TEXTOS DOCENTS

50

INTRODUCCIÓN A LA FÍSICA DEL MEDIO INTERESTELAR

Robert Estalella
Guillem Anglada

Departament d'Astronomia i Meteorologia

UNIVERSITAT DE BARCELONA

TEXTOS DOCENTS

50

INTRODUCCIÓN A LA FÍSICA DEL MEDIO INTERESTELAR

Robert Estalella
Guillem Anglada

Departament d'Astronomia i Meteorologia

Publicacions i Edicions

UNIVERSITAT DE BARCELONA

INTRODUCCION

Este texto de introducción al estudio de la física del medio interestelar pretende proporcionar al estudiante de astronomía una herramienta para su formación en un campo en continua evolución. La física del medio interestelar es un tema en el que la forma de trabajo ha cambiado radicalmente en los últimos 15 o 20 años, en gran parte gracias a los avances en las técnicas observacionales, principalmente en el dominio radio. Debido a su juventud, algunos aspectos del tema no están consolidados en forma de libros de texto que cubran a un nivel homogéneo los conocimientos actuales sobe el medio interestelar, prestando la atención adecuada a los tres componentes principales: gas atómico, ionizado y molecular. Este texto pretende cubrir esta laguna y ofrece de una manera comprensible material que muchas veces se encuentra disperso en libros, artículos de revisión o trabajos más especializados.

"Introducción a la física del medio interestelar" está pensado específicamente para cubrir las necesidades de una parte de la asignatura de "Astronomía galáctica" del plan de estudios de Física de la Universidad de Barcelona. Sin embargo, debido a la generalidad del contenido de la asignatura, puede ser de interés para cualquier asignatura de la especialidad de astronomía o astrofísica dentro de una licenciatura de Física o, en algunos casos, de un tercer ciclo en astronomía.

El punto de partida de este texto fue el material utilizado para una parte de la asignatura de "Radioastronomía" del plan de estudios actualmente extinguido de la Licenciatura de Física, que estaba dedicada al medio interestelar y que los autores impartieron durante bastantes años. Este material, que ha ido evolucionando a lo largo de los años, estaba inspirado inicialmente en fuentes muy diversas, entre las que cabe destacar los cursos dictados por L. F. Rodríguez y J. Cantó, del Instituto de Astronomía de la Universidad Nacional Autónoma de México, los apuntes de un curso de J. Moran, de la Universidad de Harvard, libros generales como el de K. Rholfs (1986), "Tools of Radio Astronomy", o libros clásicos sobre el medio interestelar como el de L. Spitzer (1978), "Physical Processes in the Interstellar Medium". En el capítulo de bibliografía se dan las referencias completas de estos y otros libros útiles sobre el medio interestelar.

Este texto está organizado en capítulos que cubren aspectos distintos de la física del medio interestelar. El primer capítulo está dedicado a procesos radiativos, a modo de recordatorio y para introducir la notación que es utilizada a lo largo de todo el texto. Se ha puesto especial cuidado en utilizar una notación coherente a lo largo de todos los capítulos. La notación que se encuentra en libros diversos es muy variada y, a veces, puede resultar confusa. El segundo capítulo es una introducción al medio interestelar, en el contexto de la astronomía galáctica. Se describen los principales componentes que son tratados con más detalle en el resto de capítulos. En el tercer capítulo se estudian las regiones de hidrógeno atómico. En el cuarto, las regiones de hidrógeno ionizado. En el quinto capítulo se aborda el estudio de las nubes moleculares, haciendo énfasis en las regiones de formación estelar activa. Al final hay un apéndice con datos y valores de constantes de utilidad, y un capítulo con bibliografía complementaria.

En casi todos los capítulos se proponen problemas, que aparecen en el apartado correspondiente. En los problemas se proponen ejercicios para aplicar la materia del apartado o ejemplos donde se ven casos típicos, aunque en algunos casos son más bien una pequeña ampliación de la materia explicada en el texto principal. Algunos problemas, cuando resulta especialmente interesante, están resueltos con detalle y es importante su estudio. En otros, sólo se da el resultado final, porque éste puede resultar ilustrativo. En algunos casos sólo se da el enunciado porque su resolución es un simple ejercicio.

Al final de los tres capítulos centrales del texto se proponen prácticas basadas en material observacional real. Estas prácticas se distinguen de los problemas en que requieren una labor más intensa y completa: medida de los datos observacionales, elaboración de los datos, aplicación de un modelo teórico con algún trabajo adicional de deducción de expresiones, presentación de resultados y su discusión. Pretenden ser pequeños trabajos de introducción a la investigación en el campo del medio interestelar, reproduciendo a pequeña escala el trabajo real de los astrónomos profesionales. Los datos experimentales de las prácticas se dan en forma gráfica, pero en algunos casos sería interesante que los alumnos pudieran disponer de ellos en forma digital (diskette), para poder elaborar programas elementales de reducción de datos.

