

「活動銀河核中心領域における輻射と広輝線領域ガス雲との相互作用」

論文レビュー

X-ray illuminated stellar winds: ionization effects in the radiative driving of stellar winds in massive X-ray binary systems

(Ian R. Stevens & Timothy R. Kallman, 1990)

千葉大学大学院宇宙物理学研究室

M1 大塚 淳輝

1.初めに

クェーサーやセイファート銀河などの活動銀河核 (AGN) で観測される広輝線は銀河中心超大質量ブラックホール近傍のガス雲で生成されると考えられている。(図1)

このガス雲は、降着円盤から噴出する円盤風中で熱的不安定性などが起こり形成された可能性がある。図2によると、安定に存在していた分子に輻射を当て続けるとやがて温度にジャンプが起こりプラズマが生成される。これにより、輻射を受け、ある電離パラメータでの物質は分子とプラズマが共存した状態が存在する。これが、プラズマ中の分子雲の形成要因の一つだと考えられる。

しかし、分子雲形成の詳しい形成機構については未だ解明されていないことから、数値シミュレーションを用いてその形成機構を解明することが目的である。

また、明るいAGNの降着円盤からはX線やUVが放射されており、これらが円盤風の加速や熱的不安定性への影響を及ぼす。円盤風はUVの線吸収により運動量を得て加速されるが、X線による光電離のためUVによる加速が弱まることも知られている。

分子雲形成機構の解明には、円盤風へのX線電離の効果を知る必要がある。

Stevens&Kallman(1990)では、大質量X線連星系において、主星からの恒星風への伴星である中性子星から放射されるX線からの光電離による輻射加速への影響を調べられている。

こうして、本発表でStevens&Kallman(1990)のレビューを行うに至った。

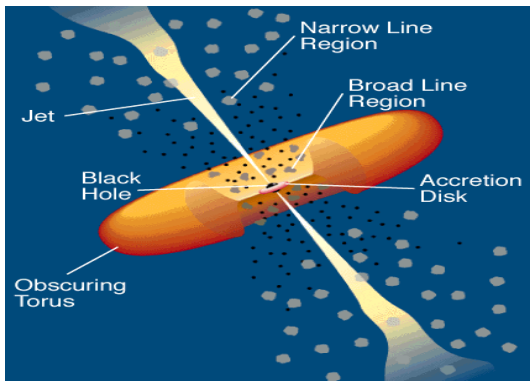


図1

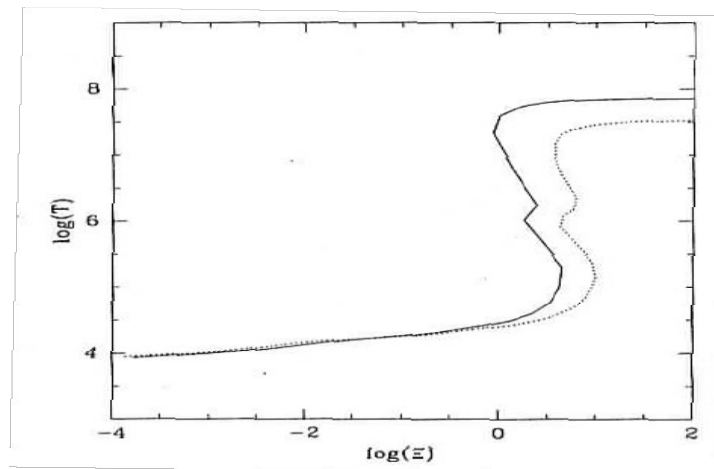


図2

2. 分子雲の加速、生成機構を決める方程式

分子雲の生成、加速を考えるための方程式は次のように置く。

質量保存	$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho v) = 0$
運動方程式	$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\nabla P - \rho \nabla \phi + \frac{\bar{\kappa}}{c} \vec{F}$
エネルギー式	$\rho T \frac{dS}{dt} = Q^+(\rho, T, \xi) - Q^-(\rho, T)$

