第83回 うちゅうのがっこう 2024年12月22日

惑星状星雲の起源と進化

——残りなくちるぞめでたき桜花ありて世の中はての憂ければ

北大天文同好会 47期

神山湧生 | Yuki Kamiyama

序論

——概要，歴史と背景

望遠鏡と彗星観測

望遠鏡の発明

1608年 オランダのHans Lipperheyが作成
肉眼では見えない天体を観察できるようになる

▼

コメットハンターの登場

18世紀 望遠鏡を用いた彗星捜索が盛んに行われ,
複数の彗星を発見する天文家も現れる
(e. g. Charles Messier, Jean-Louis Pons, etc.)

星空の探索に興味が向いた時代

彗星と紛らわしい天体

メシエカタログ(1774-1784刊行)
広がりを持つ天体をまとめたリスト
星団・星雲・銀河など全110天体が含まれる(うち惑星状星雲は4つ)
彗星と区別するためにまとめられた

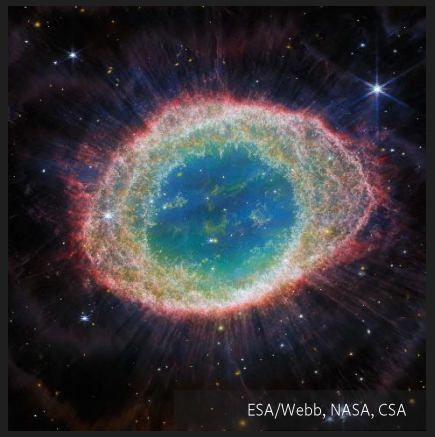
M13 球状星団

M42 オリオン大星雲

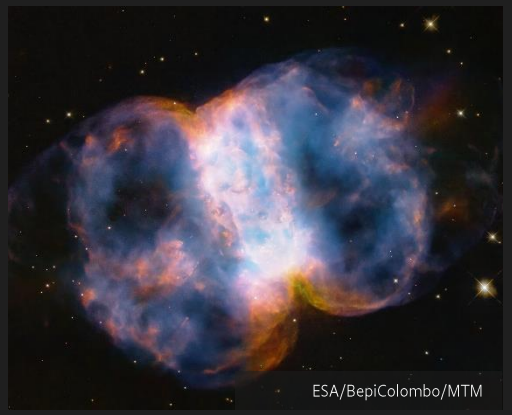
M31 アンドロメダ銀河

メシエカタログの惑星状星雲

M27 亜鈴状星雲



M57 リング星雲



M76 小亜鈴状星雲

M97 ふくろう星雲

名称の由来

緑がかった円形の形状が惑星と似ている

William Hershelが使い始めた用語らしい

天王星

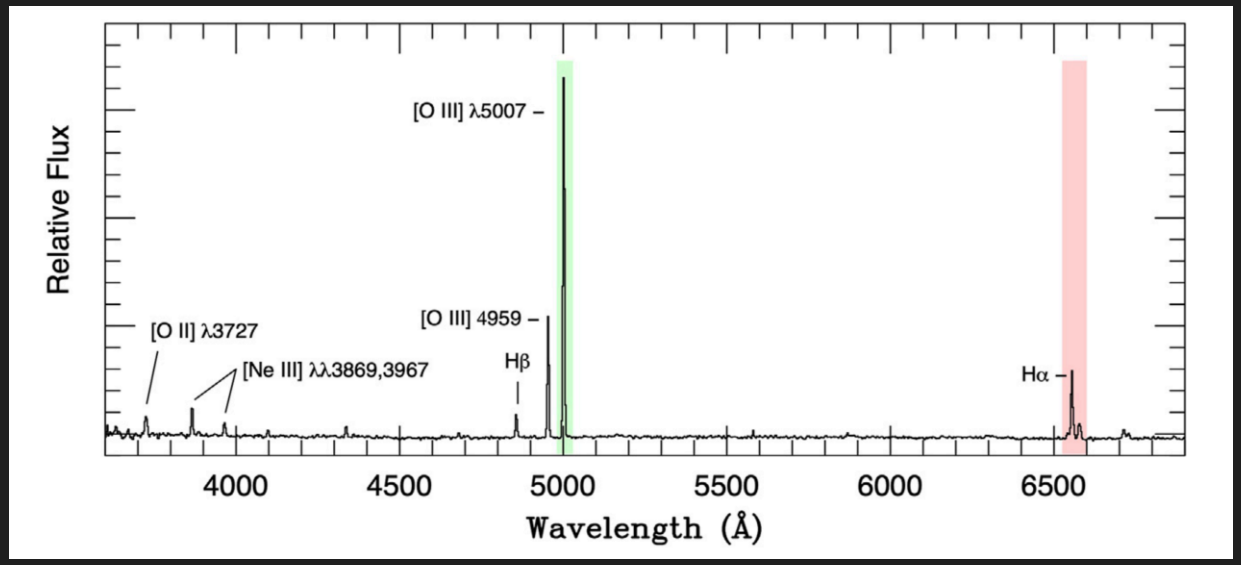
M97 ふくろう星雲

惑星とは本質的に全く関係ない！！

惑星状星雲のスペクトル

可視スペクトルは輝線が支配的

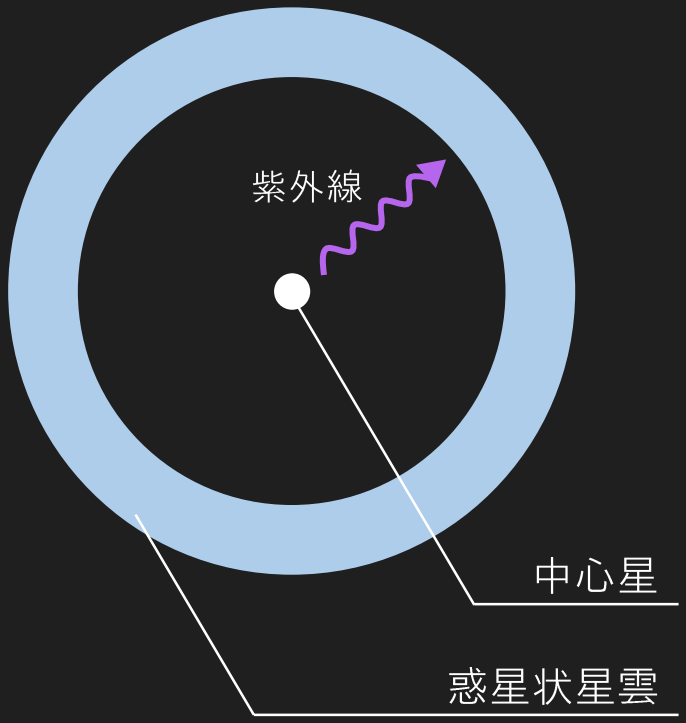
銀河や星団のような星の集まりではなく
ガス天体だとわかる



Ciardullo, R.(2022)

M31のバルジにあるPN CJFN 29の可視スペクトル

描像



中心星(Central Star, **CS**)

恒星だった頃の核融合生成物のコア

高温で，その熱放射は大部分が
紫外線として放出される

惑星状星雲(Planetary Nebula, **PN**)

吹き飛ばされた恒星の外層部分

中心星からの紫外線により
エネルギーを得て光っている

核融合を終えた恒星が，その外層を吹き飛ばした姿

M57(NGC 6720)
リング星雲

高い空間分解能によりフィラメント構造や外縁のアーク構造がよくわかる．星雲内からは分子状態の水素や多環芳香族炭化水素が検出されている．

JWST撮影

ESA/Webb, NASA, CSA, M. Barlow (UCL), N. Cox (ACRI-ST), R. Wesson (Cardiff University)

NGC 3132
南のリング星雲

明るい星のすぐ左下(回折による線条の影)の星が惑星状星雲の材料の由来.
中央の明るい星と連星系をなしており，乱流を作って物質をまき散らすことでリングを形成している.

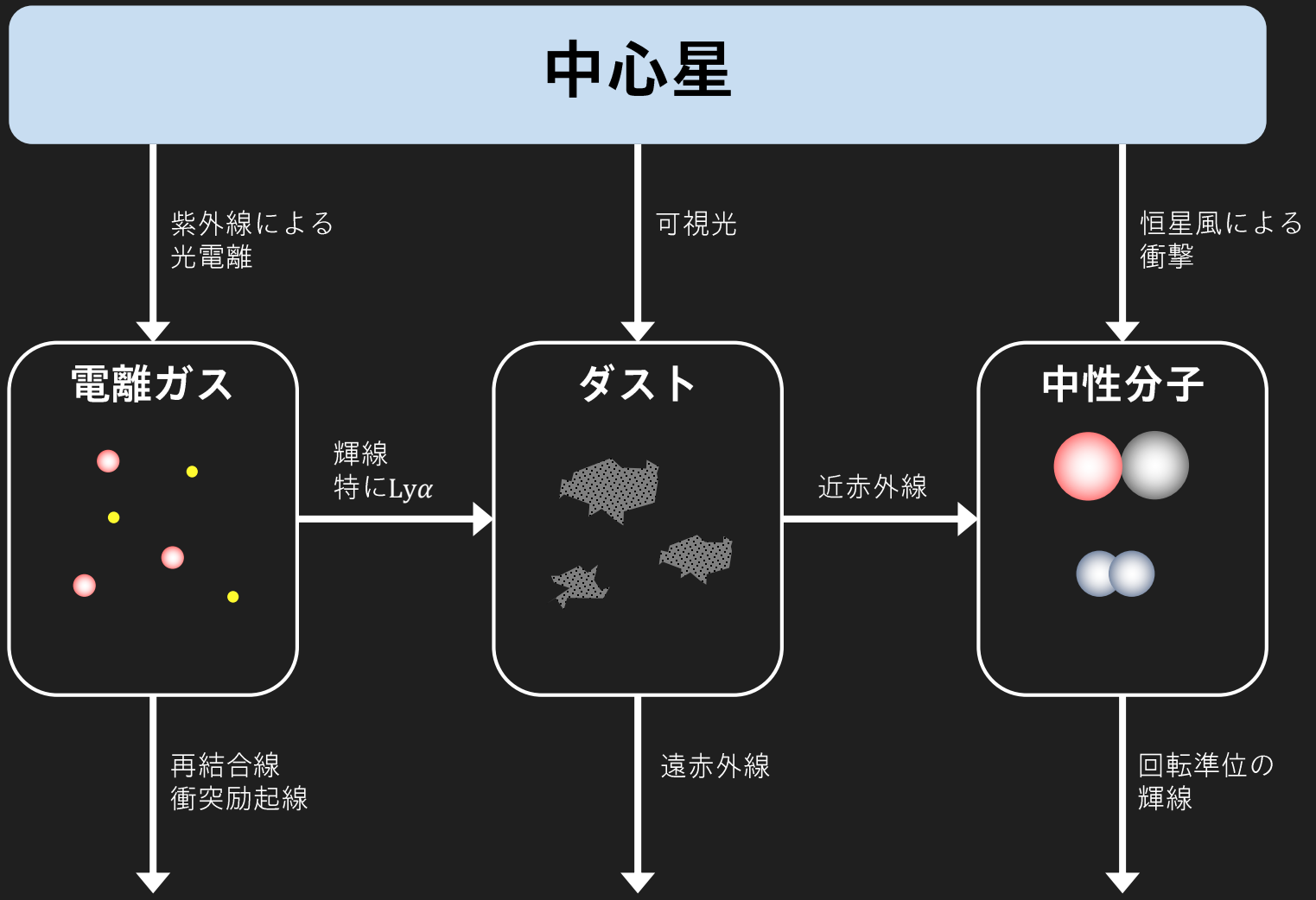
JWST撮影

NASA, ESA, CSA, STScI

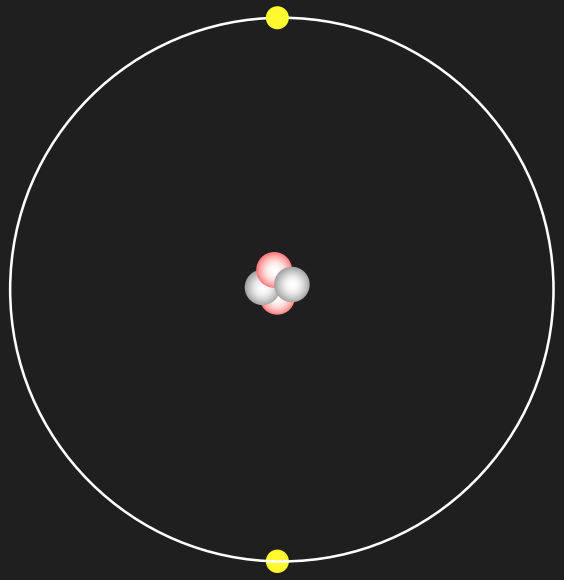
惑星状星雲の構造

——何で構成され，中で何が起こっているのか

概観


中心星
紫外線による
光電離
可視光
恒星風による
衝撃
電離ガス
ダスト
中性分子
輝線
特にLyα
近赤外線
再結合線
衝突励起線
遠赤外線
回転準位の
輝線

