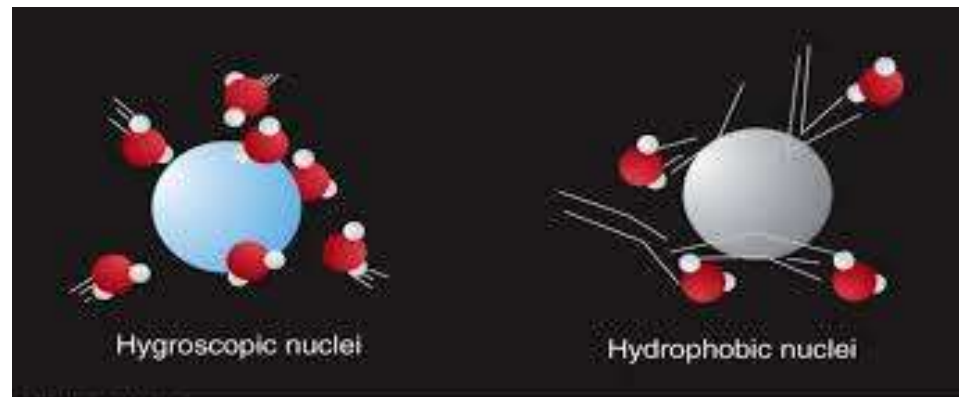


# 7

## Microfísica de nubes cálidas



© 2003 Thomson Digital Education

## Microestructura de nubes cálidas

Las nubes que se extienden totalmente por debajo de la isoterma de  $0^{\circ}\text{C}$ , llamadas *nubes cálidas*, contienen solamente gotitas de agua líquida. Por lo tanto, en la descripción de la microestructura de nubes cálidas, estamos interesados en la cantidad de agua por unidad de volumen de aire, llamado el *contenido de agua líquida* (LWC), el número total de gotitas de agua por unidad de volumen de aire, llamado la *concentración de gotitas* de nube, y la distribución de tamaños de gotitas de nube, llamado el *espectro de tamaños* de gotitas. Estos tres parámetros no son independientes entre sí.

En los inicios de las mediciones de nubes, películas cubiertas de aceite eran expuestas al aire nuboso desde una aeronave a lo largo de una trayectoria de medición. Las gotitas que chocaban con la diapositiva, y se sumergían totalmente en el aceite, quedaban así conservadas para el análisis posterior. Un método alternativo fue obtener réplicas de las gotitas cubriendo una película con polvo de óxido de magnesio. Cuando las gotitas de agua chocaban con estas películas dejaban marcas. Los métodos de impacto directo, del tipo descrito, sesgan las gotitas más pequeñas, que tienden a seguir las líneas de corriente en la caída evitando así la captación. Por consiguiente, deben hacerse rectificaciones sobre la base de cálculos teóricos de trayectorias de gotitas alrededor de la película.

