

3次元Nested Grid法を用いた連星系形成の研究^{ntm06}

松本倫明(法政大人間環境)、西合一矢(筑波大学計算物理学研究センター)
花輪知幸(名大理)

Abstract

3次元Nested Grid法を用いた高分解能の数値シミュレーションによって、連星系形成を調べた。本研究では、はじめの分裂から約 2×10^3 年間という、これまでにない長時間の進化を追跡した。初期にゆっくり回転している球状の分子雲コアが重力収縮すると、中心部は円盤状に変形する。さらに収縮すると非軸対称ゆらぎが成長して、円盤の中心部は棒状に変形する。個数密度が $n_{\text{H}_2} = 5.24 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ まで上昇すると、細長いファーストコアが形成される。ファーストコアは合体・分裂を繰り返し、中心に高密度のクランプを形成する。その後、中心クランプのまわりに衛星クランプを形成するが、角運動量の輸送により衛星クランプは中心クランプに合体する。このような衛星クランプの形成と合体は約 10^3 年周期で繰り返される。衛星クランプの質量 $(1-2) \times 10^{-2} M_{\odot}$ は最小Jeans質量程度である。中心クランプは、衛星クランプとの合体によって質量と角運動量を降着する。このシミュレーションでは、中心クランプの質量は $0.116 M_{\odot}$ まで成長した。本研究は、(1)連星系形成のシナリオにおいて、クランプの進化を長時間追跡することは重要であり、(2)単独星形成のシナリオにおいても、質量降着は大変激しい現象であることを示唆している。

1 はじめに

多くの星は連星であるにもかかわらず、連星系形成の理論的研究は不十分である。これまでの連星系形成の研究は、(1)分子雲コアの収縮と分裂の研究と(2)分裂片への質量降着の研究の2つに分けられる。

分子雲コアの収縮と分裂の研究の多くは、非現実的な低温のガス雲の分裂を計算したものが多い(i.e., Boss 1993, 1996, Boss & Myhill 1995)。また、計算の多くは分解能不足であり、計算結果に疑問が残る。近年は高精度の数値シミュレーションが行われたが(Truelove et al. 1997, 1998)、分裂した時点で計算を終了し、その後、分裂片が「合体するか」または「生き残るか」という問題には答えていない(Boss et al. 2000)。

分裂片への質量降着の研究では、分裂片の質量が小質量星程度まで増加したステージを初期条件に考えるため、この研究が適用されるのは、質量降着期の後期に限定されている(Bate & Bonnell 1997)。さらに、分子雲の分裂から質量降着まで、一貫した研究はない。

そこで本研究では、分子雲コアの収縮・分裂から分裂片の軌道の進化・質量降着まで、一貫した数値シミュレーションをおこなった。

2 モデル

電波の観測によると、星の母体となる分子雲コアは、ビリアル質量程度である(Onishi 1996)。したがって、分子雲コアのモデルとして、ゆっくり回転しているビリアル質量程度のガス雲を考えた。本論文では、以下に述べる典型的なモデルの結果について紹介する。

初期の密度分布は球対称で、球座標 (r, θ, φ) において、

$$\rho(r) = \rho_0 \left(1 + \frac{r}{R}\right)^{-2}, \quad (1)$$

とした。ここで、 $R = 0.204 \text{ pc}$ 、 $\rho_0 = 2.0 \times 10^{-20} \text{ g cm}^{-3}$ ($n_{\text{H}_2} = 5.24 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$)である。ここで平均分子量 $\mu = 2.3$ を仮定した。この分子雲コアは、半径 R の球殻内部に $M = 6.712 M_{\odot}$ の質量を持つ。

初期の速度場として、剛体回転に非軸対象な速度ゆらぎを与えた。すなわち、角速度分布は、

$$\Omega(r) = \Omega_0 [1 + \epsilon \cos(2\varphi)], \quad (2)$$

である。ここで、 $\Omega_0 = 8.17 \times 10^{-7} \text{ yr}^{-1}$ 、 $\epsilon = 0.5$ である。 Ω_0 は角速度、 ϵ は非軸対称ゆらぎの振幅を表す。

