

ON RADIATION PRESSURE  
IN STATIC, DUSTY HII  
REGIONS

B.T.DRAINE

ApJ 732, 100 (2011)

北海道大学宇宙物理研究室M1

根本耕太郎

# Purpose

- ガスとダストに働く輻射圧を考慮してHII regionの密度構造やサイズがどのようなようになるかを調べる。
- 3つのパラメータ $\beta$  (stellar spectrum)、 $\gamma$  (dust-to-gas ratio)、 $Q_0 n_{\text{rms}}$  で静的で球対称の平衡状態のHII region が表現できることが分かった。

# HII regionの研究意義について

大質量星が生まれると、HII regionが形成されるので、この性質を調べることは大質量星の性質を理解する上で重要である。

# 仮定

- HII regionについては静的で球対称、中心星が単一星でも小さな星団でも点源として扱うことにする。中心星からの輻射圧とガス圧の力学平衡と中心星の紫外光とダスト吸収と水素の再結合による電離平衡を仮定する。
- ダストに関しては散乱を無視して、H原子1つあたりのダストの吸収断面積 $\sigma_d$ とする。

# HII regionについて

- 中心星のluminosityは  $L = L_i + L_n = L_{39} \times 10^{39} [\text{erg/s}]$  であり、 $L_n$  は 非電離光子 ( $h\nu < 13.6 \text{ eV}$ ) のluminosityを表し、 $L_i$  は電離光子 ( $h\nu > 13.6 \text{ eV}$ ) のluminosityを表している。

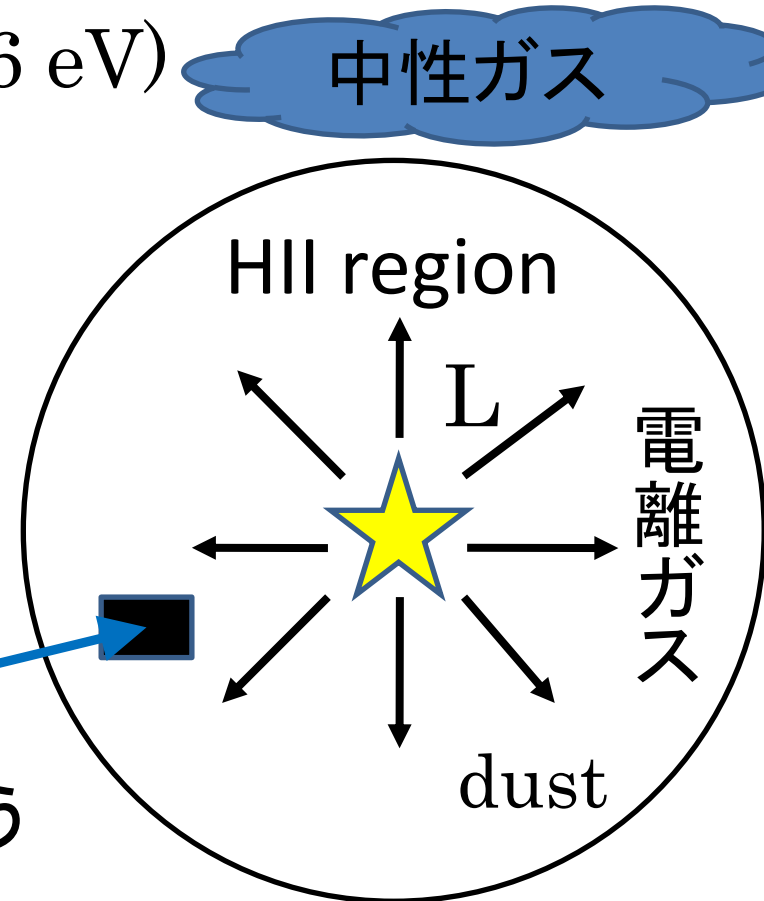
単位時間当たりの電離光子数は

$$Q_0 \equiv 10^{49} Q_{0.49} \text{ s}^{-1}$$

電離光子の平均エネルギーは

$$\langle h\nu \rangle_i \equiv L_i / Q_0$$

電離と再結合により釣り合う



# - Case B radiative recombination -

- H はほとんど電離しているとすると、電離状態から基底状態に直接落ちた時に出る電離光子のエネルギーはすぐに吸収されるので、Equilibrium modelでは、実質的な再結合はカスケード的に基底状態に落ちるものを考えればよい。
- 実際の radiative recombination 係数  $\alpha_B$  は、T をガス中の温度として、 $0.5 \lesssim T_4 \lesssim 2$  中で以下のようになる。

