

星間雲の分裂

観山正見*

1. Introduction

星間雲の構造は、最近の電波観測や光学のスターカウントで明確なように非常に複雑な構造をしている。特徴的なことは、数多くのフィラメント構造が発見できる点である。図1に示したのはおうし座の方向の暗黒星雲のスケッチであるが、この図からも明らかのように、雲は細長く伸びていて、その内部には、数多くの若い星や、密度の濃い分子雲が点在している。また、これら細長い雲はほぼ平行に伸びている。

この様に雲の構造が細長くフィラメント状をしていることは、このおうし座の方向とは限らず、さまざまな暗黒星雲で観測されている。母なる巨大星雲から分裂した結果であるという観点から、これらの雲の構造の成因について明らかにしようとするのがここでの主題である。

2. 重力不安定性とその“化石”

最初に母体である星間雲に存在した振幅の小さなゆら

ぎが、主に重力作用によって成長し多数に分裂して、上で見たような密度の濃い分子雲や若い星が形成されたと考える。従って分裂現象の理解には、雲の重力不安定性の研究が重要である。重力不安定性のうちで線型解析で有名なものに、ジーンズ不安定性がある。これは、球状で一樣密度の雲の中心部分のように、表面の効果が少ない場合の近似として、十分広い一樣密度の媒質の不安定性を扱ったものである。線型解析の結果によると、ジーンズ波長

$$\lambda_J = \sqrt{\frac{kT}{M} \frac{\pi}{G\rho}} = \sqrt{\frac{\pi C_s^2}{G\rho}} \quad (1)$$

より長いゆらぎは、不安定となって振幅をどんどん増大するように成長する。ここで、 M , T , ρ , C_s はそれぞれガスを構成する粒子の平均質量、流体の温度、密度、音速である。(以後の議論は、等温物質を扱っているといつも仮定する。十分希薄な密度 ($\rho < 10^{-18} \text{ g/cm}^3$) では、ガスの冷却時間が十分早く、ガスはほぼ等温で進化する。) このため、 λ_J より雲のスケールが大きければ、雲

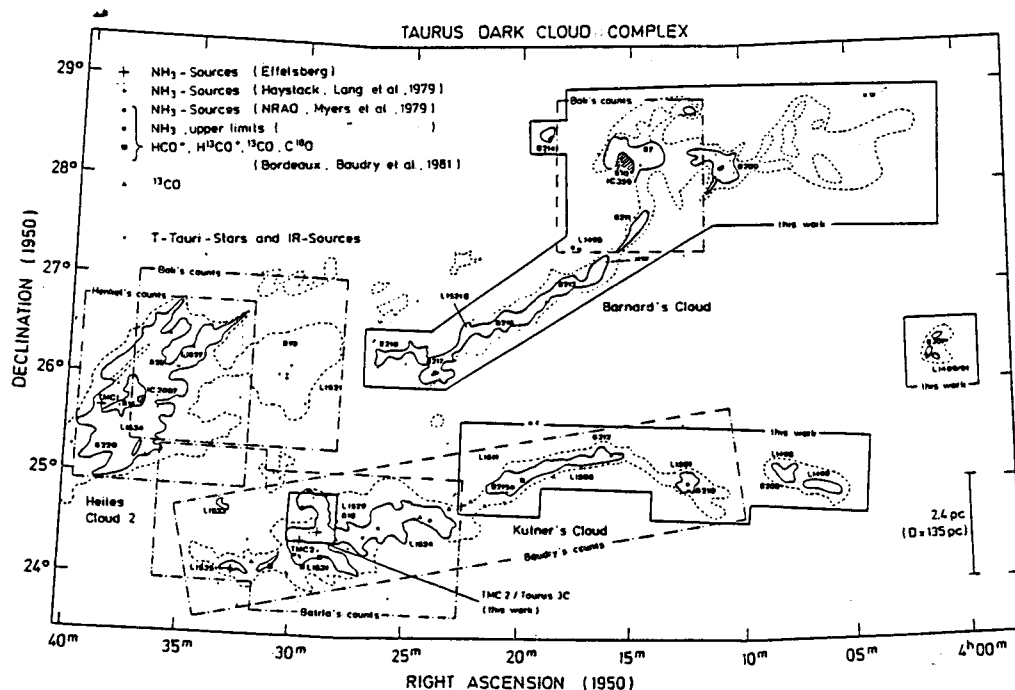


図1 おうし座暗黒星雲のスケッチ。点線、実線は星間雲の

等密度線を表わす。■、+などの記号の場所では、種々の分子が観測されていて、そこには特に密度の高い分子雲が存在することを示している。・印は原始星の位置を示す。ガイド他による。A&Ap 137, 17 (1984) より。

