

熱不安定性による銀河形成

近藤 正明*・祖父江 義明**・海野 和 三郎***

1. はじめに

1965年にペンジャスとウィルソンが発見した 3°K のバックグラウンド輻射が、宇宙膨張初期の黒体輻射のなごりであろうことは、その後の観測の、非常に強い方向の一樣性からいってほぼ間違いない。宇宙が膨張宇宙であると解った時、元素の起源に関してHe量を説明するのに膨張宇宙ですっきり行く反面、問題になるのが銀河の起源であった。すなわち、一樣分布な密度分布の中の揺動を、重力不安定によって成長させて、銀河の起源にしようとする、その成長の速さが $t^{2/3}$ に比例する、非常に緩慢なものであることが、一次の摂動の範囲で、リフシットにより調べられていた。もしも、初期揺動を統計的なものとする、銀河系の質量 $10^{11} M_{\odot}$ 程度のスケールの揺は、 10^{-36} と非常に小さなものであり、これを宇宙の年令内で凝縮させることは出来ない。これが膨張宇宙の困難の一つであった訳です。最近、日本において、この問題についていろいろな人達が仕事をされ、ほとんど、この難点は取り除かれたと言って良いと思われます。その中で、我々の寄与した部分を書いてみます。

2. みちすじ

上で述べた難点を克服するのに先ず、揺動の重力不安定による成長率を非線型加速により早めることが考えられます。しかし、これは非線型という言葉からも解るように、揺動が有限な大きさになって始めて効きだすものであるため、 10^{10} 年内に自由落下で凝縮するのに、 10^5 年の時に $\delta\rho/\rho \sim 10^{-8}$ の初期揺動が、依然としてなくてはならないことがわかります。そこで、それだけの揺動の起源が問題になり、非常に初期に生じた大きな擾乱が生き残り、それが銀河形成の初期揺動になったとします。ところで、膨張宇宙の状態は、大きく分けて、水素がプラズマ状態にある前期と、中性水素の後期に別れ、前期においてはコンプトン散乱によって、物質と光は一体化しており、ために物質の擾乱は、強い減衰を受け、結局生き残るのは $10^{12} M_{\odot}$ 以上の大きな擾乱のみということになります。(ここで擾乱というのは、乱流や音波などを

含めて言う)。そこで改めて、後期における、銀河の質量程度の揺動の励起が必要になる。その可能性の一つとして熱不安定がある。重力不安定は波長がジーンズ波長より大きな揺動に対し、その成長が自由落下の時間尺度で決まる一方、熱不安定では音速で決まるため、サイズが小さければ小さいほど成長の速さは速くなる。そこで、先ず銀河サイズのを直接造ることをせずに、小さなグロビュールを熱不安定によって造り、その集団が重力不安定によって銀河を形成すると考える。そのグロビュールの質量 M_{gr} はどの程度のものであるかは2つの条件で決まる。すなわち、第1は、グロビュール N 個の集団が 10^{10} 年内に重力収縮するのに、初期揺動 10^{-8} 必要であるから、統計的ゆらぎ $1/\sqrt{N} > 10^{-8}$ で $N > 10^8$ 個でなければならない。第2の条件は、重力収縮するのに、その集団の質量 NM_{gr} がジーンズ質量より大きくなくてはならない(ここでジーンズ質量とは全体の重力エネルギーと、グロビュールのランダム運動の運動エネルギーとの釣合いで決まる)。このジーンズ質量は高々 $10^{12} M_{\odot}$ である事から、結局 $M_{gr} > 10^6 M_{\odot}$ となって $10^6 M_{\odot}$ 以上の質量のグロビュールを熱不安定によって造られればよいことになる。

結論を先に述べれば、宇宙後期に物質温度を光の温度よりも高い状態にしてやることにより、物質温度 10^4K 以上で水素やHeIIの光学的に薄い自由一束縛遷移の光で、物質がエネルギー損失をして、熱不安定を起こし、グロビュールが出来るが、グロビュール自体の重力的安定性から $10^7 \sim 10^8 M_{\odot}$ のものが最も出来やすいことがわかる。以上の筋道の各部分を少し詳しく書くことにする。

