

W101a エディントン光度：再考 II

福江 純（大阪教育大）

2015年春季年会で、有限の光学的厚みをもった半透明～不透明なガス雲に対するエディントン限界は、粒子に対する通常のエディントン限界とは異なることを示した（Fukue, J. 2015, PASJ, 67, 57）。具体的には、質量 M 、半径 R_* 、光度 L （古典的なエディントン光度 L_E ）の球対称光源の上空で、距離 R の場所に、光学的厚みが τ_c の層雲が存在している場合、層雲内の輻射輸送を数値的に解いた結果、エディントン限界条件は、

$$\Gamma \equiv \frac{L}{L_E} = \frac{1 + \mu_* + \tau_c}{2}$$

のように近似されることがわかった。ここで $\mu_* (= \sqrt{1 - R_*^2/R^2})$ は光源を見込む方向余弦である。物理的な理由は、層雲による後方散乱（アルベド）と遠方（ $\mu_* \rightarrow 1$ ）で輻射場が非等方になるためである。

今回、し残したこと（し忘れたこと）を少し補足計算した結果を紹介する。

今回は簡単のために等方散乱を仮定したが、トムソン散乱にすると、臨界条件はやや下がる。一方、散乱再分配関数を前方散乱が優勢な形にすると、臨界条件は上がる。ただし、どちらも、光学的厚みが薄いときには等方散乱と変わらない。輻射場が非等方的になることと、粒子による散乱の異方性が相乗的に作用するためだ。

またここまでは散乱のみを考えていたが、吸収・再放射のみ（散乱なし）の場合も調べてみたところ、量的には多少違うが、全体的な傾向は同じであることがわかった。層雲の上面から上方への輻射流束と下面から下方への輻射流束（アルベド）の差が、エディントン限界の重要な要因になっているためである。