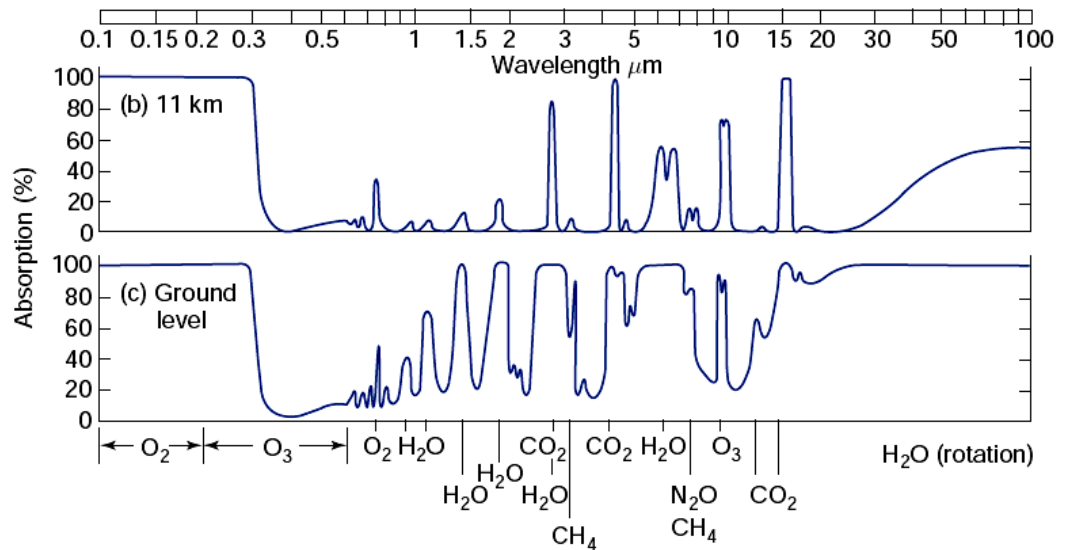
Actualmente se dispone de técnicas automáticas para medir el tamaño de las gotitas de nube desde una aeronave sin tener que colectarlas (por ej. midiendo la distribución angular de la luz dispersada por las gotas individuales). Estas técnicas permiten que una nube sea muestreada en forma continua en espacio y tiempo.

Para medir el LWC desde una aeronave, un instrumento común es un dispositivo en el que un cable calentado eléctricamente es expuesto a la corriente de aire. Cuando las gotitas de nube tocan el cable, son evaporados y tienden a enfriar y por lo tanto a aumentar la potencia eléctrica usada en el circuito para mantener constante la temperatura del cable. El voltaje exigido para hacer esto puede ser medido y calibrado para dar el LWC.

El *espesor óptico* ( $\tau_c$ ) (da cuenta de la atenuación de la radiación solar por la presencia de nubes, no tiene unidades, es una relación que mide cuánta luz pasa) y el *radio efectivo* de partículas ( $r_e$ ) de una nube de líquido o hielo pueden ser obtenidos de satélites o medidores aerotransportados de reflectancia espectral solar. Tales registros utilizan la variación espectral de absorción del agua en grandes cantidades (líquido o hielo) en regiones de ventanas atmosféricas.

El agua condensada es casi transparente en las porciones del espectro visible e infrarrojo cercano (por ej. 0.4–1.0  $\mu\text{m}$ ) y por lo tanto la reflectancia de las nubes solo depende de  $\tau_c$  y la función de fase de las partículas. Sin embargo, el agua es débilmente absorbente en onda corta y ventanas del infrarrojo medio (bandas 1.6, 2.1, y 3.7  $\mu\text{m}$ ). Por lo tanto, en estas bandas espectrales, la reflectancia de las nubes está también en función de la absorción de las partículas, y es descrita por el albedo (o reflectividad) disperso ( $\omega_0$ ).

