

Movimiento molecular en gases

- 24.1 Colisiones con paredes y superficies
- 24.2 La velocidad de efusión
- 24.3 Migración bajo gradientes
- 24.4 Propiedades de transporte de un gas ideal

Movimiento molecular en gases

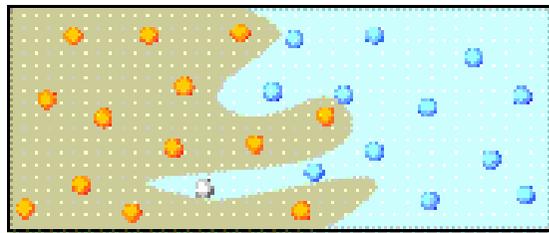
En la Sección 1.3 se vio que la teoría cinética, basada en un modelo en el que las partículas de un gas se mueven libremente, permite explicar las propiedades de un gas en equilibrio. Aquí aplicaremos la teoría cinética al estudio de gases que no están en equilibrio interno. En particular, nos centraremos en las **propiedades de transporte** de una sustancia, es decir, en su capacidad de transferir materia, energía y otras propiedades de un sitio a otro. Cuatro ejemplos de estas propiedades de transporte son:

Difusión, migración de materia bajo un gradiente de concentración.

Conducción térmica, migración de energía bajo un gradiente de temperatura.

Conducción eléctrica, migración de carga eléctrica bajo un gradiente de potencial.

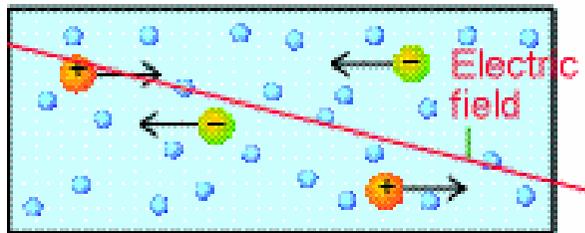
Viscosidad, migración del momento lineal bajo un gradiente de velocidad.



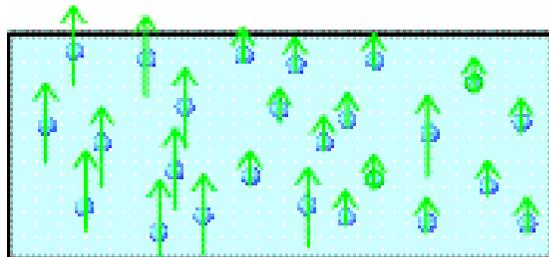
(a)



(b)



(c)



(d)

24.1 Cuatro tipos de procesos de transporte: (a) difusión, mezcla de unas especies en otras; (b) conducción térmica, cuando moléculas con diferente energía térmica (representada por las flechas) se expanden hacia otras zonas; (c) conducción eléctrica, cuando los iones migran bajo la influencia de un campo eléctrico; (d) viscosidad, cuando moléculas con diferente momento (representado por las flechas) migran.

Utilizaremos dos expresiones derivadas en el Capítulo 1. La primera es la ecuación correspondiente al recorrido libre medio, λ , de una molécula en un gas:

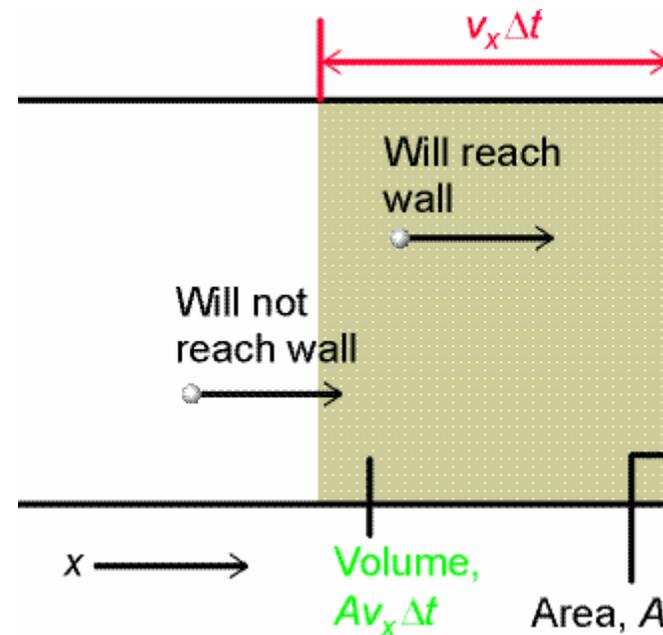
$$\lambda = \frac{kT}{2^{1/2}\sigma p} \quad (1)^\circ$$

donde σ es la sección de colisión (Ec. 1.33). El recorrido libre medio en un recipiente de volumen constante es independiente de la temperatura, ya que al ser p proporcional a la temperatura ($p = nRT/V$), su dependencia se anula con la T del numerador. La segunda propiedad es la velocidad media, \bar{c} , de moléculas de masa m y masa molar M :

$$\bar{c} = \left(\frac{8kT}{\pi m}\right)^{1/2} = \left(\frac{8RT}{\pi M}\right)^{1/2} \quad (2)^\circ$$

Esta expresión, que se dedujo en el Ejemplo 1.6, indica que la velocidad media es proporcional a $T^{1/2}$ e inversamente proporcional a $M^{1/2}$.