INDICE

1 PROCESOS RADIATIVOS **1**

1.1 Radiación, generalidades . . . 1
1.1.1 Intensidad, flujo . . . 1
1.1.2 Ley de Planck, temperatura de brillo . . . 3
1.1.3 Acoplamiento radiación-telescopio . . . 4
1.2 Interacción radiación-materia, descripción macroscópica . . . 6
1.2.1 Ecuación del transporte radiativo: coeficientes de absorción y emisión . . . 6
1.2.2 Ecuación del transporte radiativo: profundidad óptica, función fuente . . . 7
1.2.3 Ecuación del transporte radiativo: temperatura de excitación . . . 9
1.3 Interacción radiación-materia, descripción microscópica . . . 10
1.3.1 Movimientos térmicos: distribución maxwelliana, temperatura cinética . . . 10
1.3.2 Perfil de línea, ensanchamientos natural y Doppler . . . 11
1.3.3 Coeficientes de Einstein . . . 13
1.3.4 Ecuación de Boltzmann, temperatura de excitación . . . 15
1.3.5 Profundidad óptica . . . 16
1.3.6 Transiciones colisionales . . . 16
1.4 Equilibrio termodinámico y equilibrio termodinámico local . . . 19
1.4.1 Equilibrio termodinámico . . . 19
1.4.2 Equilibrio termodinámico local . . . 19
1.5 Transporte radiativo en líneas espectrales . . . 20
1.5.1 Temperatura de línea, líneas en emisión y absorción . . . 20
1.5.2 Opacidad en líneas espectrales . . . 20
1.5.3 Termalización de una transición, modelo de dos niveles . . . 22
1.6 Emisión máser . . . 23
1.6.1 Inversión de poblaciones . . . 23
1.6.2 Bombeo del máser . . . 24
1.6.3 Caso no saturado y saturado . . . 25

2 EL MEDIO INTERESTELAR: GENERALIDADES **27**

2.1 Introducción histórica . . . 27
2.1.1 Descubrimiento del polvo interestelar . . . 27
2.1.2 Descubrimiento del gas interestelar . . . 27
2.1.3 Apariencia óptica de las nebulosas del medio interestelar . . . 28
2.1.4 Estudio moderno del medio interestelar . . . 28
2.2 La Galaxia . . . 29
2.2.1 Parámetros fundamentales de la Galaxia . . . 29
2.2.2 Componentes del gas interestelar . . . 29
2.2.3 Relación entre componentes . . . 30
2.2.4 Otros componentes del medio interestelar . . . 31

3 NUBES DIFUSAS DE HIDROGENO NEUTRO **33**

3.1 El gas atómico de la Galaxia . . . 33
3.2 La línea de 21 cm del H I . . . 33
3.2.1 La transición de 21 cm . . . 33

3.2.2 Obtención de parámetros físicos . . . 34
3.3 Distribución del H I en la Galaxia . . . 37
3.3.1 Observaciones de H I en el plano galáctico . . . 37
3.3.2 Modelo cinemático de la Galaxia . . . 39
3.3.3 Curva de rotación galáctica . . . 41
3.3.4 Análisis local de velocidades, constantes de Oort . . . 42
3.3.5 Determinación cinemática de distancias . . . 45
3.3.6 Estructura espiral de la Galaxia . . . 45
3.4 PRACTICAS . . . 48
3.4.1 Determinación de la curva de rotación de la Galaxia . . . 48

4 REGIONES H II **51**
4.1 Características de las regiones fotoionizadas . . . 51
4.2 Radiación en el continuo . . . 52
4.2.1 Radiación libre-libre . . . 52
4.2.2 Obtención de parámetros físicos . . . 53
4.2.3 Espectro de una región H II homogénea . . . 54
4.2.4 Espectro de vientos estelares ionizados . . . 58
4.2.5 Aplicación a regiones H II en objetos jóvenes, novas y nebulosas planetarias . . . 60
4.3 Líneas espectrales en regiones H II . . . 62
4.3.1 Líneas de recombinación . . . 62
4.3.2 Obtención de parámetros físicos . . . 66
4.3.3 Determinación de abundancias de elementos . . . 68
4.4 Distribución a gran escala . . . 70
4.4.1 Distribución de regiones H II en la Galaxia . . . 70
4.4.2 Gradientes galácticos . . . 71
4.4.3 El centro galáctico . . . 72
4.5 PRACTICAS . . . 73
4.5.1 Condiciones físicas en nebulosas planetarias . . . 73