3. 重力不安定

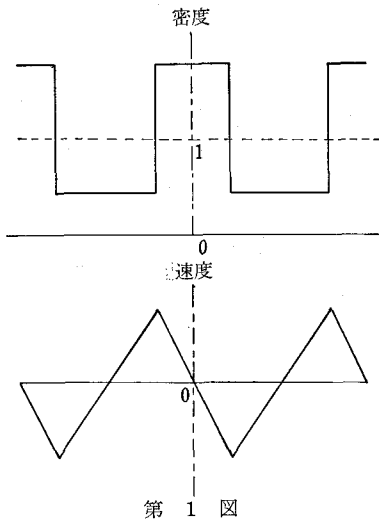
§2. で述べた、 10^{10} 年内に初期揺動が凝縮するには、 10^5 年の時に 10^{-8} 以上の大きさが必要であると述べたことを少し詳しく書くと、宇宙膨張は空間の物指し(厳密には曲率半径)が時間と共に増大する現象として扱えられる。銀河や銀河集団の分布は大概一様であって、宇宙全体の膨張は一つの距離尺度の時間変化で表わされる。質量を持った単体の存在は重力場を通して局所的に尺度を歪めるが、しかし、銀河では 10^{-8} を越えることはなく、擾乱の振舞を調べるには、物理量の全非線型性をすべて考慮しても、尺度の歪みは平均からの一次の摂動で充分である。この波は、宇宙膨張を運動と捉え、それ

* 東大教養学部地学教室

** 名大理学部物理学教室

*** 東大理学部天文学教室

Masa-aki Kondo, Yoshiaki Sofue, Wasaburo Unno:
Formation of Galaxies due to Thermal Instability



をニュートン力学で形式的に説明する見方から得られるものと同じになっている(光の伝播に関しては駄目であるが)。圧力効果の無視出来るような波長の長いゆらぎは、自己重力で不安定になる。その成長の速さは、物理量の一次の摂動ではリフシットの求めた $t^{2/3}$ に比例する。前に述べたようにこれは非常に遅い。そこで、物理量の非線型効果、すなわち、質量の流量や慣性項を考慮して、成長を速めてやることを考える。その時、ゆらぎは以下のような振舞を示す。

圧力効果は無視した時、ゆらぎは第1図のような密度・速度分布を持っているとしてよい。その時の中心密度(ただし平均密度との比)と速度勾配の振舞は第2図のようになる。(1, 0)点はゆらぎのない状態。初期にゆらぎが、高密度部分でA点、低密度部分でB点の状態にあると、各部は矢印の方に成長する。(因みに媒質が静止している場合でも、この図はあまり変わらない)。時刻 t_0 での初期密度から、密度無限大になる時間 t を、第1表に初期速度勾配0の下で記した。これを見ると $\delta\rho/\rho_0$ (ρ_0 は平均密度) が1を越えると、無限大に達するのに初期時と同

第1表

$v_0=0$	
ρ_0^{-1}	$\frac{\tau_\infty}{\tau_0}$
10^{-5}	6.80×10^7
10^{-4}	2.16×10^6
10^{-3}	6.80×10^4
10^{-2}	2.18×10^3
10^{-1}	7.80×10^1
10^0	5.52
10^1	1.78
10^2	1.20
10^3	1.00
\vdots	\vdots
∞	1.00

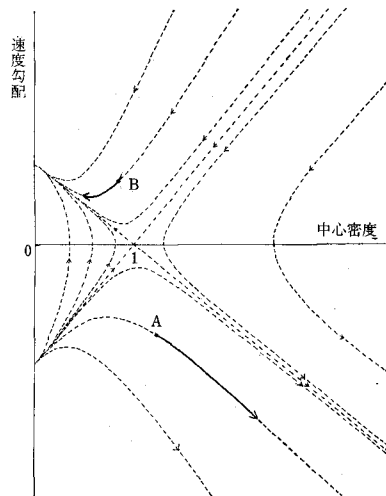
程度の時間しか要していない、これは非線型効果の現われであって、最も時間のかかるのは $\delta\rho/\rho_0 \sim 1$ に達するまでであることが分る。

さて、水素が中性化して、物質が光の等方化の性質を受けなくなる 10^5 年の時に、どれだけの初期ゆらぎを持つてば、 10^{10} 年以内に密度無限大になるかという、第1表から 10^{-3} 以上あればよいことが分る。これは一見小さなものであるが、銀河のような構成粒子数 N の大きな波長のゆらぎにとっては、これは非常に大きな物である。例えば統計的起源としてやると $\delta\rho/\rho_0 \propto 1/\sqrt{N}$ で銀河では前に述べた 10^{-36} となり、 10^{-3} とは桁違いに大きい訳になる。そこで、先ず昔発生したゆらぎの生き残りがその値を与えないか調べる。