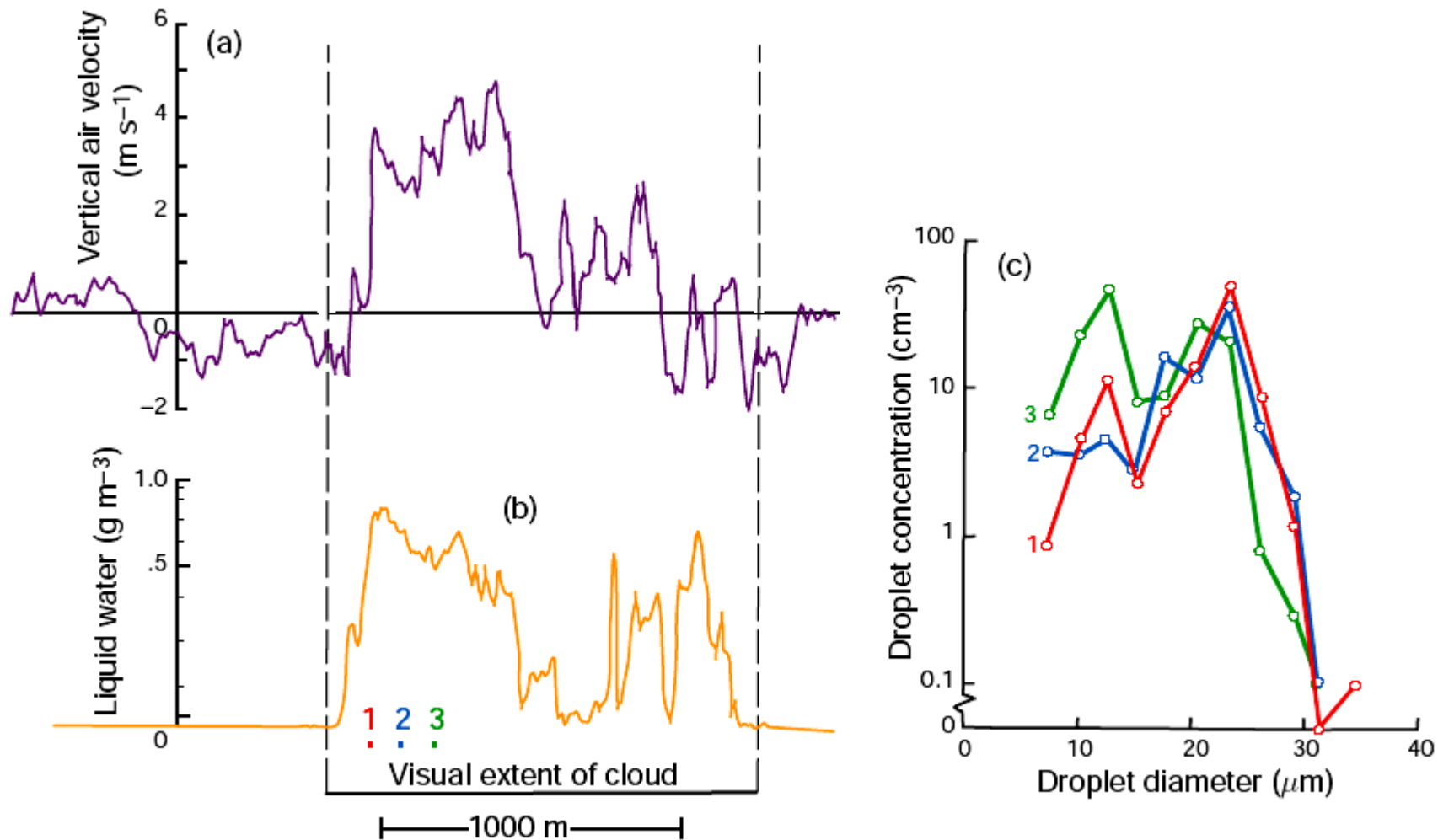
(b) Spectrum of monochromatic absorptivity of the part of the atmosphere that lies above the 11 km level; (c) Spectrum of monochromatic absorptivity of the entire atmosphere.



