

脈動はなぜ止まらないのか

竹内 峯 （柳町自然研究所）

目 次

1	脈動変光星	2
2	振動の仕組み	4
2.1	復元力	4
2.2	振動の制動と励起	5
3	発熱量の変動	5
4	ケフェイド不安定帯	6
5	不透明さがもたらす負の制動力	9
5.1	放射に対する不透明度	9
5.2	熱の移動の効果	11
5.3	負の制動力の確認	11
6	制動力に対する対流の効果	12
6.1	ケフェイド不安定帯の赤側の端	12
6.2	対流が引き起こす短周期の変光	13
6.3	熊の理論	14
7	残された問題	14

補遺	17
変光星ノート No. 1 について	17
変光星ノート No. 2 について	17
星の表面温度	17
不透明度の単位	18

1 脈動変光星

変光星はその変光のようすで幾つものグループに分類されている。そのうち食変光星あるいは食連星と呼ばれている星は、二つの星が共通の重心の周りを公転していて、食を起こすことによって明るさが変わっている。これに対して脈動変光星と呼ばれる星は、変光の原因は星が収縮膨張を繰り返していることにある。

食連星の場合は、星自体の明るさは変わらず、その手前を通過する別な星により光が遮られることによって明るさが変わるので、そのようすは想像しやすい。しかし、脈動変光星の場合は、星の膨張収縮は想像しやすいが、それが星の明るさの変化とどう関わり合っているかは、分かりにくい。

脈動変光星を考えるに際して、最小限説明されなければならない事柄として、周期はどうして決まるのか、明るさはなぜ変わるのか、星の膨張収縮はなぜ特定の星にだけ起こり、それが持続するのかなどの問題がある。それらの問題については、次のように考えられている。

周期のなぞ

球状の気体の膨張収縮についての理論によれば、周期は星の平均密度の平方根の逆数に、星の構造によって定まる特性周期（論文によって、pulsation constant, あるいは Q -value, pulsation parameter, pulsation property などと記されている。）を乗じた値となる。

$$\text{周期} = \frac{\text{特性周期}}{\sqrt{\text{平均密度}}} \quad (1)$$

平均密度は、星の質量と体積が分かれば計算できるので、膨張収縮の周期が求められる．．

HR 図は横軸が星の表面温度、縦軸が絶対光度という図で星の性質を示したものである．表面温度は単位面積当たりの光の放射率に関係しており、絶対光度は放射された光の総量であるから、HR 図上での星の位置から星の表面積が計算できる．それから半径も計算できる．星の質量と HR 図上の位置とが分かれば、周期が求められる．

ただし、特性周期は膨張収縮の様式に関係するので、一意的に周期を求めることはできない．

明るさの変化

ケフェウス座デルタ型、琴座 RR 型などは、観測から、星が膨張する過程で最大光度に到達し、星が収縮する過程で最小光度になることが分かっている．

このような明るさの変化は、星の内部から高温の気体が吹き出してくることによるというのが、初期の理解であった．現在では、星が膨張しつつある時期に、大量の熱が星の内側から伝わってきて、その温度上昇によって明るく見えると考えられており、高温気体の噴出というイメージは採用されていない．

膨張収縮の持続の原因

脈動星の膨張収縮は、固有振動と呼ばれている現象で、いったん始まれば長時間持続する性質を持っている．これは、振り子などが、いったん振れ始めるとかなり長時間振れ続けているのと同様である．脈動変光星では、何らかの脈動維持機構が働いていて、膨張収縮運動が定常的に繰り返されていると思われる．この機構としては、星の化学組成、表面温度、表面重力がある特別な組み合わせの場合に、不透明度の変動に基づく機構が働くことが分かっている．（不透明度については 9 ページで説明する．）ケフェイドの膨張収縮の持続はこれで説明できるが、ミラ型など赤色の星の膨張収縮の持続は、これと異なる機構によっている．

表 1: 星の膨張収縮の際に現れる復元力

状態	復元力
膨張した状態	内部の圧力の低下
収縮した状態	内部の圧力が上昇

このノートでは、脈動星の膨張収縮が持続する要因について、整理を試みる。

2 振動の仕組み

2.1 復元力

振動を考えるに際して、基本となるのは、**復元力**（restoring force）である。振り子を例に考えると、振り子が静止している位置から、右側にあれば重力が左向きに動くように働き、振り子が左側にあれば重力が右向きに動くように働く。釣り合いの位置からどちらに動いても、復元力として重力が働く。

