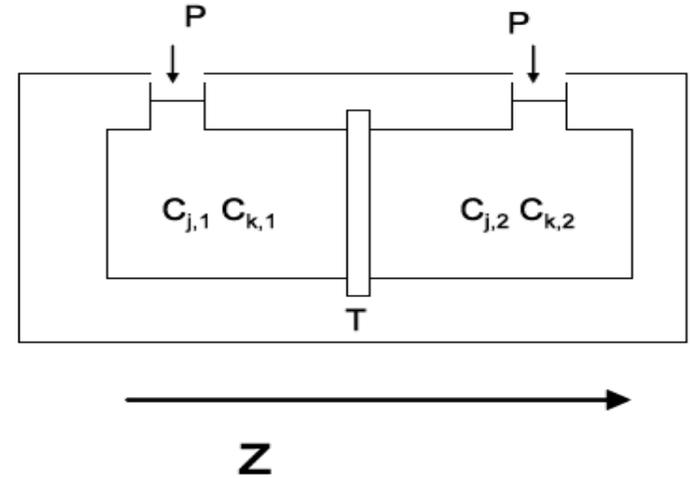


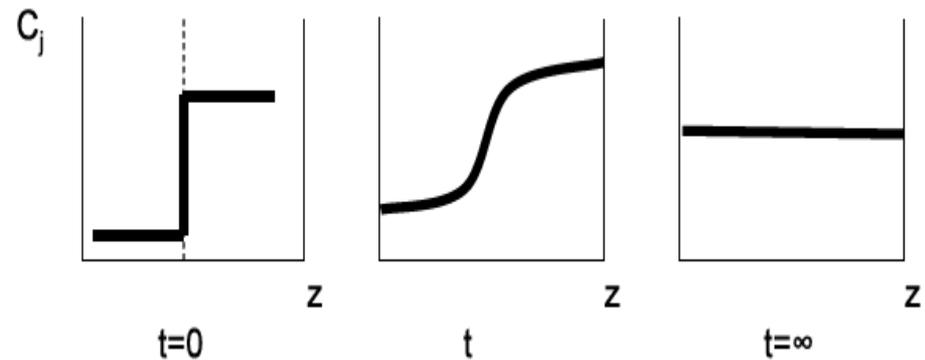
Difusión.

Supongamos dos recipientes que contienen una mezcla de dos sustancias (**j** y **k**) con distinta concentración a la misma presión y temperatura separados por una pared impermeable.



Al eliminar el tabique las dos fases entran en contacto y el movimiento molecular tiende a eliminar las diferencias de concentración entre las fases. Si $c_{j1} < c_{j2}$ será más probable que las moléculas crucen hacia la izquierda que hacia la derecha hasta que las concentraciones a ambos lados del tabique se igualen y se produzcan movimientos equivalentes de moléculas entre ambos lados. A este movimiento espontáneo se le denomina *difusión*.

El perfil de la concentración de una de las sustancias (**j**) en función de **z** a diferentes tiempos es:



Difusión. Primera ley de Fick.



Adolf Fick

3 Setiembre de 1829

21 Agosto de 1901

Experimentalmente el flujo a través de un plano es proporcional al área del mismo y al gradiente de concentración

$$\vec{J}_j(q,t) = \frac{\partial n_j(x,t)}{A \partial t} = -D_j \left(\frac{\partial C_j(x,t)}{\partial x} \right)$$

Esta es la **primera ley de Fick**, válida cuando la *fuerza impulsora* (*gradiente de concentración*) no es muy grande. D_j es el coeficiente de difusión o difusividad que depende de P, T y composición y se mide en m^2s^{-1} . Si la difusión ocurre en todas direcciones debemos de trabajar en todas las coordenadas:

$$\vec{J}_j(q,t) = -D_j \vec{\nabla} C_j(q,t) = -D_j \left[\frac{\partial C_j(q,t)}{\partial x}, \frac{\partial C_j(q,t)}{\partial y}, \frac{\partial C_j(q,t)}{\partial z} \right]$$

En el mejor de los casos esa caída o aumento de la concentración con la distancia puede ser lineal y allí tenemos el **Perfil de Concentración de Nernst**, representación de la concentración con la distancia a la interfase o electrodo.

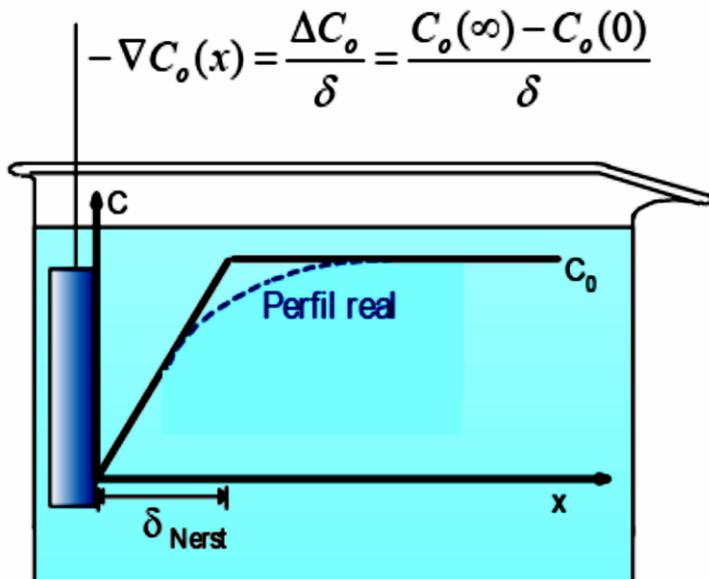
Modelo de la Capa de Difusión de Nernst.