5 NUBES MOLECULARES **77**
5.1 Introducción . . . 77
5.2 Moléculas en el medio interestelar . . . 77
5.2.1 Mecanismos de formación de moléculas en el medio interestelar . . . 77
5.2.2 Transiciones moleculares . . . 79
5.2.3 Transiciones rotacionales . . . 81
5.3 La molécula de CO . . . 83
5.3.1 Características de la molécula de CO . . . 83
5.3.2 Obtención de parámetros físicos en nubes moleculares a partir del CO . . . 84
5.4 Moléculas trazadoras de gas denso . . . 88
5.4.1 Necesidad de las moléculas trazadores de gas denso . . . 88
5.4.2 La molécula de NH_3 . . . 89
5.4.3 Obtención de parámetros físicos de núcleos densos a partir del NH_3 . . . 93
5.5 Emisión térmica del polvo interestelar . . . 97
5.6 Condiciones físicas en las nubes moleculares . . . 97
5.6.1 Distribución y propiedades generales de las nubes moleculares . . . 97
5.6.2 Estado energético de las nubes moleculares . . . 101
5.7 Formación estelar . . . 103
5.7.1 Descripción general . . . 103
5.7.2 Evolución protoestelar . . . 105
5.7.3 Clasificación de los objetos estelares jóvenes . . . 112
5.7.4 Eyección de masa e interacción de las estrellas jóvenes con su entorno . . . 113
5.8 PRACTICAS . . . 124
5.8.1 Interpretación de observaciones de CO en una nube molecular . . . 124
5.8.2 Obtención de parámetros físicos en núcleos densos de gas molecular . . . 125

6 APENDICE **129**

6.1 Factores de conversión y constantes 129
6.2 Prefijos del Sistema Internacional de unidades 129
6.3 Escala de frecuencias y longitudes de onda 130
6.4 Líneas espectrales 130

7 BIBLIOGRAFIA **133**

CAPITULO 1

PROCESOS RADIATIVOS

1.1 Radiación, generalidades

1.1.1 Intensidad, flujo

El campo de radiación queda descrito por la *intensidad de radiación*, llamada en según que contextos, *intensidad específica* (por tratarse de energía por unidad de intervalo de frecuencia) o *brillo* (normalmente, cuando nos referimos a la intensidad recibida de una fuente). La intensidad $I_\nu(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t)$ es función de la posición $\mathbf{r}$, de la dirección dada por el vector unitario $\mathbf{k}$ y del tiempo t. Es la energía por unidad de tiempo que atraviesa un área unidad perpendicular a la dirección $\mathbf{k}$, centrada en la posición $\mathbf{r}$, transportada por la radiación que se propaga dentro de un ángulo sólido unidad centrado en la dirección $\mathbf{k}$, en una unidad de intervalo de frecuencia,

$$dE = I_\nu \, dt \, dA \cos\theta \, d\Omega \, d\nu.$$

Sus dimensiones son erg s^{-1} cm^{-2} sr^{-1} Hz^{-1}. Como la intensidad es un flujo de energía por unidad de ángulo sólido, su magnitud no varía con la distancia a la fuente (en el espacio libre).

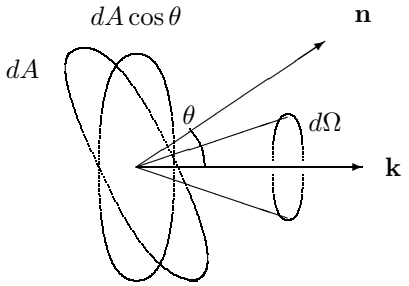
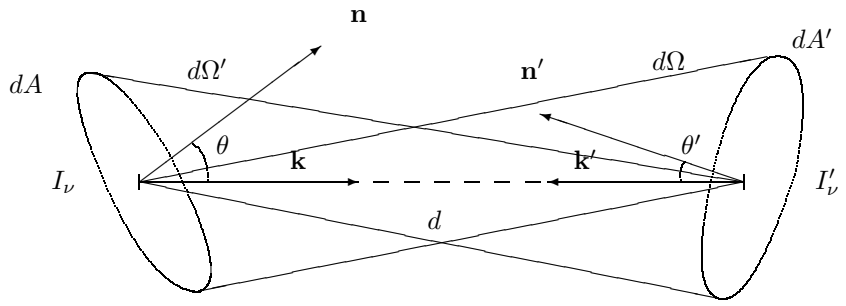


Figura 1.1: Energía dentro de un ángulo sólido $d\Omega$ que atraviesa una área dA cuya normal $\mathbf{n}$ forma un ángulo θ con la dirección considerada $\mathbf{k}$

Problema 1.1 Demostrar que la intensidad no varía con la distancia.
Solución: Sean las áreas dA y dA'. La energía que atraviesa dA por unidad de tiempo, dentro del ángulo sólido $d\Omega$ definido por dA' y del intervalo de frecuencia $d\nu$ es

$$dE = I_\nu \, dt \, dA \, \cos\theta \, d\Omega \, d\nu,$$

donde θ es el ángulo entre la normal a dA y la dirección $\mathbf{k}$. Esta energía atraviesa dA', por lo tanto, tiene que ser igual a la energía recibida por dA' dentro del ángulo sólido $d\Omega'$ definido por



dA, en el mismo intervalo de frecuencia,

$$dE = I_\nu \, dt \, dA \, \cos\theta \, d\Omega \, d\nu = I'_\nu \, dt \, dA' \, \cos\theta' \, d\Omega' \, d\nu = dE'.$$