分子雲コアが重力収縮すると、高密度部に断熱ガスのコア(ファーストコア)が形成される(Larson

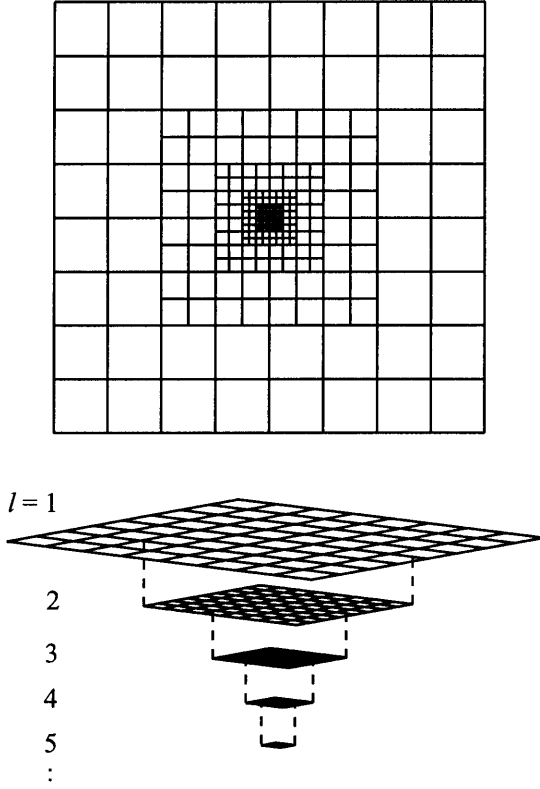


図 1: Nested Grid 法におけるグリッドの分布 (概念図)。上図は断面図、下図はグリッドの階層構造を示す。

1969)。したがって、分子雲コアの低密度部は等温ガスが良い近似であり、高密度部は断熱ガスが良い近似である。この分子ガスの状態変化を考慮するため、数値シミュレーションでは、密度によって状態方程式を切り替えた。典型的なモデルとして、密度が臨界密度 $\rho_{\text{cri}} = 2.0 \times 10^{-13} \text{ g cm}^{-3}$ ($n_{\text{H}_2} = 5.24 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$) 以下では温度 10 K の等温ガス、密度が ρ_{cri} 以上では $\gamma = 7/5$ のポリトロップガスとした (Masunaga 1999)。

初期のガス雲が一様球の場合、初期条件を $\alpha = \text{熱エネルギー}/|\text{重力エネルギー}| = 5c_s^2 R / (2GM)$ と $\beta = \text{回転エネルギー}/|\text{重力エネルギー}| = \Omega_0^2 R^3 / (3GM)$ という2つのパラメータで表すことが多い。本研究の初期条件をこれらのパラメータで表すと、 $\alpha = 0.637$, $\beta = 0.0621$ である。また、初期に、式(1)の球対称な密度分布を持ち、 $\Omega_0 = 0$, $\rho_{\text{cir}} = \infty$ のガス雲は、等温収縮の過程で Larson(1969)-Penston(1969) の自己相似解に収束することを確認した。

3 計算方法

数値計算では2つの計算コードを用いた。ひとつは3次元 nested grid (3次元多層格子) を用いたコード、もうひとつは3次元一様格子を用いたコードである。

Nested Grid 法は、図1のようにグリッドを入れ子状に配置することによって、分子雲コアの中心部を高解像度で、外周部を低解像度で計算する。ここでは、メッシュ数 $(N_x, N_y, N_z) = (64, 64, 32)$ のグリッドを最大12段入れ子状に配置した。また、 $z = 0$ 平面に対して鏡像境界条件とし、最粗グリッド上の $x = -L/2, L/2, y = -L/2, L/2$, および $z = L/2$ 平面において固定境界とした。

高密度部が分裂した後の進化を長時間計算するために、3次元一様格子も用いた。 $z = 0$ 平面に対して鏡像境界条件とし、 $y = 0$ 平面において、 $m = 2$ 対称の境界条件とした。したがって、計算領域は $-L_{\text{ug}}/2 \leq x \leq L_{\text{ug}}/2, 0 \leq y \leq L_{\text{ug}}/2, 0 \leq z \leq L_{\text{ug}}/2$ となる。ここで、 $L_{\text{ug}}/2$ は一様格子の計算領域の大きさを表わし、 $L_{\text{ug}} = 98 \text{ AU}$ である。メッシュ数 $(N_x, N_y, N_z) = (257, 129, 129)$ および $(513, 257, 257)$ の2つの計算を行なったが、本論文では後者のメッシュ数での結果を述べる。両者の計算結果は定性的に同じである。

