

2

Equilibrio Térmico

En este capítulo estudiamos los procesos que contribuyen al calentamiento y al enfriamiento de la nebulosa, y cómo en el balance entre las ganancias y las pérdidas de energía se establece un equilibrio térmico en el que podemos definir una temperatura electrónica.

2.1 Introducción

A medida que se establece el equilibrio de ionización en una nebulosa, el plasma se calienta y se enfría a través de los varios procesos atómicos involucrados en este equilibrio. Y más aún, se alcanza un equilibrio entre los procesos que contribuyen al calentamiento neto y los que contribuyen al enfriamiento por radiación, lo cual permite definir una temperatura para el plasma. A lo largo de este capítulo vamos a desglosar los fundamentos de estos intercambios energéticos, con el fin de establecer la ecuación de equilibrio térmico

$$\text{Ganancias(fotoionización)} = \text{Pérdidas(recombinación)} - \text{Pérdidas(radiación)}$$

2.2 Calentamiento por fotoionización

Supongamos una nebulosa que sólo contiene hidrógeno. En cada evento de ionización se emite un fotoelectrón con una energía cinética inicial igual a la diferencia entre la energía del fotón incidente y el potencial de ionización del átomo. Así, la ganancia bruta total de energía en el plasma resulta de integrar estas ganancias a lo largo de todo el espectro de energía de la radiación ionizante,

$$G(H) = n_{H^0} \int_{\nu_1}^{\infty} \frac{4\pi J_{\nu}}{h\nu} h(\nu - \nu_1) a_{\nu}(H^0) d\nu \quad (2.1)$$

Para una nebulosa en equilibrio de fotoionización, podemos substituir n_{H^0} por su expresión en la ecuación 1.1 y, arreglando un poco los términos, obtenemos

$$G(H) = n_{H^+} n_e \alpha_A(H^0, T) \frac{\int_{\nu_1}^{\infty} \frac{J_{\nu}}{h\nu} h(\nu - \nu_1) a_{\nu}(H^0) d\nu}{\int_{\nu_1}^{\infty} \frac{J_{\nu}}{h\nu} a_{\nu}(H^0) d\nu} \quad (2.2)$$

La fracción en esta ecuación 2.2 es simplemente una media pesada, donde el exceso de energía de cada fotoelectrón, $h(\nu - \nu_1)$, es la magnitud en consideración, mientras que el peso es el número de fotoionizaciones por unidad de tiempo. Por lo tanto, esta fracción representa la energía cinética media que se aporta en cada fotoionización. Al multiplicar por el número total de ionizaciones por unidad de volumen y de tiempo (que en esta expresión está explicitado por el número de recombinaciones por unidad de volumen y de tiempo), se obtiene la energía total ganada por este proceso. Nótese que la fracción en 2.2 *no* depende de la intensidad del campo de radiación, sino sólo de su *forma*.

Para obtener una idea intuitiva de cómo se modifica el calentamiento de la nebulosa con la distancia a la fuente central, conviene hacer el siguiente ejercicio. Dado que la fracción en cuestión es una energía cinética media, se la puede igualar formalmente a una temperatura y escribir

$$G(H) \equiv n_{H^+} n_e \alpha_A(H^0, T) \frac{3}{2} kT_i, \quad (2.3)$$

donde T_i representa la temperatura que caracteriza a esta distribución inicial de energías cinéticas inmediatamente después de la fotoionización. Insistimos en que esta expresión es cierta sólo formalmente, ya que en ningún momento existe en la nebulosa esta distribución de energía cinética. De hecho, esta distribución no ocurre, dado que las fotoionizaciones se suceden en una escala de tiempo muy larga, comparada con la que tarda en establecerse la distribución de Maxwell-Boltzmann mediante colisiones elásticas de los fotoelectrones.

En la Figura 2.1 se representa T_i en función del espesor óptico. Se muestra el resultado para distintos valores de la temperatura efectiva de la estrella, tomando la distribución espectral de energía de los modelos de Kurucz. Para una estrella determinada, T_i aumenta con el espesor óptico. Esto refleja la fuerte dependencia de la sección eficaz de absorción con la frecuencia. Así, la radiación próxima a la energía umbral se absorbe más cerca de la estrella, mientras que

FIGURA 2.1— Energía media inicial de la distribución de los fotoelectrones como función de la distancia a la estrella y de la temperatura efectiva de la misma.

los fotones más energéticos penetran profundamente en la nebulosa y, cuando finalmente son atrapados, le ceden una mayor energía cinética al fotoelectrón.