24.1 Colisiones con paredes y superficies



24.2 Sólo las moléculas comprendidas en la distancia $v_x \Delta t$ con $v_x > 0$ pueden alcanzar la pared en el intervalo Δt .

Consideremos un pared de área A perpendicular al eje de las x (Fig. 24.2). Si una molécula tiene $v_x > 0$ (es decir, se mueve en la dirección positiva del eje de las x) chocará con la pared en el intervalo Δt , siempre que se encuentre a una distancia de la pared $v_x \Delta t$. Por tanto, todas las moléculas comprendidas en el volumen $Av_x \Delta t$, y con componente positiva de la velocidad, chocarán con la pared en el intervalo Δt . El número total de colisiones en este intervalo será el volumen, $Av_x \Delta t$, multiplicado por la densidad numérica de moléculas, \mathcal{N} . Sin embargo, para considerar todo el intervalo de velocidades presentes en la muestra, hay que sumar el resultado a todos los valores positivos posibles de v_x , determinados por la función de distribución de velocidades (Ec. 1.25):

$$\text{Número de colisiones} = \mathcal{N} A \Delta t \int_0^{\infty} v_x f(v_x) dx$$

El flujo de colisión es el número de colisiones dividido por el área A y por Δt , de manera que

$$Z_w = \mathcal{N} \int_0^{\infty} v_x f(v_x) dx$$

Utilizando la distribución de velocidades de la Ec. 1.25,

$$\int_0^{\infty} v_x f(v_x) dv_x = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{1/2} \int_0^{\infty} v_x e^{-mv_x^2/2kT} dv_x = \left(\frac{kT}{2\pi m} \right)^{1/2}$$

Por tanto,

$$Z_w = N \left(\frac{kT}{2\pi m} \right)^{1/2} = \frac{1}{4} \bar{c} N \quad (4)^\circ$$

La sustitución $N = nN_A/V = p/kT$ conduce a la Ec. 3.

La clave para estudiar el transporte en fase gas es conocer la velocidad a la que las moléculas golpean un área (que puede ser un área imaginaria dentro del gas o parte de una pared real). El **flujo de colisión**, Z_w , es el número de colisiones que se producen sobre el área en un determinado intervalo de tiempo dividido por el área y por la duración del intervalo. La **frecuencia de colisión** es el número de choques por segundo y se obtiene multiplicando el flujo por el área. En la *Justificación 24.1* se verá que

$$Z_w = \frac{p}{(2\pi mkT)^{1/2}} \quad (3)^\circ$$

Cuando $p = 100 \text{ kPa}$ (1.00 bar) y $T = 300 \text{ K}$, $Z_w \approx 3 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

24.2 La velocidad de efusión

Las observaciones empíricas esenciales sobre la efusión se hallan resumidas en la ley de Graham de la efusión, que establece que la velocidad de efusión es inversamente proporcional a la raíz cuadrada de la masa molar. La base de este resultado está en que, como se ha mencionado anteriormente, la velocidad media de las moléculas es inversamente proporcional a $M^{1/2}$, de manera que la velocidad con la que chocan contra la superficie del orificio es también inversamente proporcional a $M^{1/2}$. Sin embargo, se puede obtener una expresión más detallada de la velocidad de efusión utilizando la expresión de la velocidad de colisión y así usar los datos de efusión de forma más eficaz.

Cuando un gas a una presión p y a una temperatura T está separado del vacío por un orificio muy pequeño, la velocidad de escape de sus moléculas es igual a la velocidad con la que éstas golpean el área del orificio (dada por la Ec. 3). Por tanto, para un orificio de área A_0 :

$$\text{Velocidad de efusión} = Z_w A_0 = \frac{pA_0}{(2\pi mkT)^{1/2}} = \frac{pA_0 N_A}{(2\pi MRT)^{1/2}} \quad (5)$$

