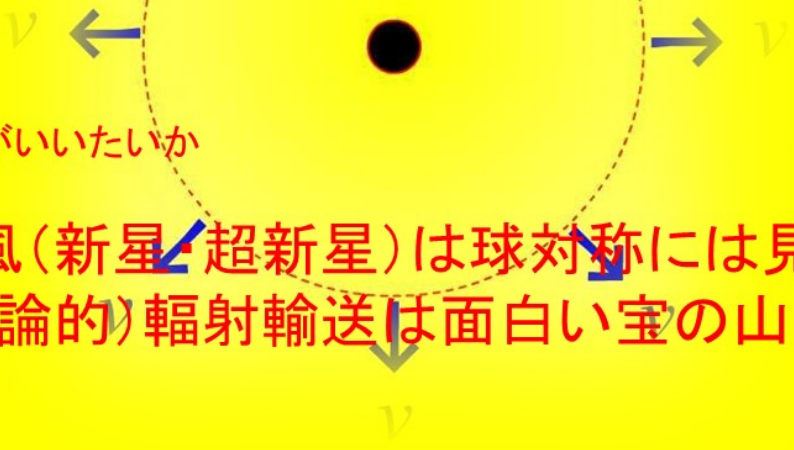


相对論的球対称風における 相对論的輻射輸送の解き方

福江 純 @ 大阪教育大学



-1 何がしたいか

- ・天体風(新星・超新星)は球対称には見えない
- ・(相对論的)輻射輸送は面白い宝の山



Bath and Shaviv 1976

No. 2, 1976 *Classical novae* 309

A crude estimate of the position of the photosphere (assumed to be at $\tau = \frac{2}{3}$) is thus

$$r_s = \frac{3\kappa\dot{m}}{8\pi v_s} \quad (2)$$

where r_s and v_s are the radius and the velocity of matter through the photosphere. Note that this is a purely optical photosphere. Matter is continually passing outward through it, in such a way as to satisfy the condition of steady state continuity (equation (1)). Of course the photosphere will not be a sharply-defined surface, unlike the case of static stellar models for which the equivalent condition to (2) is $P\kappa = \frac{2}{3}g$. Limb-darkening effects will be large, and non-steady conditions may be important. Furthermore, as Friedjung (1966a) has discussed in some detail, if electron scattering dominates then a correction must be included in relation (2) to account for the fact that scattering increases the time spent by a photon in diffusing through the gas and hence enhances the probability of an absorption occurring. This may be crudely treated (e.g. Tucker 1967; Felton & Rees 1972) by taking a geometric mean of the absorption, κ_{ab} and scattering, κ_{sc} , opacity (i.e. $\kappa \sim (3\kappa_{ab}\kappa_{sc})^{1/2}$). This clearly reduces r_s . On the other hand the inclusion of curvature effects in the derivation of (2) would increase r_s by a factor 3 due to the introduction of a term $(r_s/r)^2$ in the integral determining τ (see, for example, Lucy 1976). For the moment we ignore both effects but return to discuss them further in Section 5.



★赤色巨星のような広がった大気や、新星風・中性子風などの天体風は球対称にはみえないということについて

太陽のような矮星の場合、表面付近で密度変化が非常に大きく、光球は星表面の薄皮領域になる。したがって、光球の形状はほぼ球形になる。また、連続光放射も線スペクトル形成も平行平板近似が使える。

しかし、赤色巨星のように広がった大気や、星風の場合は、密度変化は非常にゆるやかになるので、平行平板近似が使いにくくなる。そして、いわゆる光球半径 R_{photo} は、無限遠から測った光学的厚みが 1 (あるいは $2/3$ など) で定義されるが、観測者が実際に観測する面は、観測者の視線方向に測った光学的厚みが 1 の曲面であり、一般に、球形から大きくずれる。

この面を見かけの光球 (擬光球) と呼ぶ。

$$R_{\text{photo}} \equiv - \int_{\infty}^R (\kappa + \sigma) \rho dR = 1$$

$$z_{\text{ph}} \equiv - \int_{\infty}^z (\kappa + \sigma) \rho dz = 1$$

たとえば、不透明度も速度も一定と置けば、上の積分は簡単に実行できて、光球半径と見かけの光球の位置は、それぞれ以下となる。また右図の破線が光球半径で、実線が擬光球である (図の単位では ± 1 で発散する)。

$$R_{\text{ph}} = \frac{\kappa_{\text{es}} \dot{M}}{4\pi v} = \frac{\dot{m}}{2\beta} r_g$$

$$\frac{z_{\text{ph}}}{r} = \tan \left(\frac{\pi}{2} - \frac{2\beta}{\dot{m}} \frac{r}{r_g} \right)$$

見かけの光球が非球形になるため、擬光球面での温度は大きく変化し、周縁減光効果も非常に大きなものとなる。また、線スペクトル形成もさまざまな温度・深さで起こり、平行平板近似のものとは大きく違ってくる。さらには、波長によっても見かけの光球は違って見えるので、そもそも光球を定義すること自体が困難になる。この問題は、1970年代にはしばしば注意喚起されていたようだが、最近あまり注意されていないように思える。巨星や星風の観測や解釈では、いったいどこを見ているのかについて、気を付ける必要がある。より一般的に、星々も降着円盤も、すべて半透明のガス体なので、スペクトルを考える際には、基本的には輻射輸送の取り扱いが必要になるだろう。

余談だが、Hubeny and Mihalas による最近の大著 “Theory of Stellar Atmosphere” の序文は興味深い。1970年代か1980年代だと思うが、星の内部構造でノーベル物理学賞を取ったファウラー (うろ覚え) だけに、星の表層は星全体の1%ぐらいで、星の内部構造や進化に関係ないし、そんな研究は無意味だ、みたいなことを言われたことがグチグチ書いてある。そして、最近の研究で、これだけ重要なことがわかってきた、みたい言い訳がグチグチ書いてある。大家でもこんなこと書くんだ (笑)。うろ覚えなので、是非、一読して見て欲しい。

★タイトルの相対論的球対称風の輻射輸送は、そろそろ？受理される論文 (Fukue 2016/2017) を参照。

★輻射輸送の勉強には、近刊の梅村雅之他『輻射輸送と輻射流体の基礎』(日本評論社) を役立ててください。