ここで $\bar{\kappa}$ は吸収係数、 \vec{F} は輻射流束、 ξ は電離パラメータ、 $Q^+(\rho, T, \xi)$ は加熱により得る熱量、 $Q^-(\rho, T)$ は冷却により失われる熱量である。

円盤風は光学的に薄いとし、また円盤風や分子雲への中心領域からの輻射による加熱と冷却を考慮することで、熱的不安定性による分子雲生成を計算する。

この方程式を解くには、輻射圧の項でのフラックスや電離パラメータを決めなければいけない。

以下では、それらを決めるべくStevens&Kallman(1990)による光電離を考慮した輻射圧や電離パラメータの与え方を見ていく。

3.Stevens&Kallman(1990)

Stevens&Kallman(1990)の目的は、X線連星系において輻射駆動恒星風への伴星の中性子星からのX線における光電離と加熱が及ぼす影響を調べることである。

この論文は、Castor, Abbott, Klein(1975)で与えられた輝線による輻射圧の増大パラメータM(t)に、光電離による影響を加えていることが特徴である。(図3、4)

用いられる方程式は次のように書かれ、 σ_e は自由電子の質量散乱係数、 $M(t)$ は主星からの光を吸収することによる輻射加速の増大、 L は主星の光度、 r は主星からの距離としている。

質量保存 $4\pi r^2 \rho v = const$

運動方程式 $v \frac{dv}{dr} = -\frac{Gm}{r^2} + \frac{\sigma_e L}{4\pi r^2 c} [1 + M(t)] - \frac{1}{\rho} \frac{dP_g}{dr}$

単位質量あたりの輻射加速の項
(連続光による項+輝線による項)

ここでの仮定は、球対称で同型方向にのみ流れがある、流れは定常、中性子星の輻射による加速は考えない、流れの速度勾配は十分に大きい、恒星風は光学的に薄い、恒星風の電離は中性子星からの輻射からのみ考えるとしている。

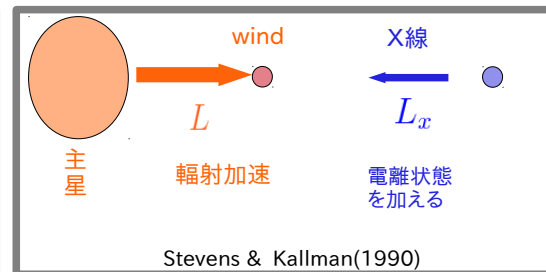
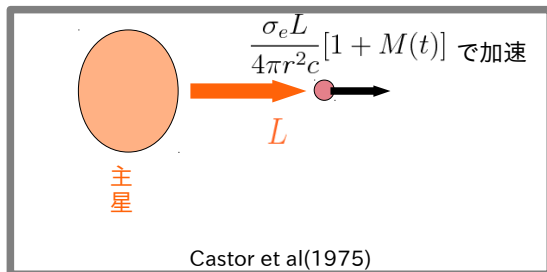


図3

図4

光学的深さのパラメータ t の解釈

振動数 ν での吸収係数を σ_ν とすると、単位質量あたりの輝線による加速は $a_L = \int \frac{\sigma_\nu}{c} F_\nu d\nu$ と書かれるため、振動数 $\nu = \nu_0$ の輝線を考えると、 $a_L \simeq \frac{\sigma_{\nu_0}}{c} F_{\nu_0} e^{-\tau_L}$ と書くことができる。

ここで、 $e^{-\tau_L}$ は恒星風の加速に対する恒星風物質の密度や恒星風のドップラーシフトの影響を含む係数であり、単位質量あたりの輝線による加速は、局所的なある輝線での光学的深さのexponential的に減少することがわかる。