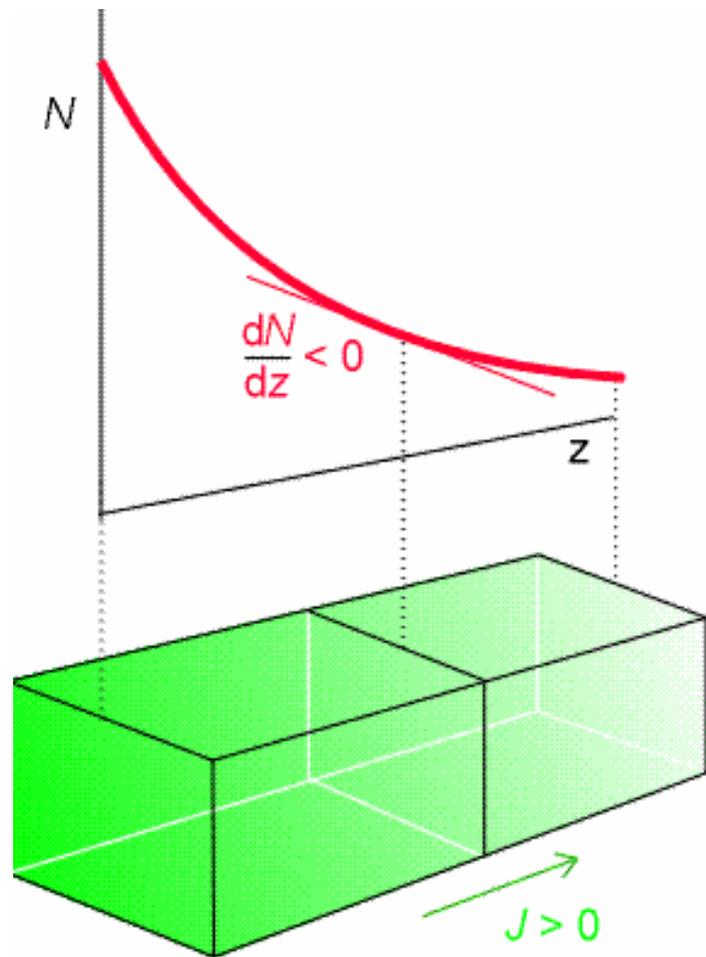
(en el último paso se ha utilizado $R = N_A k$ y $M = mN_A$). Esta velocidad es inversamente proporcional a $M^{1/2}$, de acuerdo con la ley de Graham.

24.3 Migración bajo gradientes

La velocidad de migración de una magnitud se mide mediante su flujo, J , que se define como la cantidad de dicha magnitud que atraviesa una superficie en un determinado intervalo de tiempo, dividida por el área y por la duración del intervalo. Si es la materia la que fluye (como en la difusión) se habla de un *flujo de materia* de tantas moléculas por centímetro cuadrado y por segundo; si la magnitud es la energía (como en la conductividad térmica), se habla de un *flujo de energía* que se expresa en joules por centímetro cuadrado y por segundo, y así sucesivamente.

Las observaciones experimentales sobre propiedades de transporte muestran que el flujo de una magnitud es normalmente proporcional a la primera derivada de otra propiedad relacionada. Por ejemplo, el flujo de materia que difunde paralelo al eje de las z en un recipiente es proporcional a la primera derivada de la concentración:

$$J(\text{materia}) \propto \frac{dN}{dz} \tag{6}$$



24.3 Flujo de partículas bajo un gradiente de concentración. La ley de Fick establece que el flujo de materia (número de partículas por unidad de área y de tiempo) es proporcional al gradiente de densidad en ese punto.

donde N es la densidad numérica de partículas, con unidades de número por metro cúbico (m^{-3}). Las unidades SI de J son de número por metro cuadrado y por segundo ($m^{-2} s^{-1}$). La proporcionalidad entre el flujo de materia y el gradiente de concentración se conoce como la **primera ley de Fick de la difusión**: la ley implica que si la concentración varía bruscamente con la posición, la difusión será rápida mientras que si la concentración es uniforme ($dN/dz = 0$), no hay flujo neto. Paralelamente, la velocidad de la conducción térmica (el flujo de energía asociado al movimiento térmico) es proporcional al gradiente de temperatura:

$$J(\text{energía}) \propto \frac{dT}{dz} \quad (7)$$

Las unidades SI de este flujo son de joules por metro cuadrado y por segundo ($J m^{-2} s^{-1}$).

Un valor positivo de J significa un flujo en la dirección z positiva; un valor negativo de J significa un flujo en la dirección z negativa. Dado que la materia fluye bajo un gradiente de concentración, desde altas a bajas concentraciones, J es positivo si dN/dz es negativo (Fig. 24.3). Por tanto, el coeficiente de proporcionalidad en la Ec. 7 debe ser negativo, y se define como $-D$:

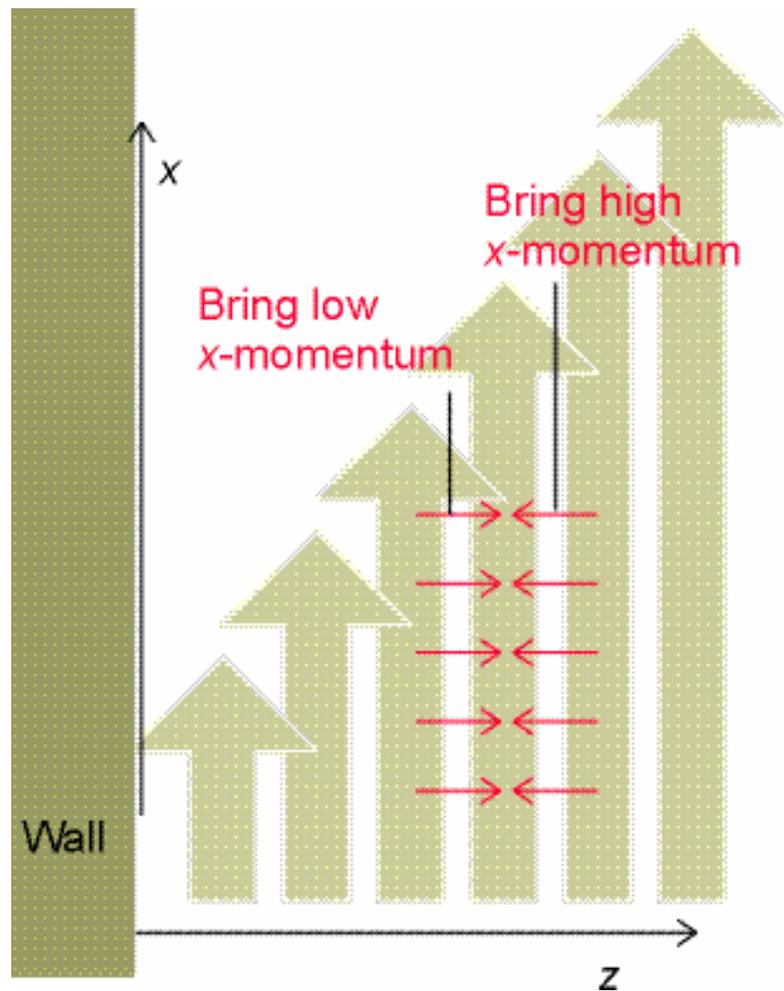
$$J(\text{materia}) = -D \frac{dN}{dz} \quad (8)$$