Simplificando, se obtiene

$$I_\nu \, dA \, \cos\theta \, d\Omega = I'_\nu \, dA' \, \cos\theta' \, d\Omega'.$$

Pero $d\Omega = dA' \cos\theta'/d^2$ y $d\Omega' = dA \cos\theta/d^2$, donde d es la distancia entre los dos puntos. Por lo tanto, finalmente,

$$I_\nu = I'_\nu.$$

La *intensidad media* J_ν es el promedio angular de la intensidad

$$J_\nu = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} I_\nu \, d\Omega.$$

Si la intensidad procede de una fuente que subtiende un pequeño ángulo sólido $\Delta\Omega_{\rm S}$, la intensidad media producida por la fuente es

$$J_\nu = \frac{\Delta\Omega_{\rm S}}{4\pi} I_\nu.$$

El factor $\Delta\Omega_{\rm S}/4\pi$ recibe el nombre de *factor de dilución*.

La *densidad de flujo* o, simplemente *flujo*, S_ν, es el flujo de energía que atraviesa el área unidad por unidad de intervalo de frecuencia. Por lo tanto, es la intensidad integrada para todas las direcciones, teniendo en cuenta el factor de proyección del área perpendicularmente a la dirección considerada, $\cos\theta$,

$$S_\nu = \int_{4\pi} I_\nu \, \cos\theta \, d\Omega,$$

aunque, a efectos prácticos, al calcular la densidad de flujo de una fuente discreta, el dominio de integración es mucho menor de 4π sr, y se puede prescindir del factor $\cos\theta$,

$$S_\nu = \int_{\rm fuente} I_\nu \, d\Omega.$$

Las dimensiones de la densidad de flujo son erg s^{-1} cm^{-2} Hz^{-1}. La unidad práctica es el Jansky (Jy) y sus submúltiplos (mJy, μJy). El Jansky se define como

$$1 \text{ Jy} = 10^{-23} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}.$$

Problema 1.2 Calcular la energía recibida de una fuente de 100 Jy por un telescopio con una área colectora de 1000 m^2 durante una hora, en un intervalo de frecuencia de 100 MHz.

Solución:

$$E = S_\nu \, \Delta t \, A \, \Delta\nu = 100 \times 10^{-23} \cdot 3600 \cdot 1000 \times 10^4 \cdot 100 \times 10^6 = 3.6 \times 10^{-3} \text{ erg}.$$

La *luminosidad específica* a la frecuencia ν de una fuente isótropa situada a distancia d del observador se obtiene integrando su densidad de flujo para una superficie esférica de radio d,

$$L_\nu = 4\pi d^2 S_\nu.$$

Las dimensiones de la luminosidad específica son erg s^{-1} Hz^{-1}.

La *luminosidad bolométrica* de una fuente es la integral, para todas las frecuencias, de su luminosidad específica. Es la energía total radiada por la fuente por unidad de tiempo y sus dimensiones son erg s^{-1}. La unidad práctica es la luminosidad solar,

$$L_\odot = 3.826 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}.$$

Muchas veces se utiliza también la *luminosidad de una línea espectral*, con el significado de la integral de la luminosidad específica sobre el rango de frecuencias de la línea espectral. Así por ejemplo, se dice que la luminosidad del máser de H_2O en W37 es de 3×10^{-5} $L_\odot$.

1.1.2 Ley de Planck, temperatura de brillo

En equilibrio termodinámico, la radiación está en equilibrio con la materia y su intensidad viene dada por la *ley de Planck* para un cuerpo negro,

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1},$$

donde T es la temperatura, único parámetro que describe el equilibrio termodinámico.

En general, la radiación no está en equilibrio con la materia y, por lo tanto, la intensidad I_ν no viene dada por una función de Planck. Sin embargo, a cada frecuencia ν podemos definir una temperatura, la *temperatura de brillo* T_B, tal que la intensidad a esta frecuencia tenga el valor de la planckiana a temperatura T_B,

$$I_\nu = B_\nu(T_\text{B}).$$

Esta ecuación no es más que la definición de la temperatura de brillo. En general, T_B depende de la frecuencia, lo que indica simplemente que la radiación no viene descrita por una planckiana.