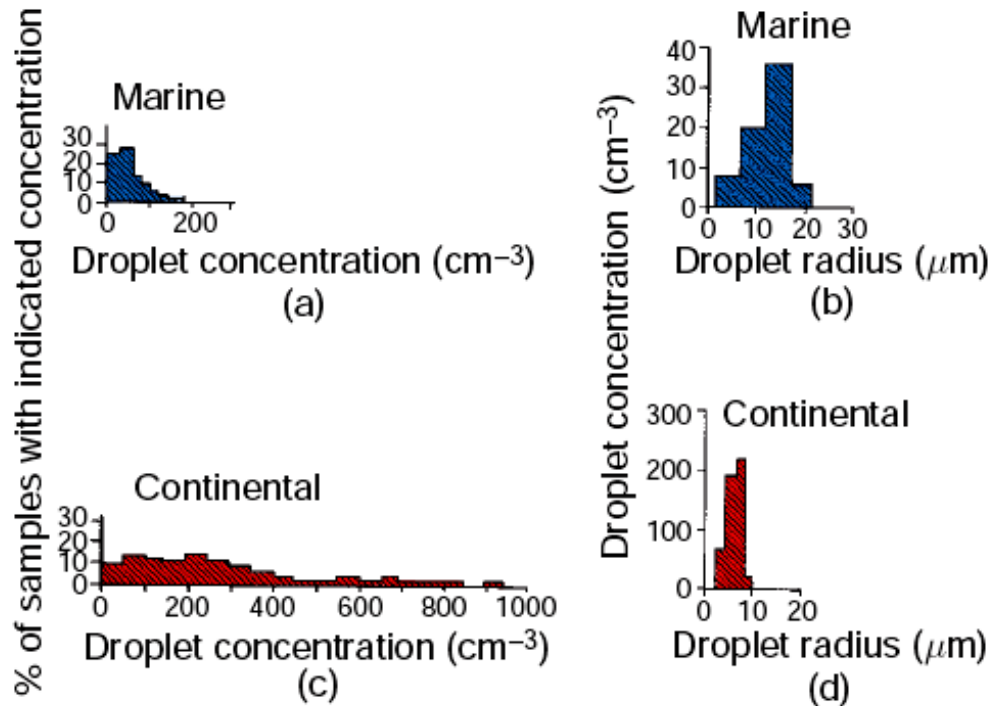
Aproximadamente, el  $r_e$  está linealmente relacionado con  $\omega_0$  para la absorción débil. Por lo tanto, una medida de reflectancia en una banda de absorción contiene también información sobre el  $r_e$ .

Los algoritmos de medición usan un modelo de “transferencia radiativa” para predecir la reflectancia en las bandas transparentes y absorbentes del sensor como función de  $\tau_c$  y  $r_e$ , incluyendo las especificaciones de parámetros no-nube relevantes (por ej. gases atmosféricos absorbentes, condiciones de la capa límite de superficie). La trayectoria de agua líquida, LWP (i.e., la masa de agua líquida de nube en una columna vertical con área seccional de  $1 \text{ m}^2$ ), es aproximadamente proporcional al producto  $\tau_c r_e$ .

En la Fig. 6.6 se muestran las mediciones de la velocidad vertical del aire, el LWC, y el espectro de tamaño de gotas en un pequeño cúmulo. La nube en sí es principalmente una región de corrientes ascendentes, con descendentes justo fuera de sus límites. Las regiones de mayor LWC corresponden muy cercanamente a las regiones de corrientes ascendentes fuertes, que son la fuerza impulsora para la formación de nubes. A partir de las mediciones de LWC se puede observar que la nube era muy heterogénea, conteniendo bolsas de relativamente alta LWC intercaladas con regiones de prácticamente ningún contenido de agua líquida. Las mediciones del espectro de gotas (Fig. 6.6c) muestran gotas que van desde unos pocos micrómetros hasta aproximadamente  $17 \mu\text{m}$  de radio. El LWC normalmente aumenta con la altura por encima de la base de la nube, alcanza un máximo alrededor de la mitad superior de una nube, y luego disminuye hacia la parte superior de la misma.