$$J(\text{materia}) = -D \frac{dN}{dz} \quad (8)$$

A la constante D se la denomina **coeficiente de difusión**; sus unidades SI son metro cuadrado por segundo ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$). La energía fluye bajo un gradiente de temperatura, y el mismo razonamiento conduce a

$$J(\text{energía}) = -\kappa \frac{dT}{dz} \quad (9)$$

donde κ es el **coeficiente de conductividad térmica**. Las unidades SI de κ son joules por kelvin, por metro y por segundo ($\text{J K}^{-1} \text{m}^{-1} \text{s}^{-1}$). En la Tabla 24.1 se recogen algunos valores experimentales.



24.4 La viscosidad de un gas es debida al transporte del momento lineal. En esta ilustración el fluido experimenta un flujo laminar y las partículas transportan su momento inicial cuando entran en una nueva capa. Si llegan con una componente x elevada, aceleran la capa; si la componente x es baja, la retardan.

Para hallar la conexión entre el flujo de momento y la viscosidad, debemos considerar un fluido en **flujo newtoniano**, que podemos imaginar como una serie de láminas que se mueven una detrás de otra (Fig. 24.4). La lámina más cercana a la pared del recipiente es estacionaria mientras que la velocidad de las láminas sucesivas varía linealmente con la distancia a la pared, z . Las moléculas se mueven constantemente entre las láminas y llevan consigo la componente x del momento lineal que poseían en su lámina original. Una capa se ve frenada por las moléculas de otra capa que se mueve más lentamente, al tener un menor momento en la dirección x , y se acelera con las moléculas que llegan de otra que se mueve más rápidamente. El efecto de frenado neto se asimila a la viscosidad del fluido.

Dado que este efecto de frenado depende de la transferencia de la componente x del momento lineal a la lámina de interés, la viscosidad depende del flujo de esta componente x en la dirección z . El flujo de la componente x del momento es proporcional a dv_x/dz ya que no hay flujo cuando todas las capas se mueven a la misma velocidad. Por tanto, se puede escribir

$$J(\text{componente } x \text{ del momento}) = -\eta \frac{dv_x}{dz} \quad (10)$$

La constante de proporcionalidad, η , es el **coeficiente de viscosidad** (o simplemente, viscosidad). Sus unidades SI son el kilogramo por metro y por segundo ($\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$). Las viscosidades se miden frecuentemente en poises (P), siendo $1\text{P} = 10^{-1} \text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$. La Tabla 24.1 recoge algunos valores experimentales.

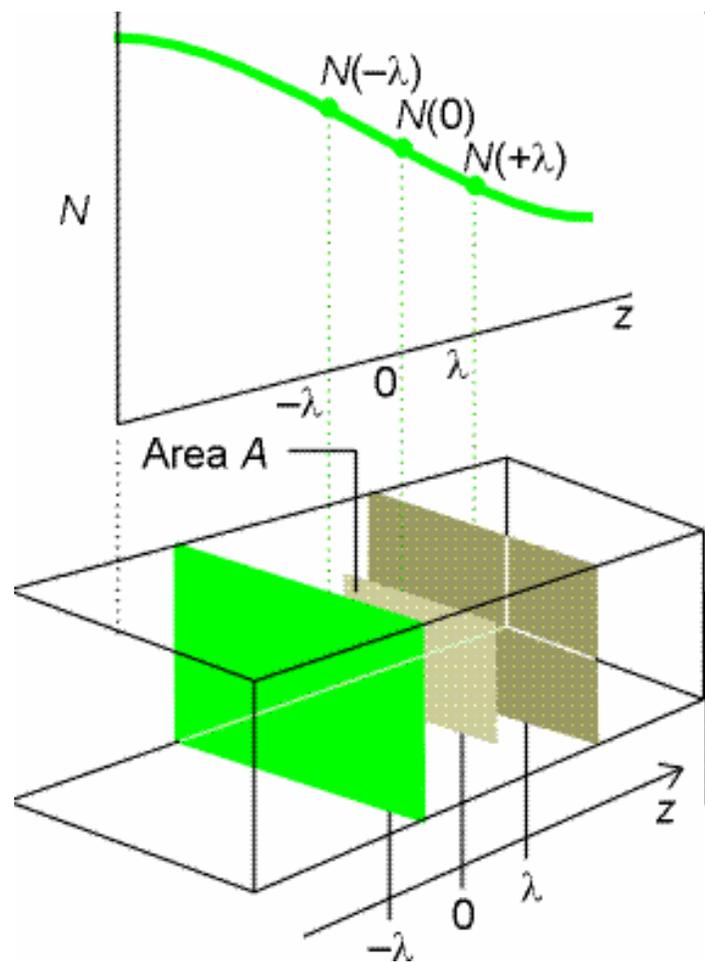
Tabla 24.1* Propiedades de transporte de gases a 1 atm