この局所的な光学的深さは $\tau_L = \rho \kappa_L \frac{v_{th}}{\left(\frac{dv}{dr}\right)}$ と書け、局所的な光学的深さを輝線の種類によらないパラメータ化したものが局所的な光学的深さのパラメータ $t \equiv \frac{\sigma_e}{\kappa_L} \tau_L = \rho \sigma_e \frac{v_{th}}{\left(\frac{dv}{dr}\right)}$ である。

主星からの光を吸収することによる輻射加速の増大 $M(t)$ の解釈

Castor (1974) により与えられる単位質量あたりの独立な輝線による力の近似式は、 $f_L = \left(\frac{\Delta\nu_D F_\nu}{c}\right) \left(\frac{\kappa_L}{\tau_L}\right) (1 - e^{-\tau_L})$ と書かれる。

これを、全輝線分の和をとることで、単位質量あたりの全輝線による加速は $a_L = \frac{\sigma_e F}{c} M(t)$ のように書け、

ここで $M(t)$ の定義式は $M(t) = \sum_{lines} \frac{\Delta\nu_D F_\nu}{F} \frac{1}{t} (1 - e^{-\eta t})$ と書かれる。

単位質量あたりの全輝線による加速を、全振動数での吸収係数の和 $\bar{\sigma}$ を用いて

別の書き方をすると下のようになる。

$$a_L = \int \frac{\sigma_\nu}{c} F_\nu d\nu = \frac{\bar{\sigma} F}{c}$$

よって、 $M(t)$ は $M(t) = \frac{\bar{\sigma}}{\sigma_e}$ となり、電子散乱に対する全輝線の吸収具合を表すパラメータであると考えられる。

$M(t)$ と t の関係は図5で表され、 t が大きいほど加速が弱いことがわかる。

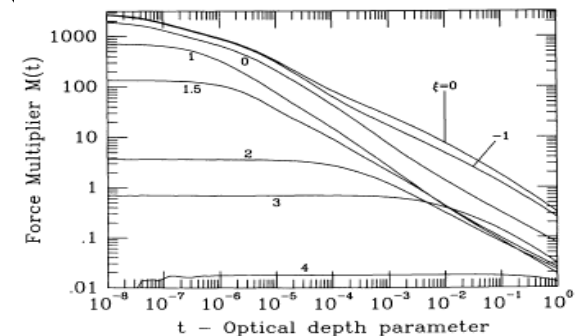


図5

電離構造、用いる原子データ、電離パラメータ

電離パラメータを見積もるためには電離構造を決める必要があり、

そのためにいくつかの仮定を置いている。

まず、恒星風の電離は中性子星からのX線放射によってのみ起こるとしている。

そしてそのX線放射は制動放射型スペクトルに則っているとしている。(図6)