星の場合、星が自分の重さで中心へつぶれようとするのを、星の内部の収縮に対抗する圧力で支えられて釣り合いの状態にある。釣り合いの状態から膨張すると内部の圧力が下がり、星は釣り合い状態の位置に戻るような力が働き、釣り合いの状態から収縮すると内部の圧力が上がり、やはり釣り合いの状態に戻ろうとする。その関係を表 1 に掲げた。

釣り合いの状態から外れた時に、釣り合いの状態に戻そうとする力が働いている場合に振動が起きる。飛行機に乗っている時に、機体がビリビリと振動することがあるが、これは、機体をねじ曲げようとする力に、機体が抵抗している結果である。

振動では、復元力が強ければ周期が短く、復元力が弱ければ周期が長く

なるという性質がある。脈動変光星で成り立っている周期密度関係は、星の平均密度が復元力に比例していることを示している。

2.2 振動の制動と励起

振動が起きていると、振動を弱めようとする力が働く。振り子の場合は、空気の抵抗や、支点での摩擦などが、振動を弱めるように働き、やがて振り子は止まってしまう。このような振動を弱める力を**制動力** (damping force) と呼ぶ。

振り子の振動を持続させようとする、何らかの振動を強める力を与えなければならない。昔の振り子時計では、重りの下がる動きや、ゼンマイのほどける力を利用して、振り子が右に動く時に右向きの力を、左向きに動く時に左向きに力を加えて、振動が弱まらないようにした。このような振動を持続させる力を、**負の制動力** (negative damping force) という。負の制動力が働いていると、振動が励起される。

脈動がなぜ持続しているかを考えるということは、星の膨張収縮の際の制動力と負の制動力を研究することに相当する。星の場合、膨張する過程で星の内部の圧力が弱まるようなことがあれば、制動力として働く。同様に、収縮する過程で内部の圧力が強まれば、制動力として働く。脈動星の理論の基礎を置いたアーサー・エディントン (Arthur Eddington) は、脈動を持続させる負の制動力として、発熱量の変動と、放熱量の変動とを考えた (1)。現実の星の中でこうした過程がどのように働くかの研究に、その後数十年の月日が費やされた。

3 発熱量の変動

星が収縮すれば内部の密度、温度が上昇する。このときに、星の内部で発熱量が増加し、その熱が速やかに運び出されず、圧力の増加が最大となる時期がもっとも星が収縮した時期より遅れるならば、それは負の制動力として働く。星が膨張すれば内部の密度、温度が低下する。その結果発熱

量が減少し、それによって圧力が最小となる時期が星がもっとも膨張した時期より遅れるならば、やはり負の制動力として働く。星の熱源である原子核融合反応による発熱は、密度や温度の変動に伴って増減するので、脈動の持続に寄与する。

このような機構は、理論の論文で発熱量をギリシャ文字のイプシロン (ϵ) で表すことが多かったので、専門家の間ではイプシロン機構と呼ばれた。

星が収縮し、内部の温度が上昇すると、星の内部と表面との間の温度勾配が急になり、より多くの熱が表面へと移動するようになる。この過程は、脈動による発熱量の増加の働きを抑える制動力として働く。発熱量の増減と、熱が運び出される量の増減とを、正確に見積もろうとする研究が、1930年代にトーマス・カウリング (Thomas G. Cowling) と一柳壽一 (Zyuiti Hitotuyanagi) とによって行われた (2), (3)。

その結果は、熱の放出量の変動が制動力として働く効果が強く、多くの星ではその膨張収縮が抑制され、脈動は持続されないということであった。この研究は、発熱量が温度変化に敏感な原子核融合反応が星で起きていても、太陽など通常の星は脈動しないことを示したことにより、現代の恒星構造論の成立に当たって重要な役割を果たした。

4 ケフェイド不安定帯

ここで、ケフェイドの観測された特徴について考えたい。ケフェウス座デルタ型変光星は F 型から K 型、琴座 RR 型は A 型から F 型と呼ばれるスペクトルの特徴を示すことは早くから知られていた。これは、星の表面の温度で、5 千度から 9 千度の範囲に相当している。このことは、ケフェイドの変光の原因と深く関係していると想像された。