	$\kappa/(\text{J K}^{-1} \text{m}^{-1} \text{s}^{-1})$	$\eta/\mu\text{P}$	
	273 K	273 K	293 K
Ar	0.0163	210	223
CO ₂	0.0145	136	147
He	0.1442	187	196
N ₂	0.0240	166	176

* Se pueden encontrar más valores en la *Sección de datos* al final del volumen.

24.4 Propiedades de transporte de un gas ideal

Vamos a analizar a continuación cómo se puede utilizar la teoría cinética para justificar la ley de Fick y deducir los valores de los coeficientes de transporte de un gas ideal. Las expresiones obtenidas muestran la variación de las propiedades de transporte con las condiciones.



24.5 El cálculo de la velocidad neta de difusión de un gas considera el flujo de moléculas a través de un plano de área A como resultado de las llegadas desde una distancia λ en cada dirección, siendo λ el recorrido libre medio.

Analicemos el esquema de la Figura 24.5. Por término medio, las partículas que atraviesan el área A situada en $z = 0$ han recorrido desde su última colisión una distancia igual a su recorrido libre medio, λ . La densidad numérica en el punto de partida será, por tanto, $N(z)$, para $z = -\lambda$. Esta densidad numérica es, aproximadamente¹

$$N(-\lambda) = N(0) - \lambda \left(\frac{dN}{dz} \right)_0 \quad (12)$$

donde el subíndice 0 indica que la pendiente debe ser medida en $z = 0$. El número medio de impactos en la superficie imaginaria de área A_0 durante el intervalo Δt es $Z_w A_0 \Delta t$, con $Z_w = \frac{1}{4} N \bar{c}$ (Ec. 4). Por tanto, el flujo desde la izquierda hacia la derecha, $J(I \rightarrow D)$, originado por el suministro de partículas desde la izquierda, es

$$J(I \rightarrow D) = \frac{\frac{1}{4} A_0 N(-\lambda) \bar{c} \Delta t}{A_0 \Delta t} = \frac{1}{4} N(-\lambda) \bar{c} \quad (13a)$$

1 Esta relación y otras que siguen están basadas en una expansión de Taylor de una función, $f(x) = f(0) + (df/dx)_0 x + \dots$, truncada después del segundo término.

Existe también un flujo desde la derecha hacia la izquierda originado por las partículas que se desplazan desde $z = +\lambda$, donde la densidad numérica es $N(\lambda)$. Por tanto,

$$J(l \leftarrow D) = -\frac{1}{4}N(\lambda)\bar{c} \quad (13b)$$

La densidad numérica media en $z = +\lambda$ es, aproximadamente

$$N(\lambda) = N(0) + \lambda \left(\frac{dN}{dz} \right)_0 \quad (14)$$

El flujo neto es:

