

Estudio de la población relativa de los niveles de NII en nebulosas ionizadas

MIGUEL R. ALARCÓN¹

¹ *Máster en Astrofísica, Nebulosas Ionizadas.*
Universidad de La Laguna, 38205 La Laguna, Tenerife, España
email: alu0100952575@ull.edu.es

19 de abril de 2020

1. INTRODUCCIÓN

Las regiones H II son nubes de gas parcialmente ionizado en el que la formación estelar está teniendo lugar. Así, estas contienen información acerca de la composición inicial del gas que forma las estrellas que hoy vemos, lo que es fundamental para verificar las teorías acerca de la evolución química de las galaxias (Peimbert et al. 2017). Conociendo las poblaciones relativas de metales en el gas es posible establecer restricciones a los procesos de enriquecimiento y formación estelar, dado que estos elementos solo pueden ser producidos en los núcleos estelares antes de su liberación al medio interestelar. Las relaciones entre la metalicidad y otras magnitudes observables tiene importantes implicaciones en diferentes entornos. Por ejemplo, existen relaciones entre la metalicidad de galaxias activas y su masa y tasa de formación estelar o entre su distribución en galaxias espirales y la evolución de sus discos (Ellison et al. 2008; Khoperskov et al. 2018). El estudio de las abundancias en nebulosas planetarias y regiones H II resulta imprescindible para comprender los procesos de formación y evolución estelar, claves para la comprensión del universo observable (Pottasch & Bernard-Salas 2010).

Durante los procesos de formación, las estrellas masivas irradian luz en todas las longitudes de ondas, incluido UV y rayos X, que son capaces de arrancar electrones de los átomos que contienen las nubes de gas circundantes. Como consecuencia, los átomos del gas son excitados e ionizados, formando un plasma de electrones libres, protones e iones. Cuando los protones e iones recapturan los electrones del plasma, estos reemiten la radiación en forma de líneas espectrales, resultado de la desexcitación de un nivel a otro hasta alcanzar el estado fundamental (Pérez-Montero 2017). La temperatura de una nebulosa en estado estacionario se establece, así, a partir del equilibrio entre el calentamiento por fotoionización y el enfriamiento por recombinación y radiación. En el ca-

so de los metales, las líneas más brillantes en el rango óptico corresponden a procesos colisionales, transiciones *prohibidas* debido a su baja probabilidad originadas por la colisión inelástica de electrones e iones, que dominan el proceso de enfriamiento a bajas densidades.

El objetivo de esta práctica es estudiar la población de los niveles del ion N II en una nebulosa ionizada para distintos valores de las condiciones físicas. Para ello, se plantearán las ecuaciones de equilibrio estadístico entre procesos colisionales y radiativos y se obtendrá el ratio entre la intensidad de líneas en el visible para distintos valores de la densidad y temperatura electrónica. El código utilizado en esta práctica se puede encontrar en el repositorio github.com/miguelralarcon/Nebulosas-Ionizadas.

2. DESARROLLO TEÓRICO

Consideremos una transición entre dos niveles de un átomo o ion. La colisión de un electrón libre con energía superior a la diferencia entre niveles E_{12} provocará una excitación del nivel más bajo al más alto, mientras que la colisión con electrones de cualquier energía puede provocar la desexcitación del nivel más alto al bajo, sin emitir radiación en el proceso. Para caracterizar estas transiciones resulta útil introducir el ritmo de transición colisional¹, que para dos niveles i y j viene dado por:

$$q_{ij} = \frac{\beta}{\sqrt{T}} \frac{\Upsilon_{ij}}{g_i} \quad (1)$$

con

$$\beta = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^4}{km^3}} = 8.629 \times 10^{-6} \quad [cgs] \quad (2)$$

donde $g_i = 2J + 1$ es el peso estadístico y Υ_{ij} la fuerza de colisión promediada con la velocidad que, suponiendo

¹ Para ver un desarrollo con más detalle se recomienda acudir a Osterbrock (1989).