恒星風物質は局所的熱平衡内に存在するとしている。

低電離属での原子データはAbbott(1982)のものを用い、高電離属は難しいため、電子数が等しいイオンデータを使ってスケーリング

したものを使用している。また、光電離コードには、Kallman&McCray(1982)とCameron(1973)によるものを用いている。

電離パラメータの定義は下のよう書かれ、

$$\xi = \frac{L_x}{n_n r_x^2} \cdots \text{電離パラメータ}$$

L_x は中性子星のX線光度、 n_n は気体中の核子の個数密度、 r_x は中性子星からの距離としている。

この電離パラメータにより、気体の電離状態と温度構造が決められる。

$M(t)$ と電離パラメータとの関係は図7のようになり、電離するほど輝線による加速が落ちることがわかる。

これは、X線電離により分子持つ電子が全て剥ぎ取られると、UVなどから運動量を受け取ることが

できないことによる。

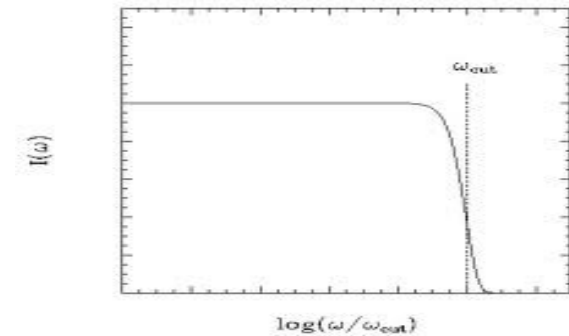


図6

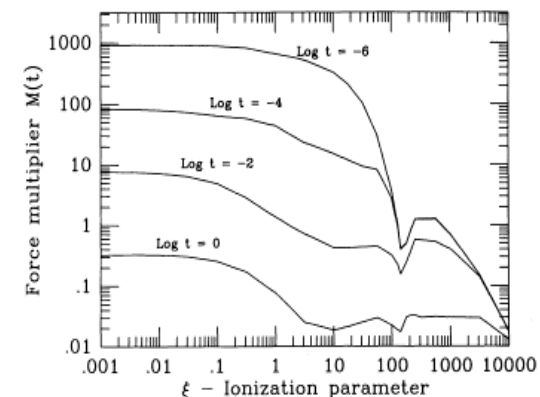
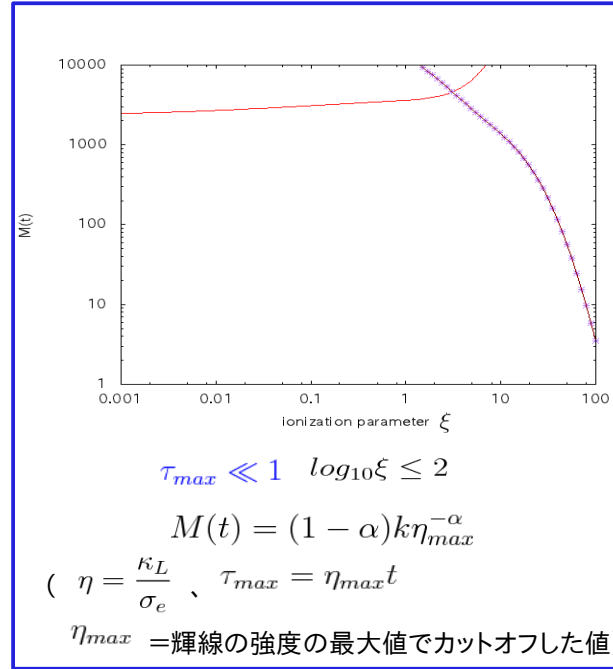
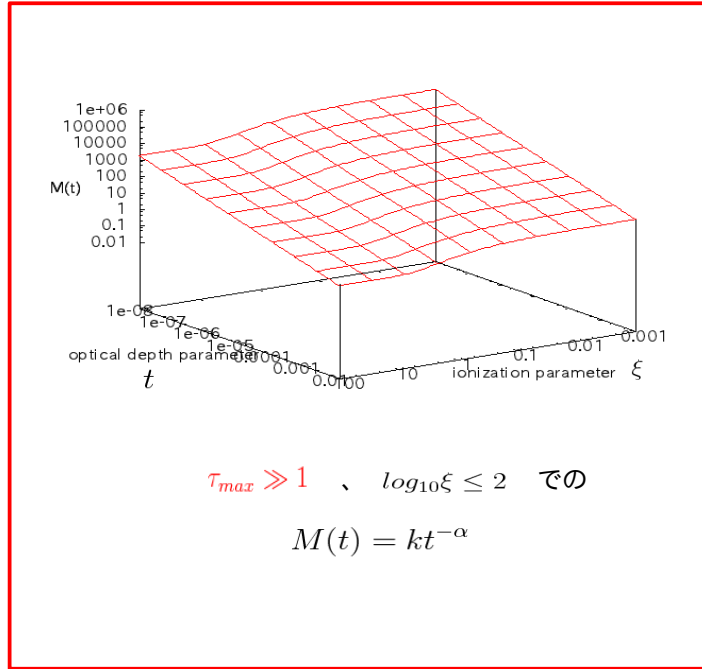