Para frecuencias bajas (o temperaturas elevadas) es posible utilizar la aproximación de Rayleigh-Jeans para la función de Planck. En esta aproximación, tenemos la relación

$$I_\nu \simeq \frac{2k\nu^2}{c^2} T_\text{B},$$

que tiene la gran ventaja de que en esta aproximación la intensidad resulta proporcional a la temperatura de brillo. La aproximación de Rayleigh-Jeans es válida cuando $h\nu \ll kT$, que en unidades prácticas puede expresarse como

$$\left[\frac{\nu}{\text{GHz}}\right] \ll 20 \left[\frac{T}{\text{K}}\right].$$

Aunque no pueda utilizarse la aproximación de Rayleigh-Jeans, es muy práctico introducir una temperatura proporcional a la intensidad, la *temperatura de radiación* T_R, que en la aproximación de Rayleigh-Jeans coincide con la temperatura de brillo,

$$I_\nu = \frac{2k\nu^2}{c^2} T_\text{R},$$

pero, en general, se expresa en función de la temperatura de brillo mediante

$$T_{\rm R} = J_\nu(T_{\rm B}),$$

donde J_ν es la llamada *intensidad en unidades de temperatura*, y viene dada por

$$J_\nu(T) = \frac{h\nu/k}{e^{h\nu/kT} - 1}.$$

Para una frecuencia dada, $J_\nu(T)$ es una función creciente de la temperatura y $\lim_{T\to\infty} J_\nu(T) = T$. Sin embargo, $J_\nu(T)$ puede ser bastante distinto de T para temperaturas bajas a frecuencias suficientemente altas. Por ejemplo, a 115 GHz, para la temperatura de fondo cosmológica $J_\nu(2.7\ {\rm K}) = 0.82$ K.

1.1.3 Acoplamiento radiación-telescopio

El problema del acoplamiento de la radiación incidente con el telescopio es importante en el caso de instrumentos limitados por difracción, como es el caso en las observaciones en el lejano infrarrojo, submilimétricas y radio. La imagen que el telescopio da de una fuente no resuelta (una estrella o una fuente muy compacta), P_n, se llama *función de dispersión de punto* ("Point Spread Function" PSF), o *respuesta puntual* del instrumento, o en el caso de los radiotelescopios, *diagrama del haz*. La resolución angular del instrumento puede caracterizarse mediante la *anchura a altura mitad* de esta función, $\theta_{\rm A}$ ("Full Width at Half Maximun" FWHM, o también "Half-Power Beam Width" HPBW). El subíndice n de P_n indica que la función se toma normalizada, de forma que su máximo, en la dirección del eje del telescopio, sea la unidad. Si consideramos un sistema de coordenadas angulares ligado al telescopio y centrado en la dirección de su eje, será $P_n(0,0) = 1$.

Otra forma de caracterizar la respuesta angular del telescopio es a partir del *ángulo sólido del haz* del telescopio, $\Omega_{\rm A}$, la integral sobre todas las direcciones del diagrama del haz.

$$\Omega_{\rm A} = \iint_{4\pi} P_n(l,m)\, dl\, dm.$$

Su significado es el del ángulo sólido equivalente del cual el telescopio recibe la radiación. Sin embargo, la radiación medida por el telescopio procede principalmente de su haz principal (es decir, la parte central del haz, sin tener en cuenta los lóbulos secundarios, resultado de la difracción por la abertura del instrumento). El *ángulo sólido del haz principal*, $\Omega_{\rm M}$, es la integral para el haz principal del diagrama de radiación P_n, y es menor que el ángulo sólido de todo el haz, $\Omega_{\rm A}$. El cociente entre el ángulo sólido del haz principal y el ángulo sólido de todo el haz es la *eficiencia del haz principal*, $\eta_{\rm M}$,

$$\eta_{\rm M} = \frac{\Omega_{\rm M}}{\Omega_{\rm A}} \leq 1.$$

El haz principal del telescopio se suele poder aproximar bien por una gaussiana. En este caso, si la anchura a altura mitad del haz es $\theta_{\rm A}$, el ángulo sólido del haz principal viene dado por

$$\Omega_{\rm M} = \frac{\pi}{4\ln 2}\theta_{\rm A}^2 = 1.133\,\theta_{\rm A}^2.$$

Para describir una posición en el cielo utilizaremos los cosenos directores (l, m) del punto del cielo considerado, desde un punto de referencia dado. Para regiones del cielo poco extensas, los cosenos directores se pueden aproximar por las coordenadas cartesianas en el plano tangente al cielo en el punto de referencia. En esta aproximación, el elemento de ángulo sólido vale

$$d\Omega = \frac{dl\, dm}{\sqrt{1 - l^2 - m^2}} \simeq dl\, dm$$

y los cosenos directores de un punto de ascensión recta y declinación (α, δ) valen

$$l = (\alpha - \alpha_0)\cos\delta_0$$
$$m = \delta - \delta_0$$

donde (α_0, δ_0) son las coordenadas del punto de referencia considerado. Las coordenadas utilizadas, en lugar de ascensión recta y declinación, pueden ser, por ejemplo, acimut y altura, o longitud y latitud galácticas.