* 京大理 Shoken Miyama: Fragmentations of Interstellar Clouds

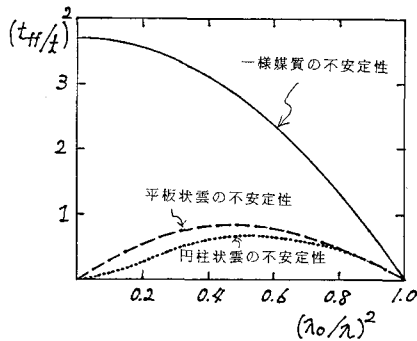


図2 重力不安定性の分散関係。ゆらぎの波長と成長時間の関係を示す。実線は棒状雲の場合（ジーンズ不安定性）で、波長はジーンズ波長で規格化してある。破線は平板の場合、点線は円柱の場合で、波長はそれぞれ平板のスケールハイトの 2π 倍と円柱の半径の 3.2π 倍で規格化してある。成長時間はいずれも中心密度での自由落下時間 t_{ff} で規格化してある。

は不安定となる。そこで雲は、 λ_f 程度に分裂して収縮すると考えられがちであるが、実はこれは誤りである。なぜなら、ジーンズ不安定性では、波長の長いもの程成長時間が短いため（図2に実線でゆらぎの波長 λ と成長時間 t の関係を示した）、ほぼ球状の雲は全体が収縮するのみで、内部で分裂するようなことは起こらない。

では、どのような場合に雲は分裂するのであろうか？ 実際、平板状の雲や細長い棒状の雲は事情が異なるのである。図2に破線や点線で示した通り、平板雲や円柱雲の場合は、ある有限の波長でゆらぎが最も不安定になる。つまり、

$$\lambda(\text{平板}) = 4\pi \times Z_0 (\text{平板のスケールハイト}) \quad (2)$$

$$\lambda(\text{円板}) = 6.4\pi \times R_0 (\text{円板のスケールハイト}) \quad (3)$$

の波長のゆらぎの時、最大の成長率となる。

これらのゆらぎの成長の性格の違いは定性的には次のように説明される。まず流体を安定化する方向へ働く圧力勾配 ($\text{grad}(P)$ 項) について考えてみると、ゆらぎの波長を λ とすると、大体 $\text{grad}(P) \sim P/\lambda$ 程度である。従って、波長が十分短い所でよく働き、圧力項でゆらぎを安定化させることができる。図2で、波長の短い側ではどの場合でも安定になるのはこの理由によるものである。反対に波長の長い側では、圧力項の効果は小さくなり、系は不安定となる。しかし、不安定のなり方には違いがある。平板や円柱の場合は、波長が平板のスケールハイトや円柱の半径より小さいときは、棒状と同様に波長が長くなるに従って不安定性が増すが、(2)、(3)の波長を超えるあたりから、半径 λ 内の平均密度 $\bar{\rho}$ は、 λ の増加とともにかえって減少する。従って、平均密度から求まる系の自由落下時間

$$t_{ff} = \sqrt{\frac{3}{32\pi G \bar{\rho}}} \quad (4)$$

は長くなり、それに従ってゆらぎの成長率も減少するのである。結局、(2)、(3)の程度の波長で、成長が最も速くなるのである。このことから、暗黒星雲などから重力不安定によって多数に分裂して星が出来たのであれば、その母体の雲の形状は、平板状かまたは細長い雲であったと推察される。

それでは、先程のおうし座方向の雲の分裂は確かに重力不安定性によるものかどうかを調べてみよう。初期には、この雲は face-on の平板状の雲であったと仮定してみる。雲の面密度を σ とすると、平板のスケールハイトは、 $Z_0 = C_s^2 / \pi G \sigma$ となるから、最も不安定な波長は、

$$\lambda = 0.8 \text{ pc} \left(\frac{1 \text{ M}_\odot \text{ pc}^{-2}}{\sigma} \right) \left(\frac{T}{1 \text{ K}} \right) \quad (5)$$