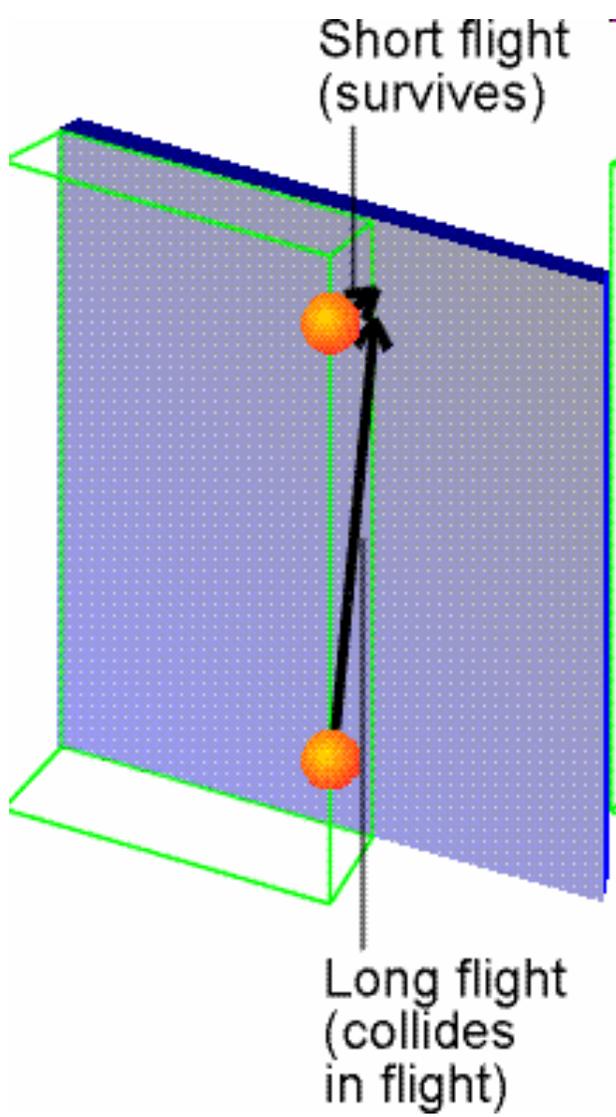
$$\begin{aligned} J_z &= J(l \rightarrow D) + J(l \leftarrow D) \\ &= \frac{1}{4}\bar{c} \left\{ \left[N(0) - \lambda \left(\frac{dN}{dz} \right)_0 \right] - \left[N(0) + \lambda \left(\frac{dN}{dz} \right)_0 \right] \right\} \\ &= -\frac{1}{2}\bar{c}\lambda \left(\frac{dN}{dz} \right)_0 \end{aligned} \quad (15)$$

Esta ecuación muestra que el flujo es proporcional a la primera derivada de la concentración, de acuerdo con la ley de Fick.

$$J(\text{materia}) = -D \frac{dN}{dz} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} J_z &= J(l \rightarrow D) + J(l \leftarrow D) \\ &= \frac{1}{3} \bar{c} \left\{ \left[N(0) - \lambda \left(\frac{dN}{dz} \right)_0 \right] - \left[N(0) + \lambda \left(\frac{dN}{dz} \right)_0 \right] \right\} \\ &= -\frac{1}{2} \bar{c} \lambda \left(\frac{dN}{dz} \right)_0 \end{aligned} \quad (15)$$

En este momento, comparando las Ecs. 8 y 15, se puede deducir una expresión para el coeficiente de difusión que resulta $D = \frac{1}{2} \bar{c} \lambda$. Sin embargo, debe recordarse que al ser el cálculo algo aproximado, la relación sólo da un orden de magnitud de D . La Figura 24.6 nos permite ver que, aunque una molécula haya empezado su movimiento muy cerca de la superficie, podría realizar un largo desplazamiento antes de llegar a ella, posibilidad que no se ha tenido en cuenta hasta el momento. Dado que el recorrido es largo, es posible que la partícula colisione antes de llegar a la superficie, por lo que se tendrá que restar del cálculo junto al resto de partículas que han colisionado. La consideración de este efecto es muy engorrosa, pero el resultado final es la aparición de un factor $\frac{2}{3}$, que representa el menor flujo producido. Esta modificación conduce a la Ec. 11.



Una consideración ignorada en un tratamiento simple es que algunas partículas pueden realizar un largo desplazamiento para alcanzar el plano, aunque estén a una distancia perpendicular corta de éste, lo que incrementa la probabilidad de colisionar durante su recorrido.

(a) Difusión

Como se verá en la *Justificación 24.2* y en la Tabla 24.2, la teoría cinética para un gas ideal conduce a

$$D = \frac{1}{3} \lambda \bar{c} \quad (11)^\circ$$

El recorrido libre medio, λ , disminuye cuando aumenta la presión (Sección 1.3c), de manera que D disminuye con un incremento de presión y, por tanto, las moléculas del gas difunden más lentamente. La velocidad media, \bar{c} , aumenta con la temperatura (Sección 1.3a), por lo que D también aumenta con la temperatura. El resultado final es que las moléculas en una muestra caliente difunden más rápidamente que en una muestra fría (para un gradiente de concentración dado). Dado que el recorrido libre medio aumenta cuando disminuye la sección de colisión, el coeficiente de difusión es mayor para partículas pequeñas que para moléculas grandes.

$$\bar{c} = \left(\frac{8RT}{\pi M} \right)^{1/2} \quad \lambda = \frac{kT}{2^{1/2} \sigma p}$$

(b) Conductividad térmica

De acuerdo con el principio de equipartición de la energía (Sección 20.3 e *Introducción*) cada molécula transporta una energía media $\varepsilon = \nu kT$, siendo ν un número cercano a 1 que para una partícula monoatómica vale $\frac{3}{2}$. Cuando una molécula pasa a través de una superficie imaginaria transporta esta energía media. En promedio, las moléculas recorren una distancia λ desde la última colisión. Consideremos que las de la izquierda provienen de la zona caliente y las de la derecha de la zona fría. Los dos flujos de energía opuestos serán

$$J(l \rightarrow D) = \frac{1}{4} \bar{c} N \varepsilon(-\lambda) \quad \varepsilon(-\lambda) = \nu k \left\{ T - \lambda \left(\frac{dT}{dz} \right)_0 \right\} \quad (17)$$

$$J(l \leftarrow D) = -\frac{1}{4} \bar{c} N \varepsilon(\lambda) \quad \varepsilon(\lambda) = \nu k \left\{ T + \lambda \left(\frac{dT}{dz} \right)_0 \right\}$$

y el flujo neto

$$J_z = J(l \rightarrow D) + J(l \leftarrow D) = -\frac{1}{2} \nu k \lambda \bar{c} N \left(\frac{dT}{dz} \right)_0 \quad (18)$$