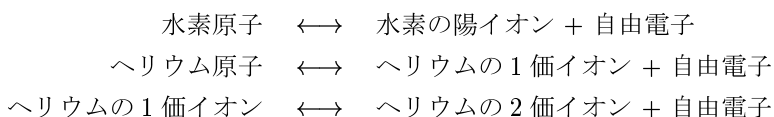
ケフェウス座デルタ型と琴座 RR 型変光星の絶対光度が知られてくると、表面温度と絶対光度とがある特別な組み合わせである範囲に限って、これらの星が存在することが分かった (図 1)。その範囲が HR 図上で帯状になっていることから、この範囲をケフェイド不安定帯 (Cepheid instability strip) と呼んでいる。この呼び名は今日でも用いられており、変光星分類

からは消えたケフェイドという表現がなお活躍している。

ケフェイド不安定帯という呼び名は、星が不安定であるという印象を人々に与えるが、ここで不安定と呼ばれているのは、脈動が起きるという意味の振動不安定 (vibrational instability) である。星の構造が全体として崩壊あるいは爆発するような不安定は力学的不安定 (dynamical instability) と呼ばれており、それとは意味合いが異なる。力学にうるさい人ならば、ケフェイド過安定帯 (Cepheid overstability strip) と呼ぶように薦めるであろう。ケフェイド不安定帯にある星は膨張収縮を繰り返しているが、それが成長して星そのものの構造が維持されなくなることにはつながらない。

1930 年代に入ると、星は主に水素から構成されているという理解が確立されてきた。そういう目で見ると、ケフェイド不安定帯は星の表面で、水素が一部が原子、一部がイオンという特別な状態にあった。

電子が原子から遊離して自由になり、原子が電気を帯びた陽イオンに変わることを電離という。ケフェイドでは次のような電離の過程が重要である。



ケフェイドが膨張して温度が低下すれば、ここに示した過程が左側に進む。逆に収縮して温度が上昇すれば、ここに示した過程が右側に進む。過程が右側に進むことを、電離度が高くなると呼び、過程が左側に進むことを、電離度が低くなると呼ぶ。

ケフェイド不安定帯の青側にあって脈動をしていない星は、星の中心部から表面まで水素がすべて陽イオンになっている状態にある。ケフェイド不安定帯の赤側で脈動していない星では、星の表面では水素は電離していない。ケフェイドはその中間の状態で、水素が一部電離、一部中性であり、増光の時期には電離度が高まり、減光の時期には電離度が下がる。エディントン⁴⁾は、このことを脈動持続の原因として着目した (4)

また、ケフェイド不安定帯の青側では、星の表面のすぐ内側で対流が起きていない。しかしケフェイド不安定帯から赤側では、星の表面のすぐ内

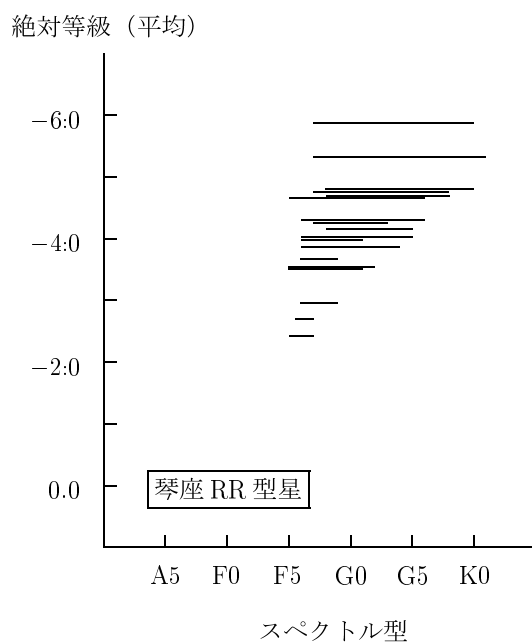


図 1: ケフェイド不安定帯. 横軸はスペクトル型. 個々の星は直線で示されているが, 左端が光度極大時, 右端が光度極小時のスペクトル型を示している. 縦軸は実視絶対等級で, 周期光度関係を用いて求めている. 図の下の方にある長方形は, 琴座 RR 型の位置の概略を示す.