Tabla 1: Datos atómicos de las transiciones de los primeros 5 niveles del ion N II.

i	j	g_i	g_j	Transición	λ (Å)	A (s^{-1})	Ω (5000K)	Ω (10000K)	Ω (15000K)	Ω (20000K)
3P_1	3P_0	3	1	$^3P_1 - ^3P_0$	2052800	2.083×10^{-6}	0.3591	0.38	0.3888	0.395
3P_2	3P_0	5	1	$^3P_2 - ^3P_0$	764300	1.12×10^{-12}	0.1435	0.188	0.2219	0.246
3P_2	3P_1	5	3	$^3P_2 - ^3P_1$	1217700	7.42×10^{-6}	1.3731	1.45	1.4734	1.49
1D_2	3P_0	5	1	$^3D_2 - ^3P_0$	6527.2	5.253×10^{-7}	0.2788	0.286	0.2889	0.291
1D_2	3P_1	5	3	$^3D_2 - ^3P_1$	6548.1	9.851×10^{-4}	0.7517	0.76	0.7711	0.779
1D_2	3P_2	5	5	$^3D_2 - ^3P_2$	6583.5	2.914×10^{-3}	1.4455	1.46	1.4834	1.5
1S_0	3P_0	1	1	$^1S_0 - ^3P_0$	3058.3	0	0.0335	0.0333	0.0339	0.0343
1S_0	3P_1	1	1	$^1S_0 - ^3P_1$	3062.8	3.185×10^{-2}	0.0936	0.0996	0.1028	0.105
1S_0	3P_2	1	5	$^1S_0 - ^3P_2$	3070.6	1.547×10^{-4}	0.1632	0.172	0.1773	0.181
1S_0	3D_2	1	5	$^1S_0 - ^3D_2$	5754.6	1.136	0.3894	0.522	0.5729	0.609

NOTA—Datos de longitud de onda λ y probabilidades de transición A tomados de [Froese Fischer & Tachiev \(2004\)](#); fuerzas de colisión Ω tomadas de [Tayal \(2011\)](#).

que sigue una distribución de Maxwell, viene dada por:

$$\Upsilon_{ij} = \int_{E_0}^{\infty} \Omega_{ij}(E) e^{-E/kT} d\left(\frac{E}{kT}\right) \quad (3)$$

con k la constante de Boltzmann y T la temperatura. La fuerza de colisión Ω_{ij} se calcula a partir de desarrollos mecanocuánticos y, en esta práctica, es un parámetro conocido, que se presenta, para varias temperaturas, en la Tabla 1. Para muchos iones, en el rango de energía que se va a considerar en esta práctica, el parámetro Ω_{ij} es aproximadamente constante y simétrico. Así, la expresión (3) queda de la forma:

$$\Upsilon_{ij} = \Omega_{ij}(E) e^{-E_0/kT} \quad (4)$$

Teniendo en cuenta que, como se ha dicho, para el caso de la excitación $E_0 = E_{12}$ y para la desexcitación $E_0 = 0$, la expresión (1) para ambas transiciones de un nivel inferior 1 a uno superior 2 queda como:

$$q_{21} = \frac{\beta}{\sqrt{T}} \frac{\Omega_{21}}{g_2} \quad q_{12} = \frac{\beta}{\sqrt{T}} \frac{\Omega_{12}}{g_1} e^{-E_{12}/kT} \quad (5)$$

A la hora de establecer el equilibrio estadístico, es necesario tener en cuenta tanto las colisiones que pueblan y despueblan los niveles como las transiciones radiativas entre ellos. Para el átomo de N II se considerarán solamente los 5 primeros niveles, cuyas poblaciones satisfacen las ecuaciones de equilibrio:

$$\sum_{j \neq i} n_j n_e q_{ji} + \sum_{j > i} n_j A_{ji} = \sum_{j \neq i} n_i n_e q_{ij} + \sum_{j < i} n_i A_{ij} \quad (6)$$

donde n_e es la densidad electrónica y A_{ij} la probabilidad de transición del nivel i al j , que se muestra también en la Tabla 1, donde se considerará que $A_{ij} = A_{ji}$. Para hallar las poblaciones relativas de cada uno de los niveles,

incluimos la normalización:

$$\sum_j n_j = n \quad (7)$$

con $n = 1$ la densidad total de los niveles considerados.