Cuando solo el reactivo está presente en la disolución, la teoría de la **capa nernstiana** predice que la ΔC_0 varía linealmente con la distancia desde la superficie del electrodo. En este proceso solo interesa el gradiente en la superficie del electrodo, o sea la derivada primera en $\mathbf{x} = \mathbf{0}$. Si se aproxima a un incremento porque el perfil es lineal, tendremos;

$$\vec{J}_j(q,t) = -D_j \left(\frac{\partial C_j(x,t)}{\partial x} \right)_{x=0} \cong -D_j \left(\frac{\Delta C_j(x,t)}{\Delta x} \right)_{x=0} = -D_j \left(\frac{C_j^0 - C_{j,x=0}}{\delta} \right)$$



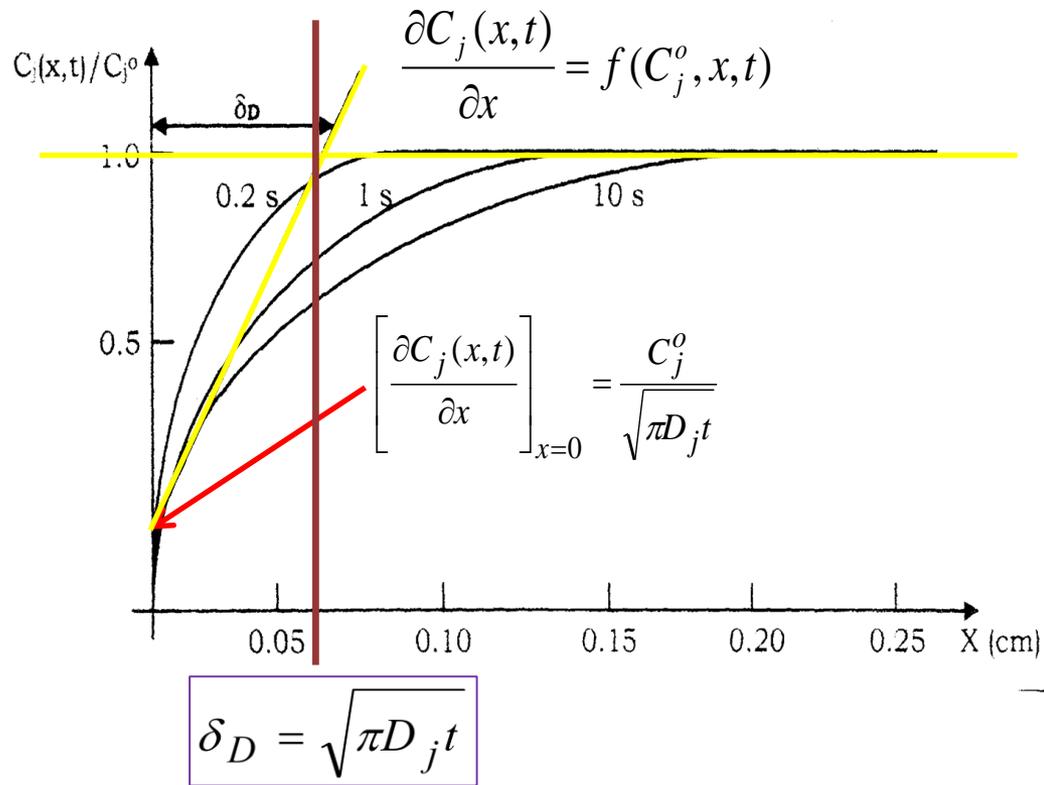
Walther Nernst
25 de junio de 1864-
18 de noviembre de 1941
Premio Nobel Química 1920



Siendo δ el espesor de la capa difusional de Nernst, C_j^0 y $C_{j,x=0}$ las concentraciones en el seno de la disolución (máxima y constante) y en la superficie del electrodo, respectivamente.

Difusión lineal semi-infinita en superficie plana

La velocidad de reacción sobre el electrodo es tal que convierte la totalidad de la especie rápidamente. La reacción continúa cuando más especie electroactiva alcance el electrodo por transferencia de masa.

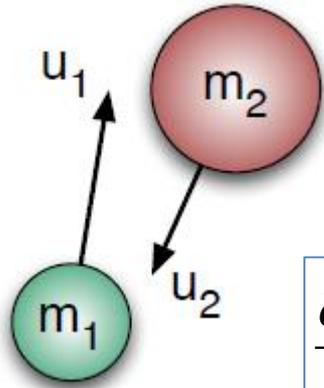


El flujo de materia instantáneo decrece con el aumento de tiempo porque no está restringido temporalmente.

Se trazan las tangentes a las curvas de los perfiles de concentración desde el origen y se intersectan con las rectas amarillas. De allí se calcula la abscisa que se simboliza con la letra δ o δ_D , espesor de la capa de Nernst.

Este δ_D es una medida del cambio de las concentraciones en una región de la disolución, donde el transporte de materia es completamente difusional.