La fotoionización del hidrógeno constituye la principal fuente de transferencia de la energía estelar al medio circundante. La contribución por fotoionización de otros elementos, con excepción del helio, es insignificante dada su baja abundancia en el medio interestelar. Como veremos más adelante (REF. Caps. 6 y 7), existen otros mecanismos igualmente importantes que tomaremos en cuenta cuando consideremos la hidrodinámica de las nebulosas difusas. Veamos a continuación cuáles son los procesos principales que contribuyen a las pérdidas radiativas y, por tanto, al enfriamiento de la nebulosa.

2.3 Enfriamiento por recombinación

El proceso inverso a la ganancia de energía por fotoionización es la pérdida de energía por recombinación. Efectivamente, cuando un electrón se recombina, el plasma pierde una cantidad de energía igual a su energía cinética. Esta energía escapa de la nebulosa en forma de radiación. Si sumamos para todas las recombinaciones a todos los niveles nl , en un elemento de volumen, tenemos

$$P_{rec}(H) = n_e n_{H^+} \frac{\sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{n-1} \int_0^{\infty} v \sigma_{nl} \frac{1}{2} m v^2 f(v) dv}{kT}, \quad (2.4)$$

donde, dada la definición de coeficiente de recombinación (ecuación 1.6), la

fracción es un coeficiente de recombinación medio, pesado con la energía cinética del electrón que se recombina; lo denominamos β_{nl} . Por lo tanto, la sumatoria doble en nl es el coeficiente de recombinación a todos los niveles, pesado con la energía cinética del electrón que se recombina; lo llamamos β_A . Así, las pérdidas por recombinación están dadas por

$$P_{rec}(H) = n_e n_{H^+} kT \beta_A(H^0, T). \quad (2.5)$$

Conviene recordar que la sección eficaz de recombinación a un nivel nl , σ_{nl} es inversamente proporcional al cuadrado de la velocidad. Esto implica que existe un sesgo en la recombinación, de manera que *los electrones de menor energía cinética se recombinan preferentemente*. Si sólo existieran estos dos mecanismos para establecer el equilibrio térmico en la nebulosa, tendríamos que igualar

$$G(H) = P_{rec}(H), \quad (2.6)$$

y la solución de equilibrio del plasma implicaría una temperatura $T > T_i$, debido al calentamiento neto ocasionado por la recombinación sesgada de electrones lentos.

Teniendo en cuenta el campo de radiación difusa, y bajo la aproximación de absorción local, el efecto neto es que las recombinaciones directas al nivel fundamental se cancelan con las ionizaciones desde ese mismo nivel. Las expresiones para la ganancia y para la pérdida de energía por ionización y recombinación quedan,

$$G^{AL}(H) = n_{H^+} n_e \alpha_B(H^0, T) \frac{\int_{\nu_1}^{\infty} \frac{J_{\nu^*}}{h\nu} h(\nu - \nu_1) a_{\nu}(H^0) d\nu}{\int_{\nu_1}^{\infty} \frac{J_{\nu^*}}{h\nu} a_{\nu}(H^0) d\nu} \quad (2.7)$$

$$P_{rec}^{AL}(H) = n_e n_{H^+} kT \beta_B(H^0, T) \quad (2.8)$$

La presencia de He, en una primera aproximación, implica sumar las ganancias y las pérdidas correspondientes a las del H,

$$G = G(H) + G(He) \quad (2.9)$$

$$P_{rec} = P_{rec}(H) + P_{rec}(He) \quad (2.10)$$

donde

$$G(H) = \text{rehacer bien esta y la siguiente en funcion de 3.24 y 3.25.} \quad (2.11)$$

FIGURA 2.2— Espectro de la región HII gigante NGC 2363, la más brillante en la galaxia irregular NGC 2636 del Grupo Local.

$$G(He) = n_{He^+} n_e \alpha_A(He^0, T) \frac{\int_{\nu_2}^{\infty} \frac{J_{\nu}}{h\nu} h(\nu - \nu_2) a_{\nu}(He^0) d\nu}{\int_{\nu_2}^{\infty} \frac{J_{\nu}}{h\nu} a_{\nu}(He^0) d\nu} \quad (2.12)$$

$$P_{rec}(He) = n_e n_{He^+} kT \beta_A(He^0, T) \quad (2.13)$$

Nótese que tanto G como P_{rec} son directamente *proporcionales a la abundancia* del elemento en consideración. La contribución a estos dos mecanismos por parte de elementos químicos más pesados es despreciable, ya que sus abundancias son tres o más órdenes de magnitud menores.