Como antes, después de multiplicar por el factor $\frac{2}{3}$, se obtiene

$$J_z = -\frac{1}{3}vk\lambda\bar{c}\mathcal{N}\left(\frac{dT}{dz}\right)_0 \quad (19)$$

El flujo de energía es proporcional al gradiente de temperatura, tal como se quería demostrar. La comparación de esta expresión con la Ec. 9 conduce a

$$\kappa = \frac{1}{3}vk\lambda\bar{c}\mathcal{N} \quad (20)$$

Se obtiene la Ec. 16 para un gas ideal, sabiendo que $C_{V,m} = vkN_A$. Para esta último paso se debe utilizar $\mathcal{N} = N/V = nN_A/V = N_A[A]$, siendo $[A]$ la concentración molar de A.

(b) Conductividad térmica

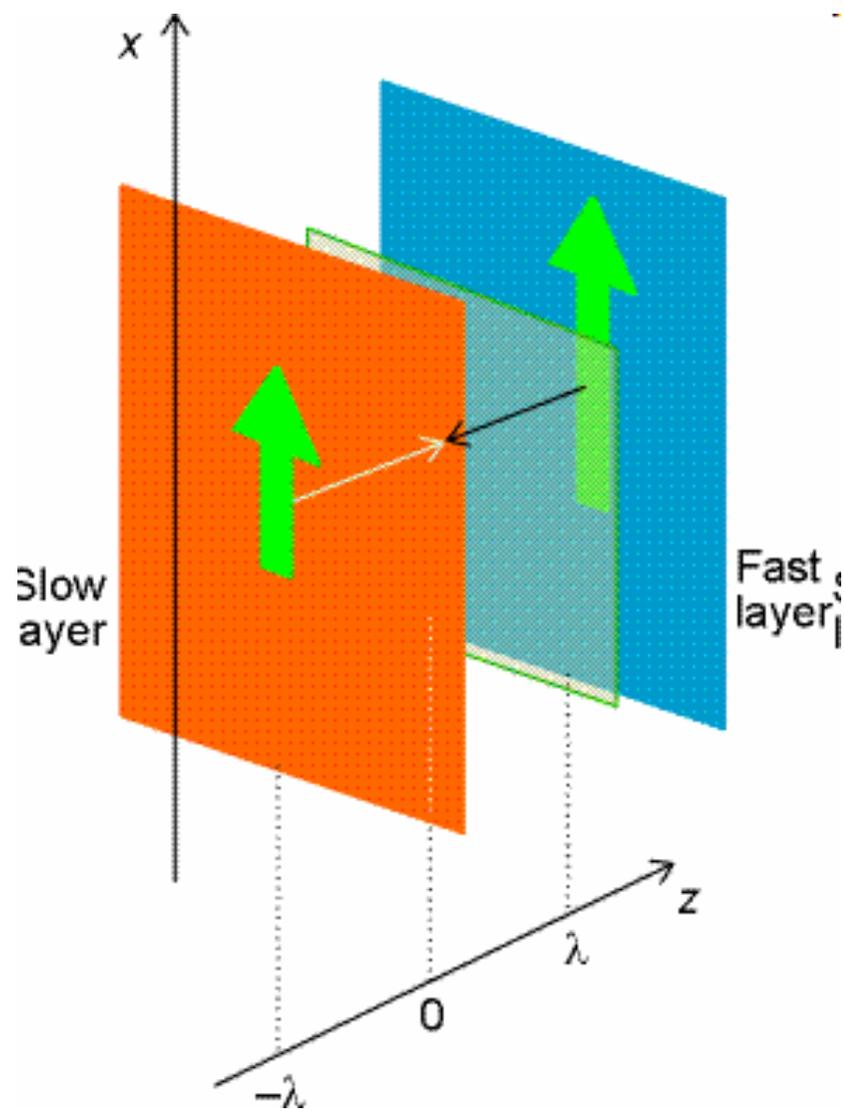
De acuerdo con la teoría cinética de los gases y tal como se verá en la *Justificación 24.3*, el coeficiente de conductividad térmica de un gas ideal A a una concentración molar $[A]$ viene dado por

$$\kappa = \frac{1}{3}\lambda\bar{c}C_{V,m}[A] \quad (16)^\circ$$

donde $C_{V,m}$ es la capacidad calorífica molar a volumen constante.