4. 原始擾乱と熱史

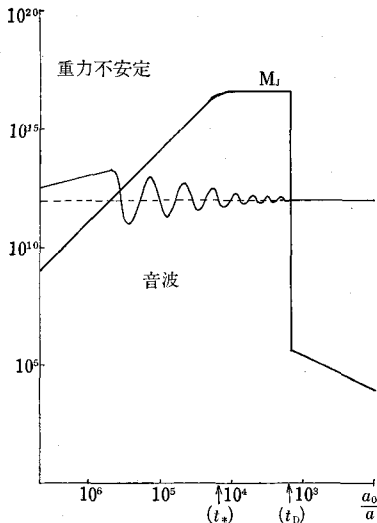
宇宙膨張は力学的には、光のエネルギー密度が物質の静止エネルギー密度を凌駕している光子前期と、逆の物質後期に別れ(ただし、光子数は常に物質粒子数より大幅に多い)、熱的には前に述べた、プラズマ前期と中性後期に別れる。これらの境界期は、平坦な空間では力学的境界期 t_* が 4×10^3 年で、熱的境界期 $t_D = 10^5$ 年より前に有ります(空間が開けば開くほど力学的境界期は後にずれる)。原始擾乱は密度に関するゆらぎと、乱流とから成り、 t_D, t_* を通過することがその消長を決める。

先ず、密度の原始ゆらぎを調べるのに、プラズマ前期においては光と物質は一体化しているため、ジーンズ質量 M_J は第3図のように大きな値を持つ。光子前期では $M_J \propto t^{3/2}$ で増え、プラズマ前期内の物質後期では $10^{17} M_\odot$ で一定である。また、中性後期では物質のみで決まり $5 \times 10^5 M_\odot$ から t^{-1} で減少する。今、ある一定質量 M を持った密度ゆらぎを考えると、非常な初期では、 M_J が小



第2図

さいため、重力不安定でゆらぎは $t^{1/3}$ の速さで成長する($t^{1/2}$ なのは光子前期のため)。時間がたつて M_J が M に等しくなると、その後ゆらぎは音波となる。ところが、光と物質が



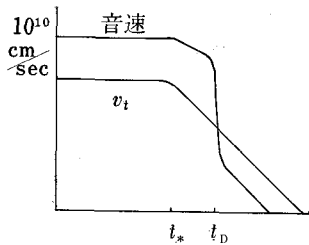
第 3 図

一体化した状態では粘性が大きいため、この音波は強い減衰を受ける。第3図から分るように質量の大きいゆらぎほど減衰を受ける期間は短く、 t_D 時まで生き延びる可能性は大きい ($M >$

$10^{12} M_{\odot}$ 以上では完全に重力不安定のみで、ゆっくり成長し続ける)。ところが、 $t = t_D$ の電離水素の結合時に、今までコンプトン散乱で一体化していた光と物質が、水素結合により急に分離したため、コンプトン散乱は第2粘性の役割を果し、 $M < 10^{12} M_{\odot}$ のゆらぎはさらに強い減衰を受ける(開いた空間では $10^{14} M_{\odot}$ 以下)。このため、結局生き残る密度のゆらぎは $M > 10^{12} M_{\odot}$ となる。

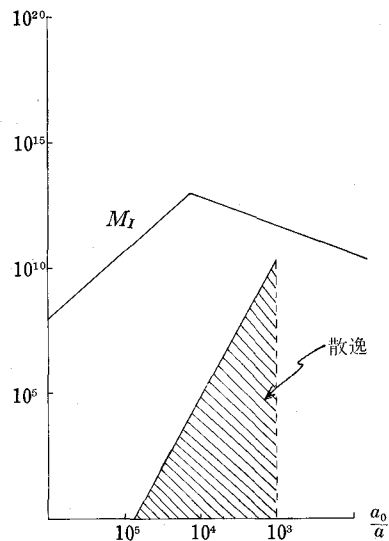
次に原始乱流を見てみると、密度のゆらぎの場合と似た事情にある。音速はプラズマ前期では、光と物質の一体化で相対論的速度にすら近くなっている(このため、 M_I も大きい値であった)。光子前期では $c/3$ 、物質後期では $(kTn_r/m_H n_m)^{1/2}$ で与えられる (n_r は光子数、 n_m は物質粒子数)。大体物質のみの音速の 5×10^8 倍である。中性後期では当然物質のみとなる(第4図参照)