古典的な原子の描像



原子核

陽子と中性子からなる

正の電荷を帯びている

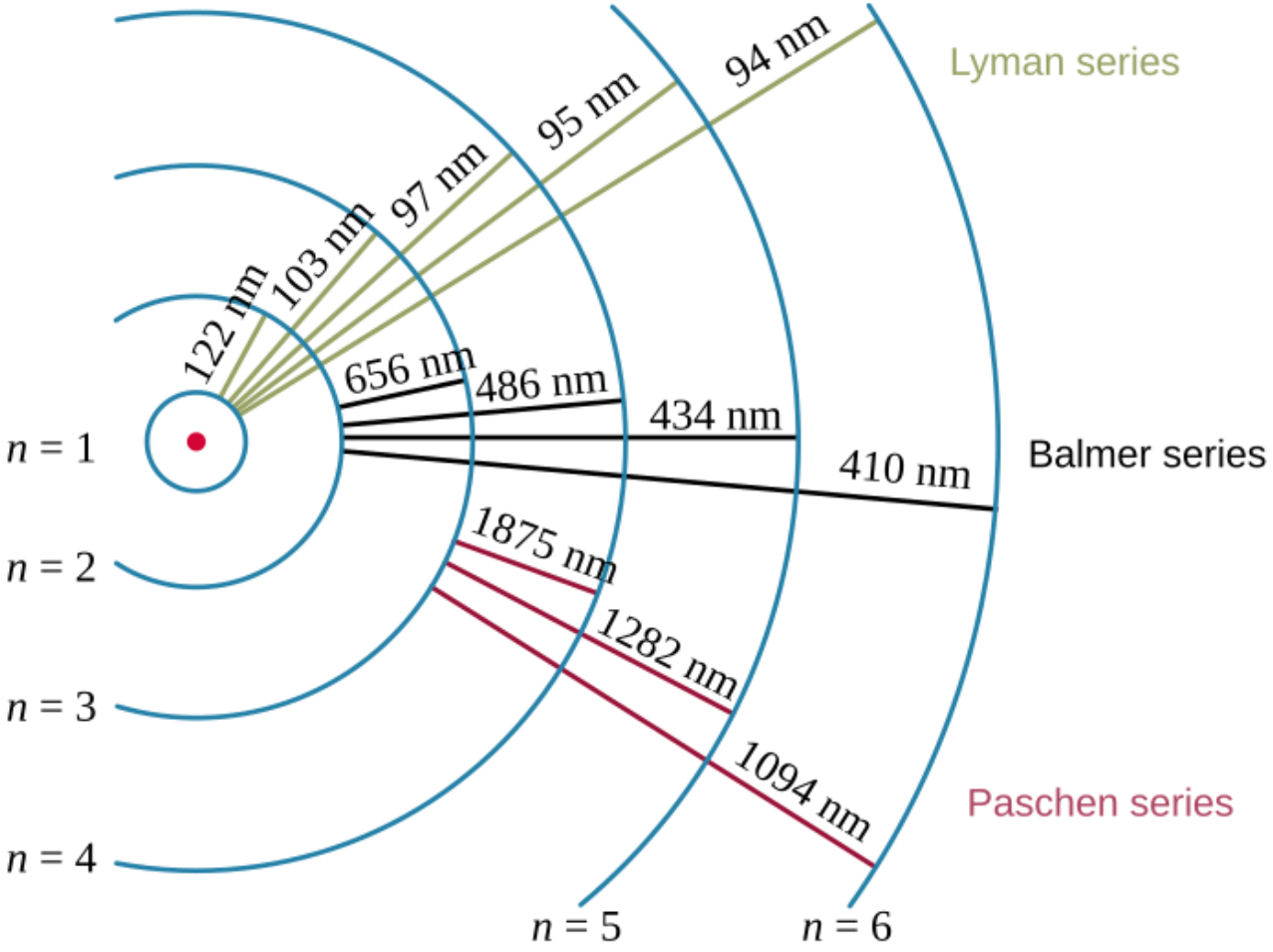
陽子の数が元素の種類に対応する

電子

原子核の周りに分布している

負の電荷を帯びている

古典的な電子遷移の描像



量子力学的な原子の描像

電子が入ることのできる軌道は3つの量子数で指定される

n：主量子数

軌道のエネルギーを決める

電子がどれくらい内側にあるか

$$E_n = -hcRZ^2/n^2$$

l：軌道角運動量量子数(方位量子数)

軌道の角運動量を決める

軌道がどんな形をしているか

$$J = \{l(l+1)\}^{1/2}\hbar$$

m_l：磁気量子数

軌道角運動量のz成分を決める

軌道がどっちを向いているか

$$J_z = m_l\hbar$$

軌道の数

量子数同士の関係

軌道の数は次のように決まっている

$l = 0, 1, 2, \ldots n - 1$

$m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots \pm l$

例えば

n=1にはs軌道のみ，n=3にはs, p, d軌道がある

p軌道は3個，d軌道は5個ある

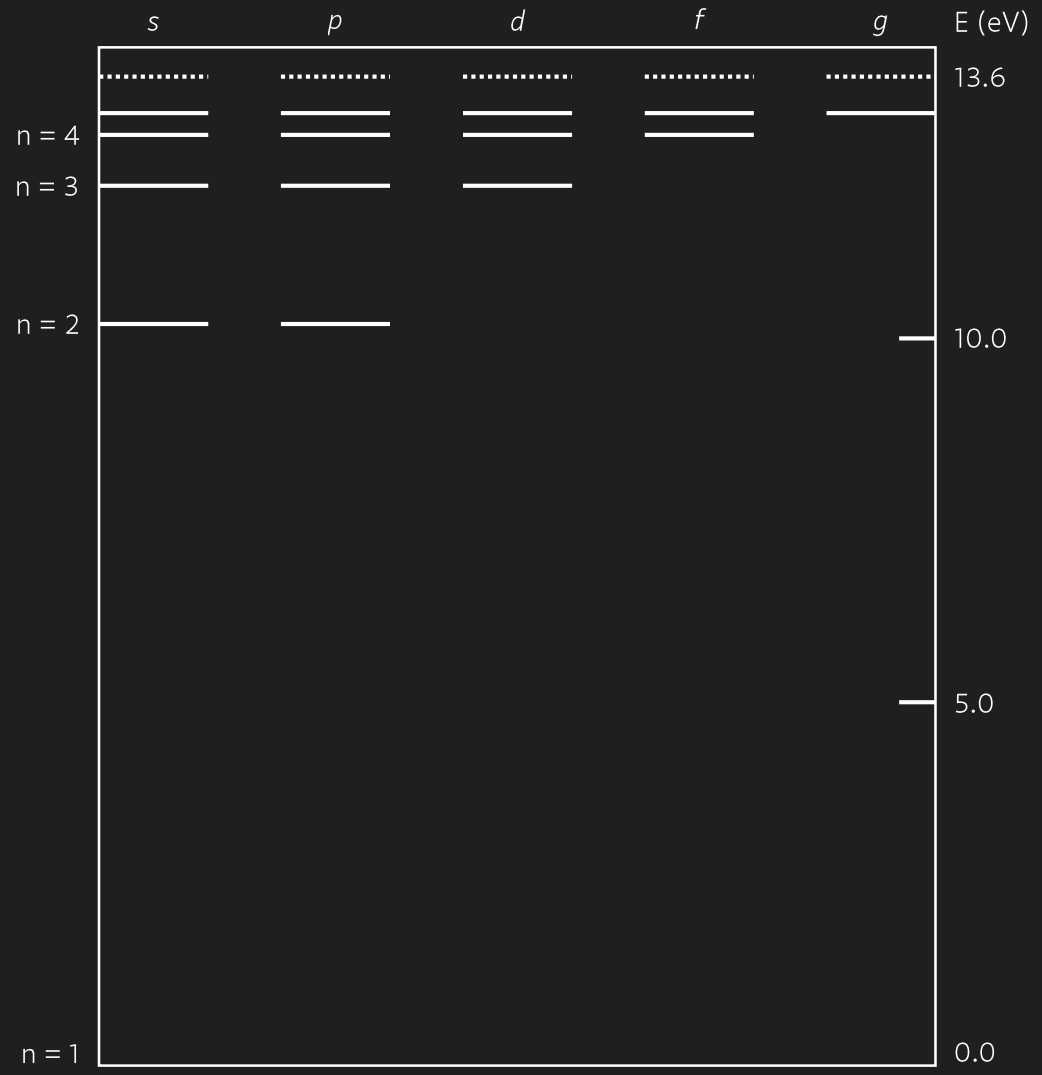
副殻の呼び方

方位量子数に応じて軌道には名前がついている

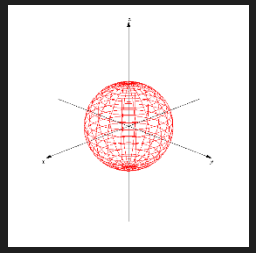
$l = 0, 1, 2, 3, \ldots$のとき

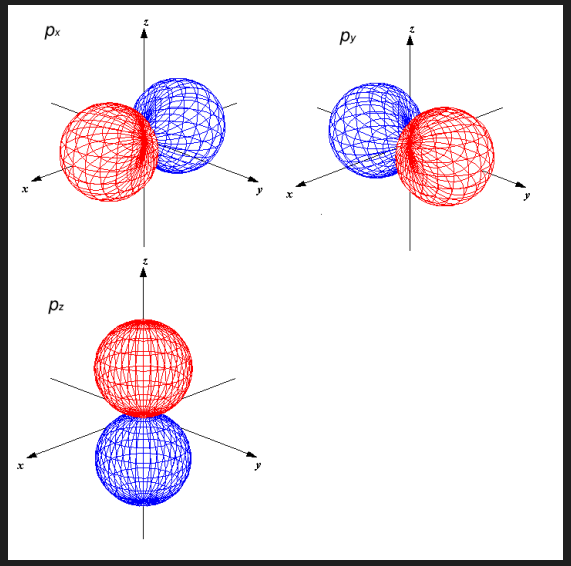
$s, p, d, f, \ldots$

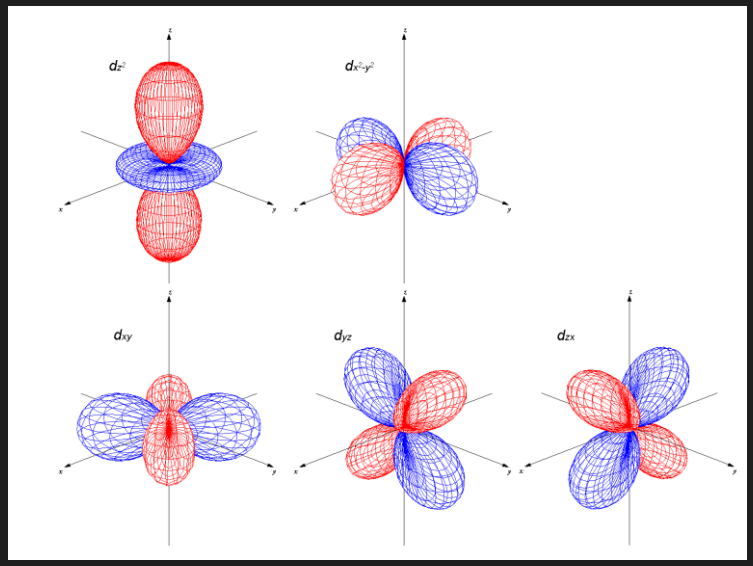
水素原子の電子軌道



方位量子数と軌道の形







s軌道　　p軌道　　d軌道

電子のスピン

スピン

電子が持つ固有の角運動量

スピン量子数sで表し，$1/2$というただ一つの値をとる

電子が軌道に入る時は，スピンの向きに応じて値が変わるので，
スピン磁気量子数m_sで区別する

$$m_S = \pm\frac{1}{2}$$

Pauliの排他原理

1つの軌道にはスピン磁気量子数の異なる2つの電子しか入れない

項の記号

$^{2S+1}L_J$

スピン多重度 : 2S+1

Sはスピン量子数m_sの総和

1のときは一重項，3のときは三重項などという

全軌道角運動量量子数 : L

Lは軌道角運動量量子数m_lの総和

全角運動量量子数 : J

全スピン量子数Sと全軌道角運動量量子数Lの和

水素原子のスペクトル系列

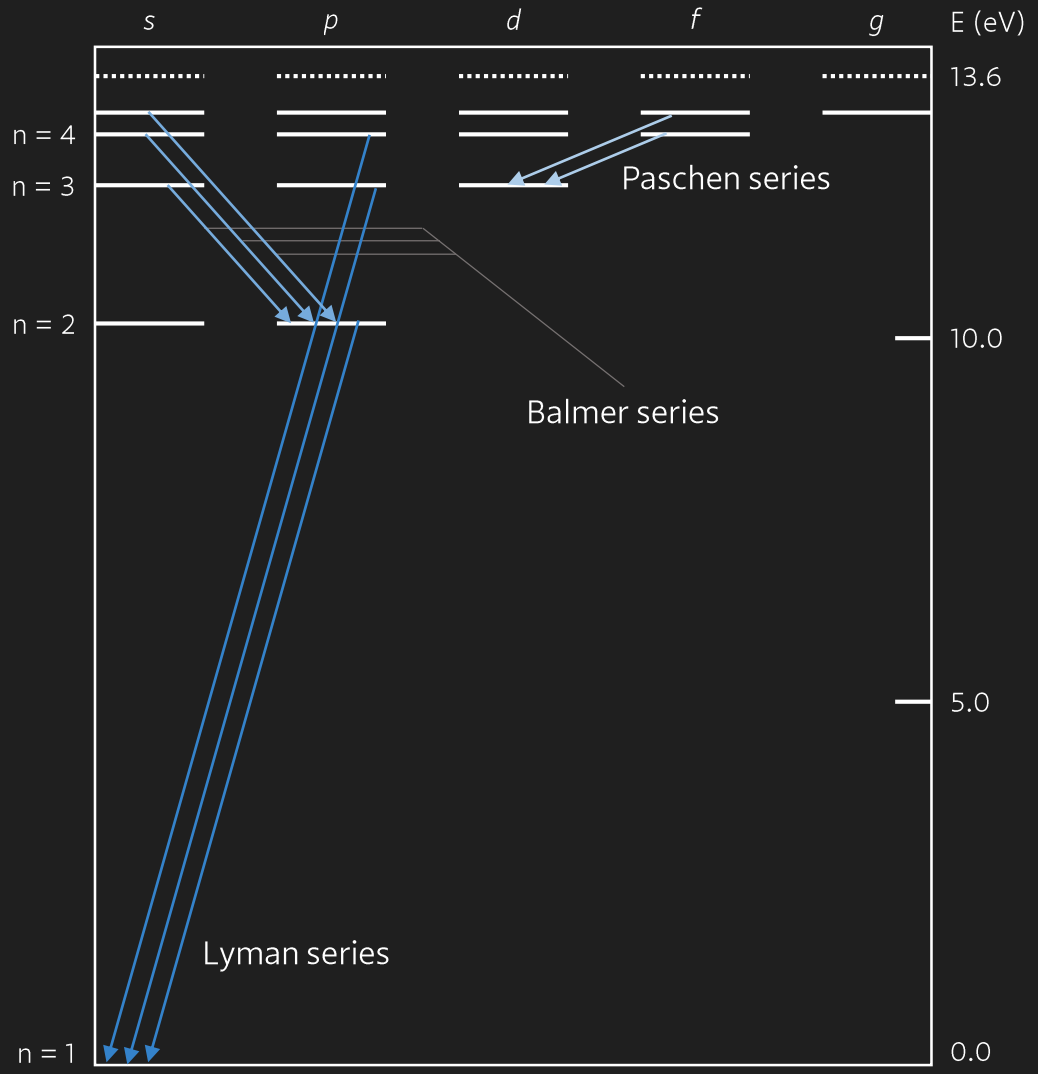
遷移後の主量子数n’によって系列が決まる

特に重要なのはLyman系列(n’=1)，Balmer系列(n’=2)

ライマン系列のn’=∞に対応するエネルギーが
イオン化エネルギー(Lyman端)

n'	系列名	略記	n=n'+1の時の波長(nm)
1	Lyman	Ly	122
2	Balmer	H	656
3	Paschen	P	1,875
4	Brackett	Br	4,050
5	Pfund		7,460
6	Humphreys		12,400

