するとともに、コードの並列化、ベクトル化を行いたい。これは既に進行中であり、現在テスト中である。限られた時間でより多くの光子の伝播を計算することが可能となるので、これまで不可能であった角度ごとの輻射スペクトル、波長ごとのイメージを得られると期待できる。また、短時間でスペクトルを得られる為、細かい時間刻みでのスペクトルの変化を調べる事が可能となる。円盤振動などの解析が期待できる。更には磁気流体シミュレーションコードとの結合し、例えば、これまでの磁気流体シミュレーションでは扱えなかった輻射冷却が効く状況での降着円盤の進化を調べたい。

## 参考文献

- [1] Kato, Y., Mineshige, S., & Shibata, K. 2004, *ApJ*, 605, 307
- [2] Pacholczyk, A. G. 1970, *Radio Astrophysics* (San Francisco: Freeman)
- [3] Pozdnyakov, L. A., Sobol, I. M., & Sunyaev, R. A. 1977, *Soviet Astron.*, 21, 708
- [4] Rybicki, G. B. & Lightman, A. P. 1979, *Radiative Processes in Astrophysics* (New York: John Wiley & Sons, Inc.)
- [5] Stepney, S. & Guilbert, P. W. 1983, *MNRAS*, 204, 1269

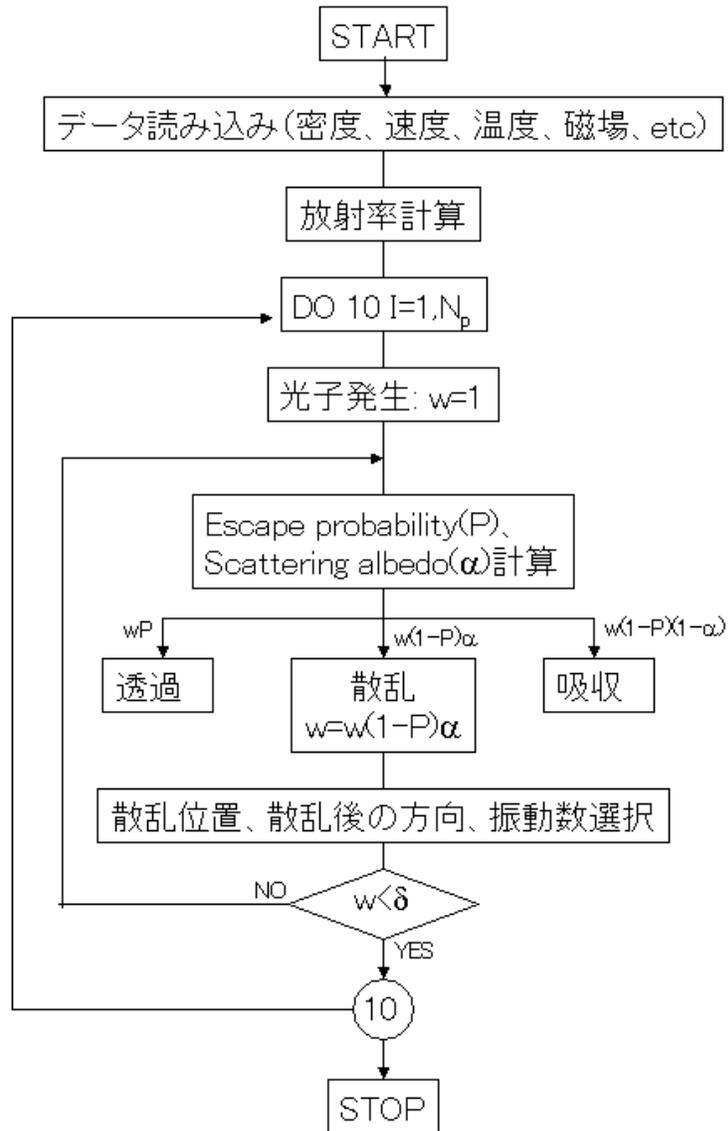


図 10.1: モンテカルロ輻射輸送計算法の手順

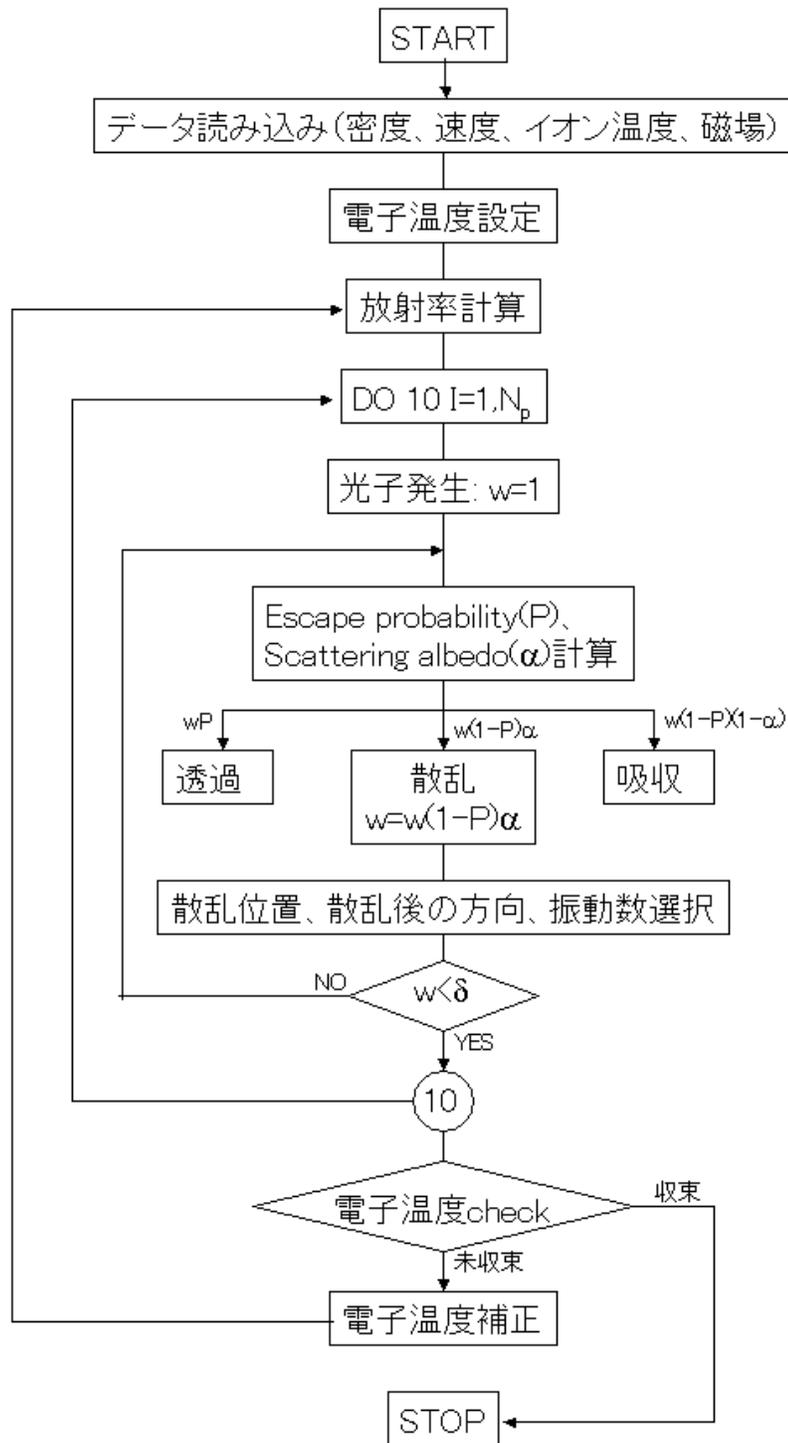


図 10.2: モンテカルロ輻射輸送計算法の手順 2

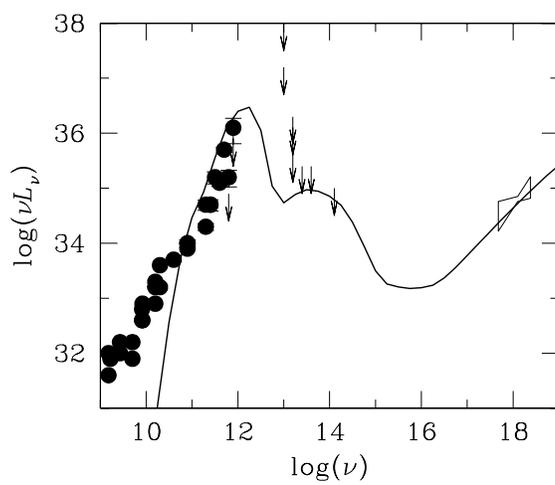


図 10.3: 3次元磁気降着円盤の予言する輻射スペクトル