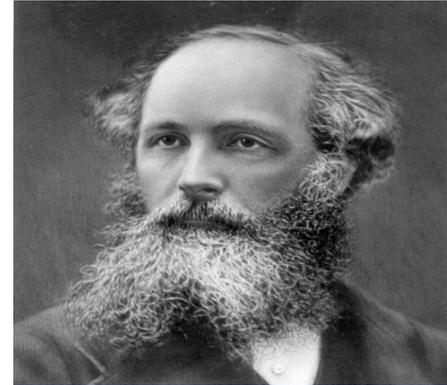
Interdifusión. Ecuación de Stefan-Maxwell



Para el caso de la difusión simultánea de 2 especies j y k se cumple la **Ecuación de Stefan-Maxwell**

$$\frac{\partial y_i(x,t)}{\partial x} = \frac{RT}{F} \sum_j \frac{y_i J_j - y_j J_i}{D_{i,j}^{eff}}$$

$$\sum_j y_j = 1$$



James Clerk Maxwell
13 de junio de 1831
5 de noviembre de 1879

- y_i es la fracción molar de cada especie en el medio, J_i es el flujo de especies y x es la dirección de movimiento principal.
- D_{ij}^{eff} es el coeficiente de difusión de la especie i con todas las especies que puede tomarse como una fuerza inversa de dragado. Se le conoce como **interdifusión** o de Stefan-Maxwell. Por conservación del momento lineal se cumple la simetrización de los elementos matriciales no diagonales $D_{jk}=D_{kj}$ y que no existen los valores diagonales D_{kk} puesto que son los de difusión aislada D_k
- dy_i/dx es la fuerza impulsora o sea el gradiente de fracción molar para la especie i

La difusividad de los gases depende ligeramente de la composición, aumenta con la temperatura y desciende con la presión.

Algunos valores típicos aparecen en la siguiente tabla, donde el primero de los compuestos (j) es el que se difunde

(0°C, 1 atm)	H ₂ -O ₂	He-Ar	O ₂ -N ₂	O ₂ -CO ₂	CO ₂ -CH ₄	CO-C ₂ H ₄
$D_{jk}/(\text{cm}^2\text{s}^{-1})$	0,7	0,64	0,18	0,14	0,15	0,12

En los líquidos D_{jk} depende de la composición (debido a las interacciones intermoleculares) y aumenta con la temperatura pero independiente de la presión. En disoluciones líquidas suele usarse el coeficiente de difusión de un componente en una dilución infinita. Estos valores se obtienen por extrapolación de datos del coeficiente de difusión con dependencia con la raíz cuadrada de concentraciones.

i en H ₂ O (25°C, 1 atm)	N ₂	LiBr	NaCl	n-C ₄ H ₉ OH	Sacarosa	Hemoglobina
$D_{i,\text{H}_2\text{O}}^\infty /(\text{cm}^2\text{s}^{-1})$	$1.6 \cdot 10^{-5}$	$1.4 \cdot 10^{-5}$	$2.2 \cdot 10^{-5}$	$0.56 \cdot 10^{-5}$	$0.52 \cdot 10^{-5}$	$0,07 \cdot 10^{-5}$

En lo sólidos el coeficiente de difusión depende de la concentración y aumenta rápidamente con la temperatura.

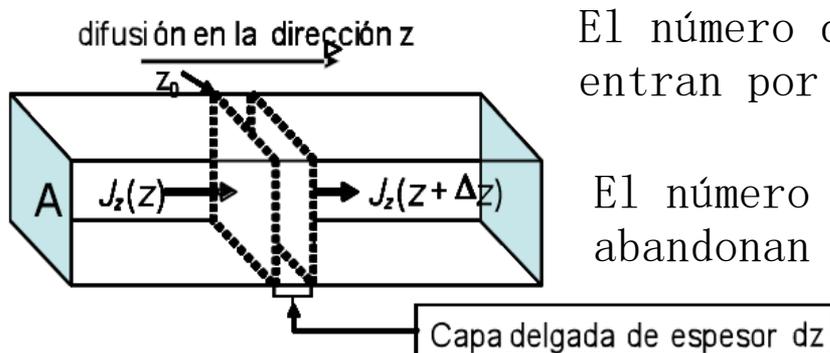
(20°C, 1 atm)	Bi-Pb	Sb-Ag	Al-Cu
$D_{i,j}^\infty /(\text{cm}^2\text{s}^{-1})$	10^{-16}	10^{-21}	10^{-30}

Difusión. Segunda ley de Fick.

En la difusión es habitual encontrarse con estados no estacionarios en los que la concentración cambia con la posición y con el tiempo.

Imaginemos por ejemplo el caso de la difusión de un soluto (n moles) desde el fondo de un vaso (de volumen V). La concentración de soluto variará con la posición (lo lejos que estemos del fondo del vaso) y del tiempo. A tiempo infinito se alcanzará una disolución homogénea de concentración $C = n/V$.

El ejemplo muestra el cambio de concentración en una capa normal a la dirección de difusión (z) situada en z_0 de área A y espesor Δz :



El número de moles de la sustancia que difunde, que entran por z_0 es $J(z_0)A$

El número de moles de la sustancia que difunde, que abandonan la capa por $z_0 + \Delta z$ es $J(z_0 + \Delta z)A$

La variación en el número de moles de la sustancia que se difunde por unidad de tiempo en la capa considerada es:

$$\frac{\partial n_i(z, t)}{\partial t} = A(J(z_0) - J(z_0 + \Delta z))$$

Difusión. Segunda ley de Fick.