となる。現在の雲の密度をならすことによって σ を求めると、 $\sigma = 3 \text{ M}_\odot / \text{pc}^2$ (Larson, 1984) 程度となり、標準的な HI 雲の温度 $T = 80 \text{ K}$ をとると、 λ (最大不安定) = 21 pc になり、その質量は 6400 M_\odot になる。一方クライナーとディックマン (1984) によって、この領域の column 密度の観測がされていて、統計処理および雲の projection effect も考慮に入れて、フィラメントの間隔が求められた。その結果、間隔は約 28 pc であり最大の雲の質量は 5700 M_\odot であると結論している。この値は、平板雲が分裂を引き起こしたとして推定される値に十分近い。このことから、おうし座方向の雲は、平板状の雲が重力不安定のため分裂した“化石”であるといつて矛盾なさそうである。では、いかにして図1のようなフィラメント状の雲に分裂するのであろうか？

3. 分裂のシナリオとシミュレーション

この節では、力学的に不安定となった雲の進化のシナリオを考察することにする。いかにして、星間雲が力学的に不安定となり、星形成へと収縮を開始するかというと、様々な機構がいわれている。それらは、星形成の引き金機構と呼ばれるもので、星間雲同士の衝突、超新星爆発で発生した衝撃波の通過による圧縮、巨星付近に形成される電離波面による圧縮、および銀河の密度波での圧縮などが考えられている。そのいずれの場合も、圧縮は大体1次元的（球面もこれに含む）に進むから、星間雲からまず平板状の雲が形成されることとなる。前章で見たように、このような雲は、線型解析では分裂に対して不安定であった。では実際には、いかに分裂が進むのであろうか。

ところで、各種の引き金機構で形成された平板状の雲のなかには、初期に小さな振幅のゆらぎがランダムに存在したと推察される。このゆらぎを、先程の線型理論で

求めたゆらぎの固有モードを使って分類することを試みる。2次元の固有モードは一般的に次の形をしている。たとえ密度ゆらぎは

$$\delta\rho/\rho = F_k(z) \cos(k_x x) \cos(k_y y) \exp(i\omega t) \quad (6)$$

である。ここで $F_k(z)$ は z (平板に垂直な軸を z 軸にとった) のみに依る固有関数である。 k_x, k_y は x, y 方向のゆらぎの波数である。 ω は波数

$$k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2} = 2\pi/\lambda \quad (7)$$

のみによっていて、図2の破線のような分散関係を示す。後に示すように、線型解析によるとゆらぎの成長は k のみに依存しているが、ゆらぎが成長して非線型ステージまでに至ると、この事情が異なってくる。いずれにせよ初期の平板状の雲には、(6) 式の形の種々の (k_x, k_y) モードのゆらぎが存在していたことが当然予想される。そこで、まず問題の本質を明確にするために、1つのモードのゆらぎ (k_x, k_y) を非摂動平板状平衡解(ルドー解, 1967) (一方向 (z 軸) に重力と圧力勾配の釣り合った無限平板解) に与えて以後の進化を3次元流体コードを使って数値計算した。この計算では、 xy 方向には無限に広い平板として、周期境界条件を用いた。その結果は以下のようであった。

- (1) ゆらぎの成長率自体は、やはり k のみに依存した。
- (2) ゆらぎの成長の形状は、 k と同時に初期に与えたモードの $k_x : k_y$ の比に強く依存した。
- (3) $1/1.2 < k_x/k_y < 1.2$ のモード ($Z_0 k < 1$) ゆらぎは成長して平板は分裂する。分裂片の形状はほぼ z 軸対称であり、密度構造は、 $z=0$ の面内で r^{-2} の分布をしている (この r^{-2} の密度構造は、等温の自己重力系において、しばしば現われる構造である (林他: 1983, 成田他: 1984)。この分裂片は、さらに収縮するが再び分裂することはなさそうである。なぜなら、分裂片の等密度面の形状は、あまり薄くなく、このような雲は前章の議論から、分裂に対しては、安定であるからである。

(4) $k_x/k_y > 1.2$ または $k_y/k_x > 1.2$ のモード ($Z_0 k < 1$) このモードのゆらぎも成長して、平板雲の分裂に至るが、分裂片の形状は、細長いフィラメント状である。しかも、このフィラメントは収縮が進むに従ってさらに細くなって行くことが示された。これは非線型効果によって引き起こされる現象である。2次の order まで、摂動計算を解析的に実行するとよく理解できることであるが、非線型性のため、初期にゆらぎの x 方向と y 方向の波長にある程度差が存在すると、その差は収縮に従ってさらに増大することが示される。この振舞は状態方程式と強くかかわっている。等温物質では、いま示した通りであるが、断熱係数 γ が $4/3$ 以上の物質では、十分圧力が上昇して、ガスが収縮しても、形状の異方性は成長せず球状になると予想される。