Consideremos un telescopio que apunta hacia una dirección (l, m) donde está situada una fuente caracterizada por una intensidad $I_\nu(l', m')$ o, de forma equivalente, por una temperatura de radiación $T_{\rm R}(l', m')$. El telescopio mide una *intensidad observada* de la fuente, $I_\nu^{\rm obs}$, que es el promedio de la intensidad de la fuente, utilizando como función peso el haz del telescopio,

$$I_\nu^{\rm obs}(l, m) = \frac{1}{\Omega_{\rm A}} \iint I_\nu(l', m') P_n(l' - l, m' - m)\, dl'\, dm'.$$

Esta relación nos indica que la intensidad observada (salvo un factor multiplicativo) es el producto de convolución de la intensidad de la fuente por el diagrama del haz del telescopio (más exactamente, por $P_n(-l, -m)$). El flujo total de la fuente puede obtenerse integrando la intensidad observada. En efecto,

$$\iint I_\nu^{\rm obs}(l, m)\, dl\, dm = \iint I_\nu(l, m)\, dl\, dm\, \frac{\iint P_n(l, m)\, dl\, dm}{\Omega_{\rm A}} = S_\nu.$$

La intensidad máxima observada, normalmente cuando el telescopio apunta al centro de la fuente, recibe el nombre de *intensidad de pico*[1], $I_\nu^{\rm pic}$. Las unidades prácticas de la intensidad de pico son de densidad de flujo por haz, Jy haz^{-1}. La utilidad de estas unidades es que, para una fuente no resuelta angularmente (de tamaño angular $\Omega_{\rm S} \ll \Omega_{\rm M}$), el número que da la intensidad de pico, en Jy haz^{-1}, coincide con el que da la densidad de flujo de la fuente, en Jy. Una aproximación del flujo total de la fuente puede obtenerse multiplicando la intensidad de pico por el tamaño angular observado de la fuente, $\Omega_{\rm S}^{\rm obs}$,

$$S_\nu \simeq I_\nu^{\rm pic} \Omega_{\rm S}^{\rm obs}.$$

Esta relación es exacta para el caso de una fuente gaussiana y un telescopio con un haz gaussiano.

Una forma equivalente de caracterizar la radiación medida por el telescopio es utilizar la *temperatura de radiación observada* o *temperatura del haz principal*, $T_{\rm MB}$, que es el promedio para el ángulo sólido del haz principal de la temperatura de radiación de la fuente, $T_{\rm R}$ (o, en la aproximación de Rayleigh-Jeans, la temperatura de brillo, $T_{\rm B}$),

$$T_{\rm MB}(l, m) = \frac{1}{\Omega_{\rm M}} \iint T_{\rm R}(l', m') P_n(l' - l, m' - m)\, dl'\, dm'.$$

Para una fuente gaussiana y un telescopio con haz gaussiano, la relación entre la intensidad de pico y la temperatura del haz principal puede expresarse, en unidades prácticas, como

$$\left[\frac{I_\nu^{\rm pic}}{\rm mJy\ haz^{-1}}\right] = 2.95 \left[\frac{T_{\rm MB}}{\rm K}\right] \left[\frac{\theta_{\rm A}}{\rm arcmin}\right]^2 \left[\frac{\nu}{\rm GHz}\right]^2.$$

En radioastronomía suele utilizarse, además, la *temperatura de antena*, $T_{\rm A}$, que mide la energía incidente en el telescopio por unidad de tiempo y de intervalo de frecuencia, w_ν (con dimensiones de erg s^{-1} Hz^{-1}),

$$w_\nu = kT_{\rm A}.$$

La temperatura de antena es, según la ley de Nyquist para un cuerpo negro unidimensional, la temperatura de una resistencia que proporciona en sus bornes la potencia espectral térmica w_ν. Puede demostrarse que la temperatura de antena viene dada en términos de la intensidad observada por

$$I_\nu^{\rm obs} = \frac{2k\nu^2}{c^2} T_{\rm A}$$

y que, en la mayoría de casos prácticos es una fracción de la temperatura del haz principal,

$$T_{\rm A} \simeq \eta_{\rm M} T_{\rm MB}.$$

Dos casos límites del acoplamiento radiación-telescopio son especialmente interesantes:

[1] En la literatura se denomina a veces, erróneamente, a la intensidad de pico como *flujo de pico*, $S_\nu^{\rm pic}$.

Fuente no resuelta. Cuando el tamaño angular de la fuente, dado por su ángulo sólido $\Omega_{\rm S}$, es mucho menor que el haz principal del telescopio, $\Omega_{\rm S} \ll \Omega_{\rm M}$, el flujo de la fuente es el producto de la intensidad de pico por el ángulo sólido del haz,

$$S_\nu = I_\nu^{\rm pic}\Omega_{\rm A}.$$

De esta forma, por ejemplo, una fuente no resuelta con una intensidad de pico de 3 mJy haz^{-1} tiene una densidad de flujo de 3 mJy. En cambio, la temperatura de radiación observada es mucho menor que la de radiación de la fuente,

$$T_{\rm MB} = \frac{\Omega_{\rm S}}{\Omega_{\rm M}} T_{\rm R} \ll T_{\rm R},$$

puesto que el factor de dilución $\Omega_{\rm S}/\Omega_{\rm M}$ es pequeño: la fuente sólo llena una parte pequeña del haz del telescopio.