Nótese que si bien los términos colisionales dependen de la densidad n_e , no ocurre lo mismo para los radiativos. Así, existe una densidad crítica a partir de la cual los primeros tienen igual o más relevancia que los segundos. Para un nivel i , esta densidad viene dada por:

$$n_c(i) = \sum_{j < i} A_{ij} / \sum_{j \neq i} q_{ij} \quad (8)$$

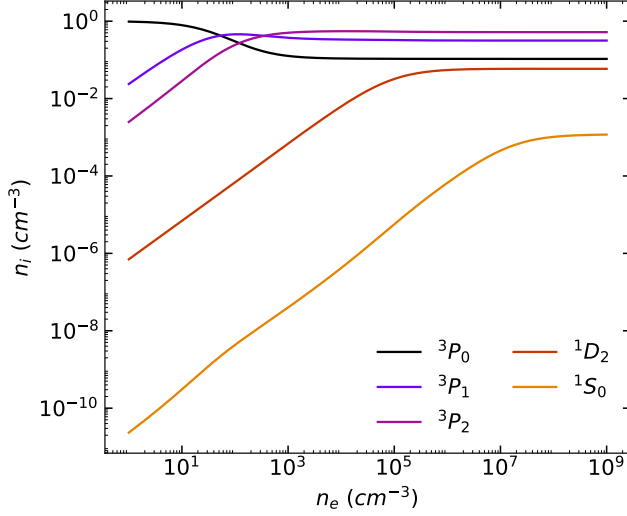
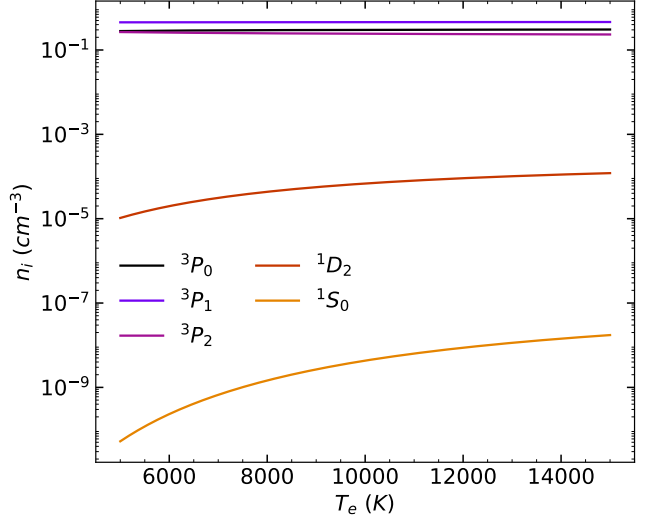
Como se dijo en la introducción, los diferentes procesos de transición entre los niveles se manifiestan observacionalmente en forma de líneas de emisión. Así, conocidas las poblaciones relativas a una densidad y temperatura dada, es posible calcular el coeficiente de emisión de una línea a partir del número de transiciones radiativas ([Osterbrock 1989](#)) de la forma:

$$j_{ij} = \frac{h\nu_{ij}}{4\pi} n_i A_{ij} \quad (9)$$

con h la constante de Planck y ν_{ij} la frecuencia asociada a la transición del nivel i al j .

3. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

En primer lugar, veamos a partir de qué densidad es más probable que las transiciones colisionales ocasionen desexcitación de niveles sin transiciones radiativas. Para ello, calculamos la densidad crítica a partir de la eq. (8), donde tomamos la probabilidad de transición de la Tabla 1 y el ritmo de transición colisional de las eq. (5).

(a) Temperatura electrónica fija en $T_e = 10000$ K.(b) Densidad electrónica fija en $n_e = 100$ cm^{-3} .**Figura 1:** Poblaciones relativas de los 5 primeros niveles de N II para una nebulosa ionizada a temperatura (izquierda) y densidad electrónica (derecha) fijas.

Como solamente se están considerando desexcitaciones, la densidad crítica se ha calculado para todos los niveles menos para el fundamental 3P_0 , que, a una temperatura electrónica de 10000 K es:

$$\begin{aligned} n_c(^3P_1) &= 38.11 \text{ cm}^{-3} \\ n_c(^3P_2) &= 238.4 \text{ cm}^{-3} \\ n_c(^1P_2) &= 8.865 \times 10^4 \text{ cm}^{-3} \\ n_c(^1S_0) &= 1.637 \times 10^7 \text{ cm}^{-3} \end{aligned}$$

Para comprender las implicaciones de estos resultados es necesario calcular las poblaciones relativas de los distintos niveles. Para ello se resuelve el sistema formado por 4 de las 5 eqs. (6) y la eq. (7) para distintos valores de la densidad y temperatura electrónica, manteniendo la temperatura a 10000 K y la densidad a 100 cm^{-3} respectivamente. Las poblaciones relativas se muestran en la Fig. 1. Respecto a la dependencia con la densidad electrónica, en la Fig. 1a) pueden distinguirse dos regímenes: para valores inferiores a la densidad crítica calculada previamente, las poblaciones de los niveles son fuertemente dependientes de la densidad, dado que son los términos colisionales los que dominan en la eq. (6). A medida que aumenta la densidad a partir del valor crítico, son los términos radiativos los dominantes en esta expresión, que al no depender de la densidad electrónica se muestra en la figura como una constante. Véase que son los niveles de menor energía los más poblados, aspecto que también se aprecia en la Fig. 2. En esta, la dependencia de las poblaciones con la temperatura es diferente para cada nivel: en los niveles P no existe casi dependencia mientras que para el 1D_2 y 1S_0 sí, aunque

mucho más suave que para el caso de la densidad. Esto se debe a que el cálculo de las poblaciones se ha hecho para una densidad electrónica de 100 cm^{-3} , cercana a la densidad crítica para los niveles P pero mucho menor para los 1D_2 y 1S_0 . Así, los términos colisionales son los que dominan en estos últimos niveles, cuya dependencia con la temperatura va con el inverso de su raíz –ver (5)–. En conclusión, los niveles más energéticos se pueblan al aumentar la densidad y la temperatura de la nebulosa siempre que la densidad sea menor que la crítica.

Por último, se ha utilizado la expresión del coeficiente de emisión (9) para calcular el ratio entre las líneas de emisión de longitudes de onda a 6548 Å, 6583 Å y 5755 Å, correspondientes a las transiciones $^3D_2 - ^3P_1$, $^3D_2 - ^3P_2$ y $^1S_0 - ^1D_2$ respectivamente. En el límite de baja densidad podemos suponer que la contribución de las desexcitaciones colisionales es muy baja, de forma que el ratio entre la intensidad de emisión de cada línea se puede aproximar –ver Osterbrock (1989)– por:

$$\frac{j_{6548} + j_{6583}}{j_{5755}} = \frac{8.23e^{2.5 \times 10^4/T_e}}{1 + 4.4 \times 10^{-3}n_e/\sqrt{T}} \quad (10)$$

donde los números son el resultado de una combinación de las fuerzas colisionales, probabilidad de transición, ritmos de transición colisionales y frecuencia de la emisión². Este ratio se ha calculado para densidades de 100,

² La expresión (10) se ha extraído directamente del Osterbrock (1989), por lo que los valores pueden diferir, aunque muy ligeramente, de los tomados en la Tabla 1.