結局、計算結果によるとゆらぎの振幅 $\delta\rho/\rho$ が、10に至るまで、 $k_x/k_y > 1.2$ のものは、十分異方性が成長しフィラメントが形成され、それ以外は、異方性の成長が著しくなかった。このフィラメント状の雲はいかになるかということ、中心付近の密度が十分上昇して、物質がフォトンに対して不透明になり状態方程式が変わり収縮が止まるまで細長くなり続ける。そして今度はフィラメントの軸方向へ再分裂する可能性がある。なぜなら、前章で触れた様に、細長い円柱状の雲は軸方向の分裂に対して不安定であるからである。

(5) $Z_0 k > 1$ のモード これは、線型解析の予想する通り、安定な振動を繰り返すのみであった。

結局、初期に存在した平板の各種のゆらぎは、大きく分類して三つの進化をたどる。これを、 $k_x - k_y$ 面上で示すと図3のようになる。ゆらぎの成長の速さは、この図上の同心円で同じである (しかし斜線をつけた部分が最も不安定)。 $Z_0 k > 1$ のゆらぎは安定である。不安定領域のうち、 k_x と k_y のほぼ等しい狭いスリット内では、ゆらぎは一塊で成長する。その他の領域のゆらぎは、フィラメント状に成長する。この雲は再び分裂する可能性がある。

では、初期の平板状の雲の中のゆらぎは現実には、どのように分布しているであろうか? これは、平板雲の形成のされ方に依存するであろう。ゆらぎの殆どすべてが $k_x \sim k_y$ であるとするのは不自然であろうから、ここでは、同じ k では異なる比 $k_x : k_y$ のゆらぎが等確率で存在していたと仮定する。すると図3で分類した通りに、不安定モードの殆ど (面積比程度に) は、フィラメント状に成長すると予想される。すると図4の様な雲の

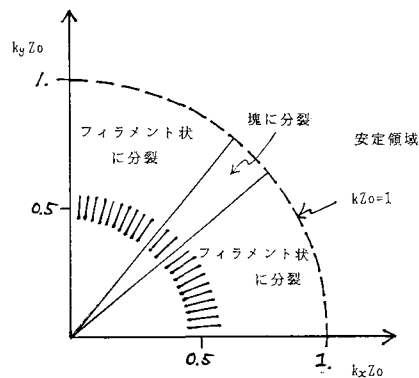


図3 平板状雲の初期のゆらぎ $(\delta\rho/\rho \propto \cos(k_x x) \cos(k_y y))$ と雲の進化、斜線部分は線型解析で最も不安定な部分。 $Z_0 k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2} Z_0 > 1$ の部分は安定振動。 $k_x \sim k_y$ の扇型の狭いスリット領域では、雲は分裂するが、分裂片はほぼ球状である。その他の領域のゆらぎは成長して、雲はフィラメント状に分裂し、分裂片は再分裂する可能性がある。

分裂のシナリオが考えられる。即ち平板雲がある引き金機構で形成される。雲の中にあつた様々なゆらぎが成長する。雲は分裂するが、分裂片の形状は殆どがフィラメント状である。これらは収縮して再び密度の濃い雲に分裂し、星形成に至る。最後のステージは、まさに図 1 でみられるおうし座方向の雲の構造を想像させる。このシナリオを仮定すると、密度の濃い分子雲の、initial mass function も理論的に導出できる。

次に、このシナリオを確かめるため、初期にランダムなゆらぎを与えた平板雲の分裂の数値シミュレーションを実行した。結果を図 5 に示した。そこでは、計算に用いた粒子の重心の位置を $z=0$ 面に投影し、重ねて $z=0$