Fuente resuelta. Cuando la fuente está resuelta por el haz del telescopio, el factor de acoplamiento entre fuente y telescopio es más difícil de determinar. Al estar la fuente resuelta, su tamaño angular observado es mayor que el haz de la antena, $\Omega_{\rm S}^{\rm obs} > \Omega_{\rm M}$, y el flujo total de la fuente suele ser mayor que la intensidad de pico por el ángulo sólido del haz,

$$S_\nu \simeq I_\nu^{\rm pic}\Omega_{\rm S}^{\rm obs} > \eta_{\rm M} I_\nu^{\rm pic}\Omega_{\rm A}.$$

En cuanto a la temperatura de radiación observada, si consideramos el caso de una fuente homogénea que llene completamente el haz principal del telescopio, ésta coincide con la temperatura de radiación de la fuente,

$$T_{\rm MB} \simeq T_{\rm R}.$$

1.2 Interacción radiación-materia, descripción macroscópica

1.2.1 Ecuación del transporte radiativo: coeficientes de absorción y emisión

La intensidad de la radiación que se propaga por el espacio libre es constante a lo largo del camino. Si la radiación interacciona con la materia en una región, en general ésta absorberá parte de la radiación y emitirá al mismo tiempo su propia radiación. La variación de intensidad a lo largo del camino l puede ser descrita mediante el *coeficiente de absorción* κ_ν, cuyo significado es el de atenuación por unidad de longitud a la frecuencia ν, y el *coeficiente de emisión* j_ν, cuyo significado es el de intensidad generada por unidad de longitud. La ecuación que da la variación de intensidad por unidad de longitud mediante estos coeficientes

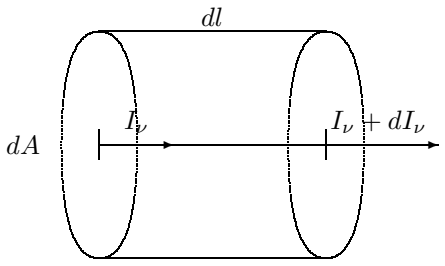


Figura 1.2: Geometría plano-paralela para la ecuación del transporte radiativo.

es la *ecuación del transporte radiativo*

$$\frac{dI_\nu}{dl} = -\kappa_\nu I_\nu + j_\nu.$$

El coeficiente de absorción κ_ν tiene dimensiones de cm^{-1}, mientras que el de emisión j_ν tiene dimensiones de erg s^{-1} cm^{-3} sr^{-1} Hz^{-1}. El inverso del coeficiente de absorción es una longitud, y se denomina *recorrido*

libre medio de la radiación o del fotón, l_ν,

$$l_\nu = \frac{1}{\kappa_\nu}.$$

Su significado es el de la distancia media recorrida por un fotón de frecuencia ν antes de ser absorbido. La propagación en el espacio libre es el caso particular $\kappa_\nu = j_\nu = 0$, es decir, sin ninguna interacción radiación-materia.

1.2.2 Ecuación del transporte radiativo: profundidad óptica, función fuente

Es muy útil escribir la ecuación del transporte en términos de las nuevas variables *profundidad óptica* τ_ν (adimensional) y *función fuente*[2] $\mathcal{S}_\nu$ (con dimensiones de intensidad), definidas a partir de los coeficientes de absorción y de emisión por

$$\begin{aligned} d\tau_\nu &= \kappa_\nu dl, \\ \mathcal{S}_\nu &= \frac{j_\nu}{\kappa_\nu}. \end{aligned}$$

La ecuación del transporte radiativo utilizando estas nuevas variables queda

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + \mathcal{S}_\nu.$$

La ecuación puede integrarse y obtenerse una solución formal, que no es más que la forma integral de la misma ecuación del transporte radiativo. Consideramos que la región donde hay interacción radiación-materia se extiende desde $l = 0$ hasta $l = L$ y que la profundidad óptica aumenta en el sentido de la propagación de la radiación, siendo máxima cerca del observador, cuando ya ha acabado toda interacción radiación-materia. La profundidad óptica total de la región es τ_ν. La solución formal es

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0)\, e^{-\tau_\nu} + \int_0^{\tau_\nu} \mathcal{S}_\nu e^{-(\tau_\nu - \tau'_\nu)} d\tau'_\nu.$$

La interpretación de esta forma integral de la ecuación es directa. La intensidad medida por el observador

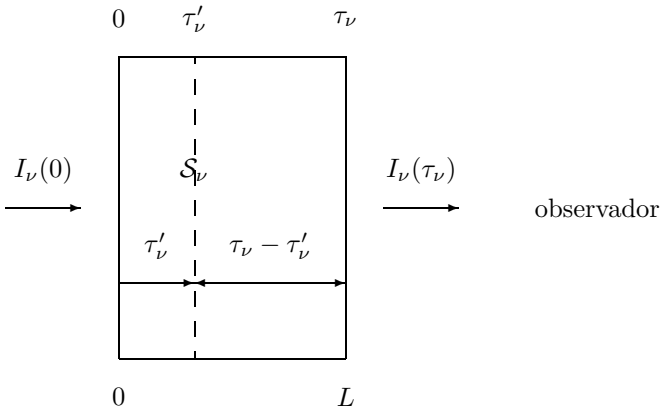


Figura 1.3: La intensidad medida por el observador es suma de la intensidad de fondo $I_\nu(0)$, atenuada un factor $e^{-\tau_\nu}$, y la superposición de la emisión de todas las capas de la región, cada una con una intensidad $\mathcal{S}_\nu(\tau'_\nu)$ y atenuada un factor $e^{-(\tau_\nu - \tau'_\nu)}$.

