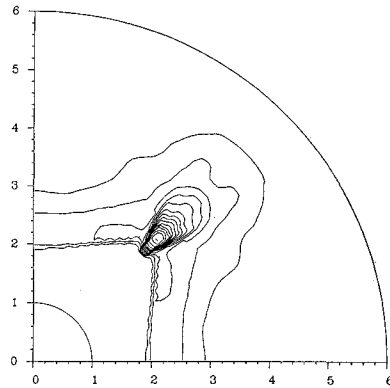


## 収束衝撃波の分裂

衝撃波が発生すると衝撃波の背後には圧縮されて密度の高くなったガスの領域ができる。さらに衝撃波の波面に揺らぎがあると、進行方向に対してくぼんだ領域の底の部分に密度の高くなったガスが流れ込んでさらに密度の高いガスの塊が形成する (Kimura and Tosa, 1988, *M.N.R.A.S.* 234, 51). 一般に、平面状の衝撃波はその波面が揺らいでもまたもとに戻ろうとする性質を持つが、ある曲率を持って衝撃波が収束する場合、そのような傾向はなくなり収束によって衝撃波はさらに強くなる。この様な収束する衝撃波に揺らぎがあると、平面衝撃波の場合よりさらに効率的にガスの圧縮が起こり、高密度のガスの塊が形成することが分かった (Kimura and Tosa, 1990, *M.N.R.A.S.* 245, 365). 今回の我々の計算では、ガス雲の密度の約 40~50 倍に達する高密度ガス塊が形成し、衝撃波領域の分裂や星の形成に有効な機構であることが示された。

木村俊哉 (東北大理)



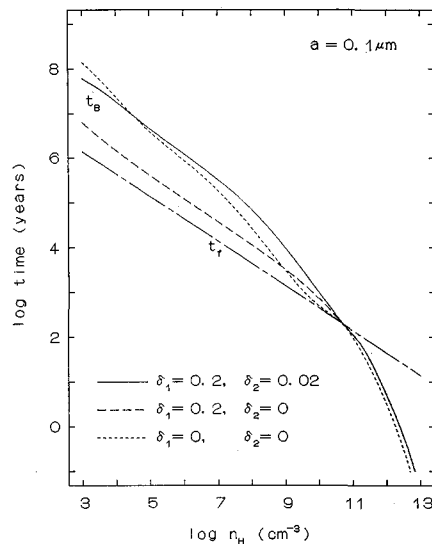
最も密度が高くなったときの、密度の等高線図。初期の半径の約 3分の1の時点で、ガス塊の最大密度はガス雲の密度の 39倍になっている。

## 星間雲からの磁束の損失

星間雲は荷電粒子密度が極端に低いガスであり、それを貫く磁束の損失を調べることは、星の形成と恒星磁場の起源を解明する上で重要である。星間雲の物理的・化学的状態の相違によって荷電粒子密度と磁束の損失時間が変化する様子を調べ、ガス雲の力学的収縮時間 (自由落下時間) と比較して、次の結論を得た (Umebayashi, T. and Nakano, T., 1990. *M.N.R.A.S.*, 243, 103).

1. ガスの密度が  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$  以下の場合、ガス中の重元素量、固体微粒子の半径などを変化させると荷電粒子密度は大きく変化するが、磁束の損失時間は自由落下時間よりかなり長いままである。このため、星間雲を貫く磁束はあまり減少しない。
2. 密度がさらに高くなると、どのような状態でも、磁束の損失時間は自由落下時間よりもはるかに短くなる。磁束が大きく損失するのはこの段階以降である。

梅林豊治 (山形大理)



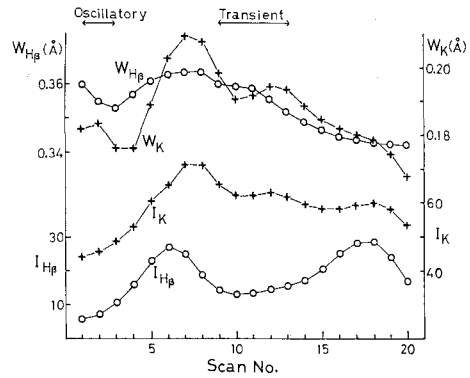
磁束の損失時間  $t_B$  とガス雲の自由落下時間  $t_f$  の比較の図。  $\delta_1, \delta_2$  は、それぞれ、気相に存在する CNO と金属元素の割合、  $a$  は固体微粒子の半径を表している。

—天文学最前線—

### 静穏型紅炎に見られる周期的・突発的現象

紅炎中には種々の周期の振動的現象、急激な増光・速度変化を示す現象が見られる。これらの現象をより詳しく調べるために、紅炎の電離カルシウムの K 線、水素の H $\beta$  線での同時分光観測を1時間にわたり行い、詳しい線輪郭解析により、物理量の時間・場所変化を調べた(末松, 吉永, 寺尾, 椿, P.A.S.J. **41**, 187, 1990)。この結果、今までと同様、10 分以下の短周期振動は視線速度において、線強度の弱いところで見られた。これと同じ場所で1時間にわたる変動が、視線速度、線幅、線強度に見られ、2500 度程度の温度変化を伴った。10 分程度の突発的現象が視線速度、線幅、線強度において、紅炎内の H $\beta$  線強度の弱いところで見られ、2000 度程度の温度上昇を伴うことがわかった。以上3つの現象には共通点があり無く、現象の起源としては別の原因を考えなければならないことが示唆される。