2.4 Enfriamiento radiativo desde niveles excitados por colisiones en iones metálicos

En la figura 2.2 se muestra el espectro de una región HII ionizada por un cúmulo joven y masivo de estrellas calientes. Como el de cualquier nebulosa ionizada, en este espectro predominan las líneas de emisión producidas en la recombinación del H y del He y otras líneas de elementos químicos mucho menos abundantes, en diferentes estados de ionización. Así, podemos identificar transiciones que corresponden a desexcitaciones radiativas de los niveles inferiores de los iones metálicos más comunes, como O^+ , O^{++} , S^+ , S^{++} , N^+ , etc. Cabe preguntarse, ¿cómo es posible que, siendo estos iones metálicos tan poco abundantes con respecto al H, sean, sin embargo, los responsables de una fracción importante

(a menudo de la mayoría) de las pérdidas energéticas de la nebulosa? Al fin y al cabo estos átomos más pesados sólo se encuentran como trazas del H, en proporciones relativas menores o mucho menores que 10^{-4} . La respuesta a esta pregunta resulta de una coincidencia. En la estructura atómica de estos iones metálicos, los niveles más bajos de energía presentan un potencial de excitación (unos pocos eV) del orden de la energía cinética media del plasma electrónico, a la temperatura típica de las nebulosas ionizadas ($\sim 10^4$ K). Por tanto, sus bajas abundancias iónicas se ven compensadas por la gran disponibilidad de electrones con la energía adecuada para producir la excitación.

La desexcitación de estos niveles puede ocurrir por colisiones o radiativamente. Si la desexcitación ocurre por colisión con un electrón, entonces no tiene un efecto neto sobre la nebulosa. Mientras que si ocurre radiativamente, el fotón emitido escapa de la nebulosa, con lo que contribuye al enfriamiento de la misma. La razón es que estos niveles excitados tienen, en su mayoría, la misma configuración electrónica que el estado fundamental, por lo que su desexcitación radiativa está prohibida mediante una transición dipolar eléctrica. Esta ocurre mediante una transición dipolar magnética o una cuadrupolar eléctrica, que son menos probables. Aunque algunas de estas transiciones radiativas sean resonancias, al no tratarse de un proceso dipolar eléctrico, la probabilidad de que este fotón excite a un ión es muy baja, lo que le permite escapar de la nebulosa. En algunas estrellas estos fotones pueden absorberse para excitar radiativamente al ión correspondiente, pero este proceso no llega a ocurrir en una nebulosa.

Para calcular el enfriamiento debido a las desexcitaciones radiativas de estos niveles, han de plantearse y resolverse las ecuaciones del equilibrio entre población y la despoblación para cada nivel.

Esta minipágina contiene un cuadro marginal explicando las expresiones de los coeficientes de de/excitación por colisión, la fuerza de colisión, etc.

·
·
·
·

$$C_{ij} = C_{ji} \frac{\omega_2}{\omega_1} e^{\frac{\epsilon_{12}}{kT_e}} \quad (2.14)$$

Supongamos un ión con una estructura de dos niveles (Figura 2.3), donde sólo uno tiene energía de excitación accesible por colisiones (nivel 2) por encima del nivel fundamental (nivel 1). Si los dos niveles tienen la misma configuración

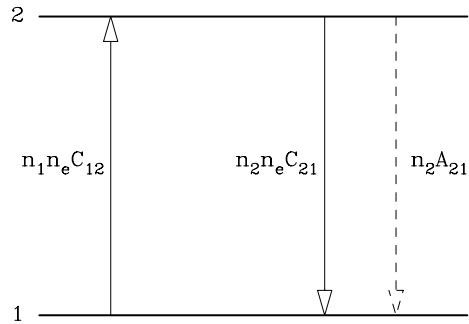


FIGURA 2.3— Procesos de excitación colisional y desexcitación radiativa y colisional en un ión de dos niveles.