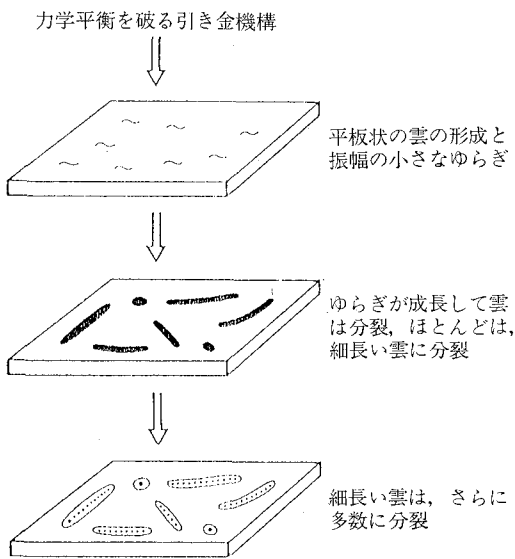


図 4 平板状雲の形成と分裂のシナリオ。

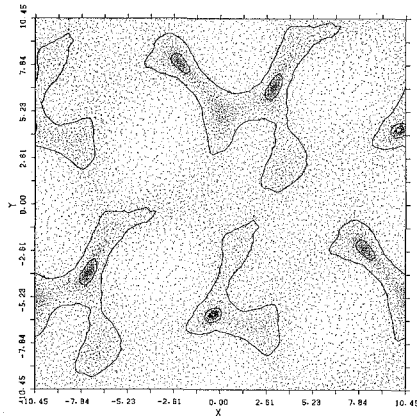


図 5 平板雲の分裂のコンピューターシミュレーション。線は $z=0$ 面の等密度線を示し、点はすべての流体要素を $z=0$ 面へ投影したもの。初期にランダムなゆらぎを与えた場合である。

面の等密度線を示している。明らかに雲はフィラメント状に分裂し、所々に塊がみられ、予想した通りである。しかし、フィラメントの方向は、いろんな方向を向き、おうし座の方向の雲のように、一方向に揃っていない。そこでは、何があるのでしょうか？

4. 磁場の貫いた雲の分裂

方向を持った物理量（例えば、磁場とか、あるいは角運動量とか）で、細長い雲が揃ったのではないかと考える。実際磁場については、数人の著者によって、おうし座方向の光学、赤学の偏光観測が実行され、磁場の方向がわかってきている。従って、ここでは磁場の貫いた平板状の雲の進化を考えて見よう。

まず簡単のため、初期に一樣な磁場が、平板に平行に貫いている場合と、平板に垂直に貫いている場合に限って考察する。平板に垂直な磁場の配置は、磁場によって物質が収縮し形成されたと考えることが出来て自然な初期状態と思われる。一方、平板にそって磁場が平行な様な形状は一見不自然に思われるかも知れないが、磁場の強さが初期には十分弱く、平板を形成した動的原因（衝突、または、超新星爆発）での圧縮が磁場に平行に生じたとすると、考えられない磁場の配置ではない。線型解析では今までに研究があり、初期の磁場の強さを表わす無次元量として、

$$p^2 = \frac{B_0^2}{4\pi^2 G \sigma^2} = \frac{1}{2} \frac{v_A^2}{C_s^2} \quad (8)$$

がある。 B_0 は初期の一樣磁場の強さ、 σ は、平板の面密度であり、 v_A は $z=0$ でのアルフベン速度である。磁場と平板が垂直の場合、 $p > 1$ では、磁場のため平板は安定になる（中野 & 中村, 1978）。

さて、磁場が貫いた平板はいかに分裂するであろうか？ 磁場は物質に完全に凍結していると仮定して、三次元 MHD コードを使用して、この平板の進化を追った。初期の密度、およびゆらぎの与え方は、図 5 の場合と全く同じである。図 6 は、平板と磁場が垂直な場合である ($p^2=0.125$)。図 5 と比較すると明らかのように、やはりいろんな方向にむいたフィラメントが形成されているが、今度の場合は、フィラメントの間隔が一般に大きくなっている。これは、線型解析からも予想されていたことで、最も不安定な波長が、磁場による安定化のため約 $(1+p)$ 倍に伸ばされたためである。この場合も、しかし、フィラメントの方向は揃っていない。

一方、磁場に平行な場合の分裂を図 7 に示した。表紙の図は、同じモデルで、赤線は磁力線を表わす。今度の場合は、ほぼ一方向に揃ったフィラメント構造が現われる。即ち、磁力線に垂直にフィラメントが並んで形成されたのである。この理由は簡単で、いろんな方向をむい

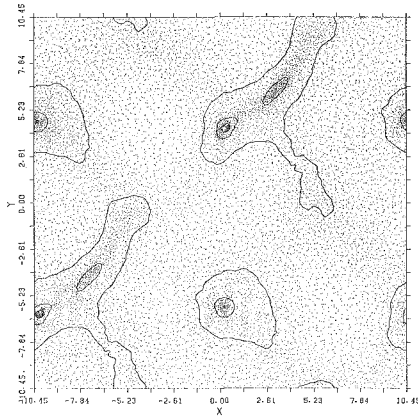


図6 初期に一樣磁場が平板に垂直に貫いた雲の分裂 ($p^2 = 0.125$). 他の初期条件は図5と同じ.

