

# クエーサー紫外-可視域多バンド光度曲線から得られる“不均一円盤モデル”への制限

小久保 充 (東京大学大学院 理学系研究科)

## Abstract

Dexter & Agol (2011) は、近年の磁気流体シミュレーションの結果を元に、標準降着円盤の表面温度分布に対して局所的な温度ゆらぎが加わることでクエーサー光度変動が引き起こされる、とするモデル (Inhomogeneous Accretion Disk Model) を提唱した。本研究では、Dexter & Agol の Inhomogeneous Accretion Disk Model のクエーサー光度変動モデルとしての妥当性を、紫外-可視域光度変動の 2 バンド間相関という観点から検討した。光度変動の 2 バンド間相関の強さを“magnitude-magnitude plot 上での線形相関からの scatter  $\sigma_{int}$ ”として定量化し、SDSS Stripe 82 領域に含まれる約 9000 個のクエーサーの 5 バンド光度曲線と、Inhomogeneous Accretion Disk Model によるモデル光度曲線それぞれに対して  $\sigma_{int}$  の値を導出し、観測とモデルの比較を行った。その結果、Dexter & Agol の Inhomogeneous Accretion Disk Model では、クエーサーで観測されている強い 2 バンド間相関を完全には説明できないことがわかった。この結果は、Inhomogeneous Accretion Disk Model で仮定されているような降着円盤上の局所的な温度ゆらぎはクエーサー光度変動の主要因ではあり得ず、より大局的なスケールで降着円盤の状態が変化していることを示唆している。

## 1 Introduction

クエーサー中心の降着円盤は Eddington 比  $\sim 0.1$  程度の質量降着率を持ち、いわゆる標準降着円盤モデル (Shakura & Sunyaev 1973) で記述される円盤構造を持つと考えられている。しかしこれまでの観測的研究により、標準円盤モデルでは説明できない観測結果が次々と得られてきている:

1. クエーサーの中心エンジンを超大質量ブラックホール周辺の標準降着円盤であると仮定した場合の力学的タイムスケール ( $\gg$  数年) に比べて極めて短いタイムスケール ( $\sim$  数カ月-数年) での紫外-可視波長域光度変動現象 (0.1-0.3 等程度の振幅) が普遍的に観測される (e.g., Macleod et al. 2012).
2. 標準円盤モデルスペクトルに比べて、観測されるクエーサースペクトルでは紫外域に超過が見られる (e.g., Zheng et al. 1997).
3. クエーサーマイクロレンズ現象の観測から推定されるクエーサー降着円盤のサイズ<sup>1</sup> が、標準

<sup>1</sup>マイクロレンズ現象によって生じる光度変動について、レン

円盤モデルの予言値よりも 4 倍程度大きい (e.g., Morgan et al. 2010; Mosquera et al. 2013)

これらの観測事実を説明するモデルとして、Dexter & Agol (2011) は、標準降着円盤の表面温度プロファイルに、局所的で大振幅 (200-300%) の、数 100 日のタイムスケールで時間変動する温度ゆらぎが存在している、という描像 (Inhomogeneous Accretion Disk Model) を提唱した。このような時間変化する不均一温度構造を持つ降着円盤では、クエーサーで観測される程度の紫外-可視光度変動が引き起こされ (1 の解決)、高温フレアが存在により紫外域側まで放射スペクトルが伸び (2 の解決)、実効的に降着円盤半径が大きく見える (3 の解決) ことが Dexter & Agol (2011) によって定量的に示されている (図 1)。

我々は、Dexter & Agol の Inhomogeneous Accretion Disk Model のクエーサー光度変動モデルとしての妥当性を再検証するため、次のような点に着目した: Inhomogeneous Accretion Disk Model では異なる温度を持つ独立な黒体フレアの重ね合わせを光度

ズ天体とクエーサー降着円盤のモデルを仮定した場合の理論光度曲線と、観測される光度曲線との比較を通じて、ある波長での半光度半径  $R_{1/2}$  (例えば  $R_{1/2}^{2500\text{\AA}}$ ) が得られる。

変動の原因であると考えられるため、少なくとも定性的には、離れた波長間の光度変動はほぼ独立に生じ、2バンド間の光度曲線は弱い相関しか示さないことが期待される。しかし観測的には、AGN/クエーサーの紫外-可視域の光度変動は「全波長でほぼ同時に生じ、強く相関している」という性質を示すことが知られている (e.g., Kokubo et al. 2014)(図 2 下)。すなわち、少なくとも定性的には、Inhomogeneous Accretion Disk Model ではクエーサーで観測されている強い2バンド間相関を説明できないように思われる。