側で対流が起きている。このことが脈動と関係しているのではないかと考えた (5)。

エディントンの一連の考察は、水素にのみ着目し、ヘリウムに着目しなかったという点では不充分であり、また、対流を問題にしたが、実はケフェウス座デルタ型星では対流が大きな役割を果たしていなかったのも、その点では誤っていた。この点が解明されるまで、さらに十数年の歳月が必要であった。

5 不透明さがもたらす負の制動力

5.1 放射に対する不透明度

星の中心部で原子核反応などで熱が発生しており、それが放射、伝導、対流などで星の表面まで運ばれて来る。ケフェイド不安定帯の星では、熱は主に放射で運び出されて来ている。詳しくいうと、放射は気体に吸収され、短時間後にその気体から再放出されるという過程を繰り返して、星の表面まで到達する。

気体が放射を吸収する度合いを**不透明度** (opacity) という。不透明度は、単位長さあたり物質が放射をどれほど吸収するかで表される。気体中で放射の三分の二が吸収されてしまう距離を、光の**平均自由行程** (mean free path) という。その長さの逆数が不透明度である。不透明度の単位は、長さ分の1で、論文などでは1センチメートル当たりどの程度であるかというように示されている。

単位質量当たりの不透明度を、**平均吸収係数** (mean absorption coefficient) あるいは**比不透明度** (specific opacity) と呼ぶが、これらは温度や密度によって変化する。温度と密度のある組み合わせの範囲内では、きわめて平均吸収係数は高く、その範囲以外では比較的低いといった性質がある。

不透明であるということは、放射が一時的にそこで捉えられて、気体の内部に貯えられるということでもある。水素の平均吸収係数がもっとも高くなるのは、星の表面では温度が5千度から2万度の範囲内で、そこでは光の平均自由行程は、たかだか数百キロメートル程度である。ケフェウス

表 2: 負の制動力が働く機構. 表中, 追加的と表現しているのは, 熱の出入りのない膨張収縮と比較して追加的という意味である.

時期	負の制動力
収縮から膨張に転じた後の時期	温度低下 ↓ 電離度低下 ↓ 気体が追加的に熱を放出 ↓ 追加的な星の膨張
膨張から収縮に転じた後の時期	温度上昇 ↓ 電離度上昇 ↓ 気体が追加的に熱を吸収 ↓ 追加的な星の収縮

座デルタ型の星では半径が百万キロメートルもあることを考えると, 星の内部からの放射が自由に外の空間に出てくるようになっていないことが分かる.

星が膨張収縮を繰り返している場合, こうした不透明な部分は, 半径が小さい状態で一時的に放射を吸収して貯え, 星が膨張に転じた後に放出して膨張を助けるので, 負の制動力として働く. 半径が大きい状態が過ぎて収縮に転じた後に熱を吸い取れば, 重力に対抗する力が減少するので, 同様に負の制動力となる. このような機構は, 表 2 のように表すことができる.

5.2 熱の移動の効果

星の内部では、物質に貯えられている熱量に比べて、内側から外側へと移動する熱の量はきわめて少ない。したがって、星の膨張収縮の際に、熱の移動のことは無視してよい。熱の移動を無視して、圧力、密度、温度の増減を取り扱う近似法は、**断熱近似** (adiabatic approximation) と呼ばれる。このような近似法では、熱の移動を無視するのであるから、温度のことは考えず、膨張収縮による圧力・密度の増減のみを考察する。圧縮されたら、どれくらい圧力が増加するかというような考察であるから、復元力に限って検討していることになる。脈動の周期の計算には、このような近似で済むが、制動力の見積もりはできない。

熱の移動を無視して圧力・密度の増減を調べ、それに対する微少な影響として熱の発生、移動の効果を計算する近似法は、**準断熱近似** (quasi-adiabatic approximation) と呼ばれる。カウリングや一柳の研究は、こうした前提で行われていた。

しかし、星の表面近くになると、星の密度が希薄になり、貯えられている熱量に比べて、移動する熱の比率が高くなり、圧力、温度、密度の変化を計算するに当たって、この熱の流れをどう見積もるかが重要になってくる。そこで、考え方を変更し、最初から熱の移動を考慮して問題を立て直す必要があった。このような近似法を、**非断熱近似** (non-adiabatic approximation) と呼ぶ。

5.3 負の制動力の確認

セルゲイ・ジェヴァキン (Sergei A. Zhevakin) は、非断熱近似を採用して、ケフェイドの膨張収縮の運動を検討し、負の制動力として実際にケフェウス座デルタ型で脈動を持続させるためには、水素だけでは量的に不十分でヘリウムによる不透明性も考慮する必要があることを指摘した (6)。

ジェヴァキンの考えを、電子計算機を用いて、より詳細に研究したのがノーマン・ベイカー (Norman Baker) とルドルフ・キッペンハーゲン (Rudolf Kippenhahn) である。彼らは、始めてケフェウス座デルタ型で脈動が持続

することを、計算で再現することに成功した (7), (8). 不透明度の高い部分の熱の吸収と再放出とによって起きるこのような機構を、彼らは、単位質量当たりの不透明度が論文中でギリシャ文字のカップ (κ) で表されることが多いことからカップ機構と呼んだ.