Dividiendo ambos lados de la expresión por el volumen de la capa y tomando diferenciales, dz , la parte derecha se convierte en derivada (cambiada de signo):

$$\frac{\partial C_i(z,t)}{\partial t} = \frac{(J(z_o) - J(z_o + \Delta z))}{dz} = -\frac{\partial J_i(z,t)}{\partial z}$$

Si sustituimos el flujo por el valor de la primera ley de Fick nos quedaría:

$$\frac{\partial C_i(z,t)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} \left(-D_i \left(\frac{\partial C_i(z,t)}{\partial z} \right) \right)$$

Suponiendo que la difusividad no depende de la composición y por tanto de la posición podemos sacarlo de la derivada, quedando entonces:

$$\frac{\partial C_i(z,t)}{\partial t} = D_i \left(\frac{\partial^2 C_i(z,t)}{\partial z^2} \right)$$

Esta es la *segunda ley de Fick* y nos indica que la velocidad de variación de la concentración es proporcional a la segunda derivada espacial de la misma.

Difusión. Segunda ley de Fick.

La ecuación de difusión es una ecuación diferencial de segundo orden respecto al espacio y de primer orden respecto al tiempo. Para resolverla se debe especificar dos condiciones de contorno para la dependencia espacial-temporal y una inicial.

La resolución de la ecuación de difusión puede hacerse por **variables de similitud** o por *Transformada de Laplace*. En cualquiera de ellas se debe considerar condición inicial y de contorno.

Condiciones iniciales

homogeneidad de la seno de la solución

$$C_j(x,t)\Big|_{t=0} = C_j^0 \quad \forall x$$



Pierre-Simon Laplace
23 de marzo de 1749-
5 de marzo de 1827

Condiciones de contorno

Cinética de reacción infinitamente rápida

$$\lim_{x \rightarrow 0} C_j(x,t) = 0 \quad \forall t$$

Imperturbabilidad del seno de la solución

$$\lim_{x \rightarrow \infty} C_j(x,t) = C_j^0 \quad \forall t$$

Solución;

$$C_j(x,t) = C_j^0 \operatorname{erf} \left[-\frac{x^2}{4D_j t} \right]$$

$$C_j(x,t) = C_j^o \operatorname{erf} \left[-\frac{x^2}{4D_j t} \right]$$

Función error

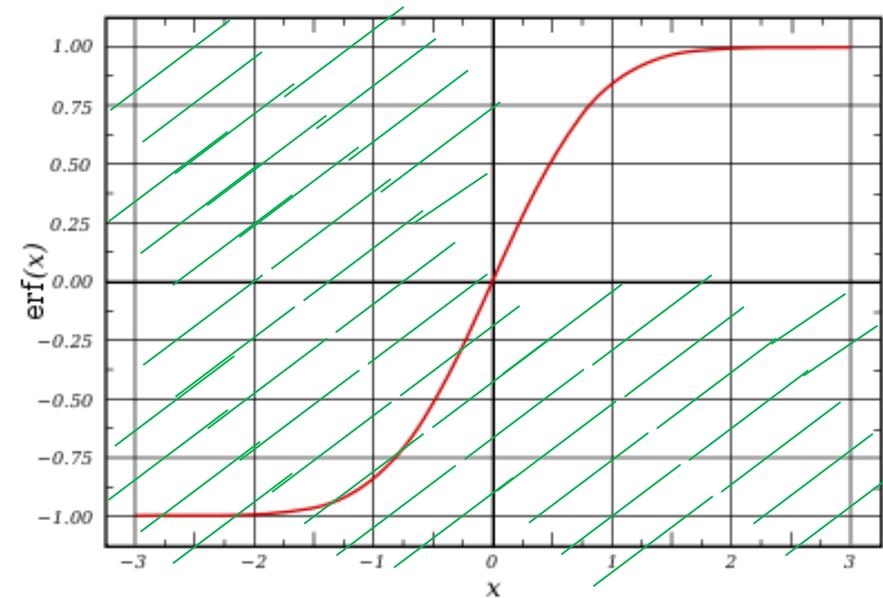
Es una función estadística de dependencia dual pero que para difusión solo tiene sentido físico el 1er. cuadrante

$$\operatorname{erf}[x] \equiv \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt$$

Especialmente nos interesa la variación de la concentración con el espacio ya que debemos calcular el espesor de la capa difusional (semigaussiana):

$$\frac{\partial C_j(x,t)}{\partial x} = \frac{C_j^o}{\sqrt{\pi D_j t}} \exp \left[-\frac{x^2}{4D_j t} \right]$$

$$\left(\frac{\partial C_j(x,t)}{\partial x} \right)_{x=0} = \frac{C_j^o}{\sqrt{\pi D_j t}}$$



Además de la pendiente en el origen podemos calcularla como incrementos y de allí la remitimos al **espesor nernstiano** que vimos más arriba:

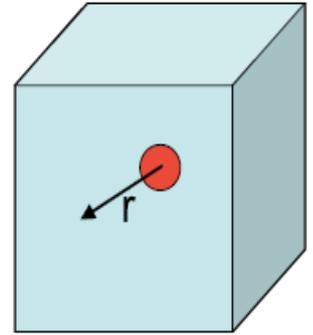
$$\left. \frac{\Delta C_j}{\Delta x} \right|_{x=0} = \frac{C_j^o - 0}{\delta - 0} = \frac{C_j^o}{\sqrt{\pi D_j t}} \longrightarrow \delta_D = \sqrt{\pi D_j t}$$

Segunda ley de Fick en difusión homogénea.

Difusión homogénea de una sustancia desde un punto.