本研究では、観測データ (SDSS Stripe82 領域クエーサーの 5 バンド光度曲線) に見られる光度変動の波長間相関の強さを“2 バンド同時光度曲線の線形相関 (magnitude-magnitude plot) からの Intrinsic scatter  $\sigma_{\text{int}}$ ”として定量化し、Inhomogeneous Accretion Disk Model の予言値と比較することで、実際にこのモデルでは光度変動の多波長間相関を説明できないことを定量的に示した (Kokubo 2015)。

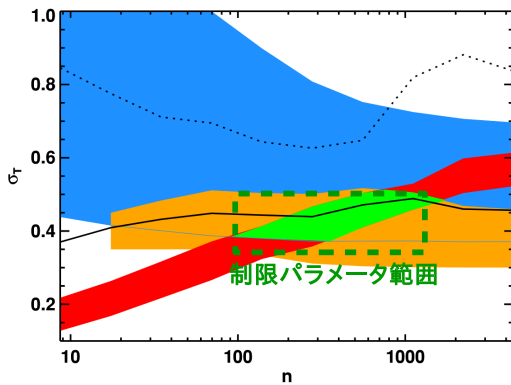


図 1: Dexter & Agol (2011) による Inhomogeneous accretion disk model パラメータ  $n$ ,  $\sigma_T$  の観測的制限 (図は Dexter & Agol (2011) の論文から転載)。青: クエーサーマイクロレンズ観測による降着円盤サイズ制限; 赤: クエーサー変動振幅 (0.1-0.2 等) からの制限; 黄: Far-UV スペクトルの形状; 緑: すべての観測的制限を満たすパラメータ範囲。本稿では、緑点線枠で示した制限パラメータ範囲でのモデル予言値を調べている (図 3)。

## 2 Data

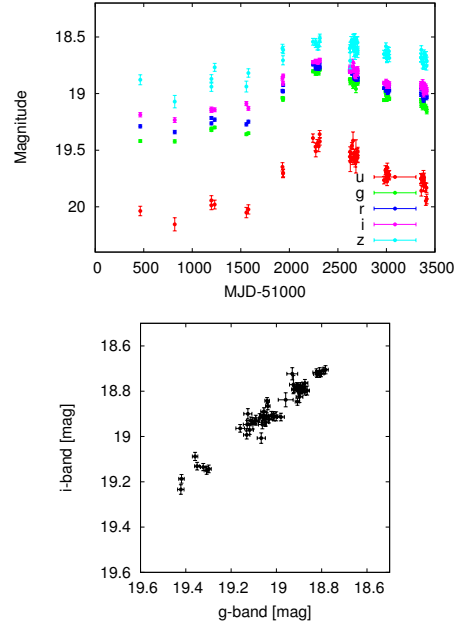


図 2: SDSS Stripe 82 領域で得られているクエーサー 5 バンド光度曲線 (上図) と  $g-i$  magnitude-magnitude plot (下図) の例: SDSS J213422.25+004850.2 (Redshift  $z=2.331$ ) の 5 バンド光度曲線。

本研究では、大規模クエーサーサンプルに対する多バンド光度曲線データベースとして、Sloan Digital Sky Survey (SDSS) の Stripe82 領域 (R.A. =  $-50^\circ$  -  $+59^\circ$ , Dec =  $-1.27^\circ$  -  $+1.27^\circ$ ; 約  $300\text{deg}^2$ ) におけるデータを用いた。SDSS は、アメリカのアパッチポイント天文台の口径 2.5m 専用望遠鏡を用いた北天領域の撮像分光サーベイである。特に SDSS Stripe82 領域では Supernovae Survey Project が行われたことにより、約 10 年間分 (1998 年-2007 年) の  $u, g, r, i, z$  ( $3000\text{\AA}$ -  $9000\text{\AA}$  紫外-可視の 5 バンド) の光度曲線が得られている (各天体で約 60 epoch 程度) (図 2)。

SDSS はこれまでに 100000 個以上のクエーサーを分光同定しており、SDSS Stripe82 領域内にも分光同定クエーサーが約 9000 天体存在する。我々はこれら 9000 個のクエーサー 5 バンド光度曲線をデータとして用いた。

### 3 Methods

Section 1 で述べたように、本研究では、光度変動の 2 バンド間相関の強さを magnitude-magnitude plot) からの Intrinsic scatter  $\sigma_{\text{int}}$  として定量化する。Magnitude-magnitude plot 上での線形回帰解析では、LINMIX\_ERR と呼ばれる IDL routine を用いた (Kelly 2007)。Kelly (2007) にしたがって、クエーサー 2 バンド同時光度曲線の magnitude-magnitude plot 上での線形関係を次のようにモデル化する (ここで  $i=1,2,3,\dots$  は各 epoch を表す):

$$\eta_i = a + b\xi_i + \epsilon_i \quad (1)$$

$$x_i = \xi_i + \epsilon_{x,i} \quad (2)$$

$$y_i = \eta_i + \epsilon_{y,i} \quad (3)$$

$$\epsilon_i \sim G(\sigma_{\text{int}}^2) \quad (4)$$

$$\epsilon_{x,i} \sim G(\sigma_{x,i}^2), \epsilon_{y,i} \sim G(\sigma_{y,i}^2) \quad (5)$$