ケフェウス座デルタ型の星では、脈動を持続させている不透明度の高い部分は、表面から半径に対して 8% 程度の深さまでであり、そこに含まれている物質の量は、星全体の 0.05% に過ぎない. このような表面直下の厚いとはいえない球殻ではあるが、そこでの比不透明度が、星の内側に比べて百倍も高いことから、星全体の脈動を持続させる役割を担うことが可能なのである.

カップ機構が負の制動力としてどの程度の効果があるかを、量的に計算する手法が確立されたので、比不透明度を高めている要因が水素であるかどうかは関係なく、比不透明度が分かっていさえすれば、さまざまな状態の星について、脈動が持続するかどうかの計算が可能になった. ヘリウムや、炭素、酸素など含有量の多い元素の働きで脈動が持続している星もあるかも知れない. こうして、ケフェイド不安定帯及びその青側の星の脈動については、観測と理論の突き合わせが進むようになった.

ケフェウス座デルタ型のほかに、琴座 RR 型、乙女座 W 型、盾座デルタ型、鳳凰座 SX 型など脈動する巨星・超巨星だけでなく、より主系列星に近いケフェウス座ベータ型、各種の青い短周期変光星、さらに白色矮星である鯨座 ZZ 型など数多くの変光星が、カップ機構によって脈動する星として確認されている.

6 制動力に対する対流の効果

6.1 ケフェイド不安定帯の赤側の端

ケフェイド不安定帯の青側の端は、理論計算に水素だけでなくヘリウムの効果も含めることにより、ほぼ説明されているが、問題は赤側の端である. これは、星の表面直下の部分に対流が発生することと関係があるとされている.

星の内部で温度勾配が急になり、ある限界を超えると、星を構成している気体が塊をなして上昇下降する運動が始まる。これが**対流** (convection) である。対流は、大量の熱を一気に運ぶので、高い不透明度が放射を遮る効果が減殺され、星の膨張収縮に対する制動力が優位になる。このことが、ケフェイド不安定帯に赤側の端が存在する原因である。

対流の影響を考慮に入れた理論は、計算する上で困難が多く、脈動の理論は主にケフェイド不安定帯の青側の問題を扱ってきた。

対流が起きている状態で、制動力を見積もろうとする計算は、上條文夫 (Fumio Kamijo) によって行われたが、気塊の上下運動と星の膨張収縮とが結合すると、負の制動作用が強化され、脈動が強まるという結果が得られた (9)。この結果だけでは、対流が強まるケフェイド不安定帯の低温度側で、いかにして脈動が起きないのかという説明はできなかった。

6.2 対流が引き起こす短周期の変光

星の脈動には、星全体が膨張収縮を繰り返す様式の変動とは別に、星の表面のある部分は持ち上がり、他の部分は沈むという様式の変動もある。星の表面が全部同時に上がったたり下がったりするような変動を、**動径方向振動** (radial oscillation) と呼び、星の表面の一部が上昇している時に他の一部は下降しているような変動を、**非動径方向振動** (non-radial oscillation) と呼ぶ。

太陽では短周期の非動径方向振動が観測されているが、その原因は、対流層の中の不規則な気体の動きが引き起こす波動が、太陽を一周して丁度共振しあうような条件を満たした場合に、常時観測される変動して生き残るからである。対流の不規則な運動が周期的な非動径方向振動を引き起こすことを、**確率的励振** (stochastic excitation) と呼ぶ。また、このような機構で生ずる短周期の変動を**太陽類似** (solar-like) 変光と呼ぶことがある。このような負の制動力を始めて問題にしたのは、ピーター・ゴールドライク (Peter Goldreich) らである (10)。

このような過程で引き起こされた変動は、単一の周期を示す変動にはな

らず、幾つもの周期の変動が重なり合っているのが普通である。赤色変光星の不規則な変光は、太陽類似の過程で引き起こされるという考えもあるが、理論として十分に整理されてはいない。