electrónica, entonces la única manera de poblar el nivel 2 es mediante colisiones desde el nivel 1; mientras que podemos despoplarlo mediante colisiones o radiativamente. La ecuación de equilibrio entre la población y la despoblación del nivel 2 es

$$n_1 n_e C_{12} = n_2 n_e C_{21} + n_2 A_{21} \quad (2.15)$$

donde n_1 (n_2) es la densidad del ión en el nivel 1 (2), n_e la densidad de electrones, C_{12} (C_{21}) el coeficiente de transición por colisión desde el estado 1 al 2 (2 al 1; ver el recuadro adjunto), y A_{21} el coeficiente de Einstein para la desexcitación radiativa desde el nivel 2 al 1. Despejando el cociente de las poblaciones y reordenando algunos términos,

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{n_e C_{12}}{A_{21}} \frac{1}{1 + \frac{n_e C_{21}}{A_{21}}} \quad (2.16)$$

Esta ecuación se complementa con una ecuación de cierre, ya que $n_1 + n_2$ ha de ser la abundancia del ión, que se conoce como función de la distancia a la estrella de la resolución previa del equilibrio de fotoionización. Las pérdidas energéticas de la nebulosa debidas a la desexcitación radiativa del nivel 2 de este ión son

$$P_c = n_2 A_{21} h\nu_{21} = n_1 n_e C_{12} h\nu_{21} \frac{1}{1 + \frac{n_e C_{21}}{A_{21}}} \quad (2.17)$$

donde la energía radiada es el producto de la energía de cada transición, $h\nu_{21}$, multiplicada por la probabilidad de que ésta ocurra radiativamente, A_{21} , y por la población del nivel excitado, n_2 . La expresión final 2.17 está en función de la población del nivel fundamental, n_1 , y del cociente entre las probabilidades de que el nivel 2 se desexcite por colisional o radiativamente. Nótese que, a baja densidad, $P_c = n_1 n_e C_{12} h\nu_{21}$ implica que todas las excitaciones contribuyen al enfriamiento y éste depende del valor específico de n_e . En el límite de alta densidad, $P_c = n_1 \frac{\omega_2}{\omega_1} \exp\left(\frac{\varepsilon_{12}}{kT_e}\right) A_{21} h\nu_{21}$, donde ω_1 y ω_2 son los pesos estadísticos de los niveles, ε_{12} es la diferencia de energía entre los mismos, k la constante de Boltzmann, y T_e la temperatura electrónica del plasma de electrones. En este caso P_c es independiente de la densidad electrónica, ya que ahora la relación entre las poblaciones viene dada por la ecuación de Boltzmann.

Muchos de los iones metálicos más comunes presentes en el espectro de una nebulosa ionizada tienen cinco niveles de energía más baja accesibles mediante excitación colisional. Para un ión dado, estos niveles tienen todos la misma configuración electrónica (p^2 , p^3 o p^4) del estado fundamental. En la Figura 2.4 se representan los diagramas de Grotrian y una versión esquematizada del diagrama de niveles para dos de los iones más representativos¹. En general, en un ión con varios niveles, el nivel i se puebla por colisiones desde los otros niveles $j \neq i$, y radiativamente desde los superiores, $j > i$, mientras que se despuebla por colisiones a todos los otros niveles, $j \neq i$, y radiativamente a los inferiores, $j < i$. Podemos escribir la ecuación de equilibrio de la población para el nivel i como,

$$\sum_{j \neq i} n_j n_e C_{ji} + \sum_{j > i} n_j A_{ji} = n_i \left(\sum_{j \neq i} n_e C_{ij} + \sum_{j < i} A_{ij} \right) \quad (2.18)$$

Esta serie de ecuaciones (tantas como niveles se consideren; cinco para los casos más comunes) con el mismo número de incógnitas (las poblaciones de estos niveles), se complementa con la ecuación de cierre, que nos dice que la suma de las poblaciones de estos niveles es igual a la abundancia del ión, X^{+l} , considerado,

$$\sum_i n_i = n(X^{+l}) \quad (2.19)$$

¹Una fuente de diagramas de Grotrian de interés en Astrofísica se puede encontrar en <http://spider.ipac.caltech.edu/staff/rosalie/grotrian.html>