$$\alpha_B \approx 2.56 \times 10^{-13} T_4^{-0.83} \text{cm}^3/\text{s}$$

# - Static equilibrium -

- 単位体積当たりの力は輻射圧と圧力勾配力によって釣り合っている。

$$n\sigma_d \frac{[L_n e^{-\tau} + L_i \phi(r)]}{4\pi r^2 c} + \alpha_B n^2 \frac{\langle h\nu \rangle_i}{c} - \frac{d}{dr} (2nkT) = 0$$

$$\frac{d\phi}{dr} = -\frac{1}{Q_0} \alpha_B n^2 4\pi r^2 - n\sigma_d \phi$$

$$\frac{d\tau}{dr} = n\sigma_d$$

- ここで、 $n(r)$  は水素の密度で  $L_i \phi(r)$  は半径  $r$  の球面を通る電離光子の luminosity、そして  $\tau(r)$  はダストの光学的厚みである。
- $r=0$  では、 $\phi(0) = 1$  であり、 $\tau(0) = 0$  である。

## - Static equilibrium -

- 無次元変数  $y \equiv r/\lambda_0$  と  $u \equiv n_0/n$ 、無次元パラメーター  $\beta$  と  $\gamma$  を導入し、前式に代入すると、

$$\frac{du}{dy} = -1 - \gamma(\beta e^{-\tau} + \phi) \frac{u}{y^2}$$

$$\frac{d\phi}{dy} = -\frac{y^2}{u^2} - \gamma \frac{\phi}{u}$$

$$\frac{d\tau}{dy} = \frac{\gamma}{u}$$

- これらの解は  $0 < y \lesssim y_{\max}$  で定義される。

$y_{\max}$  は境界条件  $\phi(y_{\max}) = 0$  つまり、電離光子の luminosity が 0 になった時の  $y$  である。



# $n_0$ と $\lambda_0$ について

- $n_0$ と $\lambda_0$ は以下で定義される。

$$n_0 \equiv \frac{4\pi\alpha_B}{Q_0} \left( \frac{2ckT}{\alpha_B \langle h\nu \rangle_i} \right)^3 = 4.54 \times 10^5 \frac{T_4^{4.66}}{Q_{0.49}} \left( \frac{18eV}{\langle h\nu \rangle_i} \right)^3 \text{ cm}^{-3}$$

$$\lambda_0 \equiv \frac{Q_0}{4\pi\alpha_B} \left( \frac{\alpha_B \langle h\nu \rangle_i}{2ckT} \right)^2 = 2.47 \times 10^{16} \frac{Q_{0.49}}{T_4^{2.83}} \left( \frac{\langle h\nu \rangle_i}{18eV} \right)^2 \text{ cm}$$

# パラメータ $\beta$ と $\gamma$

- 無次元パラメータ $\beta$  (stellar spectrum)、 $\gamma$  (dust-to-gas ratio)を以下のように定義する。

$$\beta \equiv \frac{L_n}{L_i} = \frac{L}{L_i} - 1 = 3.47 \frac{L_{39}}{Q_{0.49}} \left( \frac{18eV}{\langle h\nu \rangle_i} \right) - 1$$

$$\gamma \equiv \left( \frac{2ckT}{\alpha_B \langle h\nu \rangle_i} \right) \sigma_d = 11.2 T_4^{1.83} \left( \frac{18eV}{\langle h\nu \rangle_i} \right) \left( \frac{\sigma_d}{10^{-21} \text{cm}^2} \right)$$

- $\beta$ が大きいとき、電離光子は少なくなる。 $\gamma$ が大きいとダスト量が多い。

# $\sigma_d$ について

ISM中のダストは、 $\sigma_d \approx 1.5 \times 10^{-21} \text{cm}^2 \text{H}^{-1}$ であり、HII region中のダストと異なるかもしれないので、この論文では以下の3つの場合を考える。

$$\sigma_d \approx 0.5 \times 10^{-21} \text{cm}^2 \text{H}^{-1} (\gamma = 5)$$

$$1 \times 10^{-21} \text{cm}^2 \text{H}^{-1} (\gamma = 10)$$

$$2 \times 10^{-21} \text{cm}^2 \text{H}^{-1} (\gamma = 20)$$

# Third parameter

- 第3のparameterとして $Q_0 n_{rms}$ 、あるいは $\tau_{d,0}$ を取る。ここで $\tau_{d,0}$ は $R_{s,0}$ (Strömgren半径)を通るダストの光学的厚みであり、以下のようになる。