En este caso la concentración dependerá del tiempo y de la distancia (r) desde el punto donde se produce la difusión (simetría esférica):

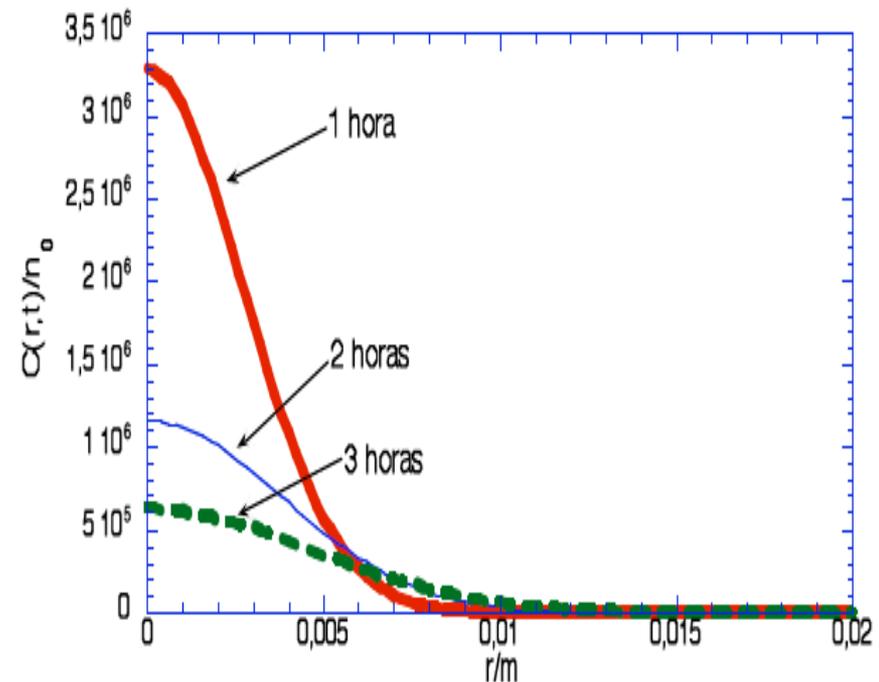
$$c(z,t) = \frac{n_0}{8(\pi Dt)^{3/2}} e^{-r^2/4Dt}$$



La función concentración con la distancia para distintos tiempos transcurridos desde el inicio de la difusión tiene forma semi-gaussiana (sin valores negativos de r).

La probabilidad de encontrar un mol del soluto a una distancia comprendida entre $r \leftrightarrow r+dr$ del punto de origen de la difusión la podemos calcular a partir de la expresión de la concentración, teniendo en cuenta que el diferencial volumen comprendido entre r y $r+dr$ es $4\pi r^2 dr$:

$$\frac{dn(r,t)}{n_0} = \frac{c(r,t)dV}{n_0} = \frac{c(r,t)4\pi r^2 dr}{n_0}$$



Ley de Einstein.

Si definimos la función de distribución con la densidad de probabilidad $f(r, t) = dp_r/dr$:

$$f(r, t) = \frac{4\pi r^2 c(r, t)}{n_0} = \frac{4r^2}{2\pi^{1/2} (Dt)^{3/2}} e^{-r^2/4Dt}$$

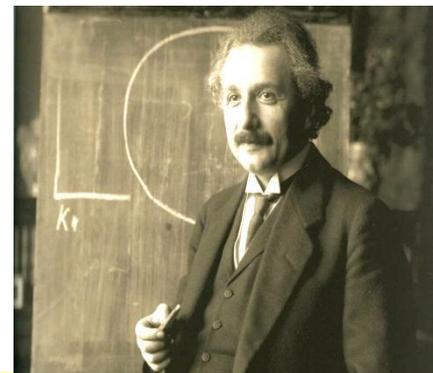
Con esta función de distribución podemos calcular la distancia cuadrática media recorrida por las moléculas de soluto en función del tiempo:

$$\langle r^2 \rangle = \int_0^{\infty} r^2 f(r, t) dr = \int_0^{\infty} r^2 \frac{r^2 e^{-r^2/4Dt}}{2\pi^{1/2} (Dt)^{3/2}} dr = \frac{1}{2\pi^{1/2} (Dt)^{3/2}} \int_0^{\infty} r^4 e^{-r^2/4Dt} dr = 6Dt$$

y por lo tanto la distancia media será:

$$r_{\text{rms}} = \langle r^2 \rangle^{1/2} = (6Dt)^{1/2}$$

Esta es la **ley de difusión de Einstein** para un sistema que difunde en las tres direcciones por igual. Fue realizado en colaboración con Maric y luego simplificado considerando un promedio de difusiones unidireccionales con distancia media en $(2Dt)^{1/2}$



Albert Einstein
14 de marzo de 1879
18 de abril de 1955



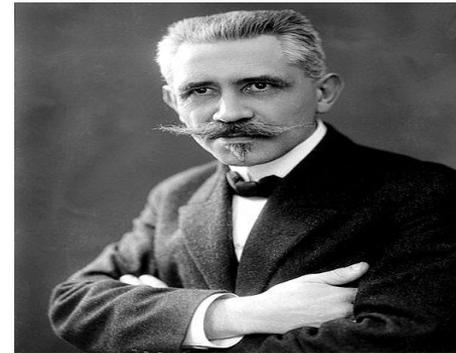
Mileva Marić
19 de diciembre de 1875
4 de agosto de 1948

Difusión en líquidos.

El tratamiento realizado de la difusión es válido tanto en fase líquida, sólida o gaseosa. La única diferencia entre un medio y otro quedaría reflejado en el valor de la difusividad.

El caso de los líquidos presenta movimiento molecular libre pero en un entorno con alta densidad donde las colisiones son muy frecuentes. La difusión en líquidos debida al movimiento al azar molecular origina el conocido movimiento Browniano (Observado por Robert Brown en 1827 examinando suspensiones acuosas de polen mediante microscopio).