水素原子のスペクトル系列



水素原子のスペクトル系列

遷移前の主量子数

$$n = n' + 1, n' + 2, \ldots$$

に対応して添え字はそれぞれ

$$\alpha, \beta, \gamma, \ldots$$

となる

例：$n = 3 \rightarrow n' = 1$　　$\mathrm{Ly}\beta$

例題

n	→	n'	記号
4	→	2	$\mathrm{H}\beta$
4	→	3	$\mathrm{P}\alpha$
5	→	2	$\mathrm{H}\gamma$
5	→	4	$\mathrm{Br}\alpha$
2	→	1	$\mathrm{Ly}\alpha$
3	→	2	$\mathrm{H}\alpha$

n'	略記
1	Ly
2	H
3	P
4	Br
5	
6	

水素原子の遷移選択律

選択律

光子の放出や吸収を伴う遷移には制限がある

光子は1のスピンをもち，系全体で角運動量が保存するため，

$\Delta l = \pm l$
$\Delta m_l = 0, \pm 1$

さらに，項記号に対応させれば

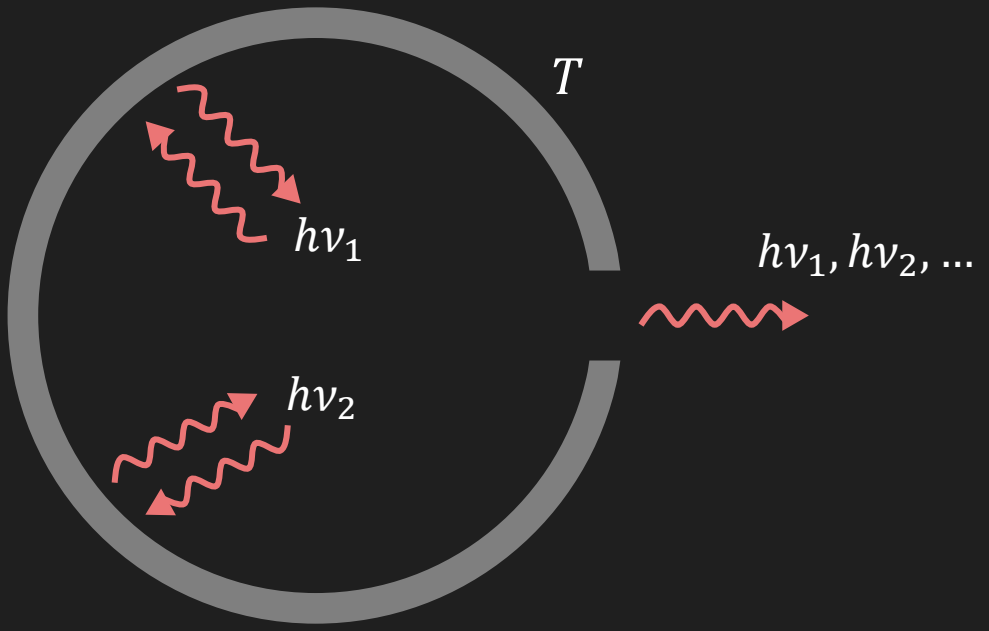
$\Delta S = 0$
$\Delta L = 0, \pm 1$
$\Delta l = \pm 1$
$\Delta J = 0, \pm 1$　ただし$J = 0 \leftrightarrow J = 0$を除く

黒体とは

黒体

あらゆる波長の電磁波を完全に吸収する物体

理想化された仮想的な概念だが,
恒星や空洞放射は黒体によく近似できる

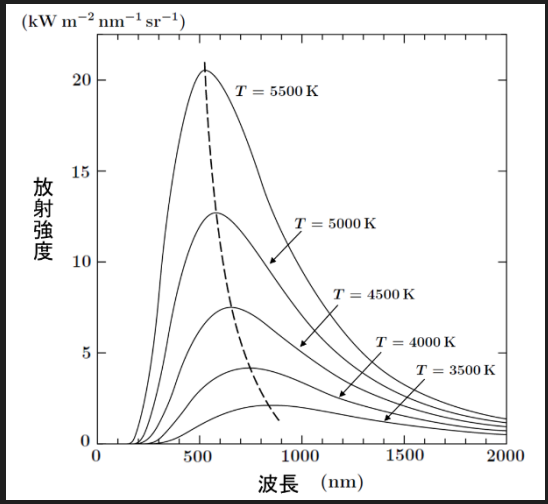


黒体放射

Planckの法則

黒体からの放射強度は
温度によって次のように決まる

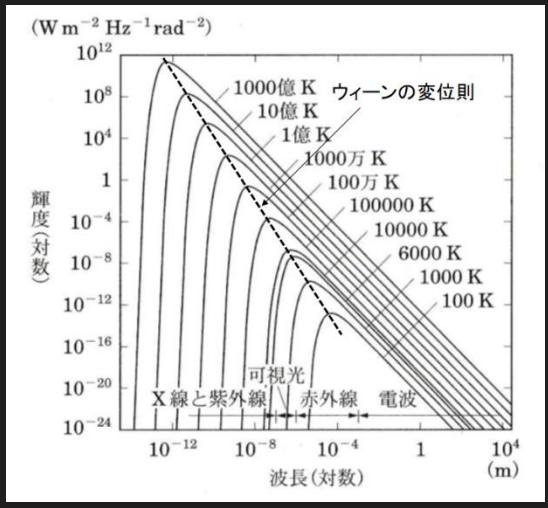
$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/k_B T\lambda} - 1}$$



Wienの変位則

プランク放射において極大値を
取る波長は温度に反比例する

$$\lambda_{\max} T = 2.898 \times 10^{-3}\,[\mathrm{m\,K}]$$



天文学辞典（日本天文学会）

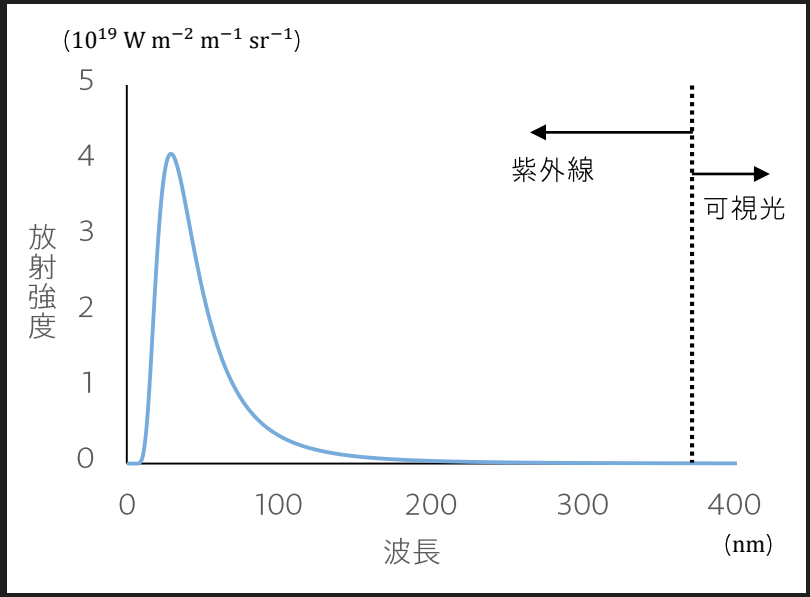
中心星からの放射

CSPNの典型的な表面温度は
10万K程度

放射の大半は紫外線として
放出される

$$\lambda_{\max} = 29\,[\mathrm{nm}]$$

一方PNの典型的な温度は
1万K程度



10^5 K におけるプランク放射スペクトル.
エネルギーの大半が紫外線として放出されていることがわかる.

**星雲内の熱運動と星雲が受ける放射では
エネルギーが一桁違う**

水素原子の電子準位図

水素原子の電子準位は
リュードベリの式で
求められる

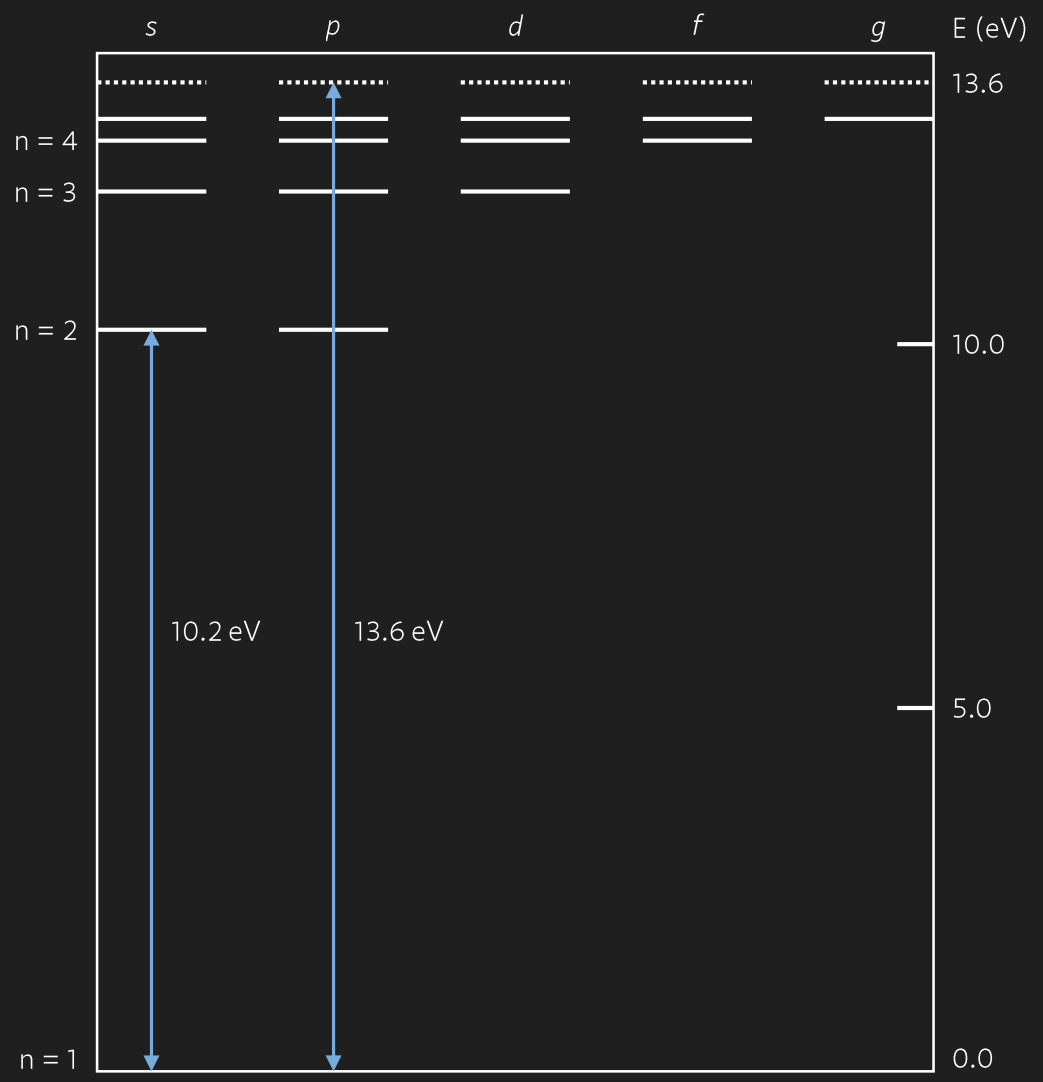
$$E_n = hR_{\mathrm{H}}\left(1 - \frac{1}{n^2}\right)$$

第一励起エネルギー
=10.2eV

イオン化エネルギー
=13.6eV

対応する温度

$$\frac{E}{k_{\mathrm{B}}} \sim 10^5\ \mathrm{K}$$



水素原子の電離

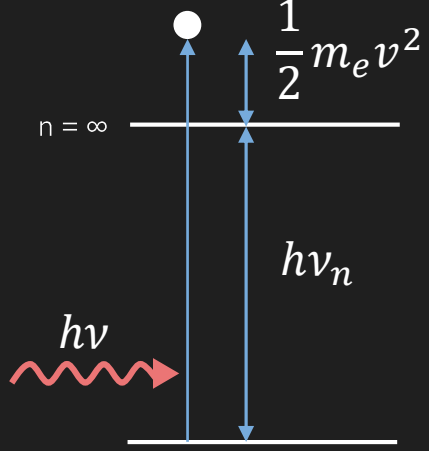
束縛自由遷移(b-f遷移)

ライマン系列のn=∞に対応するエネルギーが
第1イオン化エネルギー(ライマン端)

ライマン端を超えた中心星からの光子が水素を電離

イオン化エネルギーに対する過剰は
電子に運動エネルギーを供給

$$\frac{1}{2}m_e v^2 = h\nu - h\nu_n$$



電子の熱エネルギー

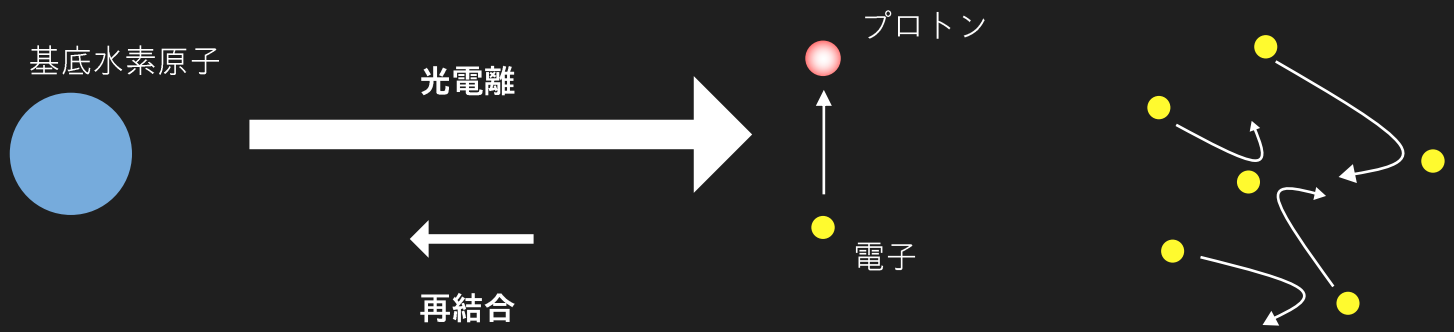
熱電子は水素の結合電子にエネルギーを与えられない

**水素原子を基底状態から励起状態に
直接遷移させることはできない**

電子の熱力学的平衡状態

電子同士の衝突断面積が大きいため,
電子は速やかに局所熱力学的平衡状態になる

$$n(E) \propto \exp\left(-\frac{E}{k_{\mathrm{B}}T}\right)$$



遅い電子は再結合により選択的に取り除かれるが,
それでも電子同士の衝突よりは非常に遅い

プロトンが再結合しやすいエネルギーの電子が
常に供給されている

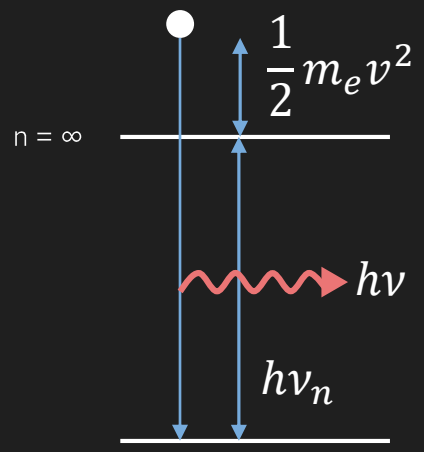
水素の再結合とライマン連続放射

自由束縛遷移(f-b遷移)