6.3 熊の理論

熊大閏 (Da Run Xiong) たちは、対流が気塊の上下運動であり、ある場所の運動に、それを取り囲む広い範囲の運動が関与していることを重視した理論を考えた。彼らは、その理論を用いてケフェイド不安定帯からさらに低温度側の星の脈動を調べ、対流の効果を取り入れなければケフェイド不安定帯は、ずっと低温度側、スペクトル型で M 型の星まで広がることを確かめ、また、対流の影響を取り入れた場合には、ケフェイド不安定帯に低温度側の端が生じ、それとは別にミラ型の不安定帯が生ずることを見いだした (11)。

熊の理論は、対流で生ずる乱流による速度と温度の変動を示す量を考慮し、上下する気塊が、膨張収縮の動きに負の制動力として働くことを、定量的に示すことを可能とするものであった。熊の理論の可能性を早期に認めていたのは海野和三郎 (Wasaburo Unno) である。理論の精密化と、数値計算のためかなりの年月が経過したが、これまでの計算結果は、観測を説明することに成功している (12)。

7 残された問題

ケフェイド不安定帯の星で、その膨張収縮がどのようにして維持されているかについては、ジェヴァキン、ベイカー、キッペンハーゲンによる不透明度励振機構 (カップ機構) が成功を収めた。対流が無視でき、また、ケフェイド不安定帯の赤側は取り扱わないとすれば、さまざまな星について、この理論が適用できる。

ケフェイド不安定帯の赤い側の問題、ミラ型変光星、スペクトル型が K 型から M 型の半規則変光星については、熊の理論が説明を与えている。

このように、脈動星の膨張収縮の維持については、現在では理論があるが、これらの理論で解決できない次のような問題がある。

変光の振幅

脈動の維持についてのこれらの理論は、あくまでも脈動の振幅がゼロにきわめて近いという前提を設けて組み立てられている。このため、実際に脈動の振幅がいかほどになるかは、理論の枠組みから外れているので、取り扱うことができない。

変光曲線の形

振幅がゼロにきわめて近いという前提を設けていることは、星の膨張収縮が**調和振動** (harmonic oscillation) として取り扱えると仮定していることに相当する。調和振動であれば、半径などの時間変化が正弦曲線で示される。実際のケフェイドは、増光時の勾配が急で、減光時は勾配が緩やかであるが、このような光度変化の問題は、これまで述べてきた理論では扱えない。このような問題を研究するために、エディントン¹³は、もともとの方程式を、複数の正弦曲線が重なり合っているとして解こうという試みを行った。この線での研究としては、竹内峯 (Mine Takeuti) 、相川利樹 (Toshiki Aikawa) らの仕事があるが、適用範囲は限られていた (13)。

脈動を微分方程式で書き記し、それを解こうという発想から離れて、星の膨張収縮のようすをいきなり数値シミュレーションで解いてしまおうという試みが、電子計算機が進歩するにつれて行われるようになった。このような試みは**流体力学的シミュレーション** (hydrodynamic simulation) と呼ばれる。あるいは、**流体力学模型** (hydrodynamic model) による研究と呼ばれることもある。不透明度励振については、このような数値シミュレーションで、その結果が確かめられている。熊の対流による励振機構についても、流体力学模型による結果の確認が強く望まれている。

参考文献

- [1] Eddington, A.S., 1930: The Internal Constitution of the Stars. Cambridge: Univ. Press Cambridge
- [2] Cowling, T. G., 1934: The Stability of Gaseous Stars. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, Vol. 94, p. 768
- [3] Hitotuyanagi, Zyuiti, 1935: Bemerkungen über ein Sternmodell mit der Energieerzeugung $\epsilon \sim \rho^2$. *Jap. J. Astron. Geophys.*, Vol. 12, p. 113
- [4] Eddington, A.S., 1941: On the Cause of Cepheid Pulsation. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, Vol. 101, p. 182
- [5] Eddington, A.S., 1942: Conditions in the Hydrogen Convection Zone. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, Vol. 102, p. 154
- [6] Zhevakin, S. A., 1960: The Pulsational Theory of Stellar Variability. VI. (A Unified Interpretation of Various Types of Variability). *Soviet Astrophys. J.*, Vol. 3, p. 913; translated from *Astron. Zhur.*, Vol. 36, p. 996
- [7] Baker, N., Kippenhahn, R., 1962: The Pulsations of Models of δ Cephei Stars. *Z. Astrophys.*, Vol. 54, p. 114
- [8] Baker, N., Kippenhahn, R., 1965: The Pulsations of Models of Delta Cephei Stars. II. *Astrophys. J.*, Vol. 142, p. 868
- [9] Kamijo, F., 1967: Wechselwirkung zwischen Konvektion und Pulsation in δ Cephei-Sternen. *Z. Astrophys.*, Vol. 67, p. 227
- [10] Goldreich, P., Keeley, D. A., 1977: Solar Seismology. II - The Stochastic Excitation of the Solar p-modes by Turbulent Convection. *Astrophys. J.*, Vol. 212, p. 243