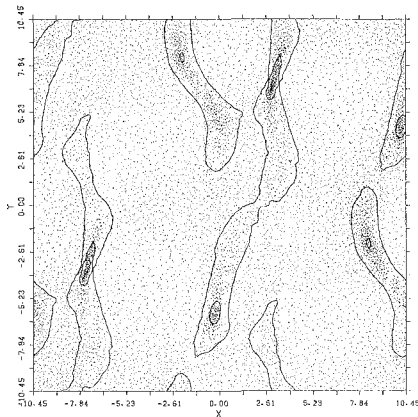


図7 初期に一樣磁場が平板に平行に貫いた雲の分裂 ($p^2 = 0.32$). 他の初期条件は図5と同じ.

たフィラメント形成が、磁力線のため運動の方向を制限され、平行に並んだ構造が形成されたのである。もちろん、整列の度合は、 p が小さい場合は弱く、 p が大きくなるに従って強くなるが、 $p > 0.57$ では殆ど変化しない。また p が小さい場合は磁力線は物質の運動で大きくねじられるが、 $p > 0.7$ では磁場の energy が大きいため、磁力線は殆どねじられることはない。

さておうし座方向の磁場の観測からも、磁場の方向とフィラメント上の雲は直行していることがわかっており、この計算（平板と磁場が平行な場合）は一つの形成のモデルになるかも知れない。つまり、おうし座方向のフィラメント構造および磁場の向きの構造は、平板に平行に磁場が貫いた状態の雲が分裂したというモデルで、スケール、質量、フィラメント状分裂片の形成、磁場の構造などをうまく説明しているようである。また、観測されたフィラメントの整列程度や、磁力線のねじれ具合の情報と、シミュレーションの結果を突き合わせること

により、磁場の強さについての情報がえられる可能性がある。

しかし、磁場を含む計算は始めたばかりで、より多くのパラメータ空間で計算を実行する必要があると考えている。ここでの研究の目的は、おうし座方向の雲のみの成因を追及するものではなく、雲の分裂、形成の物理的本質を導きだし、星間雲から星の形成に至る一般的なシナリオの構築を目指すものであることを付け加えておく。

この研究の一部は、成田真二氏、林 忠四郎氏との共同研究である。なお表紙のカラーグラフィックスの作成には、大原謙一氏作成のソフトウェアなしにはできなかったことを申し添えます。

事務室だより

これから、機会をみて「事務室だより」を載せることにしました。会員の皆様と学会を結ぶ窓口としての実務内容とか、時には仕事を通して得られる会員諸氏の生の声も紹介するコラムとして、続けていきたいと思っています。

虎尾さんが退職しました。

今年3月、11年に亘って、学会事務を担当していただいた 虎尾三春氏が定年で退かれました。虎尾さんは、昭和22年5月に東京天文台に勤務されてから、主に各国の報時短波受信の仕事に就いておられました。昭和50年に定年退官された後、日本天文学会の事務長としてお骨折りをいただきました。

法人会計基準が大きく変わったり、会員管理やら会計処理をコンピューター化するなど、ここ10年間に事務作業は大きく変わりましたが、大きな混乱も起きず見事に対応し、滞りなく事務処理をされてきました。これもひとえに、虎尾さんの温厚なお人柄と卓越した事務処理能力によるものと思います。まだまだお年には見えない若さです。甚だ惜しい気がしておりますが、今後ますますのご健勝を祈り、今までのご苦勞への労いと感謝をこめて、事務室だよりの第一報といたします。

(追伸)

虎尾さん退職後、4月1日から 嵩地 厚 が後任を承ることになりましたので、前任者同様よろしくご鞭撻下さるようお願いいたします。なお、ベテランの塩見道子、野口治美、木下敦子の三女性は、引き続きそれぞれの事務を分担しておりますのでよろしく願います。今後折にふれ、人物紹介もしたいと思っております。

(嵩地 厚)