Dado que λ es inversamente proporcional a la presión y por tanto, inversamente proporcional a la concentración molar del gas, de la Ec. 16 se deduce que la conductividad térmica es independiente de la presión. La razón física de esta independencia cabe buscarla en la compensación de dos factores: aunque se puede esperar que la conductividad térmica sea elevada cuando haya muchas partículas capaces de transportar energía, la presencia de tantas moléculas limitará su recorrido libre medio y no podrán transportar la energía a través de grandes distancias. La experiencia demuestra que la conductividad térmica es independiente de la presión, excepto a muy bajas presiones, cuando $\kappa \propto p$. En estas condiciones λ es mayor que las dimensiones del recipiente, de forma que la distancia a la que una partícula transporta la energía está determinada por el tamaño del recipiente y no por el resto de partículas presentes. El flujo sigue siendo proporcional al número de portadores de energía, pero la longitud del recorrido no depende de λ , de manera que $\kappa \propto [A]$, lo que implica que $\kappa \propto p$.

(c) *La viscosidad de un gas ideal*



24.7 En el cálculo de la viscosidad de un gas se examina la componente neta del momento x que llega a un plano desde capas más rápidas y más lentas situadas en promedio a un recorrido libre medio.

Las moléculas que se mueven desde la derecha en la Fig. 24.7 (desde una capa rápida a otra más lenta) transportan un momento $mv_x(\lambda)$ a la nueva capa situada en $z = 0$; las que se mueven desde la izquierda transportan un momento $mv_x(-\lambda)$. Si se considera que la densidad es uniforme, el flujo de colisión es $\frac{1}{4}N\bar{c}$. Las que llegan de la derecha, en valor medio transportan un momento

$$mv_x(\lambda) = mv_x(0) + m\lambda \left(\frac{dv_x}{dz} \right)_0$$

y las que llegan desde la izquierda

$$mv_x(-\lambda) = mv_x(0) - m\lambda \left(\frac{dv_x}{dz} \right)_0$$

Por tanto, el flujo neto de momento x en la dirección z es

$$\begin{aligned} J &= \frac{1}{4}N\bar{c} \left\{ \left[mv_x(0) - m\lambda \left(\frac{dv_x}{dz} \right)_0 \right] - \left[mv_x(0) + m\lambda \left(\frac{dv_x}{dz} \right)_0 \right] \right\} \\ &= -\frac{1}{2}Nm\lambda\bar{c} \left(\frac{dv_x}{dz} \right)_0 \end{aligned}$$

El flujo es proporcional al gradiente de velocidad, como se quería demostrar. Comparando esta expresión con la Ec. 10 y multiplicando por el factor $\frac{2}{3}$ se deduce

$$\eta = \frac{1}{3}Nm\lambda\bar{c}$$

(22)

$$= -\frac{1}{2} Nm\lambda\bar{c} \left(\frac{dv_x}{dz} \right)_0$$

El flujo es proporcional al gradiente de velocidad, como se quería demostrar. Comparando esta expresión con la Ec. 10 y multiplicando por el factor $\frac{2}{3}$ se deduce

$$\eta = \frac{1}{3} Nm\lambda\bar{c} \tag{22}$$

que fácilmente se convierte en la Ec. 21.

(c) La viscosidad de un gas ideal

Se ha visto que la viscosidad está relacionada con el flujo del momento. Como se verá en la *Justificación 24.4*, la expresión obtenida a partir de la teoría cinética de los gases es

$$\eta = \frac{1}{3} M\lambda\bar{c}[A] \tag{21}^{\circ}$$

siendo $[A]$ la concentración molar del gas A y M su masa molar.

?

La viscosidad es independiente de la presión: $\lambda \propto p$ y $[A] \propto p$, lo que implica que $\eta \propto \bar{c}$, independientemente de p . El razonamiento físico es el mismo que el realizado para la conductividad térmica: más moléculas son capaces de transportar momento, pero no lo pueden llevar tan lejos porque disminuye su recorrido libre medio. La dependencia $\bar{c} \propto T^{1/2}$ introduce un resultado inesperado: el coeficiente de viscosidad es proporcional a $T^{1/2}$, indicando que la viscosidad de un gas aumenta con la temperatura. Esta conclusión se puede explicar recordando que a altas temperaturas las moléculas se mueven más rápidamente y el flujo de momento aumenta.²

$$\eta = \frac{1}{3} M \lambda \bar{c} [A]$$

$$\lambda = \frac{kT}{2^{1/2} \sigma p}$$

$$\bar{c} = \left(\frac{8kT}{\pi m} \right)^{1/2} = \left(\frac{8RT}{\pi M} \right)^{1/2}$$

Las medidas experimentales confirman que las viscosidades de los gases son independientes de la presión en un amplio intervalo de presiones. Por ejemplo, la Fig. 24.8 muestra los resultados para el argón desde 10^{-3} atm hasta 10^2 atm y se puede ver que η es constante desde 0.01 hasta 20 atm. Las medidas también confirman (de una forma más aproximada) la dependencia con $T^{1/2}$. La línea punteada de la figura muestra los valores calculados con $\sigma = 22 \times 10^{-20}$ m², que implicaría un diámetro de colisión de 260 pm, valor que contrasta con el diámetro de van der Waals de 335 pm obtenido a partir de la densidad del sólido. La concordancia no es excesivamente mala considerando la simplicidad del modelo, especialmente al haber despreciado las fuerzas intermoleculares.