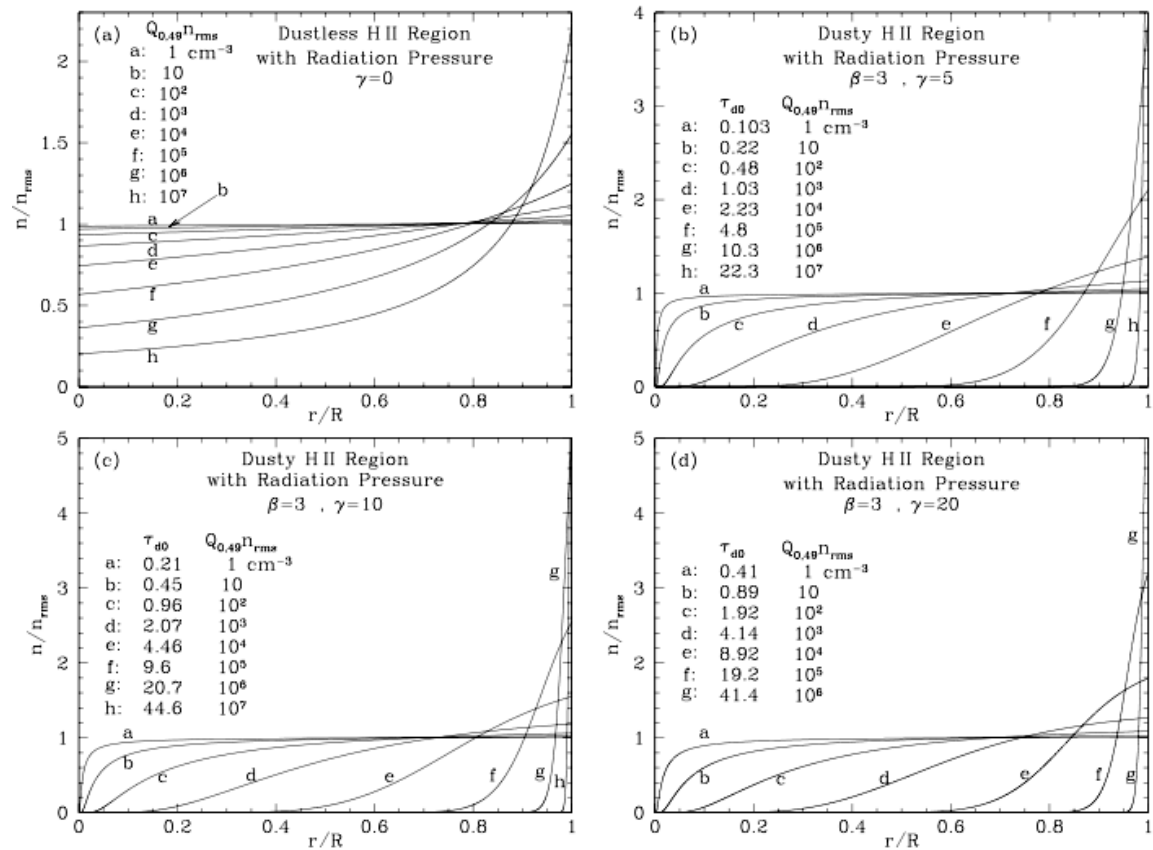
$$\tau_{d,0} \equiv n_{rms} R_{s,0} \sigma_d = 2.10 (Q_{0.49} n_{rms,3})^{\frac{1}{3}} T_4^{0.28} \frac{\sigma_d}{10^{-21} \text{cm}^2}$$

- このパラメーターが大きいとき、水素の密度が大きい。
- $n_{rms}$  は二乗平均密度であり、それぞれの解 $u(y)$ に対して、

$$n_{rms} \equiv n_0 \left[ \frac{3}{y_{\max}^3} \int_0^{y_{\max}} \frac{1}{u^2} y^2 dy \right]^{\frac{1}{2}}$$