2.4. Enfriamiento radiativo desde niveles excitados por colisiones en iones metálicos 29

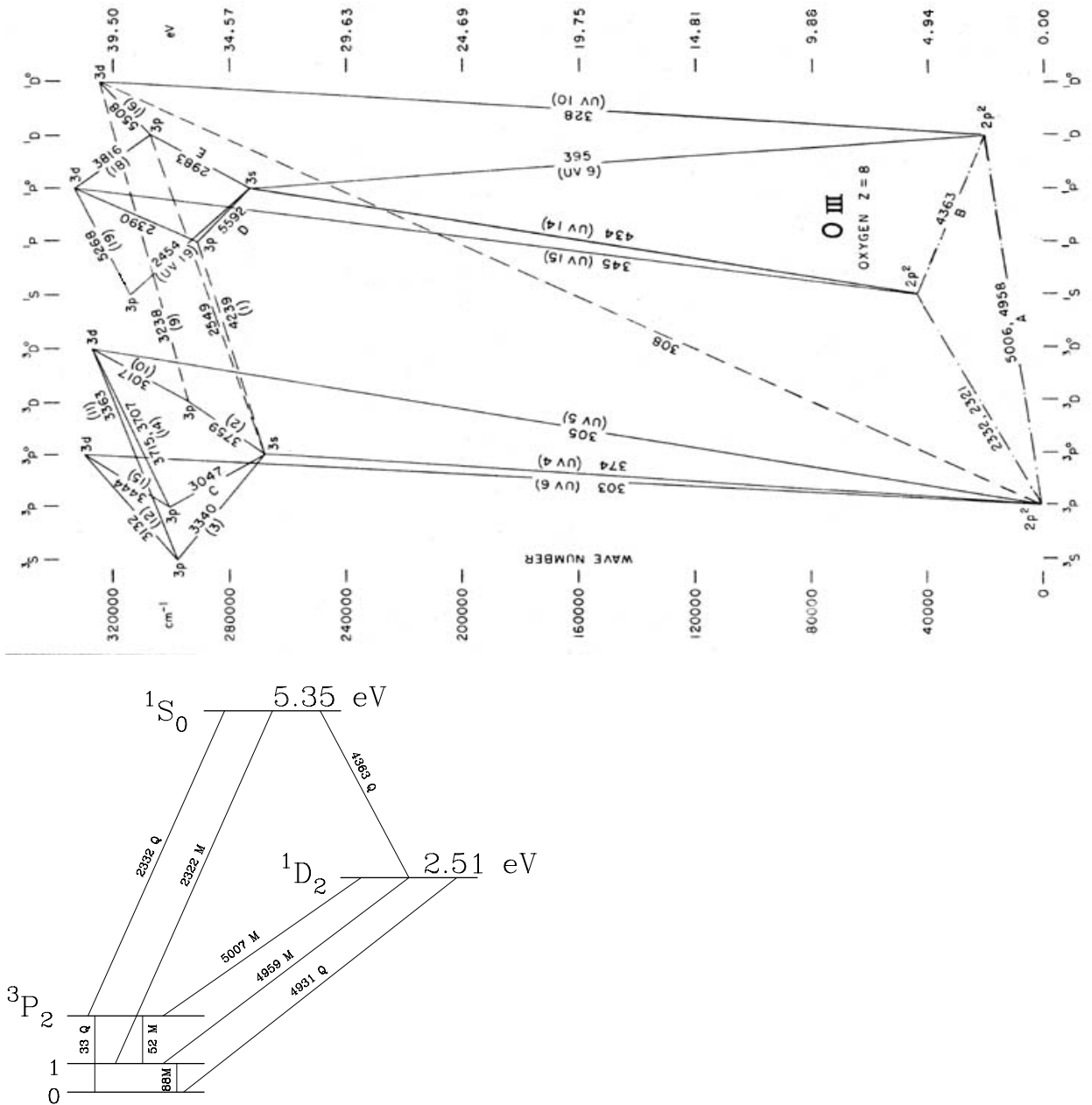


FIGURA 2.4— Diagrama de Grotrian y esquema simplificado para los cinco niveles menos energéticos del O⁺⁺ y del S⁺.

Una vez resuelto este sistema lineal de ecuaciones y conocidas las poblaciones n_i , pueden calcularse las pérdidas energéticas debidas a este mecanismo. Sumando todas las desexcitaciones radiativas desde cada nivel i

$$P_c = \sum_i n_i \sum_{j<i} A_{ij} h\nu_{ij} \quad (2.20)$$

La ecuación 2.20 expresa las pérdidas radiativas de la nebulosa debido a este mecanismo para un ión $n(X^{+l})$ desde todos los niveles i accesibles a ser excitados por colisiones. Esta ecuación hay que plantearla para cada uno de los elementos químicos en cada uno de sus estados de ionización. Estos son conocidos porque se supone que con anterioridad hemos resuelto las correspondientes ecuaciones de la estructura de fotoionización.

