そこで，問題は，対流が生じている場合，星の外層の構造 $\bar{P}, \bar{\rho}, \bar{T}$ の計算をどのように進めて行けばよいか，ということである．

星においては各層においてエネルギーの釣り合いが保たれていなければならないので，全エネルギー流量は，深さによらない．すなわち対流による熱の運搬 F_{conv} も考えると，式 (9) は

$$F_{\text{rad}}(z)+F_{\text{conv}}(z)=F \qquad (9')$$

としなければならない（運動エネルギーの流量は省略した）．そうして，

$$F_{\text{rad}}=K(\bar{T},\bar{P})\frac{d\bar{T}}{dz}$$

$$F_{\text{conv}}=\bar{\rho}\,\overline{wj'}=\bar{\rho}C_p\overline{wT'}.$$

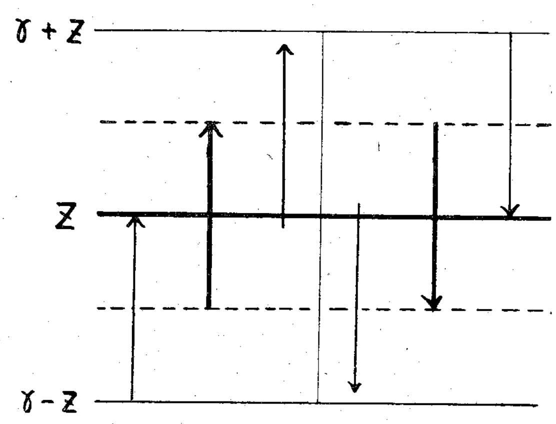
上の式で，j は星のガス1グラム当りのエンタルピー，C_p は定圧比熱，記号（$'$）は水平面内での平均からのずれを表わす．

ここに，新しい未知量 $\overline{wT'}$ が現われたので，w と T' についての知識が必要になり，対流の方程式を扱わねばならなくなる．

a) 混合距離の理論（Mixing Length Theory，MLT と略す）

対流の方程式を解くことは，最も簡単な，水平な二面で限られた厚さのうすい流体層における対流の場合でもむつかしい（§ 2）．そこで，一つの方法として，対流による熱の輸送について，一つのモデルを考えて，$F_{\text{conv}} \propto \overline{wT'}$ の項を計算（$\bar{P},\bar{\rho},\bar{T}$ で表わす）しようとする行き方が，MLT である．

その大要は（**第 14 図**），各深さ，Z において，ある長さ $l(z)$ があって，z-面の上下の距離 l 以内の各点を出発した，大きさも l のガス塊が，この z-面を上下に通過していると考える．このガス塊はそれ自身の大きさに等しい距離 l だけ移動すると，くずれて周囲（一つの塊からみた他の多くのガス塊の平均の状態）と同化してしまうと考える．この意味で l を**混合距離**と呼ぶ．これらのガス塊が z-面を通過する時，それらの温度はそれぞれ z-面での平均の温度からずれている．各点（$z-l$ から $z+l$ まで）から出発するガス塊を平等に考えると，（ガス塊の速度，温度差ともに出発点からの距離に比例して増加するので）結局平均的には，$z-(l/2)$ から出発して z-面を下向きに速度 V で通過する冷たい（温度差，$-\Delta T$）ガス塊と，$z+(l/2)$ から出発して上向きに速度 V で通過する熱い（$+\Delta T$）ガス塊とを代表として考えればよい．



第 14 図　z 面を上下に通過するガス塊の径路

こうして $\overline{wT'}\approx V\cdot\Delta T$ として F_{conv} が $\bar{P}$, $\bar{\rho}$, $\bar{T}$ で表わされ，$\bar{P}$, $\bar{\rho}$, $\bar{T}$ および V, ΔT が Z の関数として求まる．ビテンゼ（E. Böhm-Vitense）は，ガス塊が l だけ動く間，断熱的でなく周囲と輻射の出入りがあることも考慮して，超巨星，巨星，主系列，の各スペクトル型（F 型以後）の星の対流外層の構造を計算している．