このようにプラズマ前期では音速が大きいため、大きな渦速度を持っていても、亜音速で圧力効果による減衰を受けぬ非圧縮性乱流として振舞う。この渦速度は、光子前期では一定値を保つが、物質後期では $t^{-2/3}$ で減少する。そこで、第4図のようにプラズマ前期で亜音速であったものが、 t_D 以後超音速になり得ることになる。次に渦サイズの消長に対しては、上で音波を減衰させた粘性



第 4 図

が同様に渦にも効いて、小さい質量の渦ほど速く散逸して熱化し、 t_D 時まで生き残る渦はまたは $M > 10^{10} M_{\odot}$ (開いた空間で $M > 10^{14} M_{\odot}$)。ところで、大きな渦



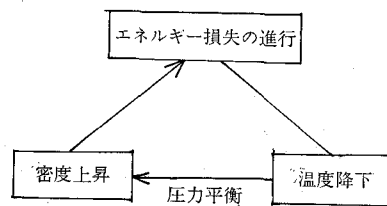
第 5 図

は慣性力により小さい渦へと壊れる。その時間尺度は L/v_i (L は渦の大きさ、 v_i は渦速度) であって、宇宙膨張の時間尺度より短いもののみ壊れることになる。そこで、壊れ得る最大渦の大きさを M_I とすると、第5図のように変化する。初期渦速度 $= 10^{10}$ cm/sec であると、 t_D 時において $10^{12} M_{\odot}$ 以下の渦が小さな渦へと壊れ得る。ところが、前に述べたように、 t_D 後超音速になるため、小さな渦への崩壊はすなわち、小さなスケールの衝撃波を至る所に発生させ、乱流エネルギーは熱化する。

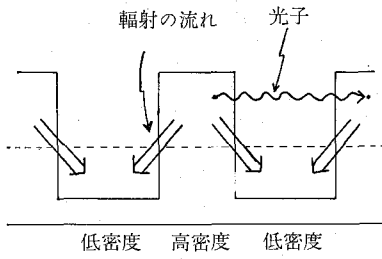
以上のように、 t_D までに音波は $10^{12} M_{\odot}$ 以上のもののみ残り、乱流は、 $10^{10} M_{\odot}$ 以下のものは散逸し、初期渦速度を 10^{10} cm/sec とした時、 $M < 10^{12} M_{\odot}$ の渦が崩壊する。これが §2 で述べた事の詳細である。

5. 熱不安定性

一般に温度の異なった2つの物体を接触させてやると、両者の温度は等しくなるように変化する。同様に、異なった温度を持つ光子気体と物質気体を混ぜておくと、もし両者間に相互作用があれば、両者の温度は近づこうとする。すなわち、物質温度 T_m の方が輻射温度 T_r より大きければ物質は光を輻射場に放射して冷え、 $T_m < T_r$ なら光を吸収して温まる。ただし、宇宙の場合、光子数の方が粒子数より断然多いため(熱容量が大きい)、物質温度の変化の方が激しい。このような現象は、元々の温度からずれる訳で広義の熱不安定性とも言える。しかし、ここで言う熱不安定性とは、上のことと共に、物質の温度・密度のゆらぎが成長するものである。起