es la suma de dos componentes: la intensidad de fondo, $I_\nu(0)$, atenuada por la opacidad de la región en un

[2]No confundir la función fuente, $\mathcal{S}_\nu = j_\nu/\kappa_\nu$, que caracteriza la temperatura de excitación $T_{\rm ex}$, (ver apartado 1.2.3), con la densidad de flujo de una fuente, $S_\nu = \int_{\rm fuente} I_\nu\, d\Omega$, que es la intensidad integrada para dicha fuente (ver apartado 1.1.1)

factor $e^{-\tau_\nu}$, y la superposición de la emisión de todas las capas de la región, cada una con una intensidad $\mathcal{S}_\nu(\tau'_\nu)$ y atenuada por la opacidad existente entre la capa considerada y la parte frontal de la región, $\tau_\nu - \tau'_\nu$.

Si suponemos que la función fuente es constante dentro de la región, la integral de la ecuación anterior puede calcularse y se obtiene la forma comúnmente utilizada de la ecuación del transporte radiativo,

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0)\, e^{-\tau_\nu} + \mathcal{S}_\nu \left(1 - e^{-\tau_\nu}\right).$$

Los casos límite de esta ecuación son muy útiles para entender el significado físico de las magnitudes que intervienen.

Caso ópticamente delgado. La región es ópticamente delgada (o, en otras palabras, tansparente) cuando su profundidad óptica $\tau_\nu \ll 1$. El término de atenuación es aproximadamente unidad ($e^{-\tau_\nu} \simeq 1$), mientras que el otro se puede aproximar hasta primer orden por $1 - e^{-\tau_\nu} \simeq \tau_\nu$. En esta aproximación,

$$I_\nu \simeq I_\nu(0) + \mathcal{S}_\nu \tau_\nu = I_\nu(0) + \int_0^L j_\nu \, dl.$$

Es de destacar que, en la aproximación ópticamente delgada, por una parte la intensidad de fondo se observa sin ninguna atenuación. Por otra parte, se observa la radiación emitida por toda la región, sumada para todas las capas, sin ninguna atenuación.

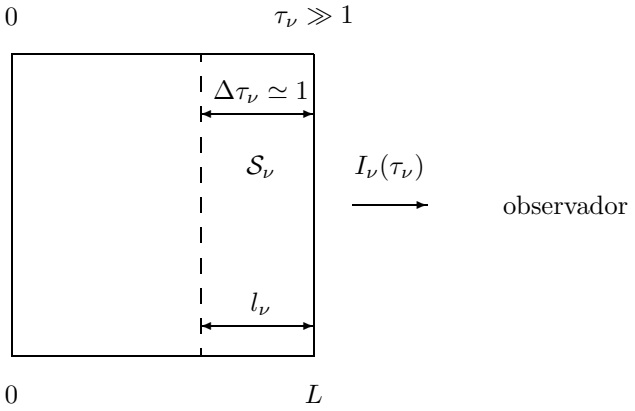


Figura 1.4: En el caso ópticamente grueso, la radiación se recibe de una capa superficial de grosor igual al recorrido libre medio de la radiación o, de forma equivalente, cuya profundidad óptica es del orden de la unidad

Caso ópticamente grueso. Cuando $\tau_\nu \gg 1$ decimos que la región es ópticamente gruesa (o, simplemente, opaca). El término de atenuación se hace cero ($e^{-\tau_\nu} \simeq 0$), con lo que se pierde toda información sobre la intensidad de fondo, y se observa una intensidad igual a la función fuente,

$$I_\nu \simeq \mathcal{S}_\nu.$$

Si analizamos esta caso con algo más de detalle y nos preguntamos de donde procede la radiación observada, veremos que procede esencialmente de la capa superficial de la región, una capa de grosor igual al recorrido libre medio de la radiación o, de forma equivalente, cuya profundidad es tal que la variación de profundidad óptica es del orden de la unidad. Si la profundidad óptica crece muy rápidamente con la profundidad geométrica, observaremos únicamente la superficie. Por esta razón, por ejemplo, se observa en el visible el borde de la fotosfera solar muy nítido: la profundidad óptica en el visible crece muy rápidamente con la profundidad geométrica. En cambio, en longitudes de onda radio la imagen del Sol tiene un borde mucho más borroso porque la profundidad óptica no crece tan rápidamente.