自由電子がイオンの束縛エネルギー準位に移る

ライマン連続光子を放出

$$h\nu = \frac{1}{2}m_e v^2 + h\nu_n$$



基底状態に戻っても外に光子を供給し,
別の水素原子を電離できるので,
基底状態の水素原子の総量に与える正味の影響はない
(ライマン連続光が惑星状星雲から漏れなければ)

水素原子の励起状態は専ら再結合により作られる

星雲の電離境界構造

星雲が定常状態にあれば，星雲内の任意の点において，基底状態からの光電離頻度と全再結合の頻度はつり合う

$$n_{1s} \int_{\nu_1}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} a_\nu(1s) d\nu = n_p n_e \alpha_{\rm all}(T_e)$$

ライマン連続光は電離平衡には影響しないため無視できる

中心星の放射による電離と，基底状態以外への再結合がつり合う

$$\int_{\nu_1}^{\infty} \frac{4\pi R_*^2 B_\nu(T_*)}{h\nu} d\nu = \int n_p n_e \alpha_{\rm exc} dV$$

中心星の電離能に対応する星雲の空間的な境界がある

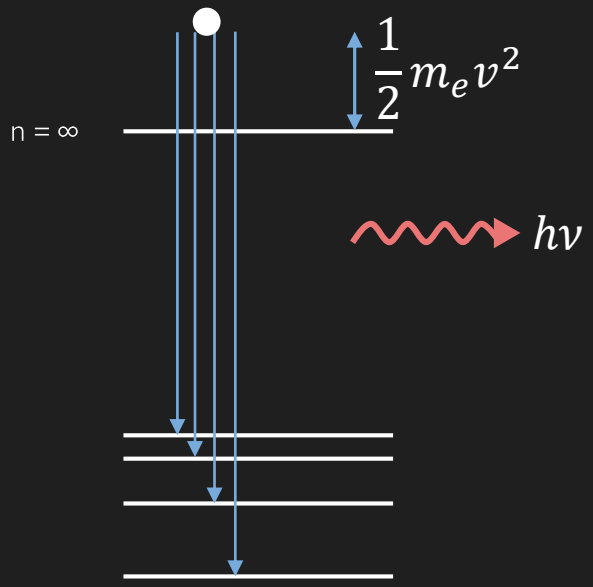
その中ではすべての水素原子が電離し，その外ではすべて中性

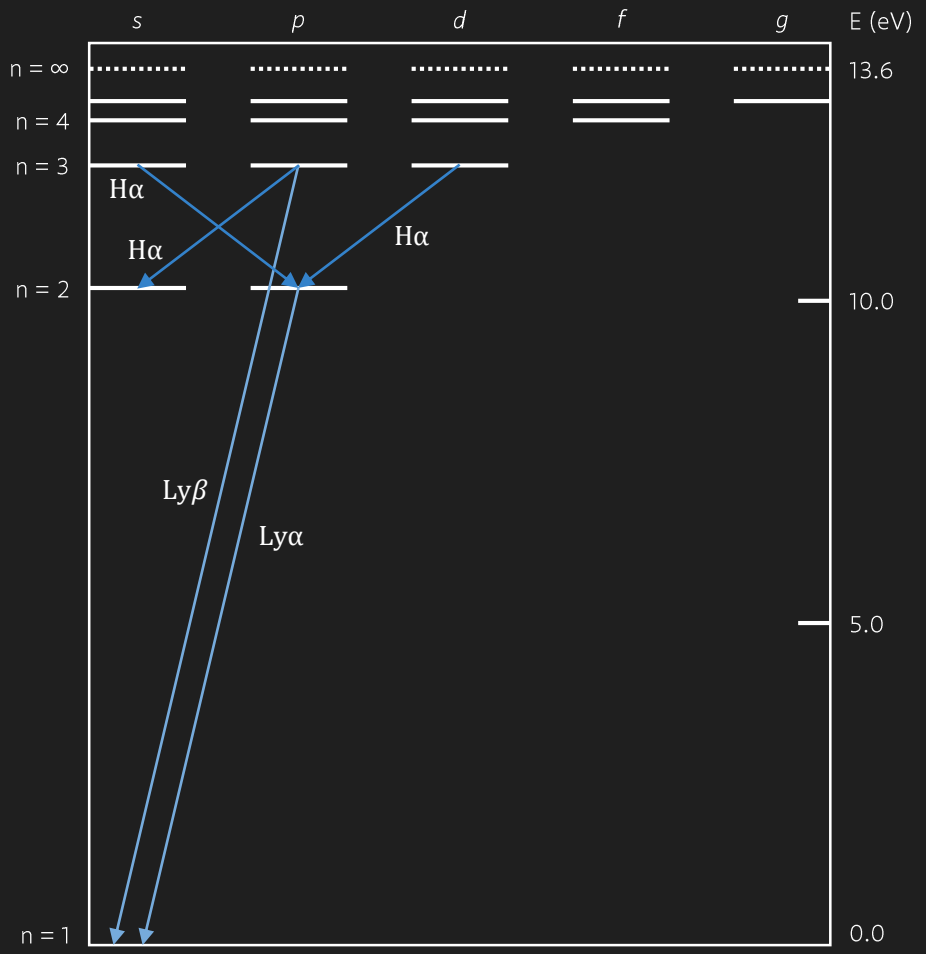
水素の再結合線

自然放出のカスケード

再結合で生じる原子は
基底状態とは限らない

上位の準位から下位に
向かって多段階に遷移し,
複数の再結合線を放出する





水素の輝線の由来

中心星の放射による直接励起

中心星の放射はライマン端より短波長
基底状態の原子は励起状態を通り越して電離する

→励起できない

電子による衝突励起

星雲内の電子のエネルギーは数eVのオーダー
基底状態からの第一励起エネルギーより小さい

→励起できない

再結合による自然放出カスケードが専ら水素輝線を作り出している

ライマン系列の散乱

Lyman系列

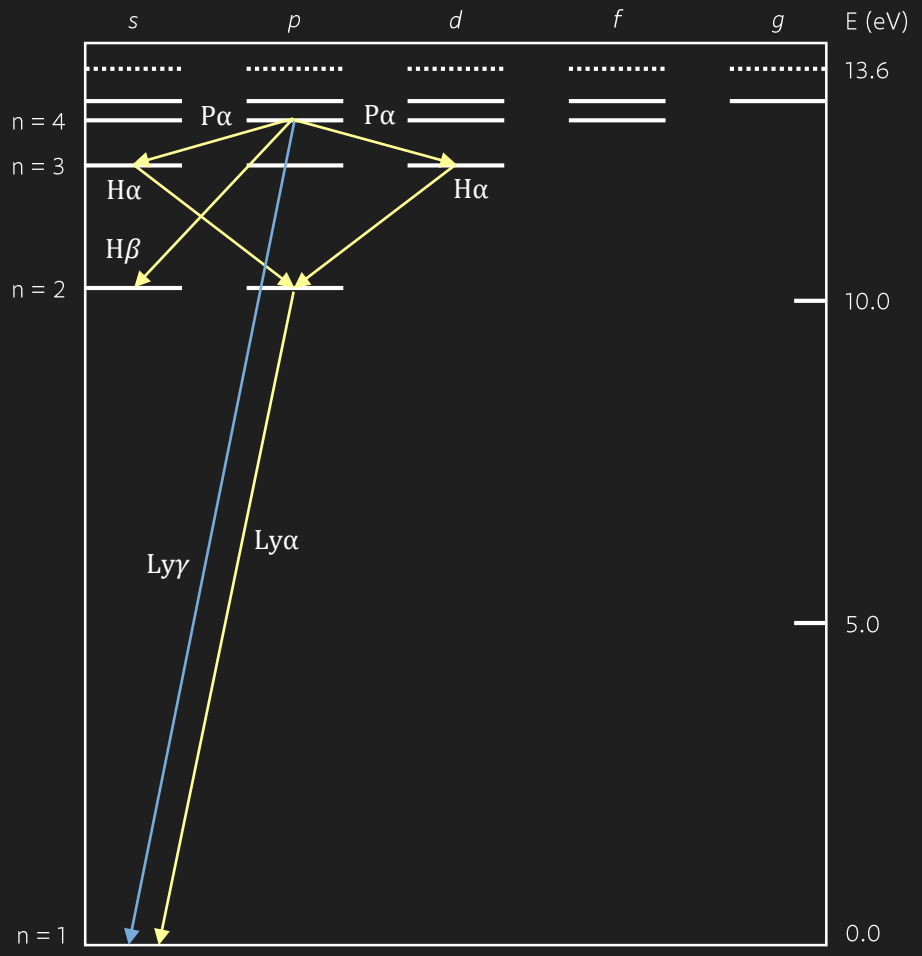
$n > 1$から$n = 1$へのb-b遷移

再吸収・再放出を繰り返す

散乱を繰り返すことで
下位の系列とLyαに分解

例：Lyγの場合

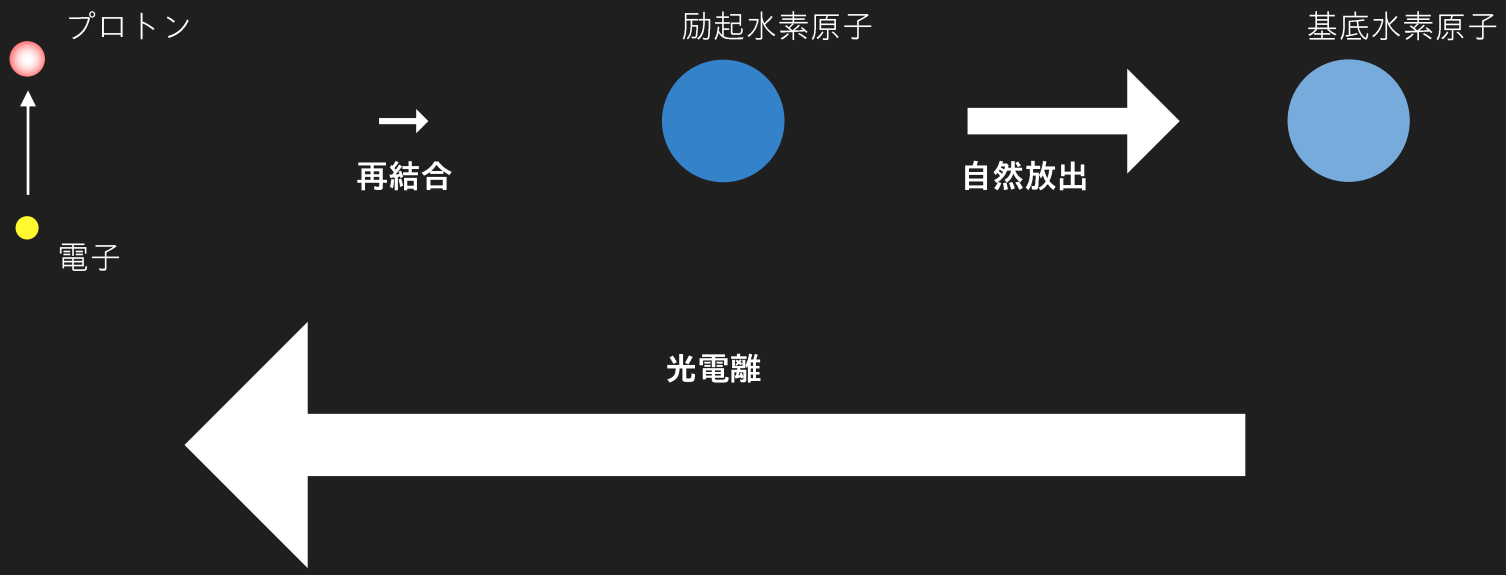
最終的に
$\mathrm{P}\alpha + \mathrm{H}\alpha + \mathrm{Ly}\alpha$　や
$\mathrm{H}\beta + \mathrm{Ly}\alpha$
になるまで散乱を繰り返す



励起状態の水素原子の数

再結合の頻度よりも自然放出のタイムスケールのほうが遥かに短い
→すべての中性水素原子は基底状態にあるとみなせる

ただし，中心星やLyαの散乱によりそもそも大部分は電離状態
(電離境界を持つ星雲のStromgren半径内において)



Lyαの自由行程

放出されたLyαはほかの水素原子にすぐに吸収され再放出され,
光学的厚さが非常に大きくなる

$$\tau = \int\int n_1 a_\nu \phi_\nu d\nu dl \sim 3 \times 10^5 \left(\frac{n_{\rm H}}{\rm cm^{-3}}\right) (L/{\rm pc})$$

c.f. ライマン端での光学的厚さ

$$\tau = n_{1s} a_{\nu 1}(1s) L \sim 19 \left(\frac{n_{\rm H}}{\rm cm^{-3}}\right) (L/{\rm pc})$$

星雲からなかなか脱出せず，最後はダストに吸収されて失われる

電子による衝突励起

衝突励起の断面積はエネルギー閾値未満で0となり，
それ以上ではv^2に反比例する

衝突励起断面積

$$\sigma_{ji}(v) = (\pi a^2)\left(\frac{hR}{\frac{1}{2}m_e^2 v^2}\right)\frac{\Omega_{ij}}{g_j}$$

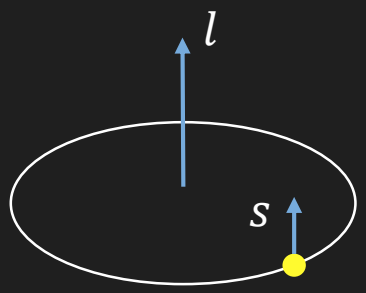
水素の第一励起エネルギーは大きい(~10 eV)が，多電子原子の場合は電子軌道のエネルギーギャップが小さくなる(~1eV)ので，星雲の温度で効率的に衝突励起できる

電子同士の衝突断面積は電子-プロトンの再結合断面積より遥かに大きく，衝突励起が重要となる

電子-プロトン再結合断面積

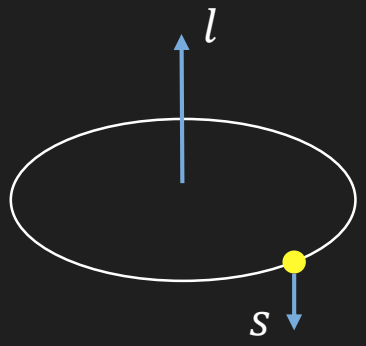
$$\sigma_n(v) = \underbrace{\left(\frac{16}{3\sqrt{3}}\frac{e^2 h}{m_e^2 c^3}\right)}_{=2\times10^{-22}\,\mathrm{cm}^2}\left(\frac{\nu_1}{\nu}\right)\left(\frac{h\nu_1}{\frac{1}{2}m_e v^2}\right)\left(\frac{g_{bf}}{n^3}\right)$$

スピン-軌道カップリング



スピンにより生じる磁気モーメントと軌道角運動量から生じる磁気モーメントの相互作用

並行のときは不利で，反並行のときは有利になる



スピン-軌道カップリングの強度は核電荷に依存する
古典的に電子から見た環電流を考えるとよい

$$E_{l,s,j} = \frac{1}{2} hc\tilde{A}\{j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)\}$$