2.4.1

Dado que hay dos mecanismos que pugnan por la despoblación de un nivel i , colisiones con probabilidad $n_e \sum_{j \neq i} C_{ij}$, y desexcitación radiativamente con probabilidad $\sum_{j<i} A_{ij}$, se define la densidad crítica para un nivel como aquella densidad electrónica a la que se igualan estas dos probabilidades de despoblación

$$n_c(i) = \frac{\sum_{j<i} A_{ij}}{\sum_{j \neq i} C_{ij}} \quad (2.21)$$

La densidad crítica para un nivel depende de la temperatura electrónica a través de C_{ij} . En el límite de baja densidad, $n_e \ll n_c$, todas las desexcitaciones del nivel son radiativas y cada excitación colisional contribuye al enfriamiento. Por el contrario, en el límite de alta densidad, $n_e \gg n_c$, la población de cada nivel alcanza un valor constante (dado por la ecuación de Boltzmann) y la contribución de este ión al enfriamiento, dada por la ecuación 2.20, se hace independiente de la densidad.

Las poblaciones de los niveles que resultan del sistema de ecuaciones 2.18 dependen explícitamente de la densidad electrónica e implícitamente de la temperatura electrónica a través de C_{ij} . Esto sugiere la idea de que, bajo ciertas condiciones, sea posible usar las poblaciones relativas de los distintos niveles excitados de un ión como diagnósticos de la densidad o de la temperatura electrónicas.

Continuar con estos comentarios sobre energías relativas, dependencias con T_e , N_e , etc. Incluyendo la dependencia del enfriamiento con las abundancias químicas.

2.5 Enfriamiento radiativo desde niveles del H excitados por colisiones

El hidrógeno, aunque es el elemento más abundante, presenta su primer nivel excitado a 10.2 eV del nivel fundamental. Este es difícilmente accesible por colisiones con electrones a las temperaturas electrónicas típicas de las nebulosas ionizadas, lo cual elimina la coincidencia que ocurre en el caso de los iones metálicos. Sin embargo, algunos electrones, en la cola de alta energía de la distribución de Maxwell, son capaces de excitar el hidrógeno.

La excitación por colisión a $n = 2$ puede ocurrir al nivel 2^2S , que seguidamente se desexcitará vía emisión de dos fotones, o al nivel 2^2P que se desexcitará vía emisión de un fotón $Ly\alpha$. En la Tabla 2.1 se muestran los valores de los coeficientes de excitación colisional en función de la temperatura electrónica de la nebulosa. Por comparación, también se muestran los valores para dos de los niveles excitados principales de un ión típico responsable de una fracción importante del enfriamiento de la nebulosa, el O^{++} . En el caso de baja densidad, las desexcitaciones son radiativas, y podemos comparar el enfriamiento debido a la excitación de los dos iones, es decir,

$$P_c(H) = n_e n_{H^0} C_{12}, \quad (2.22)$$

con

$$P_c(O^{++}) = n_e n_{O^{++}} C_{ij}. \quad (2.23)$$

Nótese que $n_{O^{++}} \sim 10^{-4} n_{H^0}$, mientras que $C_{12}(H^0) < C_{ij}(O^{++})$. Así a bajas temperaturas el ritmo de excitación colisional del H^0 es despreciable con respecto al del O^{++} , mientras que a temperaturas cercanas a 20×10^3 K ambos procesos son comparables (véase Tabla 2.1).

En resumen, el enfriamiento de la nebulosa causado por la excitación colisional del hidrógeno será importante cuando la temperatura electrónica de la misma sea elevada. Estas temperaturas electrónicas tan altas se pueden alcanzar en regiones de formación estelar con abundancias químicas muy bajas (menores que 0.1 solar), como por ejemplo en la galaxia IZw18, o en regiones externas de nebulosas ionizadas por fuentes de radiación muy energética, como por ejemplo en galaxias con características espectrales de Wolf-Rayet.

Intentar hacerlo en una figura de forma continua en función de T_e .