この MLT の問題点は，l の決め方，V と ΔT が，その点 z だけの $\bar{P},\bar{\rho},\bar{T}$ で表わされていること，である（文献 (4) の 53～60 頁の下田氏の解説参照）．MLT に関して次の意見を引用しておく（文献 **(6)** 参照）．

「MLT が，乱れそのものについては，あまりいい結果を与えないにかかわらず，平均速度分布についてはかなりの結果を出し得たのは，平均速度分布が乱れの構造に対して，いわば感度が悪いからであろう．」

このことが，MLT で計算した（$\bar{P},\bar{\rho},\bar{T}$）及び（$V$, ΔT）についても，あてはまるかも知れない．

b) 星の外層の対流と実験室の対流のちがい

星の外層の対流（**第 12 図**，**第 13 図**参照）とこれに対応する実験室の対流（§ 2 の問題 **B**，**第 8 図 b** 参照）をくらべてみる．

(イ) 星の場合は固定した境界がない．

(ロ) 静止（初期）状態の温度勾配 β_s^0 が一定でない．ある領域で正となり，その上下で負となる（この上下の安定層が一種のやわらかい境界の役を果している）．

その他，星の対流層の特徴を列挙すると

(ハ) 上下の安定層へ対流が影響を与える（ガス塊が安定層へもつきぬける．over shoot, penetration）．

(ニ) 一般に，$\bar{P},\bar{\rho},\bar{T}$ が，対流層の上から下へ行くまでに，急激に増加する（例えば，太陽では $\bar{\rho}$ が 10^4 倍になる．もし対流層の上から下まで垂直にパイプを通して，ガスがその中を流れると考えると，速度も 10^4 倍変化する．）

(ホ) $\bar{\rho}$ の変化 $\bar{\rho}(z)$ による圧縮性の効果がある．

(ヘ) 縦波との相互作用（音波の発生など）．

(ト) 熱伝導の代りに輻射を考えると，プラントル数（粘性と熱伝導の係数の比）が非常に小さい．

(チ) 温度変動がある場合それを一様化するのは熱伝導

でなく輻射交換である．この輻射交換は熱伝導型の近似（温度の勾配に比例して熱が流れる）ではいけない場合（温度変動の波長が小さく遠くの波とも輻射のやりとりをする）がある．

c) 線型理論

これまでに，上述のような，星の対流層の特徴を一つまたはそれ以上含むかんたんなモデル層について，線型理論（§ 2）を適用し，どのような結果が出るか，研究されている．このようなモデル層による研究は，対流層の特徴の定性的な考察に重要な役割を果している．

しかし，ここでは，やや一般的に問題を述べてみる．§ 2 の中性安定の条件を求める問題を星の場合に，あてはめると次の様になる．

星の有効温度 Te，表面の重力加速度 g を与えると，静止している（輻射平衡）星の外層の構造 $P_0(z)$, $\rho_0(z)$, $T_0(z)$，従って $\beta_s^0(z)$ がきまる．どのような $\beta_s^0(z)$ の形に対して中性安定となるか．境界条件は，対流層から十分はなれた所で，変動が皆無とする．

この問題は，不安定層（$\beta_s^0>0$）の中での P_0, ρ_0, T_0 の変化が小さければ，§ 2 の実験室の場合と異なる点は β_0 が一定でなくなっただけである．この問題を解けば，対流層をもつかもたないかの境の星の T_e と g の関係が得られる．星の自転の効果も考える必要があるかも知れない．