多電子原子の遷移選択律

LSカップリング(Russell-Saundersカップリング)

核電荷の小さい軽元素(H, Heなど)に対してよく使える

全軌道角運動量と全スピン角運動量がカップルする

$$J = L + S$$

1つ1つの軌道角運動量とスピン角運動量のカップリングは小さい

jjカップリング

LSカップリングが成立しない核電荷の大きい元素に対して用いる

軌道角運動量とスピン角運動量がカップルし，電子同士のカップリングが全角運動量を与える

$$j = m_l + m_s$$

$$J = \Sigma j$$

禁制線

LSカップリング

全スピン量子数は変化できない

$\Delta S = 0$
$\Delta L = 0, \pm 1$
$\Delta l = \pm 1$
$\Delta J = 0, \pm 1$　ただし$J = 0 \leftrightarrow J = 0$を除く

jjカップリング

LとSは曖昧な量子数

Jが良い量子数となり，$\Delta S = 0$の選択律が破れる

e. g. **[O III] 500.7 nm** $^1D_2 \rightarrow {}^3P_2$

重い多電子原子では，スピン多重度の変化する遷移も起こる

電子密度と衝突励起線

準位1と準位2の間では，以下の速度論的収支が成り立つ

$$n_2(A_{21} + n_e C_{21}) = n_1 n_e C_{12}$$

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{n_e C_{12}}{A_{21}} \left[\frac{1}{1 + \frac{n_e C_{21}}{A_{21}}} \right]$$

$$C_{ji}(T_e) = \int_{v_{\min}}^{\infty} v \sigma_{ji}(v) f(v) dv$$

高密度条件では自然放出が無視できて，
準位の比はボルツマン分布に従う

$$C_{12}/C_{21} = (g_2/g_1) e^{-E_{21}/kT_e}$$

低い電子密度環境で自然放出確率の低い遷移が起こる

共鳴線の強度比と星雲密度

エネルギーの近い2つの準位(準位2と準位3)による衝突励起線の強度の比を考える

e.g. [O II] 372.6 nm/372.8 nm

$$\frac{I(372.6)}{I(372.8)} = \frac{n_3 A_{31}}{n_2 A_{21}}$$

$$= \frac{C_{13}}{C_{12}} \left(\frac{1 + \frac{n_e C_{21}}{A_{21}}}{1 + \frac{n_e C_{31}}{A_{31}}} \right)$$

低密度ではすべての衝突励起の後に自然放出が起こる

$$\frac{I_{31}}{I_{21}} = \frac{C_{13}}{C_{12}}$$

共鳴線の強度比と星雲密度

$$\frac{I_{31}}{I_{21}} = \frac{C_{13}}{C_{12}} \left(\frac{1 + \frac{n_e C_{21}}{A_{21}}}{1 + \frac{n_e C_{31}}{A_{31}}} \right)$$

低密度条件

衝突励起の後に自然放出が起こる

$$\frac{I_{31}}{I_{21}} = \frac{C_{13}}{C_{12}}$$

高密度条件

準位はボルツマン分布に従い，2つの励起準位の数密度の比は
統計的重みで求められる

$$\frac{I_{31}}{I_{21}} = \frac{C_{13}}{C_{12}} \frac{C_{21}/A_{21}}{C_{31}/A_{31}}$$

$$= \frac{g_3 A_{31}}{g_2 A_{21}}$$

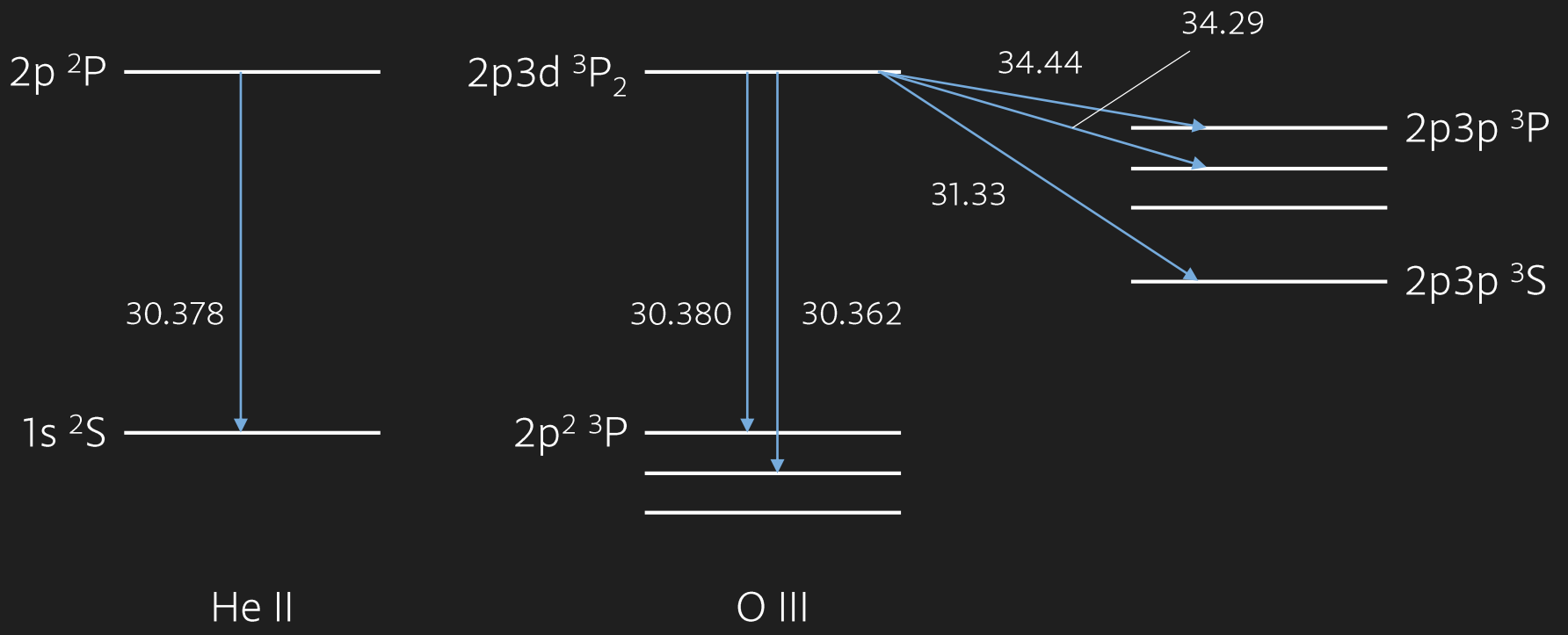
相対的な輝線強度を比較することで星雲の密度を測定できる

酸素の共鳴放射

Bowen蛍光

重い原子では高い励起状態の存在度は低い

ただし酸素はHe IIのLyαと非常に近い吸収があるので，共鳴により
よく励起される



Tea break: 共鳴(resonance)

りそな銀行

「りそな」は、ラテン語で「Resona＝共鳴する、響きわたる」という意味を持っています。

私たちにとって、もっとも大切なものは、お客さまの声です。お客さまの声に耳を傾け、共鳴し、響き合いながら、お客さまとの間に揺るぎない絆を築いていこうという思いをこのネーミングに込めました。

(りそなホールディングスHP，りそなブランドより抜粋)

大蔵りそな

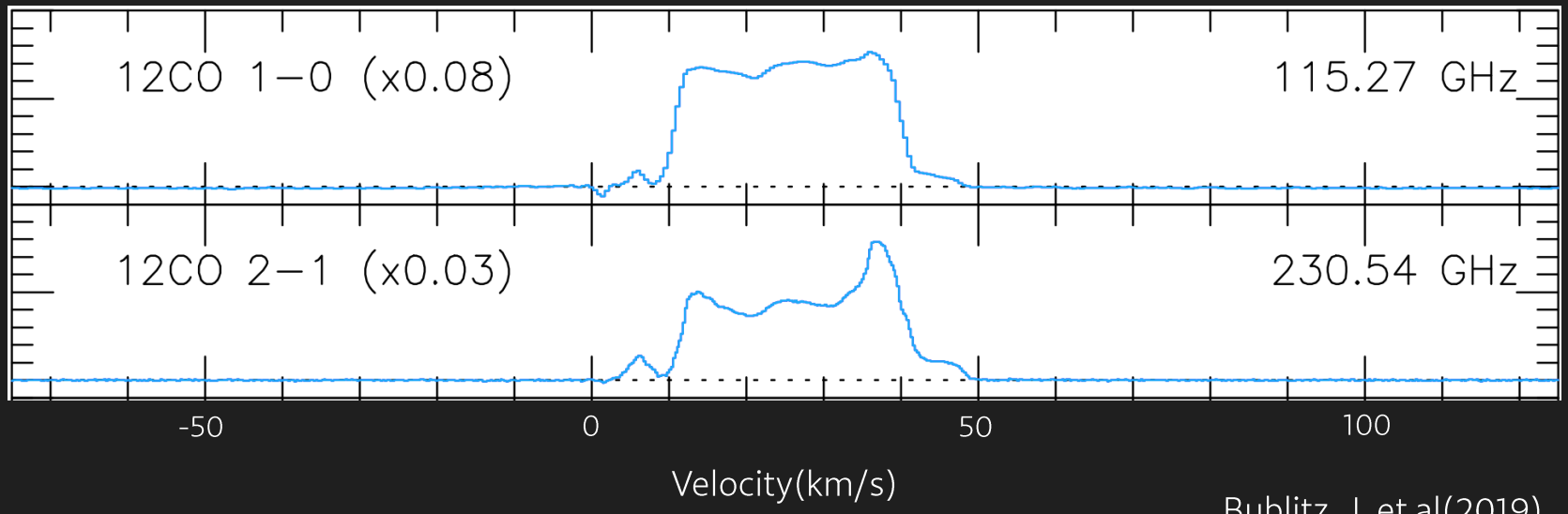
ゲーム『月に寄りそう乙女の作法』その他に登場するキャラクター

りそな銀行が名前の由来

中性分子の振動回転輝線

惑星状星雲には中性の分子が存在している

双極子モーメントを持つ分子は振動や回転の遷移により観測できる



Bublitz, J. et al(2019)

線輪郭

輝線にも波長に広がりがある

温度や視線速度の情報を与えてくれる

中性分子

Stromgren半径の外側に多く存在(内側には存在できない)

電離物質の質量の10倍($1M_{\odot}$)もある

- CO
- OH
- H2

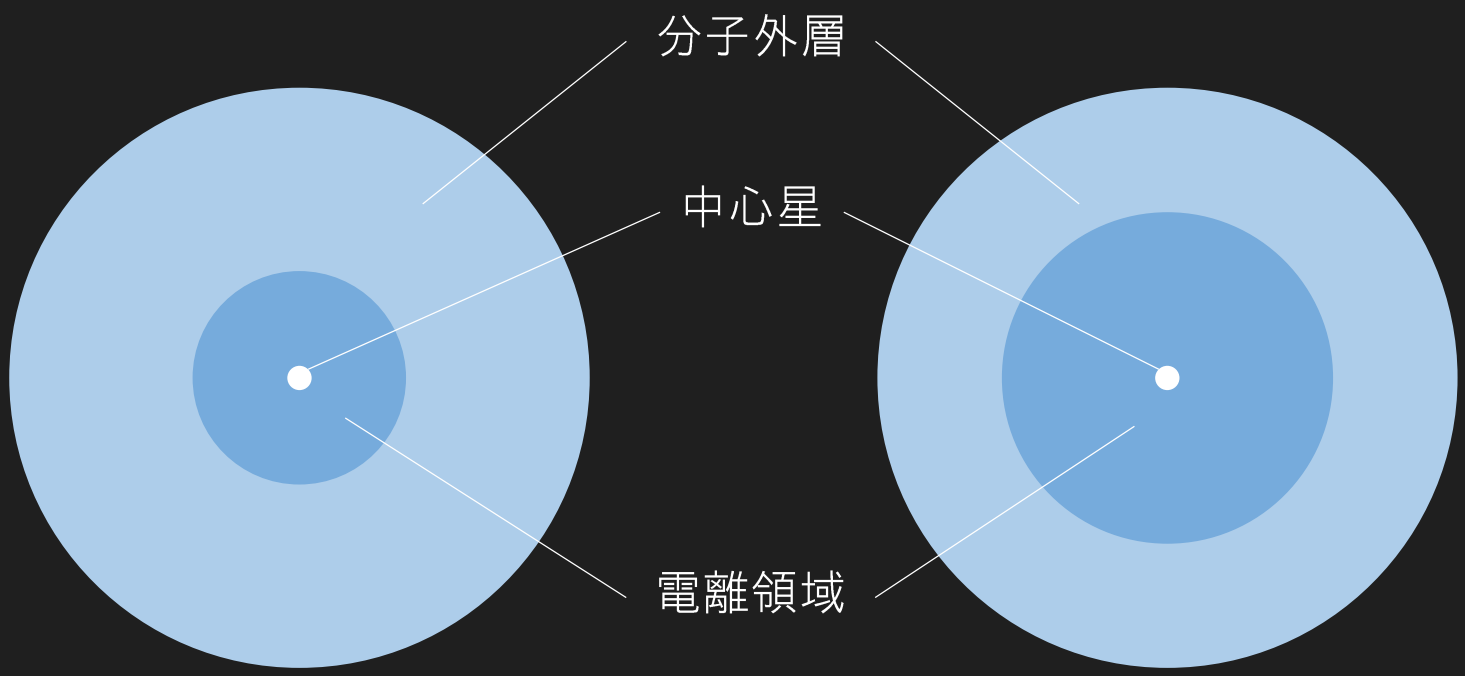
その他数十種の低分子やより複雑な分子も検出されている

AGB星や原始惑星状星雲の頃に形成された痕跡

惑星状星雲進化と中性分子

はじめ中性原子や分子により構成されていた惑星状星雲は,
中心星の温度が上がるにつれて電離・解離されていく

M_m/M_iと電離半径には負の相関がある



ダスト

AGB星の頃に形成した固体成分

赤外領域での主要な吸収要因(f-fと比べて大きい)

熱収支

ダストを加熱する要因として中心星からの直接光が支配的と仮定

$$\int_0^\infty \frac{1}{4}\left(\frac{R_*}{r}\right)^2 (Q_\nu \pi a^2) B_\nu(T_*) d\nu = \int_0^\infty (Q_\nu \pi a^2) B(T_d) d\nu$$

ダストが吸収する光の波長はダストの直径より十分小さく,
衝突断面積はほぼ幾何的

$$\frac{1}{4}\left(\frac{R_*}{r}\right)^2 \left(\frac{\sigma T_*^4}{\pi}\right) = \int_0^\infty Q_\nu B(T_d) d\nu$$

ダストの温度は一様ではなく，中心星から離れるほど冷たい

ダストの熱収支(補足)