La descripción teórica del movimiento Browniano fue dada independientemente por Einstein (1905), Smoluchowski (1906) y Langevin (1908) que realizó un tratamiento estadístico de las ecuaciones de movimiento de la partícula.



Paul Langevin
23 de enero de 1872-
19 de diciembre de 1946

El tratamiento de Langevin para una partícula browniana con movimiento en un fluido que es «frenada» debido a la fricción, es el efecto neto de las colisiones que experimenta la partícula con las moléculas.

Esta fuerza tiene dos componentes:

– Una fuerza debida a la viscosidad del líquido y que es proporcional a la velocidad de la molécula $F(t) = -fv$

Difusión en líquidos.

- Una fuerza fluctuante con el tiempo $\mathbf{F}(t)$ debida a las colisiones. $\mathbf{F}(t)$ es la fuerza que representa las desviaciones del valor medio y en promedio es cero. Teniendo en cuenta estas fuerzas, la ecuación de movimiento de la partícula Browniana, o *ecuación de Langevin*, es:

$$m\mathbf{a} = -f\mathbf{v} + \mathbf{F}(t)$$
$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} + f \frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{F}(t)$$

Es posible demostrar que la solución de esta ecuación proporciona, para la **distancia cuadrática media** recorrida por la partícula en su movimiento al azar:

$$\langle r^2 \rangle = \frac{2kT}{f} \left(t - \frac{m}{f} \left(1 - e^{-ft/m} \right) \right) \approx \frac{2kT}{f} t$$

Ya que $\exp(-ft/m) \rightarrow 0$ para tiempos largos

Si la partícula es esférica, la fuerza de fricción viene dada por la ley de Stokes $\vec{\mathbf{F}} = f\vec{\mathbf{v}} = -6\pi\eta r_p \vec{\mathbf{v}}$

siendo r_p el radio de la partícula y η la viscosidad del medio donde se desplaza. Así la distancia cuadrática media recorrida será:

$$\langle r^2 \rangle = \frac{kT}{\pi\eta r_p} t$$

Ecuación de Stokes–Einstein

Esta relación fue obtenida también por *Einstein* en 1905 y se verificó experimentalmente en 1908 siendo la prueba definitiva de la existencia de átomos y moléculas ya que explicaba el movimiento browniano.

A partir de la distancia cuadrática media y la ley de difusión de Einstein es posible obtener la difusividad de la partícula en función de la viscosidad de medio y el radio de la partícula:

$$\left. \begin{aligned} \langle r^2 \rangle &= \frac{kT}{\pi\eta r_p} t \\ \langle r^2 \rangle &= 6Dt \end{aligned} \right\} D = \frac{kT}{6\pi\eta r_p}$$

$$k = R/N_A$$

Ecuación de Stokes–Einstein

$$D = \frac{RT}{6N_A\pi\eta r_p}$$

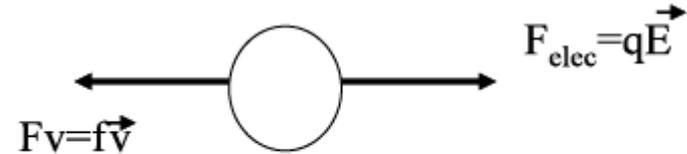
Ecuación de Langevin

La *ecuación de Langevin* puede modificarse para describir el movimiento de partículas cargadas (como los iones) añadiendo la fuerza que actúa sobre la partícula debido a su carga q y la presencia de un campo eléctrico E , $m\mathbf{a} = -f\mathbf{v} + \mathbf{F}(t) + q\mathbf{E}$

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} + f\mathbf{v} = \mathbf{F}(t) + q\mathbf{E}$$

Ecuación de Nernst-Einstein

Cuando se alcanza el estado estacionario, la fuerza de fricción promedio compensa la fuerza eléctrica, moviéndose entonces la partícula con velocidad constante



donde hemos tenido en cuenta que la fuerza aleatoria promedio a cero. Teniendo en cuenta que se define la movilidad (iónica) como la relación entre la velocidad y el campo eléctrico

$$qE = fv$$

$$u = \frac{v}{E}$$

$$u = \frac{qE}{fE} = \frac{q}{f} \quad \text{y utilizando la relación de Einstein (D = kT/f)} \quad u = \frac{qD}{kT}$$

pero $k = R/N_A$ quedando $u = \frac{qN_A D}{RT}$ Si $q = Z/e$ $u = \frac{|Z|eN_A D}{RT}$ pero $F = eN_A$

Ecuación de Nernst-Einstein

$$u = \frac{|Z|FD}{RT}$$

Esta relación se utiliza para describir la movilidad de iones en disoluciones muy diluidas que permitan despreciar las fuerzas interiónicas.

Ecuación de Nernst-Stokes-Einstein

En las condiciones ideales teóricamente estaríamos en condiciones límite o de dilución infinita, por lo que el superíndice o radica en el hecho de estar en esa situación.

$$u_i^o = \frac{|Z_i|FD_i^o}{RT}$$

Utilizando la **relación de Stokes-Einstein** entre coeficiente de difusión y viscosidad;

$$D_i^o = \frac{RT}{6N_A\pi\eta r_i}$$

obtenemos la relación de viscosidad para la movilidad iónica a dilución infinita

$$u_i^o = \frac{|Z_i|F}{6N_A\pi\eta r_i} = \frac{|Z_i|e}{6\pi\eta r_i}$$

Donde r_i es el radio del ión solvatado.