第 6 図

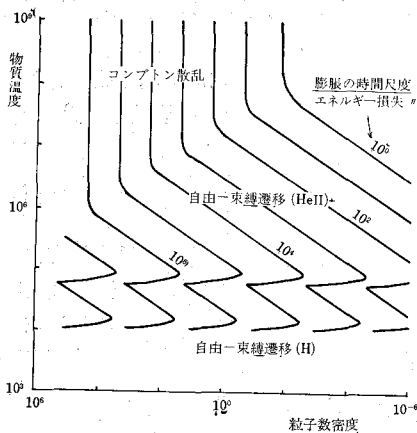


第 7 図

こり方には 2 つの種類があつて、1つは凝縮モード、他は音波モードである。後者は振動伝播しながら、振幅が増大してゆ

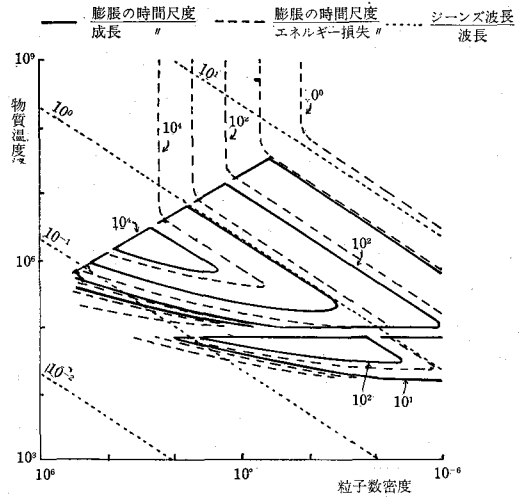
く、その時高密度部分が高圧部分に対応している。我々が興味のあるのは前者で、圧力平衡を保ちながら進行するのが特徴で、高密度部分では温度は低く、低密度部では温度が高い。例えば、物質がある過程でエネルギー損失をして、物質温度が下がった時、圧力平衡を保つため、密度が上り、それと同時に損失が増え、温度が下るといふサイクルを作り、この時密度が上って損失の増大する率が、温度が下って損失の減少する率より大きくなっては、このサイクルは加速的に速くは働かない(第6図参照)(もちろん、温度が下った時ますます損失の割合が増えるならば、一層不安定化を増す)。結局、凝縮モードに肝要なのは、圧力平衡が素早く行なわれていることと、エネルギー損失の密度・温度依存性の2つが重要である。前者の条件は §2 で述べた、不安定の速さが音速で規制されるため、サイズが小さければ小さいほど速く起こることに対応する。エネルギー損失は冷却と加熱の差で決まる。上で述べたように輻射過程は $T_m > T_r$ の時冷却に、 $T_m < T_r$ で加熱に働き、メカニカルな過程は加熱として働くが、この過程はほとんど密度にしかよらない。

輻射過程は原子の束縛—束縛、自由—束縛、自由—自由の各遷移とコンプトン散乱から主としてなる。ところで、 $T_m > T_r$ の時、光の放射による冷却が充分に起こるには、物質がその光に対し透明で、自由に逃がしてやれ

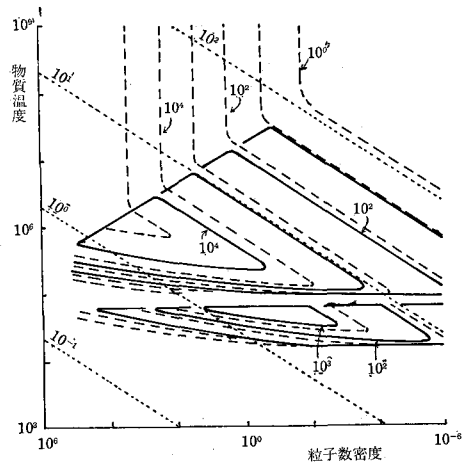


第 8 図

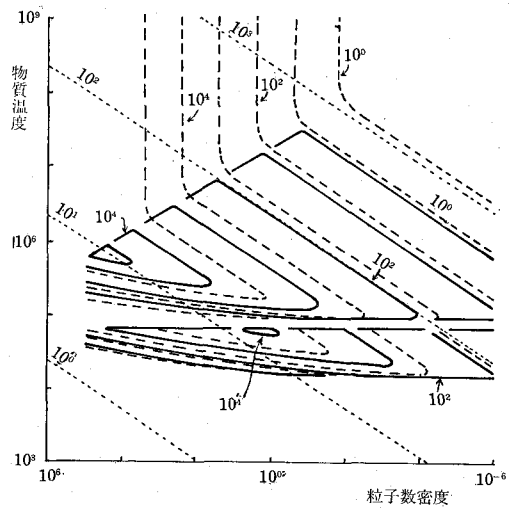
ばよい、すなわち光の平均自由行程 λ_D がゆらぎの波長 λ より大きければよい。ここで起こる疑問は光は何処へ逃げているの



第 9 図 (a)



第 9 図 (b)



第 9 図 (c)

か、つまり光子が数波長のゆらぎを経て再吸収されるから、ゆらぎ全体から見た時、光を逃がしてやっていることにならないのではないかとということであるが、それはある一個の光子に注目した時で、輻射場として見た時、放射強度は高密度部分で大きく、低密度部で小さいため、輻射の流れが高密度部より低密度部へ発生する。ために、高密度部分が冷え、低密度部へ流れ込んだ光がその部分を温めると言える(第7図参照)。

光の平均自由行程がゆらぎの波長より短い光学的に厚い時、輻射の流れは $(\lambda_p/\lambda)^2$ だけ減ざられて、同じく冷却率も下ることになる。宇宙の場合に、 t_D 後に物質温度が加熱により上った時、束縛-束縛遷移は光学的に非常に厚く、冷却には効かない。一方、自由-束縛遷移は光学的に薄い場合があってエネルギー損失に有効に働く(中性水素の数が電離により少ない状態)。この時、効いている吸収係数は、やはり束縛-自由遷移である(準位密度は、 $T_m \gg T_e$ のために衝突過程で決まっている)。因みに、星のような局所平衡にあれば、この温度では電子散乱が最も良く効く。