Nested grid 法と一様格子の両方において、流体の時間積分には時間・空間2次精度の Roe(1981) の方法を、自己重力の解法には空間2次精度の multigrid 法を用いた。

4 結果

4.1 分子雲コアの収縮と変形

図2aと2dは、初期条件を示す。初期の分子雲コアの密度分布は球対称で、ゆっくり回転している。

分子雲コアが重力収縮すると、回転速度が上昇し、中心部が円盤状に変形する。図2bと2eは、中心個数密度が $n_{\text{H}_2, \text{max}} = 2.8 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ のステージにおける分子雲コア中心部を表す。円盤は、非軸対称な速度ゆらぎによって、非軸対称に変形する。

円盤がさらに収縮すると、円盤の中心部は細長い棒状に変形する。中心部の個数密度が $n_{\text{H}_2, \text{max}} = 5.24 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ になると、中心部では等温収縮が

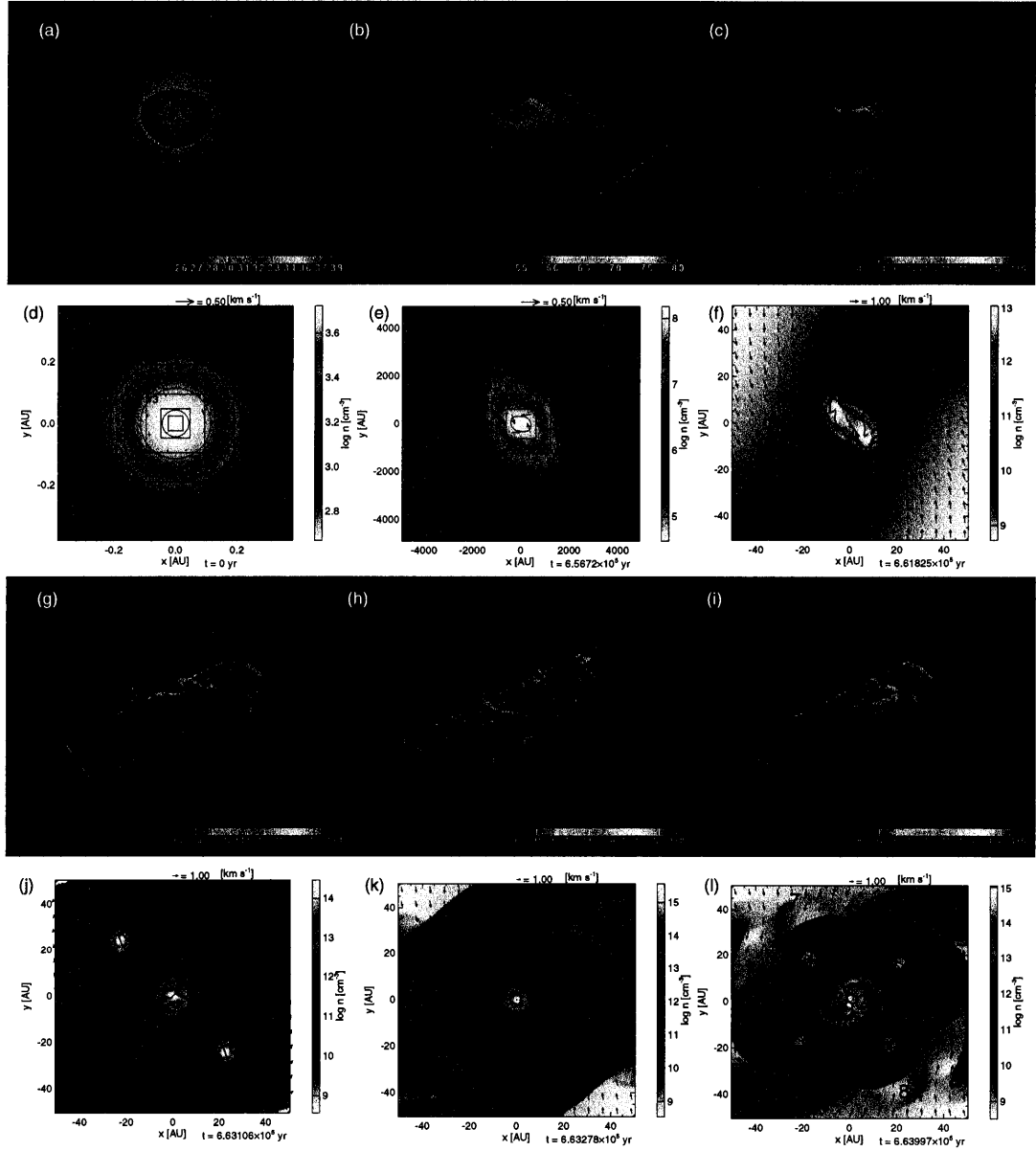


図 2: 分子雲コアの進化の様子。(a-c, g-i) 3次元鳥瞰。 $z = 0$ 平面上の正方形の大きさは、それぞれ (a) $(0.76 \text{ pc})^2$, (b) $(9814 \text{ AU})^2$, (c, g-i) $(196 \text{ AU})^2$ である。等密度面のレベルはそれぞれ、(a) $\log n = 3.2, 3.4, 3.6, \dots$, (b) $\log n = 5.75, 6.00, 6.25, \dots$, (c, g-i) $\log n = 9.0, 9.5, 10.0, \dots$, である。(d-f, j-l) $z = 0$ 平面における断面図。