Ecuación de Nernst-Stokes-Einstein

TRANSPORTE DIFUSIONAL-MIGRATORIO

Consideremos una disolución diluida de electrolito que contiene un componente i con la presencia de gradientes de concentración y potencial eléctrico (o equivalentemente un campo eléctrico y un gradiente de potencial químico:

$$\mathbf{J}_i = \mathbf{J}_{i,\text{mig}} + \mathbf{J}_{i,\text{dif}}$$

$$|\mathbf{J}_{i,\text{mig}}| = C_i^{0,\alpha} u_i^\alpha \mathbf{E} = -C_i^{0,\alpha} u_i^\alpha \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right) \quad \mathbf{J}_{i,\text{dif}} = -\frac{C_i^{0,\alpha} u_i^\alpha}{|Z_i|F} \left(\frac{\partial \mu_i^\alpha}{\partial x} \right)$$

Para la variación del potencial químico se cumple que:

$$\mu_i^\alpha = \mu_i^{o,\alpha} + RT \ln C_i^{0,\alpha} \quad d\mu_i^\alpha = (RT) d \ln C_i^{0,\alpha} = \frac{RT}{C_i^{0,\alpha}} dC_i^{0,\alpha}$$

Por lo que:

$$\mathbf{J}_i = -\left[\frac{RT u_i^\alpha}{|Z_i|F} \left(\frac{\partial C_i^\alpha}{\partial x} \right) + u_i^\alpha C_i^\alpha \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right) \right]$$

Recordando que el coeficiente de difusión, D_i de **Nernst-Einstein** está relacionado con la movilidad según vimos anteriormente obtenemos:

$$\mathbf{J}_i = -\left[D_i^\alpha \left(\frac{\partial C_i^\alpha}{\partial x} \right) + u_i^\alpha C_i^\alpha \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right) \right]$$

TRANSPORTE DE ELECTROLITOS BAJO DIFUSION-MIGRATORIA

De la ecuación anterior se deduce nuevamente que:

1.- Para un electrolito simple Z-Z valente y si la disolución es ideal

$$D_j^\alpha = \frac{u_j^\alpha RT}{|Z_j|F}$$

Relación de Nernst-Einstein.

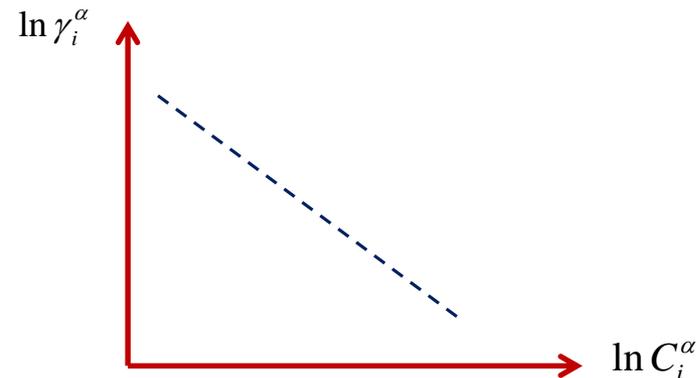
Vincula la difusividad y la movilidad de un ion en condiciones de idealidad.

Como se vinculan las constantes de la siguiente forma: $R = k N_A$ y $F = N_A e$

$$D_j^\alpha = \frac{u_j^\alpha kT}{|Z_j|e}$$

2.- Nuevamente para un electrolito simple Z-Z valente pero si la disolución no es ideal, se puede demostrar que:

$$D_j^\alpha = \frac{u_j^\alpha RT}{|Z_j|F} \left[1 + \left(\frac{\partial \ln \gamma_j^\alpha}{\partial \ln C_j^\alpha} \right) \right]$$