結局、エネルギー損失に効くのは、温度の低い方からH, HeIIの自由-束縛遷移、コンプトン散乱で、第8図に等エネルギー損失率の曲線を温度密度面上に示した。当然ではあるが、密度が大きいほど損失率は大きい。不安定性については、コンプトン散乱と電離遷移領域では熱的に安定であるが、その他の自由-束縛遷移の効く領域では、温度が下ると増々輻射損失が増大するので不安定である。コンプトン散乱は温度のゆらぎを平滑化しようとし、また、電離遷移領域ではゆらぎのエネルギーを原子の内部エネルギーに取り込んで安定化する。

第9図に、質量が 10^{12} , 10^9 , $10^6 M_\odot$ のゆらぎのサイズに対する熱不安定の時間尺度と膨張の時間尺度の比 n の等値曲線を示した。温度が低く、密度が大きいほど、束縛-自由遷移による吸収が大きいため、第8図の左下がカットされ、質量の相違は、密度-温度面上での波数の相違でそのため光学的厚さが異なり、質量小の場合ほど不安定領域は大きくなり、また不安定の速さも速い領域が存在する。図から分るように、膨張の時間尺度の 10^{-2} 以下の短かさで起こっていて、宇宙膨張の影響は、不安定性の成長が時間の幅であることであるが、今の場合統計的ゆらぎ程度の微小なゆらぎをも充分有限値にまで成長させることが出来る。 $M=10^{12} M_\odot$ の場合、不安定性の最も速い領域が、重力不安定な領域に入っている。しかし、前にも述べたように凝縮モードでは音速で圧縮が伝わるために、温度の下る割に密度の上昇が伴っていない。一方 $10^6 M_\odot$ の場合、不安定領域では、波長はジーンズ波長より短いために圧縮の能率は非常によく行なわれている。しかし、今度は不安定性で温度が下り、冷却のない領域に来た時、重力不安定でないため、ゆらぎは音波となって拡散してしまう。以上のような事情から結局、最も作られやすいものは $10^7 \sim 10^8 M_\odot$ であることに

なる。たとえそれ以上の大きな質量のものが出来たとしても、それは $10^{12} M_\odot$ のものに分裂してしまう。

こうして作られたグロビュールが集まって、§2で述べたように、重力不安定で銀河を作ると考えられる。

6. おわりに

熱不安定性を起こすのに物質温度が輻射温度より高い状態にあることが必要であったのであるが、最後に、乱流を加熱源とした時の可能性を簡単に述べておく。

t_D 後に超音速になった乱流が衝撃波を発生し、物質が加熱されて温度が上って行くと、再び水素の電離が始まる。電離が進むと再び光と物質のカップルは強くなり、一体化して、音速が増大する。ために乱流は超音速になって加熱が止む。そこで温度が下ると共に音速が下り、乱流は再び超音速になる、という繰り返しが、乱流のエネルギーが消費し尽くされない限り続くが、 10^8 年になると光と物質の運動量交換の時間尺度が膨張の時間尺度より長くなって、音速は物体のみで決まるため、乱流の加熱は電離し切っても続くことになり、加熱と輻射冷却が釣り合う温度まで上昇することが出来る。そして、この時期に熱不安定性が起こることになる。

以上、我々の説をかなり一面的に述べて来たが、他に、超音速の渦運動が、非線型効果でポテンシャル運動に変換され、物質を凝縮させる説等があることを付け加えておく。

専門家のためのフジ天体乾板で
微光星の限界に挑戦しよう!

富士フィルムの

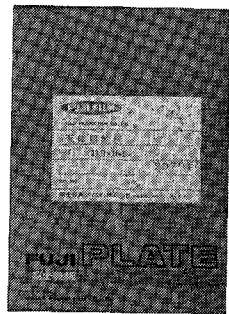
富士天体乾板
FLOII タイプ6×9版

相反則不規特性抜群
理想的平面性、高感度
シャープネス、色調の良化

キャビネ、手札、6×9版共各24枚入
特別注文品ですので

予約受付中でございます

富士天体乾板についてのお問合せは……



富士特殊感材販売

781-11 高知県土佐市高岡町甲2082-8 Tel (08885) 2-0444