- 吸光係数は波長とダストの直径が近いときミー理論の影響を受ける

$$\kappa_\nu = \pi a^2 Q_\nu(a) n_d$$

- 吸収率と放射率は局所熱平衡下ではつりあう(Kirchhoffの法則)

$$j_\nu = (\pi a^2 Q_\nu) n_d B_\nu(T_d)$$

- ダストの吸収の大半が中心星からの直接光で,
  ダストが中心星半径に対して十分離れた場所にあるとき
  中心星から受ける放射は幾何的に計算できる

$$J_\nu = \frac{1}{4}\left(\frac{R_*}{r}\right)^2 B_\nu(T_*)$$

加熱率と冷却率のつり合いを考えて，下の式に上記を代入

$$\Gamma = \int_0^\infty \kappa_\nu (4\pi J_\nu) d\nu \qquad \Lambda = \int_0^\infty 4\pi j_\nu d\nu$$

ダストのLyα吸収

実際にはダストが吸収する光には中心星放射のほかにもある

Lyαの自由行程は短いので，よく散乱されダストに吸収されやすい

$$\pi\left(\frac{R_*}{r}\right)^2\int_0^{\nu_1}(Q_\nu\pi a^2)B_\nu(T_*)d\nu+\frac{L_{Ly\alpha}}{n_dV}=4\pi\int_0^{\infty}(Q_\nu\pi a^2)B(T_d)d\nu$$

なお，Lyαの輝度は再結合係数を用いて次のように表せる

$$L_{Ly\alpha}=Vh\nu_{Ly\alpha}n_en_p\left(\sum_{n=2}^{\infty}\alpha_n-\alpha_{2^2S}^{\mathrm{eff}}\right)$$

ダストは惑星状星雲の冷却に重要な機能を担っている

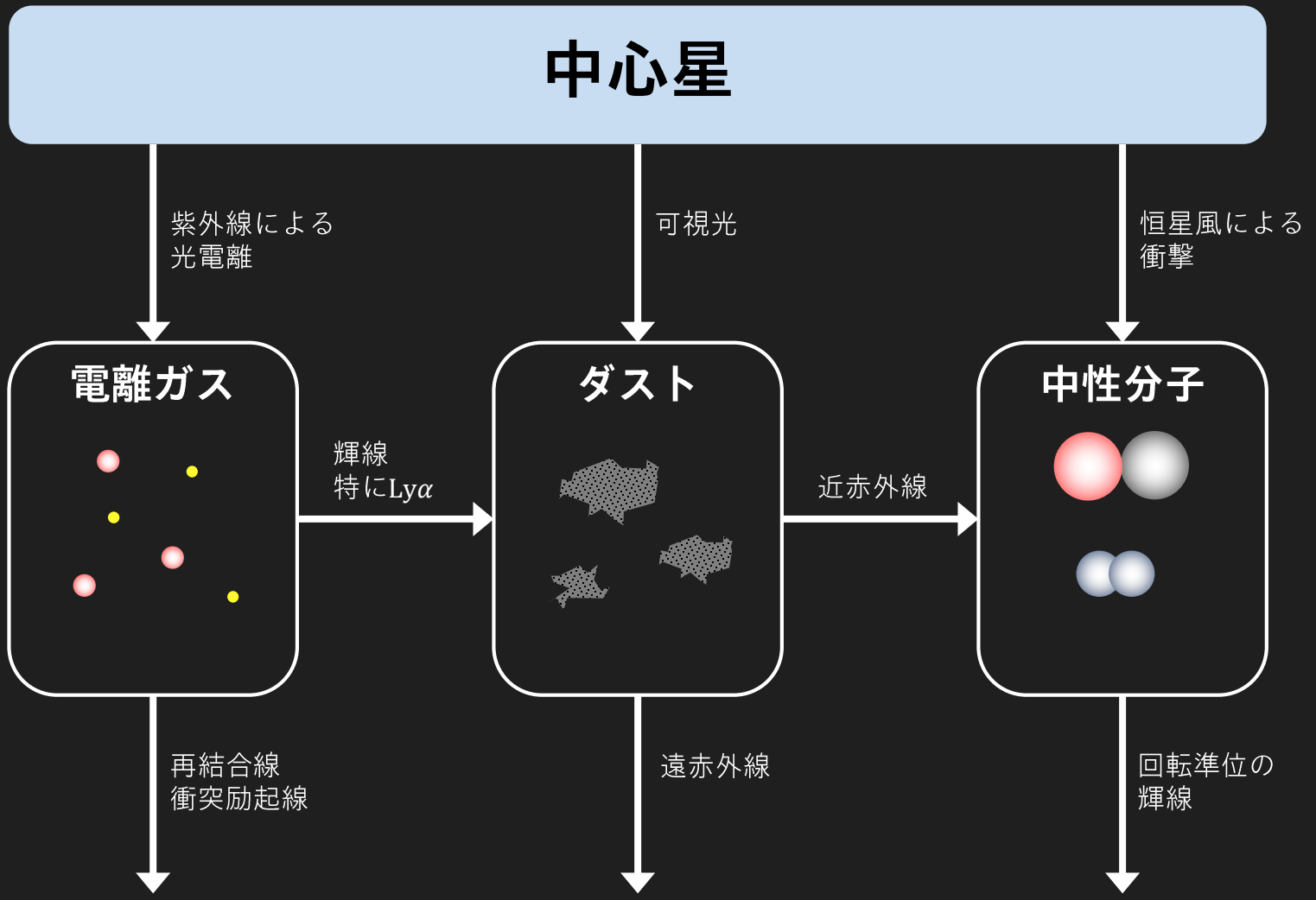
連続放射

惑星状星雲の連続スペクトルにはいくつかの起源がある

- 中心星の放射
- f-b遷移(ライマン連続光)
- f-f遷移(熱制動放射)
- 2光子放射

波長域により連続スペクトルの主要な起源は異なる

まとめ


中心星
紫外線による
光電離
可視光
恒星風による
衝撃
電離ガス
ダスト
中性分子
輝線
特にLyα
近赤外線
再結合線
衝突励起線
遠赤外線
回転準位の
輝線

大切なものは目に見えない

Antoine de Saint-Exupery

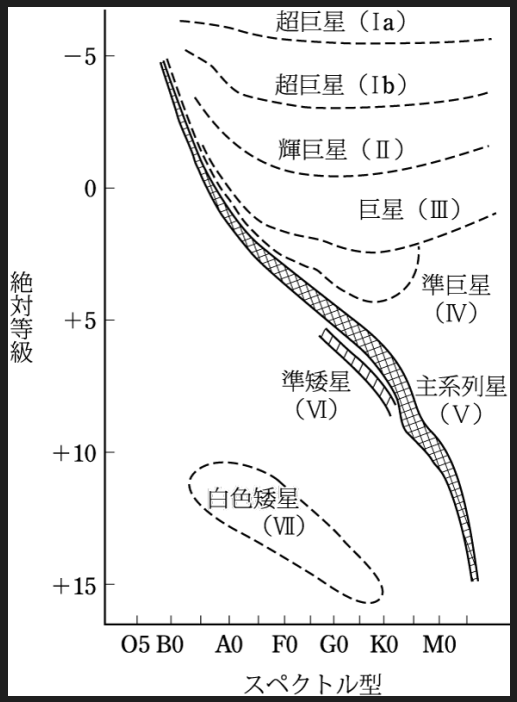
On ne voit bien qu'avec le cœur. L'essentiel est invisible pour les yeux.