2.6 Enfriamiento por radiación libre-libre

La radiación de frenado (bremsstrahlung) ocurre en la interacción de un electrón con un ión, en la forma

TABLA 2.1— Coeficientes y ritmos de excitación colisional para el nivel $n = 2$ del H, comparados con los niveles 1D_2 y 1S_0 del O^{++} .

T (10^3 K)	$C_{1^2S \rightarrow 2^2S}$	$C_{1^2S \rightarrow 2^2P}$	$C_{3P \rightarrow 1D_2}$	$C_{3P \rightarrow 1S_0}$
6	4.2×10^{-17}	7×10^{-17}		
10	9.4×10^{-14}	16×10^{-14}		
20	2.5×10^{-11}	5×10^{-11}		

$$\text{i3n} + e^- \rightarrow \text{i3n} + e^- + h\nu \quad (2.24)$$

Esta interacci3n se considera una transici3n at3mica en la que el electr3n est3 libre antes y despu3s de la misma, una transici3n libre-libre. A diferencia de las transiciones ligado-libre, en las libre-libre no existe una energ3a umbral que haya que vencer para que ocurra la transici3n y, como los electrones tienen una distribuci3n de energ3a cin3tica dada por la funci3n de Maxwell-Boltzman, entonces el espectro emitido en estas interacciones es un continuo.

Para un electr3n con velocidad v y un i3n hidrogenoide, la secci3n eficaz de la interacci3n viene dada por

$$a_\nu^{e^-} \approx \frac{4\pi}{3\sqrt{3}} \frac{e^6}{hcm^2(4\pi\epsilon_0)^3} \frac{Z^2}{\nu^3 v} \quad (2.25)$$

donde h es la constante de Planck, c la velocidad de la luz, e la carga del electr3n, ϵ_0 la permeabilidad el3ctrica del vac3o, v la velocidad relativa entre el i3n y el electr3n, m la masa del i3n y Z su carga at3mica. Al integrar para toda la funci3n de distribuci3n de velocidades,

$$a_\nu \approx n_e \frac{16\pi^2}{3\sqrt{3}} \frac{Z^2 e^6}{(2\pi m)^{3/2} (4\pi\epsilon_0)^3 hc} \frac{\nu^{-3}}{(kT)^{1/2}} \quad (2.26)$$

Las p3rdidas debidas a la radiaci3n emitida en las interacciones libre-libre,

$$P_{ll} = 4\pi j_{ll} = 4\pi n_+ a_\nu B_\nu \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}\right) \quad (2.27)$$

donde B_ν es la funci3n de Planck, y n_+ la abundancia de los iones considerados, $n_+ = n_{H^+} + n_{He^+}$. Simplificando esta expresi3n y qued3ndonos s3lo con las dependencias funcionales, tenemos que las p3rdidas radiativas por este proceso dependen de

$$P_{ll} \propto Z^2 \frac{e^{-\frac{h\nu}{kT}}}{(kT)^{1/2}} n_e n_+ \quad (2.28)$$

es decir, son directamente proporcionales al cuadrado de la carga atómica y a la abundancia. Así la única contribución significativa viene de la interacción de los electrones con H^+ y He^+ . P_{ll} es también inversamente proporcional a la temperatura electrónica, lo cual es una consecuencia de que la sección eficaz de una interacción coulombiana sea inversamente proporcional al cuadrado de la velocidad relativa.

2.7 El equilibrio térmico

Habiendo revisado cuáles son los mecanismos principales que contribuyen al calentamiento y al enfriamiento de la nebulosa, podemos ahora resolver la ecuación de equilibrio y calcular la temperatura electrónica correspondiente,

$$G - P_{rec} = P_{ll} + P_c \quad (2.29)$$

El miembro de la izquierda indica la ganancia neta de energía debida a la fotoionización, es decir, la ganancia debida a la energía cinética de los fotoelectrones menos las pérdidas que de esta ocurren durante la recombinación. Recordemos que estos dos términos no son iguales ya que los electrones de energía cinética más baja se recombinan preferentemente, por lo que existe un calentamiento neto de la nebulosa debido a la fotoionización. El miembro de la derecha da las pérdidas radiativas debidas tanto a la radiación libre-libre como a la desexcitación radiativa de los niveles metálicos excitados por colisiones. Vamos a explorar un poco las dependencias de este equilibrio.

Supongamos una nebulosa sencilla, con una densidad uniforme de 100 cm^{-3} , y metalicidad solar.