図(f, j-l)において、グレーの曲線はクランプの軌跡を、等高線は臨界密度 $n_{\text{cr}} = 5.24 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ 表す。時刻はそれぞれ、(a, d) $t = 0 \text{ yr}$, (b, e) $t = 6.5672 \times 10^5 \text{ yr}$, (c, f) $t = 6.6183 \times 10^5 \text{ yr}$, (g, j) $t = 6.6311 \times 10^5 \text{ yr}$, (h, k) $t = 6.6328 \times 10^5 \text{ yr}$, (i, l) $t = 6.6400 \times 10^5 \text{ yr}$ である。

終了し、断熱ガスのコア(ファーストコア)が形成される。この時点での長軸と短軸の長さの比は約3倍である。ファーストコアは、回転しながら周囲のガスを降着し、さらに細長くなる。

図3の波線は高密度部の3軸の長さ(D_l , D_s , D_z)

を、実線は偏平率 $[(D_l - D_s)/(D_l + D_s)]$ の進化を示す。ここで、 D_l と D_s はそれぞれ赤道面上の長軸と短軸、 D_z は z 方向の軸の長さである(詳しくは Matsumoto, T. & Hanawa 1999 を見よ)。はじめ速度ゆらぎによって分子雲コア全体が大きく非軸対称

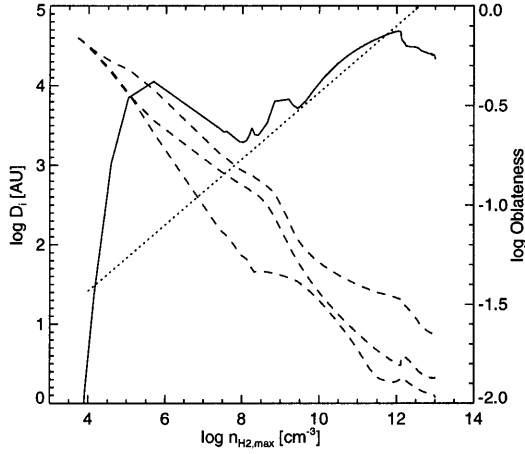


図 3: 高密度部の 3 軸の長さの進化。横軸は水素分子個数密度の最大値 ($n_{\text{H}_2, \text{max}}$)。波線は高密度部の 3 軸の長さ (D_l , D_s , D_z) を示す。実線は偏平率 $[= (D_l - D_s)/(D_l + D_s)]$ を示す。比較のため、点線は偏平率 $\propto n_{\text{H}_2, \text{max}}^{1/6}$ を示す。