星の進化段階としての惑星状星雲

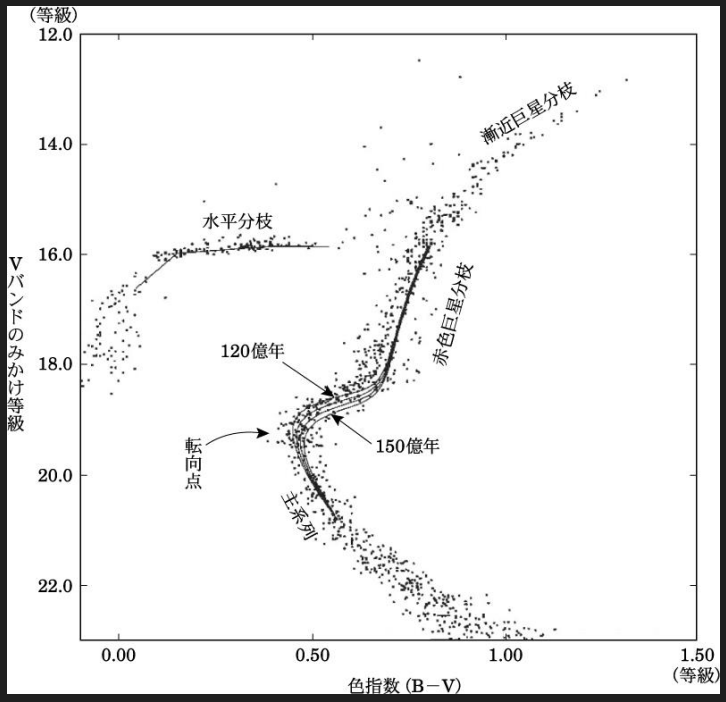
——いかにして惑星状星雲が形成するか

HR図

縦軸を絶対等級，横軸をスペクトル型(温度)に取ったグラフ
グラフ上に恒星をプロットしたとき，いくつかの特徴的な形をなす
母集団の取り方に注意しながら見る



天文学辞典（日本天文学会）



球状星団 M15のHR図

理科年表

星形成

第82回SOUを参照のこと

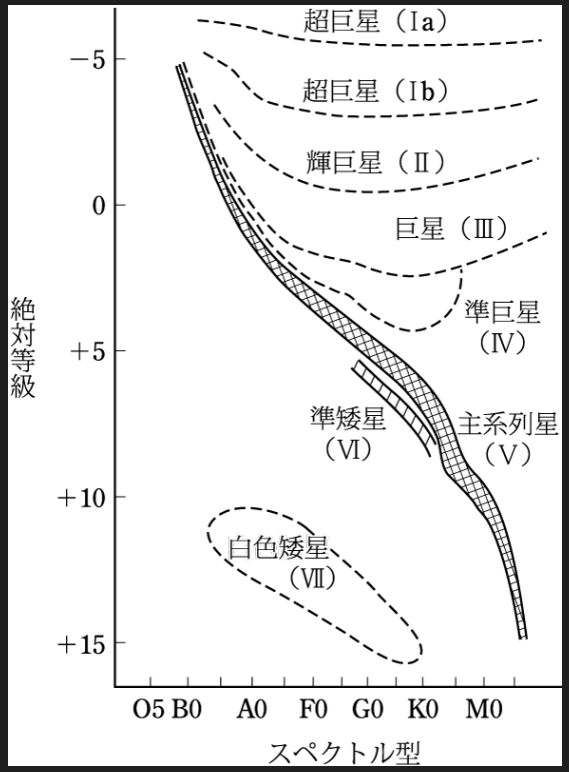
分子雲中の密度が高い部分が重力崩壊して恒星が生まれる

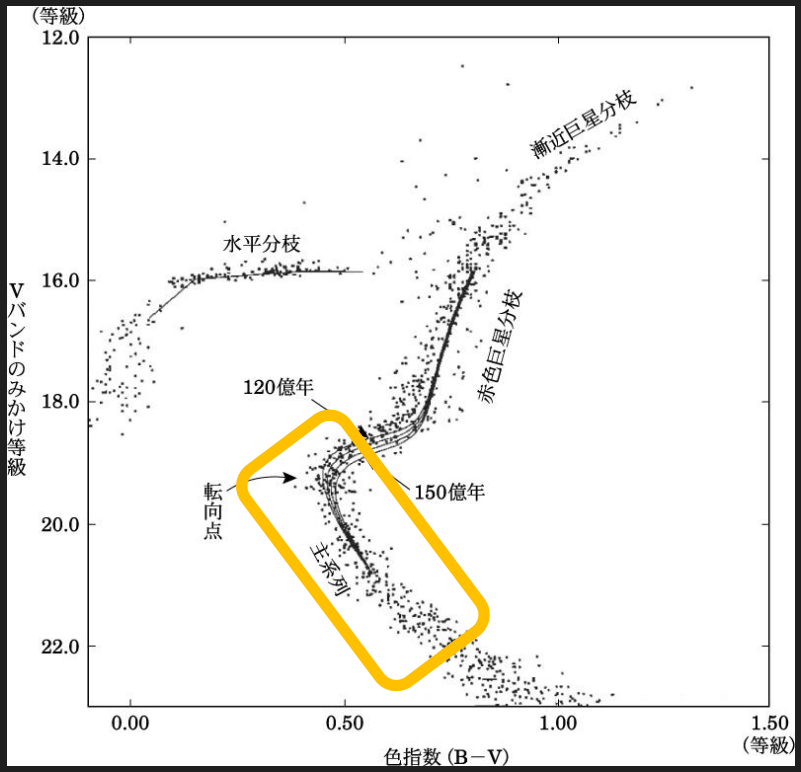
M42 オリオン大星雲

主系列星

中心でHの核融合反応によりHeが合成される

重い恒星ほど熱くて明るく，寿命も短い

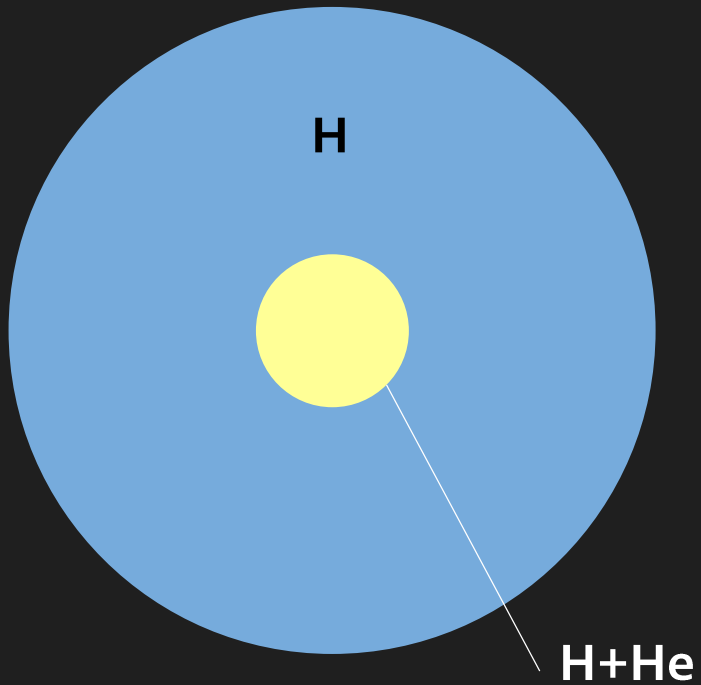


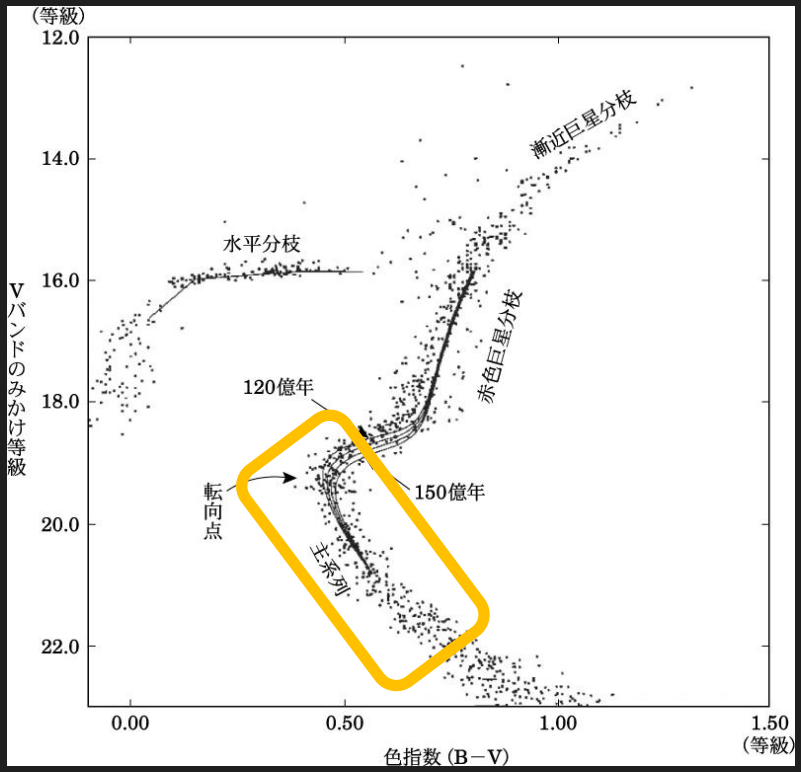


主系列星

中心でHの核融合反応によりHeが合成される

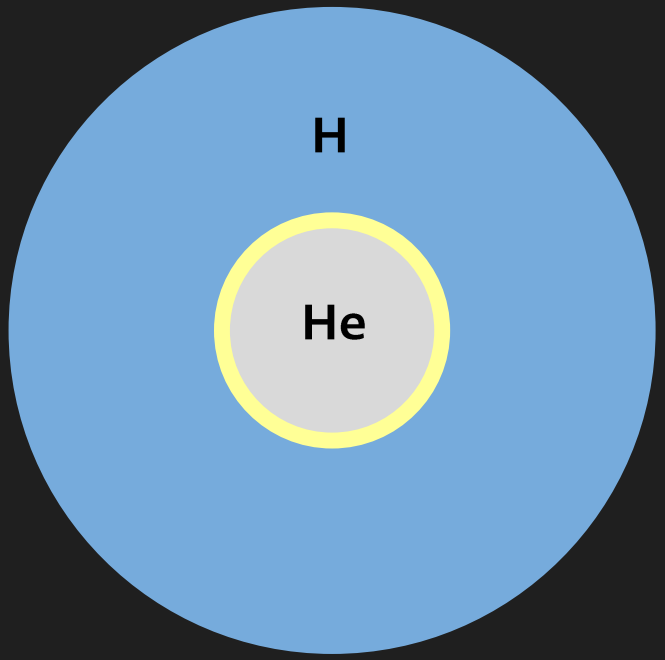
重い恒星ほど熱くて明るく，寿命も短い

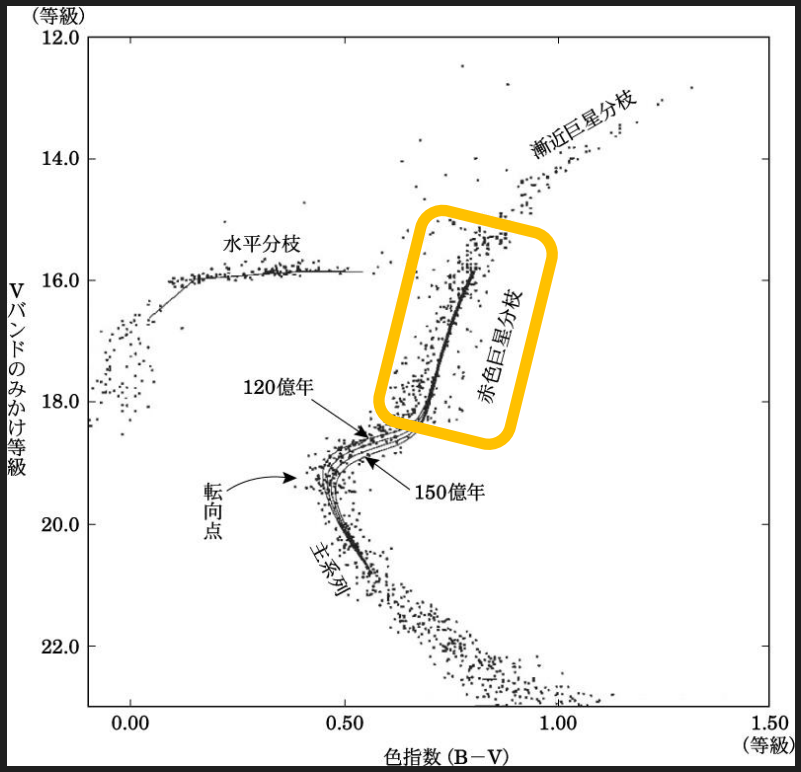




赤色巨星

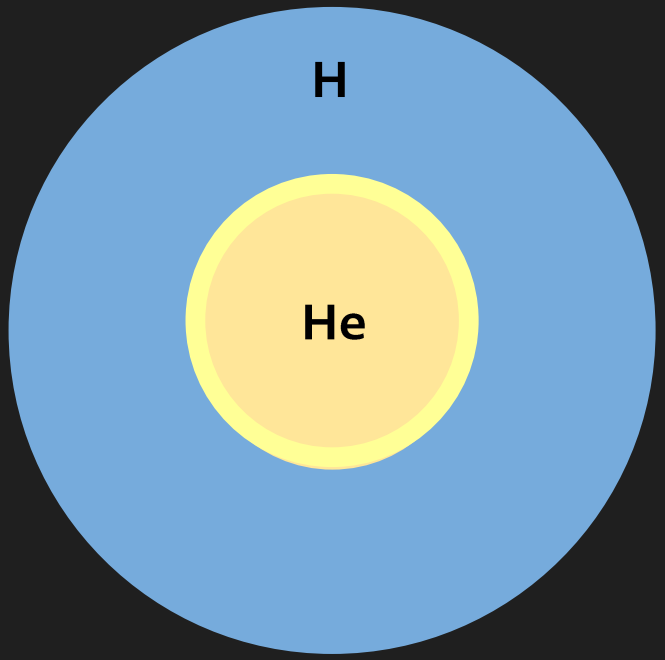
中心核のHが枯渇し，静水圧平衡が維持できず重力収縮が起こる
内部温度の上昇により水素燃焼殻が活発化して外層が膨張

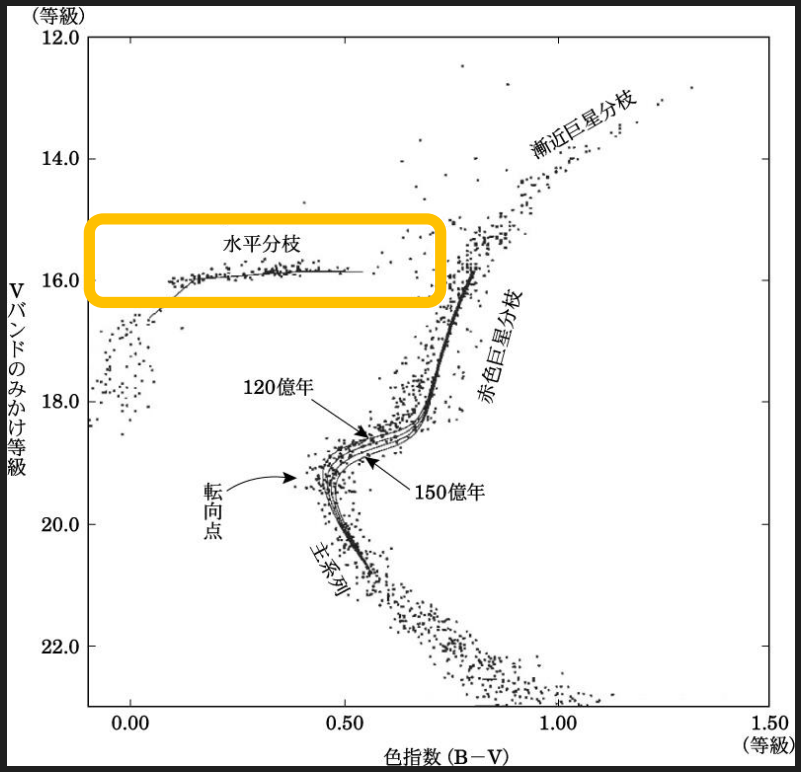




水平分枝

中心核でHe燃焼

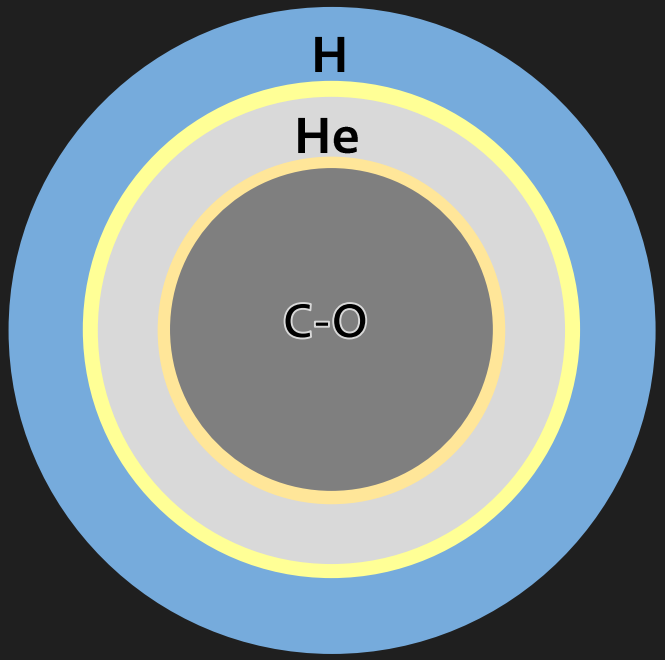


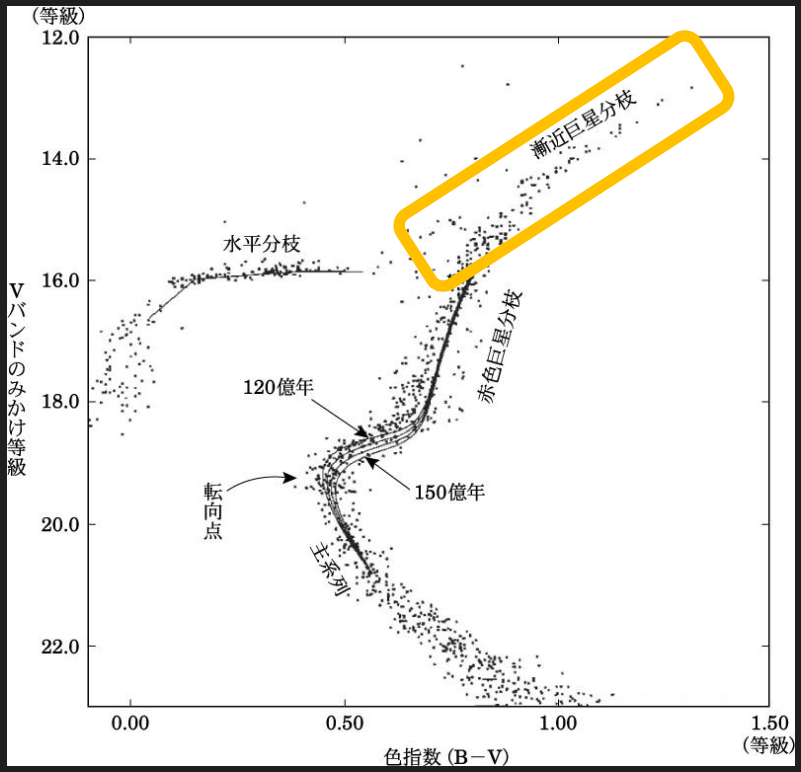


漸近巨星分枝(AGB星)

He燃焼を完了し電子縮退したC-Oコアが形成

C燃焼には点火していない





ヘリウム殻フラッシュと汲み上げ

ヘリウム殻フラッシュ

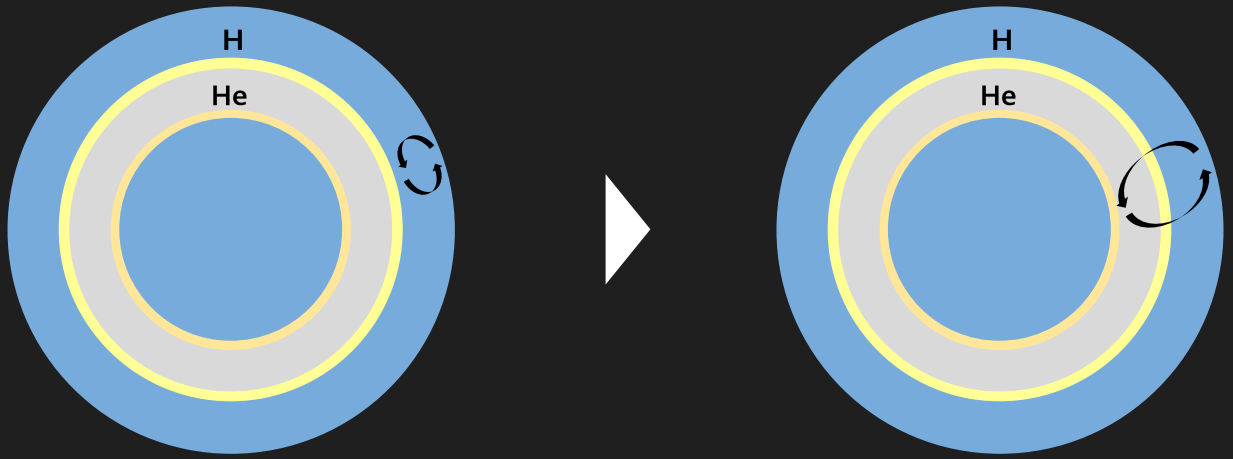
不安定なヘリウム殻で急激な反応が発生

温度勾配が大きくなり，対流層が沈み込んでくる

ヘリウムが取り除かれ収束するのを繰り返す

汲み上げ効果(dredge-up)