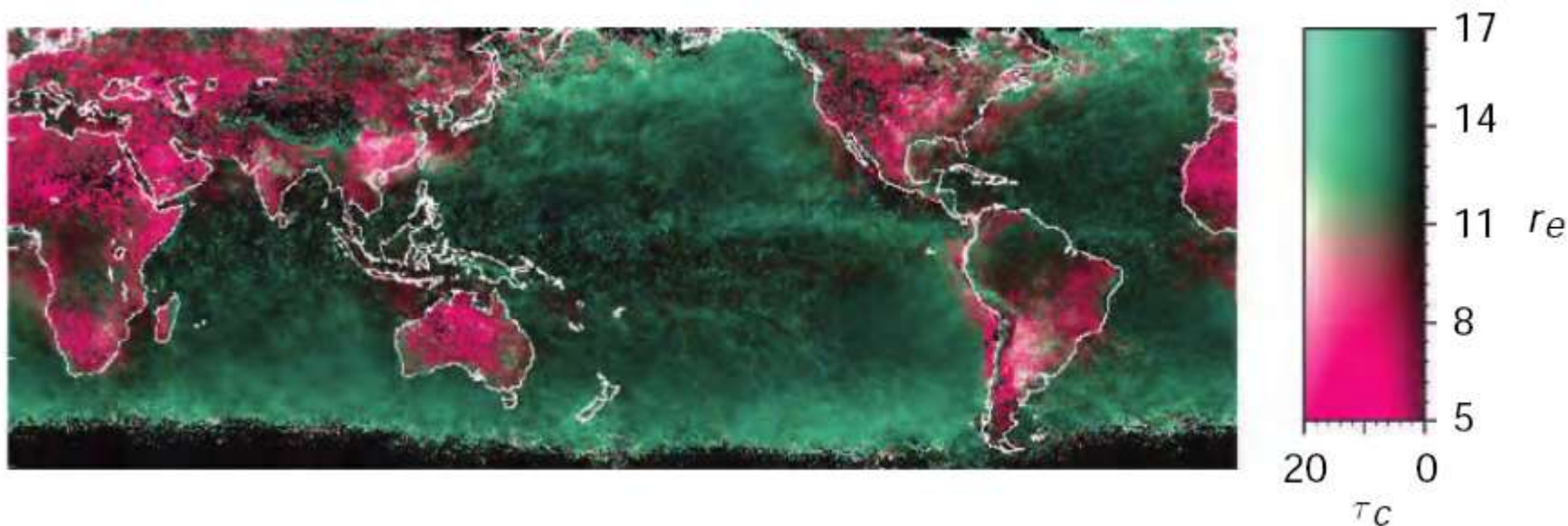
**Fig. 6.6** (a) Vertical air velocity (with positive values indicating updrafts and negative values downdrafts), (b) liquid water content, and (c) droplet size spectra at points 1, 2, and 3 in (b), measured from an aircraft as it flew in a horizontal track across the width and about half-way between the cloud base and cloud top in a small, warm, nonraining cumulus cloud. The cloud was about 2 km deep. [Adapted from *J. Atmos. Sci.* 26, 1053 (1969).]



**Fig. 6.7** (a) Percentage of marine cumulus clouds with indicated droplet concentrations. (b) Droplet size distributions in a marine cumulus cloud. (c) Percentage of continental cumulus clouds with indicated droplet concentrations. (d) Droplet size distributions in a continental cumulus cloud. Note change in ordinate from (b). [Adapted from P. Squires, “The microstructure and colloidal stability of warm clouds. Part I—The relation between structure and stability,” *Tellus* 10, 258 (1958). Permission from Blackwell Publishing Ltd.]

La mayoría de las nubes marinas tienen concentraciones de gotitas de menos de 100 cm<sup>-3</sup>, y ninguna tiene concentraciones superiores a 200 cm<sup>-3</sup> (Fig. 6.7a). Por el contrario, algunas de las nubes cúmulos continentales tienen concentraciones de gotitas de más de 900 cm<sup>-3</sup>, y la mayoría tienen concentraciones de unos pocos cientos por centímetro cúbico (fig. 6.7c). Estas diferencias reflejan las concentraciones mucho más altas de CCN presente en el aire continental. Dado que el LWC de cúmulos marinos no difiere significativamente del de los continentales, las concentraciones de gotitas más altas en cúmulos continentales deben dar lugar a tamaños de gota más pequeños en promedio para nubes continentales que para marinas.