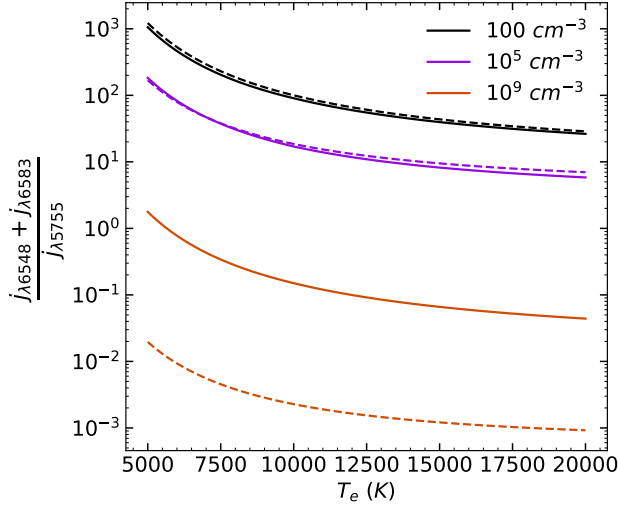


Figura 2: Ratios de las líneas de emisión en el visible frente a la temperatura para distintas densidades electrónicas, calculadas a partir de la resolución de las ecuaciones de equilibrio (línea continua) y de la aproximación para bajas densidades (línea discontinua).

10^5 y 10^9 cm^{-3} mediante las poblaciones obtenidas a partir de las ecuaciones de equilibrio y esta expresión y se muestran en la Fig. 2.

Véase cómo la emisión de fotones correspondientes a la desexcitación del nivel 1D_2 es mayor que el del 1S_0 para densidades menores, debido a que el primero está mucho más poblado, como se discutió anteriormente y se aprecia en la Fig. 1. Para estos casos la aproximación es válida, pues estamos en el límite de bajas densidades. Para una densidad alta, como la de 10^9 cm^{-3} , véase que el ratio entre líneas es, para la mayor parte de temperaturas, menor que la unidad, por lo que la emisión de fotones en la desexcitación del nivel 1S_0 ocurre con más frecuencia que la de 1D_2 . Además, véase cómo la aproximación dada por la eq. (10) deja de ser válida en el límite de altas densidades, cuando las desexcitaciones colisionales deben tenerse en cuenta.

4. CONCLUSIÓN

En esta práctica se ha estudiado la dependencia de las poblaciones relativas de los 5 primeros niveles de N II con la densidad y temperatura electrónica en la nebulosa. Los límites a baja y alta densidad han sido discutidos, valorando la contribución de cada uno de los términos de la ecuación de equilibrio estadístico y distinguiendo su comportamiento para distintos valores de las condiciones físicas. Además, se ha explorado la relación entre las poblaciones relativas y la intensidad de las líneas de emisión en el visible, aspecto clave para poder relacionar los modelos teóricos de nebulosas ionizadas con los datos observacionales obtenidas de ellas.

REFERENCIAS

- Ellison, S. L., Patton, D. R., Simard, L., & McConnachie, A. W. 2008, *ApJL*, **672**, L107
- Froese Fischer, C. & Tachiev, G. 2004, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **87**, 1
- Khoperskov, S., Di Matteo, P., Haywood, M., & Combes, F. 2018, *A&A*, **611**, L2
- Osterbrock, D. E. 1989, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*
- Peimbert, M., Peimbert, A., & Delgado-Inglada, G. 2017, *PASP*, **129**, 082001
- Pérez-Montero, E. 2017, *PASP*, **129**, 043001
- Pottasch, S. R. & Bernard-Salas, J. 2010, *A&A*, **517**, A95
- Tayal, S. S. 2011, *ApJS*, **195**, 12