- [11] Xiong, D. R., Deng, L., Cheng, Q. L., 1998: Turbulent Convection and Pulsational Stability of Variable Stars. I. Oscillations of Long-Period Variables. *Astrophys. J.*, Vol. 499, p. 355
- [12] Xiong, D. R., Deng, L., 2007: Non-adiabatic Oscillations of Red Giants. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, Vol. 378, p. 1270
- [13] Takeuti, M., Aikawa, T., 1981: Resonance Phenomenon in Classical Cepheids. *Sci. Rep. Tôhoku Univ.*, Ser. VIII, Vol. 2, p. 106

補遺

変光星ノート No. 1 について

第8節の人名「オーガスト・リッター」は「アウグスト・リッター」.
脈動パラメーターと脈動特性は, どちらも分かりづらいので, 今後**特性周期**と記す.

変光星ノート No. 2 について

人名「ジョージ・ウォーラーシテイン」は「ジョージ・ウォーラースタイン」.

参考文献 [24] の編集者中「J. R. Buchler」は「D. D. Sasselov」.

星の表面温度

このノートでは, ずっと星の表面温度とは何かということに触れないで, 記述を進めてきた. 星の表面の状況を支配するのは, 専門家の間で**有効温度** (effective temperature) と呼ばれている量と, 星の**表面重力** (surface gravity) とである.

温度が高ければ、気体は宇宙空間へと拡散しようとする力が強まり、重力はそれを星に引き留めようとする。その釣り合いで気体の密度が定まり、温度と密度とが定まれば放射のスペクトルが定まる。スペクトル型は表面温度と表面重力との組み合わせで決まっている。ケフェウス座デルタ型星の有効温度は 6,500 度から 5,000 度の範囲にあり、表面重力は太陽に比べて千分の一あるいはそれ以下である。

星の表面のことを考える手がかりとして、ある場所から出発する光のどの程度が直接宇宙空間まで出てくるかを目安として、その場所の**光学的深さ** (optical depth) を定義する。外側から見て浅い場所の光学的深さは小さく、深い場所の光学的深さは大きい。そこから出発する光の約三分の二が直接宇宙空間へと飛び出すような場所を、光学的深さ 1 とし、約半分が宇宙空間に飛び出してくるような場所は、光学深さ $2/3$ としている。光学的深さが $2/3$ の場所の温度の 4 乗が、星から宇宙へ単位時間当たり放射されるエネルギーに比例するという関係があるので、この場所の温度を有効温度と呼んでいる。

詳しく考えると、星を構成している気体が放射を吸収する割合は、放射のどのような周波数領域すなわち波長領域かで異なる。そのため、青い光で見た場合の光学的深さと、赤い光で見た場合の光学深さとが、同じ場所でも異なった値になるのが普通である。ケフェイド不安定帯の星の場合、この違いは小さいので通常無視するが、ミラ型変光星などの場合では、この違いが無視できなくなる。

このノートでは説明を簡略にするため、有効温度という表現を避け、あいまいではあるが表面温度と記述している。

不透明度の単位

専門の論文を見ると、平均吸収係数すなわち比不透明度 (カッパ) の単位として、平方センチメートル毎グラムが用いられている。これは、1 グラムの気体は何平方センチメートルの障害物として光に立ちはだかるかという意味である。

これに気体の密度（単位はグラム毎立方センチメートル）を乗ずると、1センチメートル当たり光が如何ほど吸収されるかという値が出てくる。それが不透明度である。

変光星ノート No. 3 脈動はなぜ止まらないのか

2008 年 3 月

柳町自然研究所

〒 980-0811 仙台市青葉区一番町 1-8-10-504