Difusión en medios porosos

Ley de Darcy

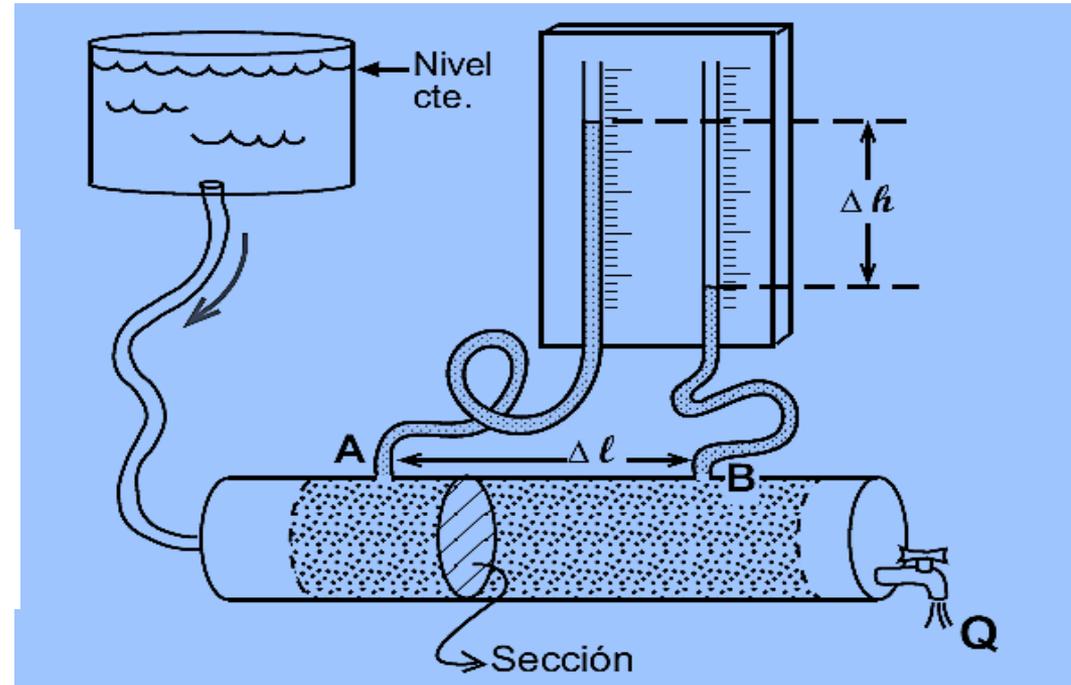
Q = Caudal

Δh = Diferencia de Potencial entre A y B

Δl = Distancia entre A y B

Gradiente hidráulico = $\frac{\Delta h}{\Delta l}$

Permeámetro de Darcy



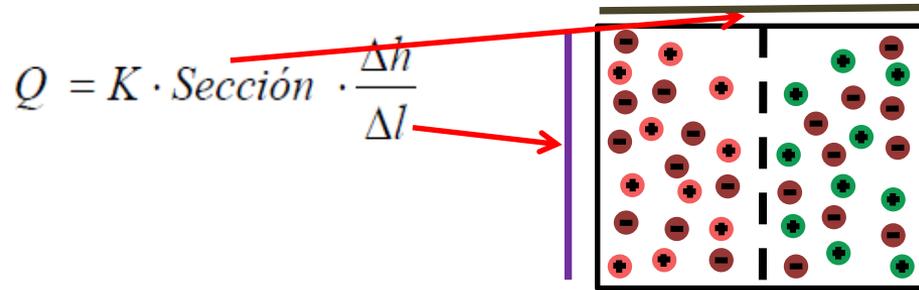
El Ing. Henry Darcy en 1830 realizó una serie de desarrollos para abastecer de agua a Dijon, a través de los medios porosos porque se utilizaban filtros de arena para depurar el agua.

Un **permeámetro** es un recipiente de sección constante por el que se hace circular agua conectando a uno de sus extremos un depósito elevado de nivel constante. En el otro extremo se regula el caudal de salida mediante una canilla que en cada experimento mantiene el caudal también constante.

Finalmente, se mide la altura de la columna de agua en varios puntos.

Darcy repitió el experimento de la figura con varios materiales porosos y cambiando las variables, deduciendo que *el caudal que atravesaba el permeámetro era linealmente proporcional a la sección y al gradiente hidráulico*.

La constante de proporcionalidad (permeabilidad hidráulica) era característica de cada material (arena) y el medio fluido (agua) que llenaba el permeámetro.



Las unidades del caudal son $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ y la sección del elemento o en nuestro caso membrana es en cm^2 , la constante de proporcionalidad K (permeabilidad hidráulica) será en cm s^{-1} .

El gradiente hidráulico es la variación de altura por unidad de longitud de la membrana y no tiene unidades por lo que resulta más conveniente expresarlo como:

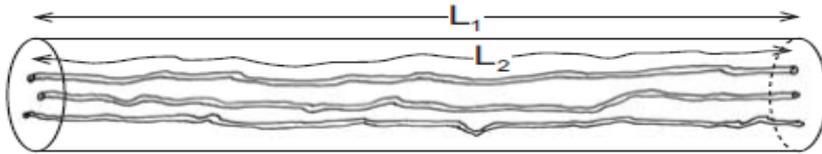
$$q = -K \cdot \left(\frac{dh}{dl} \right)$$

En este caso q será la velocidad de movimiento de iones (cm s^{-1}) a través de la membrana calculada como la relación entre el caudal y la sección de la membrana, que en algunos casos no es lineal y va elevado a un exponente real.

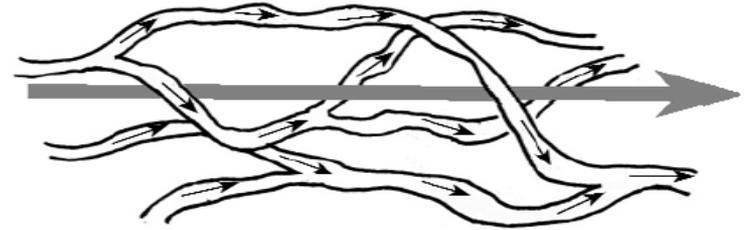
Ley de Darcy

Si aplicamos esta consideración a la membrana real como un elemento del permeámetro de Darcy, y calculamos la velocidad de flujo a partir del caudal y de la sección, obtendremos una velocidad falsa, puesto que el agua no circula por toda la sección del permeámetro, sino solamente por una pequeña parte de ella. A esa velocidad «falsa» se denomina “velocidad Darcy”:

Velocidad Darcy = Caudal/Sección total



· Tortuosidad del recorrido



Velocidad lineal media

La parte de la sección total por la que puede circular el agua y los iones es la porosidad eficaz de la membrana o de la arena o arcilla, pero más bien la luz que deja libre el camino tortuoso que deben recorrer.

Si una membrana tiene una porosidad del 10% (0.10), el fluido estaría circulando por el 10% de la sección total del tubo. Y para que el mismo caudal circule por una sección 10 veces menor, su velocidad será 10 veces mayor.

Por tanto, se cumplirá que:

$$\text{Velocidad lineal media} = \text{Velocidad Darcy} / \varepsilon$$

(ε = porosidad eficaz)