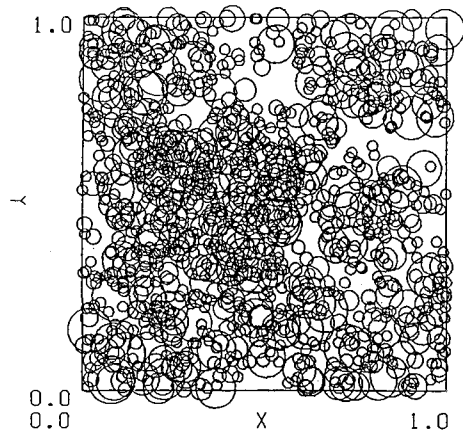
末松芳法 (国立天文台)



紅炎内の線強度、線幅の場所変化を示す。周期現象 (Oscillatory)、突発的現象 (Transient) は線強度、線幅に比較的小さい場所に見られた。

### 群れたがる星間雲

星間雲は、質量と個数の関係(質量スペクトル)がぎざぎざいな負べき則に従うこと、飛び回る速さは質量に依らずほぼ一定であること(平坦な速度スペクトル)が観測からわかっている。これらを説明するモデルとして、小さな雲が衝突により合体して大きな雲ができるという“凝集モデル”がある。今回、凝集モデルで『衝突はしても、合体はしない場合がある』という点を考慮した計算をおこない、以下の結果を得た (Nozakura, M.N.R.A.S., **243**, 543, 1990)。(1)合体しない衝突は運動エネルギーを減らすので、衝突した2つの雲を衝突前より近づけることになる。このくり返しにより、雲はあちこちで群れをつくることになり、従来のまんべんなく散らばっているというイメージとは異なる。(2)その結果、衝突は群れのなかで起こり、運動エネルギーの平滑化がなされやすいので、従来のモデルよりもずっと平坦な速度スペクトルとなる。(3)質量スペクトルに対する、“群れ”の効果ははっきりしない。 野桜俊也 (北大)



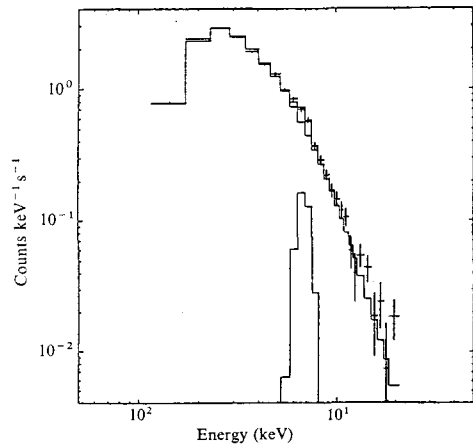
計算によって得られた星間雲の空間分布。雲の“群れ”と何も無い“すきま”があるのがみえる。(2次元投影図、実際にはどの2つの雲も重なってはいない)。

## “ぎんが”によるウォルフ・レイエ星 HD 193793 の観測

ウォルフ・レイエ星はその激しい星風がつくる衝撃波によりX線を放出すると考えられる。HD 193793 はウォルフ・レイエ星とO型星との軌道周期約8年の連星系である。近星点付近では、双方からの星風が激突し、とくに強いX線を放出すると予想される。一方このガスはダストをつくりこれが赤外線源になる。事実、近星点通過直後に強い赤外線フレアーが観測されている。星風の速度はX線を放出するガスの温度で、星風の密度はX線の強度と低いエネルギーのX線の吸収によりそれぞれ推定できる。

“ぎんが”は近星点通過後 2.5~3.5 年でのX線強度とスペクトルを観測した。スペクトルは多温度ガスによる放射と一致し、また過去の観測と比較すると、X線の吸収は近星点通過直後に増加し、前述の衝撃波仮説を大筋では支持している。しかし予想に反して、X線強度は軌道周期によるおおきな変化はみられなかった。(Koyama et al. Publ. Astron. Soc. Japan, 42, L1)

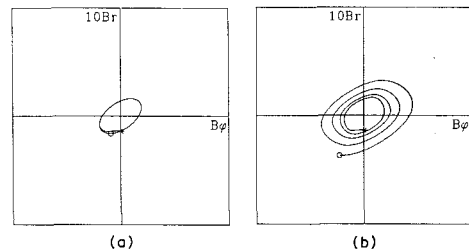
小山勝二 (名大理)



HD 193793 からのX線スペクトル。多温度ガスからの放射として説明できる。

## 渦状銀河磁場の励起機構

近傍の渦状銀河に存在する大域磁場は、銀河によって色々な形状を示すことが、連続電波による観測で明らかにされた。特に、M81 や M51 では、渦状腕に沿って分布し、かつ銀河円盤上の円周を一周する間に符号を反転する、いわゆる渦状磁場が卓越している。このような様々な磁場構造を与える原因は何なのだろうか？我々は、星間ガスの大域運動を支配する渦状腕の役割について考察を行なった (Chiba and Tosa, M.N.R.A.S., 244, 714, 1990)。渦状腕によって揺すぶられた星間ガスの運動は、磁場を周期的に圧縮膨張し、かつ巻き込みを与えたり緩めたりする。この作用が、銀河円盤の発電作用と共鳴し、磁場の励起を促進させる。共鳴の条件を分析すると、発生する磁場構造は渦状腕の構造に強く依存しており、特に2本腕が顕著な銀河では、上記の様な渦状磁



銀河面から高さ  $z=0.5$  における磁場の振動状態

- (a) 渦状腕がない場合
- (b) 渦状腕がある場合

場が最も効率良く励起されることがわかった。この結果は、観測事実と一致するものである。

千葉柁司 (東北大理)