に変形するが、重力収縮するにしたがって偏平率は減少し、再び軸対称に近付く。個数密度が $n_{\text{H}_2, \text{max}} \simeq 10^8 \text{ cm}^{-3}$ 程度になると、再び偏平率は増加する。この段階から分裂するまでの間、偏平率は $n_{\text{H}_2, \text{max}}^{1/6}$ に比例して増加する。この棒の成長率は、Matsumoto & Hanawa (1999) と Hanawa & Matsumoto (1999) の結果と一致する。

4.2 ファーストコアの形成と分裂

細長くなった棒状のファーストコアは、分裂して 2 つのクランプを形成する (クランプ 1, 2)。図 2c と 2f は分裂直後の密度分布を示す。棒状だったファーストコアは、差動回転によって S 字状になる。ファーストコア形成時の質量は、単独星の場合と同程度で、 $3.39 \times 10^{-2} M_{\odot}$ である。クランプの質量は $3.02 \times 10^{-3} M_{\odot}$ 、クランプ間の距離は 15.6 AU である。ファーストコアの周囲のガスは円盤状 (pseudo disk) で、分裂片と S 字状ファーストコアの運動により複雑な速度構造を持つ。赤道面上での典型的な速度は 1.5 km s^{-1} と大きな回転速度と落下速度を持つ。この落下速度と回転速度の大きな領域は外側へ広がる。これは、孤立星形成シナリオにおける Inside-Out Collapse に対応する。



図 4: クランプ 5 が形成される様子。プロップの位置を矢印で示す。腕の干渉によりプロップが形成、プロップの合体により、クランプが形成される。

4.3 合体と再分裂、クランプの形成と合体

中心部のさらなる進化を追跡するため、中心部の 1 辺 196 AU の立方形の領域を抜き出し、一様格子を用いてその後の進化を計算をした。計算では、計算領域の境界面から、定常的にガスを流入させた。

§4.2 で述べたクランプ 1, 2 は、その後合体して中心にクランプ C を形成する。クランプ C は分裂するが (クランプ 3, 4)、再び合体する。このように中心部で分裂・合体を繰り返すと、衝撃波が外側へ向かって伝播する。この衝撃波が擾乱となって渦状腕を発達させる。渦状腕は差動回転により円状に折り畳まれ、断熱ガスでできた回転平衡円盤が形成される。円盤の直径と厚みは、それぞれ $\sim 90 \text{ AU}$ と $\sim 5\text{--}20 \text{ AU}$ である。

時刻 $t = 6.6289 \times 10^5 \text{ yr}$ で、ファーストコア内部に高密度なクランプが形成される (クランプ 5, 6)。図 4 はクランプ 5, 6 が形成する様子を示している。ファーストコア内部で渦状腕が干渉し、高密度部 (プロップ) が形成される。その後、プロップが合体して球状のクランプが形成される。クランプ 5, 6 は中心クランプ C のまわりを公転しながら、質量を降着する。

図 2g と 2j は、時刻 $t = 6.6311 \times 10^5 \text{ yr}$ におけるファーストコアを示す。この時刻において、クランプ 5, 6 の質量は $1.76 \times 10^{-2} M_{\odot}$ 、クランプ C の質量 $2.24 \times 10^{-2} M_{\odot}$ と、両質量はほぼ等しい。クランプ 5, 6 は、形成から 110 年間クランプ C のまわりを公転するが、次の 230 年間でクランプ C に落下し、時刻 $t = 6.6323 \times 10^5 \text{ yr}$ でクランプ C と合体する。クランプ 5, 6 の落下は、クランプの軌道角運動量が周

囲のガスへ輸送されるためである。

図2*h*と2*k*は、クランプ5,6がクランプCに合体した70年後の様子を示している。クランプの合体は、円盤に衝撃波を発生させる。衝撃波はリング状の構造である(図2*k*を見よ)。衝撃波は、円盤の内側から外側へ伝播する。衝撃波が円盤の外縁に到達すると、プロップが円盤外へ放出される。