Comparando las Figs. 6.7b y 6.7d, se puede observar que no sólo el espectro de tamaños de las gotitas para cúmulos continentales es mucho más estrecho que para los marinos, sino que el radio medio de las gotas es significativamente menor. Las gotitas generalmente más pequeñas en las nubes continentales hacen que los límites (o contornos) de estas nubes sean bien definidos debido a que las gotitas se evaporan rápidamente en el aire ambiente no saturado. La ausencia de gotas mucho más allá del límite principal de nubes cúmulo continentales les da una apariencia "más robusta" que a las nubes marítimas. Los valores de  $r_e$  son generalmente más pequeños sobre la tierra que sobre los océanos (Fig. 6.8).



**Fig. 6.8** Retrievals from a satellite of cloud optical thickness ( $\tau_c$ ) and cloud particle effective radius ( $r_e$  in  $\mu\text{m}$ ) for low-level water clouds. [From T. Nakajima et al., "A possible correlation between satellite-derived cloud and aerosol microphysical parameters," *Geophys. Res. Lett.* **28**, 1172 (2001). Copyright 2001 American Geophysical Union. Reprinted/modified by permission of American Geophysical Union.]



Los efectos de los CCN sobre el aumento en la concentración del número de gotas de nubes se demuestra notoriamente por la longevidad de las trayectorias de barcos (Fig. 6.9). En condiciones naturales el aire marino contiene relativamente pocos CCN. Los barcos emiten grandes cantidades de CCN, y cuando estas partículas son llevadas hacia las bases de las nubes estratos, aumentan la concentración y disminuyen el tamaño medio de las gotas. Las mayores concentraciones de gotitas en estas regiones producen más luz solar reflejada por lo que aparecen como líneas blancas de nube cuando se ven desde un satélite.

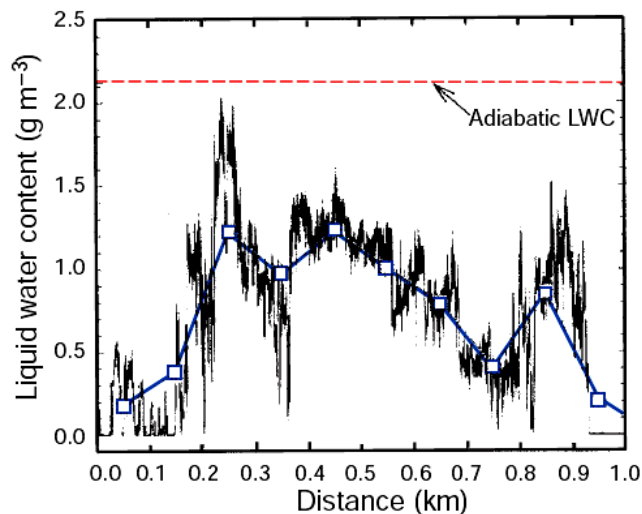


**Fig. 6.9** Ship tracks (white lines) in marine stratus clouds over the Atlantic Ocean as viewed from the NASA Aqua satellite on January 27, 2003. Brittany and the southwest coast of England can be seen on the upper right side of the image.

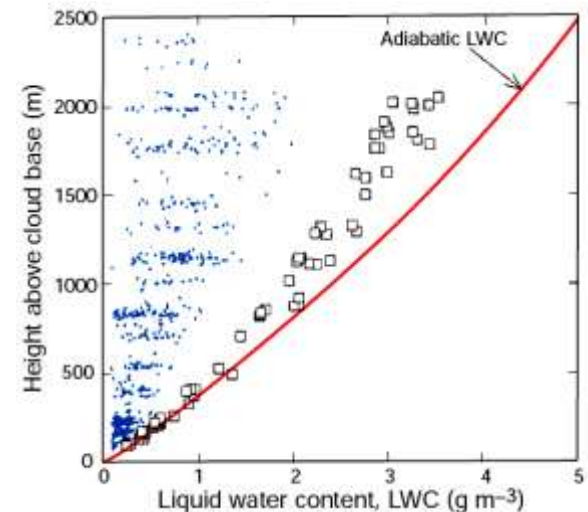
## Contenido de agua líquida y arrastre

Dado que el Skew-T se basa en suponer procesos adiabáticos para las parcelas de aire, el LWC derivado de esta manera se llama el *contenido de agua líquida adiabático*.