図7

力の増大 $M(t)$

輝線強度が最大での光学的深さが十分大きいときと小さいときでの $M(t)$ のグラフは下のようになる。



電離パラメータの値で場合分けした $M(t)$ の数値的結果は下のようになる。

$\log_{10}\xi \leq 0.5$ 、 $\tau_{max} \ll 1$ のとき

$$M(t) = [0.012 + 0.154\exp(-1.4\xi^{0.6})]\eta_{max}^{0.6} \quad (\leftarrow M(t) = (1 - \alpha)k\eta_{max}^{-\alpha})$$

($\eta_{max} \dots \log_{10}\eta_{max} = 6.9\exp(0.16\xi^{0.4})$)

$0.5 \leq \log_{10}\xi \leq 2$ 、 $\tau_{max} \ll 1$ のとき

$$M(t) = [0.012 + 0.154\exp(-1.4\xi^{0.6})]\eta_{max}^{0.6} \quad (\leftarrow M(t) = (1 - \alpha)k\eta_{max}^{-\alpha})$$

($\eta_{max} \dots \log_{10}\eta_{max} = 9.1\exp(-7.96 \times 10^{-3}\xi)$)

$\log_{10}\xi \leq 2$ 、 $\tau_{max} \gg 1$ のとき

$$M(t) = [0.03 + 0.385\exp(-1.4\xi^{0.6})]t^{-0.6} \quad (\leftarrow M(t) = kt^{-\alpha})$$

X線連星系におけるStevens&Kallman(1990)の結果

得られた力の増大パラメータを用いて、X線連星系における恒星風の加速へのX線電離の影響を表したのが、図8である。

中性子星からのX線光度が大きいほど恒星風の速度が低くなることわかる。

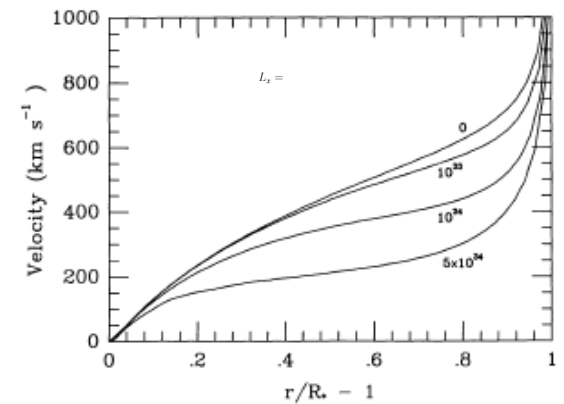
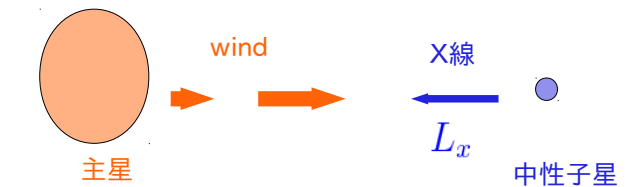


図8

4.まとめ

- ・恒星風が光学的に薄く、定常流かつ球対称などの仮定した場合の輝線による力の増強 $M(t)$ や電離パラメータ ξ を知ることができた。
 - ・しかし、熱的不安定性によるガス雲の生成や加速のシミュレーションを行うには、定常流、球対称の仮定を外した方程式を解く必要がある。
 - ・また、方程式が閉じるにはフラックスとエネルギーとの関係を与える必要もある。
- 今後それらを実行し、ガス雲の熱的不安定性による形成のシミュレーションを行いたい。

5.参考資料

- 図1: Krolik (1999)
- 図2: Krolik, 1999, active galactic nuclei, 356
- 図5: Stevens&Kallman(1990)
- 図6: <http://www.astro.utu.fi/~cflynn/astroll/l3.html>
- 図7: Stevens&Kallman(1990)
- 図8: Stevens&Kallman(1990)