対流層の侵入により核融合生成物がAGB星表面に輸送される

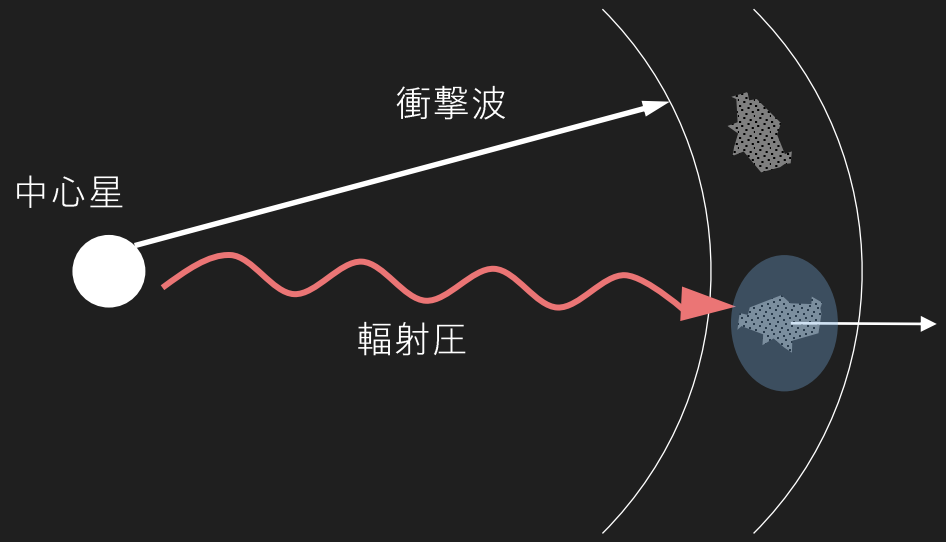


AGB星の質量喪失

AGB星では恒星風により$10^{-5} M_{\odot} \mathrm{yr}^{-1}$のペースで質量喪失が起こる

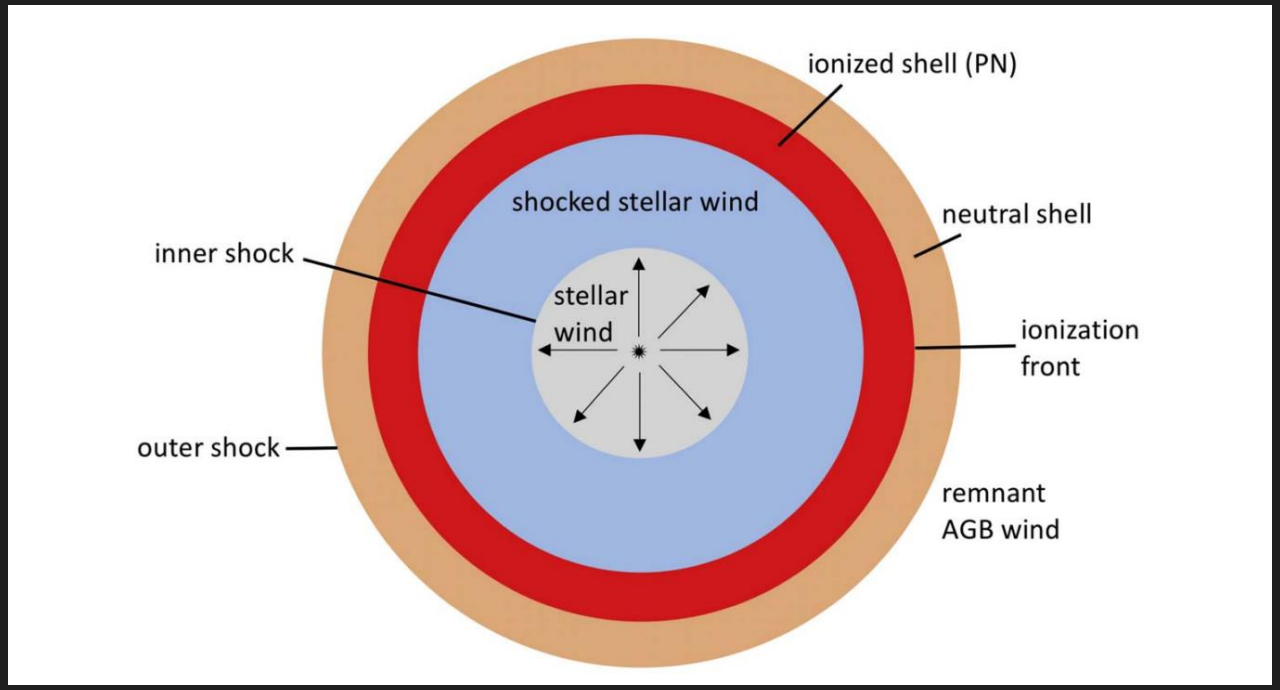
衝撃波がガス密度の高い領域を作る

不透明なダストが輻射圧を受け，周囲のガスと運動量を交換しながら質量喪失を駆動する



惑星状星雲の形成

AGB星からCSPNに進化すると，恒星風の終端速度が大きくなる
雪かきをするように後ろからガスを掃いて高密度の殻を形成



Kwitter, K. B. et al.(2022)

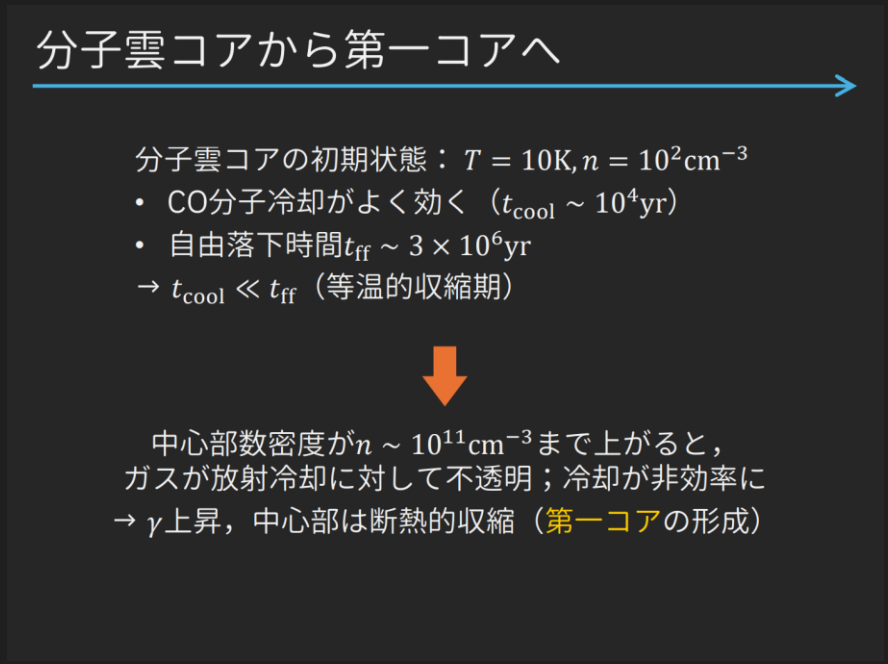
中心星は放射だけでなく運動エネルギーも星雲に供給している

星間環境への物質供給

質量喪失によって星間空間には大量の物質がまき散らされる

その中には核融合生成物やs-プロセス元素も含まれる

次の世代の星の材料を供給するだけでなく，
COをはじめとする分子によって星形成を促す役割もある



第82回SOU
「恒星の起源：星間雲の進化と星形成」
より

多様な形態と連星進化

実際には多くの惑星状星雲は球対称ではない

双極構造やトーラスは，中心星が連星をなしていることによるかもしれない

NGC 6302 Butterfly Nebula

NASA, ESA, Joel Kastner (RIT)

M57 Ring Nebula

ESA/Webb, NASA, CSA, M. Barlow (UCL), N. Cox (ACRI-ST), R. Wesson (Cardiff University)

M57(NGC 6720)
リング星雲

高い空間分解能によりフィラメント構造や外縁のアーク構造がよくわかる．星雲内からは分子状態の水素や多環芳香族炭化水素が検出されている．

JWST撮影

ESA/Webb, NASA, CSA, M. Barlow (UCL), N. Cox (ACRI-ST), R. Wesson (Cardiff University)

副題について

——桜花と惑星状星雲の類似性に関する鑑賞

現代語訳と鑑賞

残りなくちるぞめでたき桜花
有りて世の中はての憂ければ

よみ人知らず
所載歌集『古今和歌集』七十一

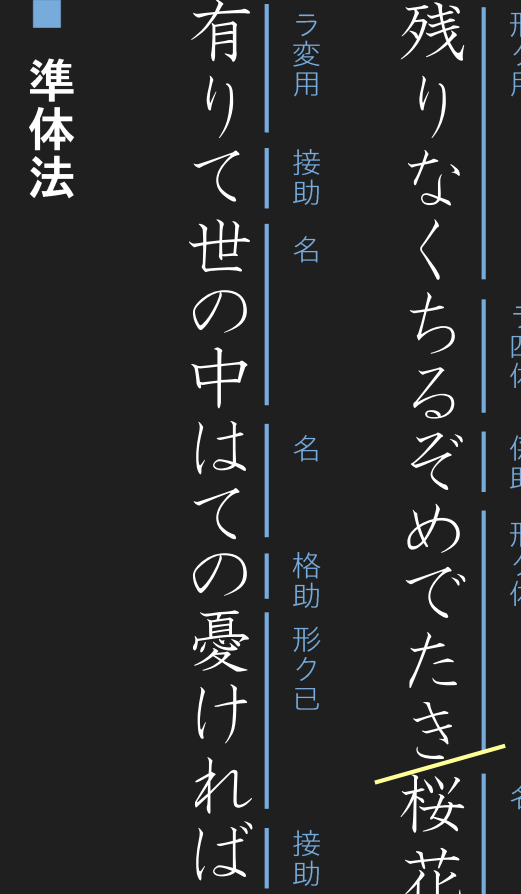
神山による意訳

桜の花は、ひと思いに散るところが素晴らしい。この世のものは何でも、栄えたあと時が経っても残っていると終わり際が嫌なものだから。

神山による鑑賞と妄想

さらに言えば人間の生涯も男女の仲も、終わり際が忌まわしい。桜の花がひと思いに散るのと同じように、恒星が長い主系列段階を経た後に相対的に非常に短い期間で惑星状星雲を形成してその進化を終えるのは、生や欲望に執着する人間の卑しく浅ましいさまと違って非常に潔い死に際であり、だからこそその視覚的美しさも一層引き立つものである。

品詞分解・文法解説



■ **準体法**

体言に準ずる働き。

ちる↓散るのが。散るところが。

■ **ぞ＋連体形**

強意の係り結び。

「こそ」より弱く「なむ」より強い。訳出しない。

■ **已然形＋ば**

順接確定条件で原因・理由を表す。

〜ので。〜だから。

■ **区切れと倒置**

初句-二句の主語が三句の桜花で倒置している。

意味的には四句-結句が初句-三句の理由を説明。

■ **音韻について**

「有りて」と「はて」で声調が整っている。

語彙・解釈

形ク用　ラ四体　係助　形ク体　名

残りなくちるぞめでたき桜花

ラ変用　接助　名　名　格助　形ク已　接助

有りて世の中はての憂ければ

■ 残りなし
残りがない。余す所がない。連用修飾語として、残らず、すっかりの意に使われることが多い。

■ めでたし
申し分なくすばらしい。讃嘆する以外にない。

■ あり
①生物・無生物が(そこに)存在する。いる。
②この世に生きている。生きながらえる。
③(このまま)時間が経過する。時が経つ。
④存在がきわだっている。時めいて暮す。
⑤(才能などが)ぬきんでている。すぐれている。

語彙・解釈

形ク用　ラ四体　係助　形ク体　名

残りなくちるぞめでたき桜花

ラ変用　接助　名　名　格助　形ク已　接助

有りて世の中はての憂ければ

■ 世の中
①人生。
②(人間の)社会。
③俗世。浮世。
④俗世間での栄枯。世間での境遇。
⑤男と女の仲。

■ はて
①季節・年月などのまさに終る時。
②最期。
③最後。
④身の行く末。

■ うし
事の応対に疲れ、不満がいつも内攻して、つくづく晴れない気持ち。
①憂鬱だ。いやだ。
②恋愛の相手の態度が無情だ。つれない。

参考文献

- Bublitz, J. et al., “A new radio molecular line survey of planetary nebulae”, Astronomy & Astrophysics, 2019.
- Ciardullo, R. “The Planetary Nebula Luminosity Function in the Era of Precision Cosmology”, Front. Astron. Space Sci., 2022.
- Dinerstein, H. L., “Obserbing the signatures of AGB *s*-process nucleosynthesis in planetary nebulae: An origins story”, Front. Astron. Space Sci., 2022.
- Kwitter, K. B. et al., “Planetary Nebulae: Sources of Enlightenment”, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 2022.
- Kwok, S., “Planetary Nebulae as Sources of Chemical Enrichment of the Galaxy”, Front. Astron. Space Sci., 2022.
- Kwok, S., “Planetary nebulae research: past, present, and future”, Galaxies, 2024, 12, 39.
- Li, Y. Q. et al., “A Dust-Scattering Model for M1-92: A Revised Estimate of the Mass Distribution and Inclination”, Galaxies, 2024.
- López, J. A., “Deconstructing the Characteristics of the Ionized Gas Component in Planetary Nebulae From Their Internal Motions”, Front. Astron. Space Sci., 2022
- Parker, Q. A. et al., “HASH: the Hong Kong/AAO/Strasbourg Hα planetary nebula database”, Journal of Physics, 2016.
- Parker, Q. A., “Planetary nebulae and how to find them: A concise review”, Front. Astron. Space Sci., 2022.
- Peña, M. et al., “Editorial: Planetary nebulae as tools for astrophysics”, Front. Astron. Space Sci., 2023.
- Sabin, L. et al., “Exploitation of the IPHAS to Investigate Planetary Nebulae”, Front. Astron. Space Sci., 2022.
- Sahai, R. et al., “The Binary and the Disk: The Beauty is Found within NGC3132 with JWST”, The Astrophysical Journal, 2023.
- Stasińska, G. et al., “Planetary Nebulae and the Ionization of the Interstellar Medium in Galaxies”, Front. Astron. Space Sci., 2022.
- Soker, N., “Planetary Nebula Morphologies Indicate a Jet-Driven Explosion of SN 1987A and Other Core-Collapse Supernovae”, Galaxies, 2024.

参考文献

- Kwok, S., “The origin and evolution of planetary nebulae”, Cambridge University Press, 2000, 243p.
- Atkins, P.; Paula, J., “アトキンス物理化学(上) 第10版”, 東京化学同人, 2014.
- Atkins, P.; Paula, J., “アトキンス物理化学(下) 第10版”, 東京化学同人, 2014.
- Atkins, P. et al., “シュライバー・アトキンス無機化学(上)第6版”, 東京化学同人, 2016.
- 福井康雄; 犬塚修一郎; 大西利和; 中井直正; 舞原俊憲; 水野亮, “星間物質と星形成 シリーズ現代の天文学 第6巻”, 日本評論社, 2008, 325p.
- 野本憲一; 定金晃三; 佐藤勝彦, “恒星 シリーズ現代の天文学 第7巻”, 日本評論社, 2009, 370p.

参考文献

- 佐伯梅友校注, “古今和歌集”, 岩波書店, 1981.
- 松下大三郎; 渡邊文雄編纂, “國歌大觀 歌集部”, 大日本図書, 1907
- 日栄社編集所編, “新・要説文語文法 四訂版”, 日栄社, 2005.
- 大野晋; 佐竹昭広; 前田金五郎編, “岩波 古語辞典 補訂版”, 岩波書店, 1974.
- Antoine de Saint-Exupery, “Le Petit Prince”, Reynal & Hitchcock, 1943.