Figs. 6.10 y 6.11: mediciones de LWC en cúmulos. Los LWC medidos están muy por debajo del adiabático porque el aire ambiente no saturado es arrastrado en nubes cúmulos. En consecuencia, una parte del agua de nube se evapora para saturar las parcelas arrastradas de aire, reduciendo de este modo el LWC observado.

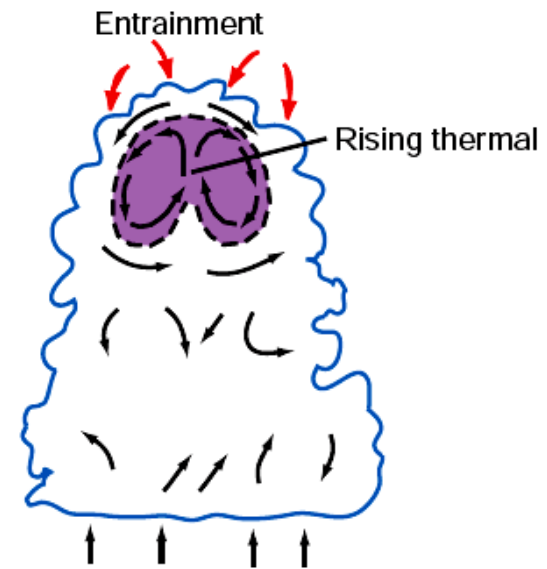


**Fig. 6.10** High-resolution liquid water content (LWC) measurements (black line) derived from a horizontal pass through a small cumulus cloud. Note that a small portion of the cumulus cloud had nearly an adiabatic LWC. This feature disappears when the data are smoothed (blue line) to mimic the much lower sampling rates that were prevalent in older measurements. [Adapted from *Proc. 13th Intern. Conf. on Clouds and Precipitation*, Reno, NV, 2000, p. 105.]



**Fig. 6.11** Blue dots are average liquid water contents (LWC) measured in traverses of 802 cumulus clouds. Squares are the largest measured LWC. Note that no adiabatic LWC was measured beyond  $\sim 900$  m above the cloud base. Cloud base temperatures varied little for all flights, which permitted this summary to be constructed with a cloud base normalized to a height of 0 m. [Adapted from *Proc. 13th Intern. Conf. on Clouds and Precipitation*, Reno, NV, 2000, p. 106.]

Las mediciones en los alrededores de pequeñas nubes cúmulos sugieren que el arrastre se produce sobre todo en su parte superior (Fig. 6.12). Algunas mediciones de campo han sugerido la presencia de núcleos adiabáticos profundamente inmersos en nubes cúmulo, donde el agua de la nube no está diluida por arrastre. Sin embargo, mediciones más recientes utilizando instrumentos de respuesta muy rápida, capaces de revelar las estructuras finas de las nubes (Figs. 6.10 y 6.11), indican que los núcleos adiabáticos, si existen, deben ser bastante raros.



**Fig. 6.12** Schematic of entrainment of ambient air into a small cumulus cloud. The thermal (shaded violet region) has ascended from cloud base. [Adapted from *J. Atmos. Sci.* **45**, 3957 (1988).]

Cuando el agua de nube se evapora para saturar una parcela de aire arrastrado, la parcela se enfría. Si se produce suficiente evaporación antes que la parcela pierda su identidad por la mezcla, se hundirá, mezclándose con más aire nuboso, hasta que se agote su flotabilidad negativa o pierda su identidad. Tales parcelas pueden descender varios kilómetros en una nube, incluso en presencia de corrientes ascendentes, en cuyo caso se denominan *descendentes penetrativas*.