円盤外でプロップが合体・集積し、時刻 $t = 6.6385 \times 10^5$ yr にクランプ7,8が形成される。クランプ7,8も中心クランプCのまわりを螺旋軌道で公転する。クランプ7,8がクランプCに近付くと、渦状腕が励起される。この渦状腕にの干渉により時刻 $t = 6.6391 \times 10^5$ yr でクランプ9,10 が形成される。図2*i*と2*l*は $t = 6.6400 \times 10^5$ yr におけるクランプ7-10を示す。この時刻の衛星クランプの質量は、 $0.933 \times 10^{-2} M_{\odot}$ (クランプ7-8)と $0.923 \times 10^{-2} M_{\odot}$ (クランプ9-10)である。クランプ7-10もまた、クランプCに合体する。クランプ7-10が合体した後の進化は、クランプ5-6が合体した後の進化とよく似ている。クランプ7-10の合体も、円盤内にリング状の衝撃波を発生させる。

5 議論

クランプ1-4, 5-6, 7-10は、約 10^3 年周期で形成・合体する。このような周期的なクランプの形成・合体は、さらに 10^4 年程度も続くと思われる。クランプ形成・合体の周期は、ほぼ円盤の音波伝播時間と等しい。ここで、円盤の半径を 50 AU、音速を 0.22 km s^{-1} (臨界密度 ρ_{cri} の音速)とした。クランプCの周りを公転する衛星クランプの質量はほぼ一定で、 $(1-2) \times 10^{-2} M_{\odot}$ である。この質量は、円盤の Jeans 質量とほぼ同じである。また、最小 Jeans 質量 (Inutsuka & Miyama 1997) とも等しい。

クランプの形成と合体の繰り返しは、close binary の形成において重要である。クランプが中心クランプと合体せずに「生き残る」場合、クランプは伴星へ進化するだろう。「生き残る」か「合体」するかを決めるの要因は、クランプの軌道すなわち、クランプの角運動量である。本研究が示唆するように、連星間距離が 10-100 AU 以下の連星系形成では、クランプはファーストコア (断熱ガス円盤) 内部を運動する。ファーストコア内部のガスは比較的高密度なので、クランプの角運動量は周囲のガスへ輸送される。

しがたって、クランプの軌道は変化し、クランプは中心星へ合体する。一方、連星間距離が 10-100 AU 以上の場合、クランプの周囲のガスは比較的低密度の等温ガスである。しがたって、角運動量輸送の効果は比較的小さいと思われる。

クランプの形成と合体の繰り返しは、単独星形成のシナリオにおいても重要である。ファーストコア内部における中心天体の質量降着は、約 10^3 年周期で激しく変動する。したがって、約 10^3 年周期でバースト現象が起こると期待される。

本研究によると、はじめに分裂した分裂片は、合体・分裂を繰り返すが、最終的に合体する。Boss et al. (2000) もファーストコア内部で形成された分裂片が合体すると指摘しているが、再分裂と再合体まで確認していない。このように、数値シミュレーションで形成された分裂片の軌道進化を計算することは重要である。

6 参考文献

- Bate, M. R. & Bonnell, I. A. 1997, MNRAS, 285, 33
Bonnell, I. A. 1994, MNRAS, 269, 837
Boss, A. P., 1993, ApJ, 410, 157
Boss, A. P., Myhill, E. A., 1995, ApJ, 451, 218
Boss, A. P., 1996, ApJ, 468, 231
Boss, A. P., Fisher, R. T., Klein, R. I., McKee, C. F., 2000, ApJ, 528, 325
Hanawa, T. & Matsumoto, T. 1999, ApJ, 521, 703
Inutsuka, S. & Miyama S. M. 1997, ApJ, 480, 681
Larson, R. B. 1969, MNRAS, 145, 271
Masunaga, H. 1999, Thesis
Matsumoto, T. & Hanawa, T. 1999, ApJ, 521, 659
Onishi, T., Mizuno, A., Kawamura, A., Ogawa, H. & Fukui, Y. 1996, ApJ, 465, 815
Penston, M. V. 1969, MNRAS, 144, 425
Roe, P. L. 1981, *J. Comput. Phys.* 43, 357
Truelove, J. K., Klein, R. I., McKee, C. F., Holliman, J. H., Howell, L. H. & Greenough, J. A. 1997, ApJL, 489, L179
Truelove, J. K., Klein, R. I., McKee, C. F., Holliman, J. H., Howell, L. H., Greenough, J. A. & Woods, D. T. 1998, ApJ, 495, 821