Algunas observaciones Clase 7 y 8: Nubes cálidas y frías

El tratamiento de formación y crecimiento de gotas de nube y posteriormente de gotas de lluvia en nubes cálidas, y de los diferentes tipos de hidrometeoros (nieve, granizo, graupel, etc) en nubes frías, es bastante simple. Solo un par de observaciones:

1) Con respecto al crecimiento de gotitas de nubes cálidas por condensación, la ecuación de la tasa de aumento de Masa de la gotita por flujo de vapor (Clase 7, pag. 15) es

$$\frac{dM}{dt} = 4\pi x^2 D \frac{d\rho_v}{dx}$$

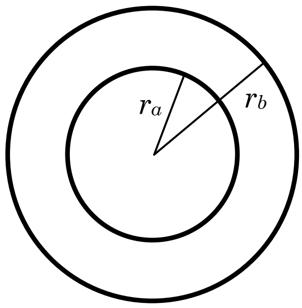
observar que esta ecuación es análoga a la ecuación de flujo de calor

$$\frac{dQ}{dt} = -Ak\frac{dT}{dx}$$

que se ve en Física 2 (parte de termodinámica). Así como la del flujo de calor es proporcional al gradiente de temperatura, la de crecimiento de Masa de la gotita (flujo de masa) es proporcional al gradiente de densidad de vapor.

2) En el crecimiento de cristales de hielo por deposición (crecimiento desde la fase vapor) en nubes frías (Clase 8, pag. 17) se usa el mismo principio en el caso aproximado de partículas esféricas. Sin embargo las partículas de hielo tienen formas distintas se puede hacer una analogía entre el campo de vapor alrededor del cristal y el campo de potencial electrostático alrededor de un conductor cargado de la misma forma y tamaño. La fuga de la carga del conductor (el análogo del flujo de vapor hacia o desde un cristal de hielo) es proporcional a la capacidad electrostática C del conductor, que se determina por el tamaño y la forma del conductor. Para un capacitor esférico recordar de Física 2 (parte electro) que

$$C = 4\pi\varepsilon_0\frac{r_a r_b}{r_b - r_a} = 4\pi\varepsilon_0\frac{1}{\frac{r_b - r_a}{r_a r_b}} = 4\pi\varepsilon_0\frac{1}{\frac{1}{r_a} - \frac{1}{r_b}} \xrightarrow[r_b\to 0]{} 4\pi\varepsilon_0 r_a$$



por lo tanto

$$\frac{dM}{dt} = \frac{DC}{\varepsilon_0}\left[\rho_v(\infty) - \rho_{vc}\right] \qquad (6.36)$$

Esta ecuación (6.36) es bastante general y se puede aplicar a un cristal de forma arbitraria de capacidad C.

PRÁCTICA

Respuestas de los ejercicios

Nota: No hacer los ejercicios 6.6, 6.37 y 6.38.

6.1. b) Ver que $\frac{d\Delta E^*}{d\sigma} = 3\frac{\Delta E^*}{\sigma}$ entonces: Si $\frac{d\sigma}{\sigma} = -0.1$ será $\frac{d\Delta E^*}{\Delta E^*} = -0.3$. La barrera de energía decrece 30%. De (6.5) $\frac{dr}{r} = \frac{d\sigma}{\sigma}$, entonces si σ decrece 10%, r también decrece 10%. c) Como r se reduce 10% y ΔE^* se reduce 30%, para una sobresaturación dada, la nucleación homogénea sería la más fácil de lograr.

6.2. $\frac{d\theta'}{\theta'} = -\frac{L_v}{c_p T'}dw_s - \left[\frac{T'-T}{T'} + \frac{L_v}{c_p T'}(w_s - w)\right]\frac{dm}{m}$ (ver ecuación (4.19))

6.5. Fracción de masa congelada en la etapa inicial = 23%. Variación del volumen en la etapa inicial = 2.1%, en la etapa siguiente = 7%.

6.15. a) Arrastre friccional: $F_d = \frac{masa\ gotita}{masa\ aire} g = 0.0461$ N kg^{-1}. b) $T - T_v = 1.28$°C.
6.16. LWP = ⅔ $r_e\, \rho_l\, \tau_c$; LWC = $^4/_3\, \pi\, r_e^3\, N\, \rho_l$
6.18. Del ejercicio 6.2. a) Sin condensación $dw_s = 0$ y sin arrastre $dm = 0 \Rightarrow d\theta' = 0$; b) Con condensación pero sin arrastre: $\frac{d\theta'}{\theta} = -\frac{L_v dw_s}{c_p T'}$ (igual a la ec. que define la θ_e para precesos pseudoadiabáticos); c) Cuando $dm \neq 0 \Rightarrow \frac{T' - T}{T'} > 0$ por empuje positivo (masas de aire ascendiendo), $w_s - w > 0$ (ya que el aire exterior está subsaturado, luego $[\quad] > 0$, ∴ el segundo término es negativo y disminuye θ' más rápido.
6.20. b) $Q_2 = \rho\left(\frac{R_d T}{\varepsilon e_s} + \frac{{L_v}^2 \varepsilon}{T p c_p}\right)$
6.24. $R = 0.67$ mm; $t = 16.4$ min
6.25. a) $ln[1 - P(V,t)] = -\frac{V}{\beta}\int_0^{T_t} J_{LS}\, dt$
6.27. $r = 0.5$ min; $M = 7.2$ µg
6.28. $t = 2.95$ min
6.29. $t = 30$ min