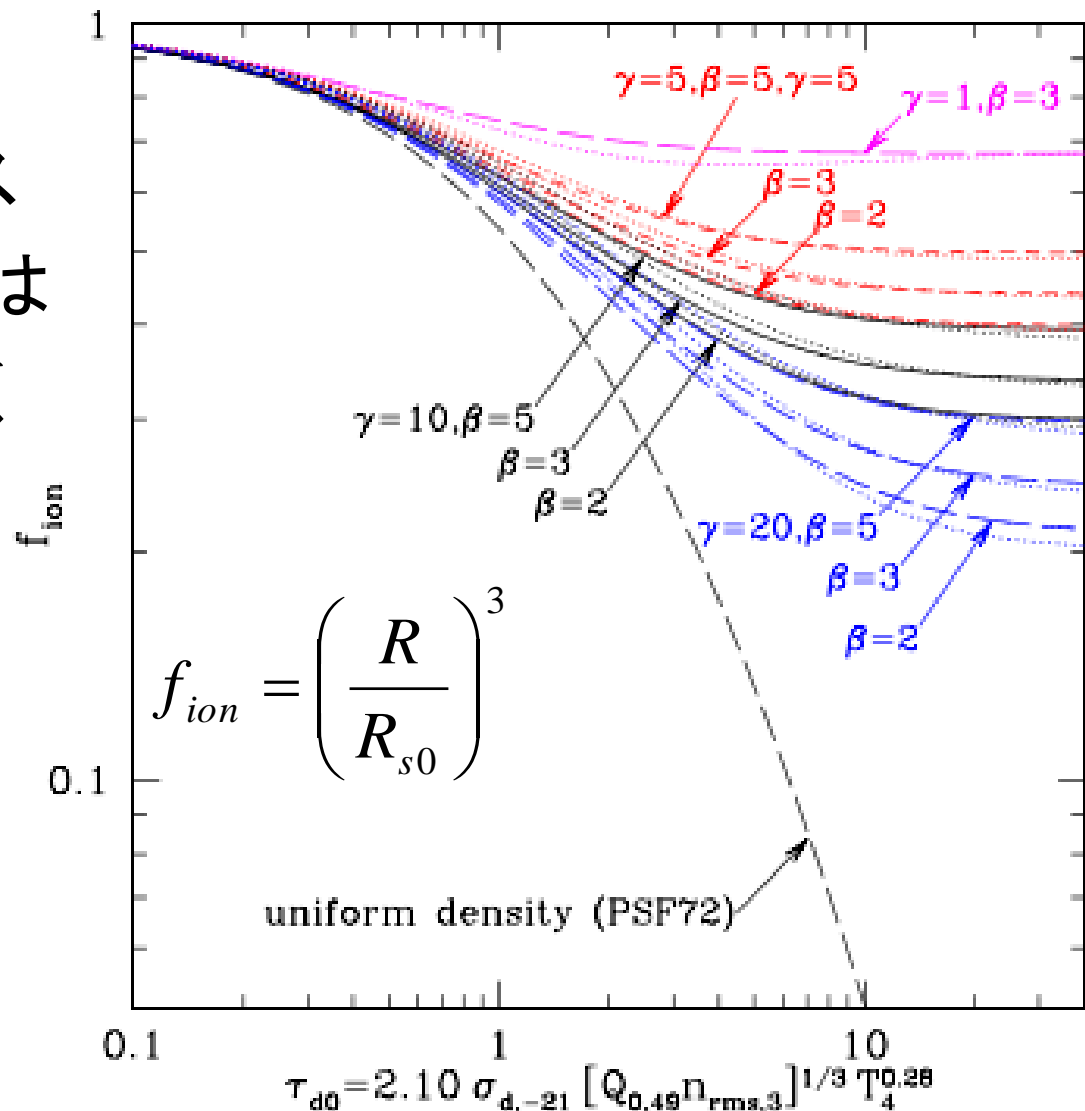
# 解の求め方

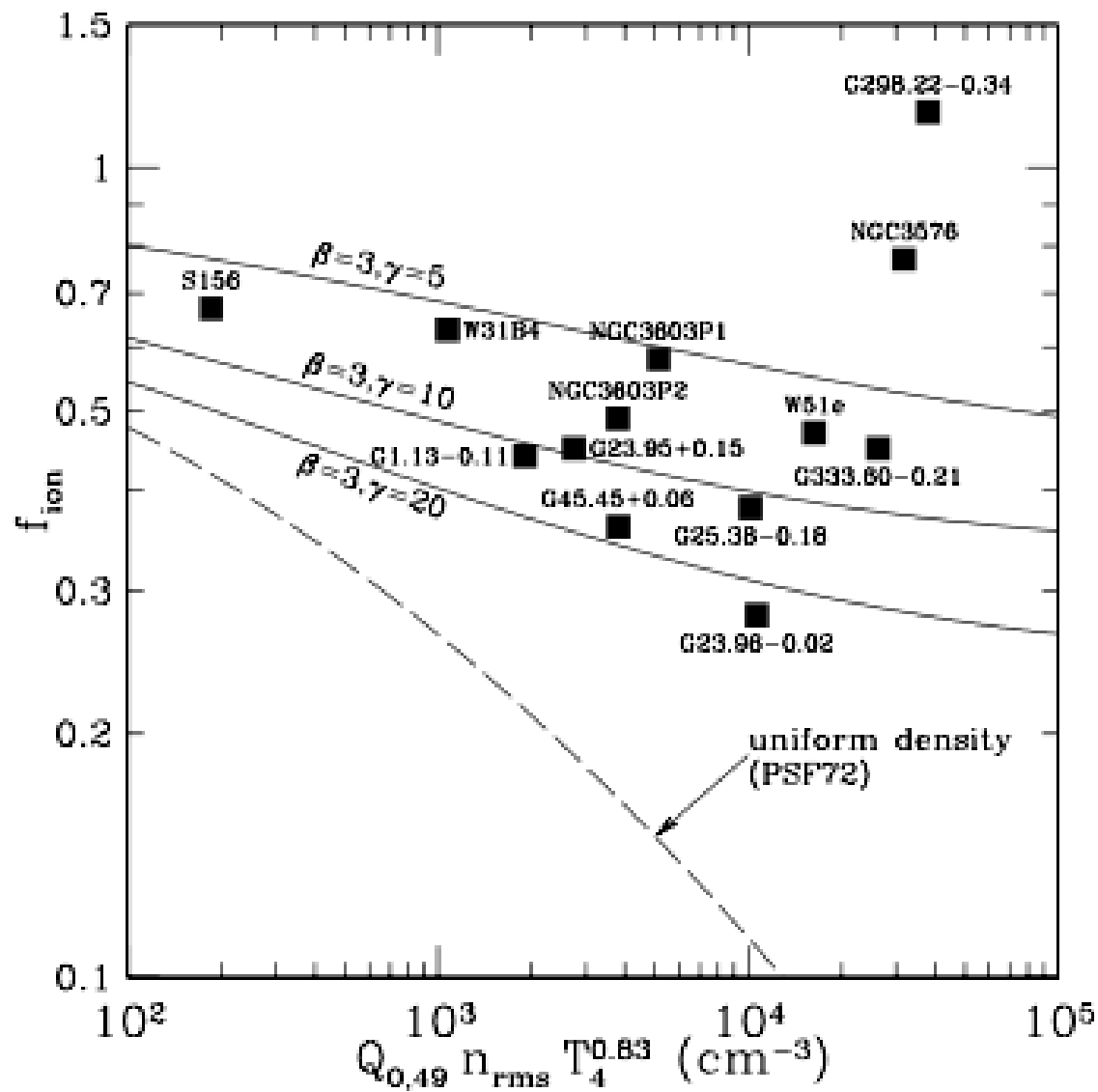
- $\beta$ 、 $\gamma$ そして $Q_0 n_{\text{rms}}(\tau_{d,0})$ の値を与える。
- $y = 0$ 付近の $u$ の値を与えて、 $\phi(0) = 1$ と $\tau(0) = 0$ を使って $\phi(y_{\text{max}}) = 0$ となる $y_{\text{max}}$ まで数値積分を行う。
- この積分結果から $n_{\text{rms}}$ を計算して $Q_0 n_{\text{rms}}(\tau_{d,0})$ と比較する。



- この図は横軸に半径、縦軸に密度を取ったものであり、図中で a→h に行くにつれて、水素の総数が増える。また、図(a)はダストなし、(b)→(d)に行くにつれてダスト量が上がる。
- (a)から、ダストがないとき、水素密度が大きければ、外側の密度が大きくなる。(b)→(d)に行くにつれて、その傾向が顕著になり、中心部で空洞ができるような構造になる。

- 横軸は $\tau_{d,0}$ 、縦軸はHII regionの半径を表わす量を取る。点線は一様密度の時の値である。図からダストを含むHII regionの半径は一様密度の時よりも大きくなること分かる。
- これは中心部の空洞の領域でガスがほとんど電離されないために半径が大きくなる。





- これは前のページの図と銀河系のHII regionの観測結果を比較したものである。よく一致しているのが分かる。



# Summary

- 静的な平衡状態のダストを含むHII regionsは3つのパラメーター $\beta$ 、 $\gamma$ 、 $Q_0 n_{\text{rms}}$ で表現できる。
- ダストとガスに働く輻射圧が強くなるとshellのような構造になる。これを分ける境界は $Q_{0.49} n_{\text{rms}} = 10^2 \text{cm}^{-3}$ 程度である。ダストが多くなるとその結果が顕著になる。
- $Q_0 n_{\text{rms}}$ が大きくなると、HII region中の密度がshellの様な構造になるので、一様密度のHII regionsの時よりも半径が大きくなる。
- 輻射圧を持つHII regionsは我々の銀河のHII regionsの観測結果と一致している。