次に，対流が実際に起っている星について，静止状態 $\beta_s^0(z)$ から出発して，波長 λ の変動を与え，線型解 $[\eta_m, \phi_m(z)]$ を求める問題を考える．星の対流層の場合は § 2 の問題 **B** に属し，対流層の下の方での温度などが，第 13 図に示したように，大きくずれて来る．所で現実には，ビテンゼによって $\bar{T}(z)$（の第 0 近似）が計算されているので，初期の静止状態は考えないで，最終状態を考え，§ 2 の方程式 (1)〜(4) で，非線型項を無視し，β は $\bar{T}(z)$ にもとづく $\beta_s(z)$ を使って，線型解 $[\eta_m, \phi_m(z)]$ を求めてみる．（但し，方程式は (1)〜(4) を対流層の場合に拡張しなければならないが，考え方は同じ．）．そうすると，この $\{\phi_m(z)\}$ は，やはり対流場の変数 $(\boldsymbol{u}, T')$ の展開に使える．従って，線型解 $[\eta_m, \phi_m(z)]$ だけからもある程度，対流の様子が知れる．特に，安定層へのつきぬけ（対流層がどこまでひろがっているか）は，$\phi_m(z)$ を見ればわかる筈である．この計算は太陽についてベーム（K.H. Böhm）がやっている．

対流層の深さは，主系列の太陽型（G, K 型）の星の大気の Li の組成（Li/Be の比）の欠損の観測を説明する場合に問題になっている．すなわち，Li と Be のまじったガスが，対流のために，$2.5\sim3\times10^6$°K の層まで達すると，核反応で Li は減少するが Be は変化しないことによって説明するために問題になる．

d) 非線型理論

定常対流に限っても，次のような困難な点がある．

(イ) $\bar{P}, \bar{\rho}, \bar{T}$ の方程式と，$p', \rho', T', \rho \boldsymbol{u}$ の方程式の分離が，実験室の場合の方程式のように簡単に行かない．

(ロ) $\bar{P}, \bar{\rho}, \bar{T}$ の大きさが，対流層の中で大きく変化するので，p' なども大きく変化すると考えられ p' などの大きさについての近似ができにくい．

これらは，MLT の結果を出発点として，繰りかえし法でやれば，原理的には，克服できる．残るのは数値計算の膨大さである．

乱流的対流の場合は，次のような点が考えられる．

(ハ) 縦波との相互作用

(ニ) 太陽のように，上の境界近くで，音波が発生し，上層に伝わって行く場合，上の境界条件が問題になりはしないか．

従って，天体物理学的な観点から，問題の焦点をはっきりさせ，できる限りの近似と簡単化を行ない，本質的な点だけを考慮することが，必要である．

§ 4. む す び

対流の文献を見ていて気がつくことは，対流研究の専門家は気象関係の人に多いことである．天体物理学における対流の問題も，地球大気の対流現象の観測的，理論的研究による対流のメカニズムの理解の上に立って，研究を進めるのが良い方法のように思われる．また乱流性に関しては，流体物理学者の研究に待たねばならない．

なお天体物理学における対流の特徴の一つは，§ **3 b)** でのべたように，密度 $\bar{\rho}(z)$ の変化，従って速度の変化も大きいことで，流線が対流層の上から下までつながっていると考えるより，$\bar{\rho}$ のあまり大きく変化しない範囲内で閉じているのではないか，すなわち，積層媒質における運動は，ある程度はなれると無関係になるのではないかとも考えられる（文献 (**7**) 参照）．

その他，対流に対する星の自転の影響，星のガスは電気伝導性が良いので磁場との関係，また太陽の一般磁場や黒点磁場の起源に関する問題など，種々の興味深い問題がある．なおこの文を読まれて，間違いや不正確な点，その他気が付かれたことを御注意いただければ幸いです．

文　献

(1) S. Chandrasekhar, Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability, *Oxford at the Clarendon Press*, 1961, 71 頁.

(2) R.B. Leighton, The Solar Granulation, *Annual Rev. of Astrophys.*, **1**, 19—40, 1963.

(3) C.E. Anderson (ed.), Cumulus Dynamics, *Pergamon Press*, 1960.

(4) 恒星内部構造論勉強会集録,（編集，東大天文学教室，海野和三郎），1964.

(5) J.W. Deardorff, *J. Atmos. Sci.*, **22**, 419, 1965.

(6) 小倉義光，科学 **25**，11 月号，548〜554 頁，1955.

(7) M. Schwarzschild, *Ap. J.*, **134**, 1, 1961.