ここで  $x_i, y_i$  は各 epoch  $i$  での観測値,  $\xi_i, \eta_i$  はそれぞれ  $x_i, y_i$  に対応する真の値である。また、 $G(x^2)$  は  $x^2$  を分散にもつ平均値 0 のガウシアン分布を表しており、 $\epsilon_{x,i}$  and  $\epsilon_{y,i}$  は各 epoch のガウシアン的な測光エラーを表現している。 $\epsilon_i$  は線形関係からの intrinsic scatter であり、各 epoch で一定の分散値  $\sigma_{\text{int}}^2$  を持つと考える。

独立変数  $\xi_i$  についてはガウシアン分布を持つと仮定し、その分散を  $V^2$  とする。定義から、 $V$  は  $x$  軸にとったバンドでの光度変動の振幅に対応する ( $V(x)$ ;  $x=u, g, r, i, z$ )。LINMIX\_ERR を用いることで、magnitude-magnitude plot の線形回帰解析から、 $x$  軸にとったバンドの変動振幅  $V(x)$  と Intrinsic scatter  $\sigma_{\text{int}}$  の値を推定することができる。

### 4 Inhomogeneous Accretion Disk Model

標準降着円盤モデルは、次のような放射スペクトル、温度プロファイルを持つ:

$$F_\nu \propto \nu^3 \int \frac{1}{e^{h\nu/k_B T_{\text{eff}}(R)} - 1} dS \quad (6)$$

$$T_{\text{eff}}(R) = T^* \left( \frac{R}{R_{\text{in}}} \right)^{-3/4} \left( 1 - \sqrt{\frac{R_{\text{in}}}{R}} \right)^{1/4} \quad (7)$$

ただし

$$T^* = \left( \frac{3GM_{\text{BH}}\dot{M}}{8\pi\sigma R_{\text{in}}^3} \right)^{1/4} \quad (8)$$

ここではシュバルツシルトブラックホールの場合を考えており、円盤内縁は Innermost Stable Circular Orbit ( $R_{\text{in}} = 3R_S$ ) とする。SDSS クエーサーのブラックホール質量、質量降着率パラメータの範囲では、 $T^*$  の値は  $T^* \sim 50000\text{K}-200000\text{K}$  程度になる (Kokubo et al. 2014)。

Dexter & Agol (2011) の Inhomogeneous accretion disk model では、標準降着円盤表面を  $\log R - \phi$  空間上<sup>2</sup> で  $N \times N$  のグリッドに分割して、各グリッド上の温度が平均温度  $\log T_{\text{eff}}(R)$  の周りで独立な Damped Random Walk 過程に従って変動すると考える。Inhomogeneous accretion disk model パラメータとしては、半径  $R$  方向に 2 倍毎 (つまり  $\log R$  方向に  $\log 2$  幅毎) のグリッド数  $n$

$$n = N \frac{\log 2}{\log 2^{16}} \times N = \frac{N^2}{16} \quad (9)$$

と、 $\log T_{\text{eff}}$  の変動振幅  $\sigma_T$  が導入される。Damped Random Walk のダンピングタイムスケールは 200 日で固定する (詳細は Dexter & Agol 2011, を見よ)。

Inhomogeneous accretion disk model の予言値と SDSS Stripe82 領域の光度変動データを比較するために、SDSS Stripe 82 領域の実際の観測データのサンプリングを再現するような  $u, g, r, i, z$ -band の測光値<sup>3</sup> を導出してモデル光度曲線を作成し、SDSS Stripe82 領域のデータを再現するような測光誤差を付与する (詳細は Kokubo 2015, を見よ)。

モデルパラメータは、先ほど述べた Inhomogeneous accretion disk model パラメータ  $n, \sigma_T$  と、スペクトル形と測光波長域を決定するパラメータ  $T^*$ , redshift  $z$  の 4 つとなる。 $n, \sigma_T$  については図 1 に示したようなパラメータ範囲をとり、 $T^*$  と  $z$  については、解析に用いた SDSS クエーサーサンプルをよく表現する範囲 (すなわち  $T^* = 50000\text{K}-200000\text{K}$ ,  $z$  は各バンドペアで異なる) のすべての値を取る。

<sup>2</sup>幾何学的に薄い円盤上で柱座標系をとっており、 $R$  は降着円盤動径座標、 $\phi$  は方位角座標

<sup>3</sup>ただし本解析では Flux の絶対値 (式 6 のノーマライゼーション) は不要である。本研究では magnitude の単位で解析を行うが、magnitude の値の任意の shift は結果に影響しないからである。

## 5 モデルと観測データの比較

図 3 では、変動振幅  $V$  (上図) と 2 バンド間線形相関からの scatter  $\sigma_{\text{int}}$  (下図) の値の取る範囲 ( $1\sigma$ ) を、観測データ、モデルの両方について図示している。この図からまず、各バンドでの変動振幅  $V$  の値は、Dexter & Agol の提唱したモデルパラメータ範囲 (図 1) で確かに再現できていることがわかる。一方で、2 バンド間線形相関からの scatter  $\sigma_{\text{int}}$  については、観測値に対してモデルの値が系統的に大きい側にずれている (バンド間の波長間隔が大きいほどずれは顕著になる)。これはすなわち、Inhomogeneous accretion disk model では、実際の観測データにみられるような強い 2 バンド間相関を再現できてないことを意味する。我々はこの結果から、Dexter & Agol の Inhomogeneous Accretion Disk Model では、クエーサーで観測されている強い 2 バンド間相関を説明できないと結論づけた。

本解析によって、Introduction で述べたような定性的な議論、すなわち “Inhomogeneous Accretion Disk Model では異なる温度を持つ独立な黒体フレアの重ね合わせを光度変動の原因であると考え、離れた波長間の光度変動はほぼ独立に生じ、2 バンド間の光度曲線は弱い相関しか示さないことが期待される” ため、“Inhomogeneous Accretion Disk Model ではクエーサーで観測されている強い 2 バンド間相関を説明できないように思われる” という点を定量的に確認したことになる。この結果は、Inhomogeneous Accretion Disk Model で仮定されているような降着円盤上の局所的な温度ゆらぎはクエーサー光度変動の主要因ではあり得ず、より大局的なスケールで降着円盤の状態が変化していることを示唆している。今後は、本研究で示されたような「光度変動の強い波長間相関」を定量的に説明可能な降着円盤モデルを探求していかねばならない。

## Acknowledgement

基礎物理学研究所 (研究会番号: YITP-W-15-04) 及び国立天文台からのご支援に感謝いたします。

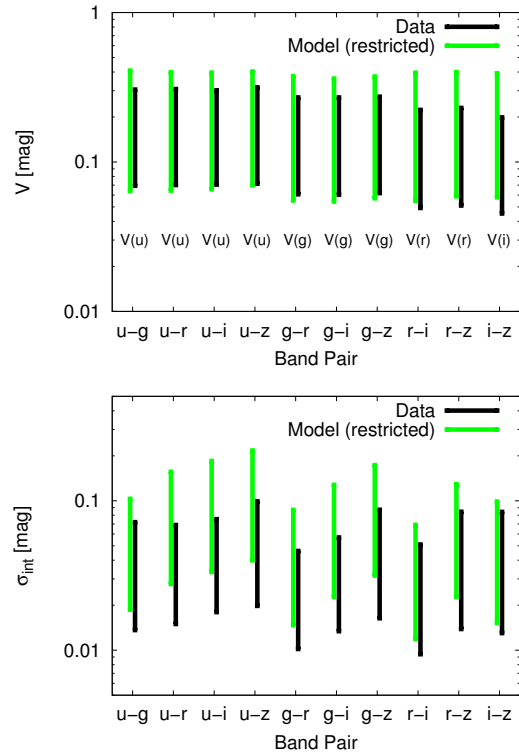


図 3: 変動振幅  $V$  (上図) と 2 バンド相関の scatter  $\sigma_{\text{int}}$  (下図) の  $1\sigma$  (68%) 範囲。黒線は SDSS Stripe82 領域での観測データの取る値の範囲、緑線は制限パラメータ範囲 (図 1 を見よ) での Inhomogeneous accretion disk model の予言範囲。単バンドの変動振幅  $V$  (上図) についてはモデルと観測は一致するが、2 バンド相関の強さ  $\sigma_{\text{int}}$  (下図) については Inhomogeneous accretion disk model では相関が弱くなり ( $\sigma_{\text{int}}$  が大きくなり) 観測とあわなくなっている。

## Reference

- Dexter & Agol 2011, ApJ, 727, 24
- Kelly 2007, ApJ, 665, 1489
- Kokubo et al. 2014, ApJ, 783, 46
- Kokubo 2015, MNRAS, 449, 94
- Macleod et al. 2012, ApJ, 753, 106
- Morgan et al. 2010, ApJ, 712, 1129
- Mosquera et al. 2013, ApJ, 769, 53
- Shakura & Sunyaev 1973, A&A, 24, 337
- Zheng et al. 1997, ApJ, 475, 469