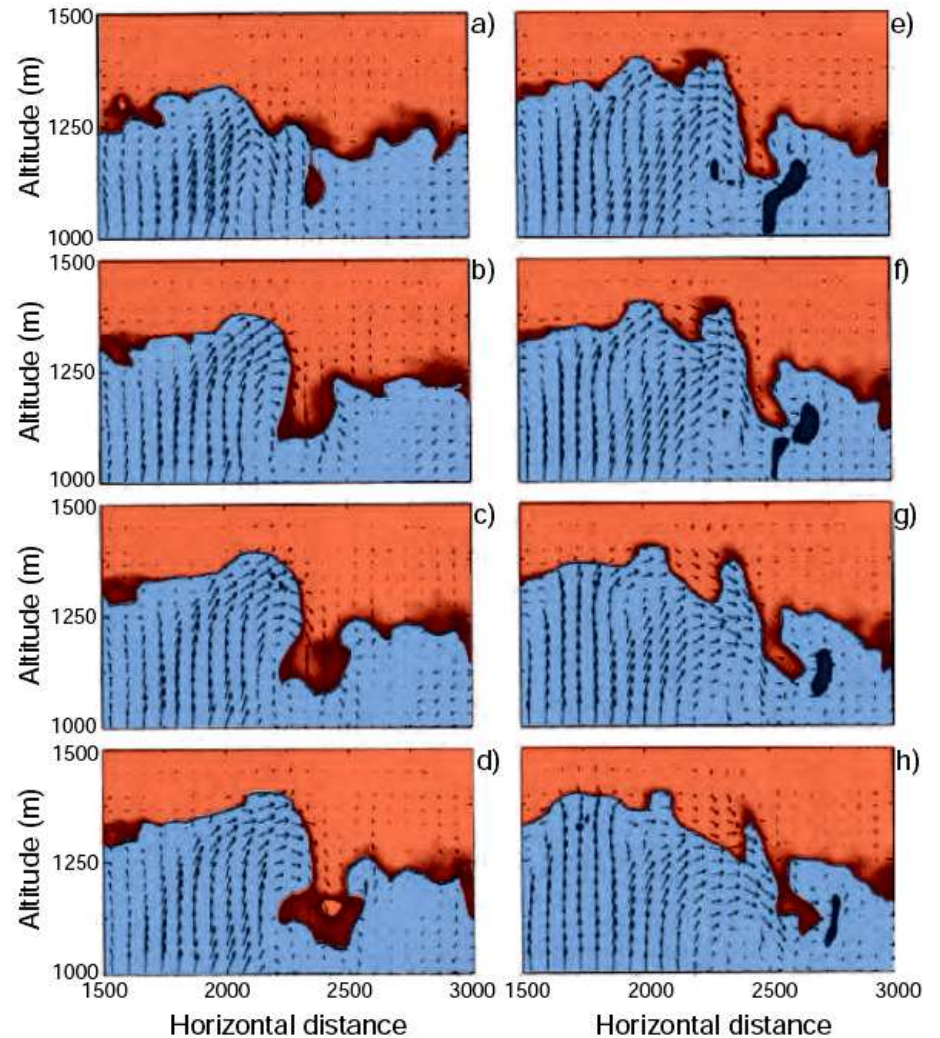
Este proceso es en parte responsable de la distribución heterogénea del LWC en nubes cúmulos (Fig. 6.6). La distribución irregular del LWC en una nube tenderá a ampliar la distribución de tamaños de gotitas, ya que las gotitas se evaporan parcial o completamente en las corrientes descendentes y crecen de nuevo cuando entran en corrientes ascendentes.

Los estratocúmulos oceánicos a menudo se forman justo debajo de una fuerte inversión de temperatura a una altura de  $\sim 0.5-1.5$  km. Sus topes son enfriados por radiación de onda larga saliente, y sus bases se calientan por radiación de onda larga de superficie. Este calentamiento diferencial impulsa convección poco profunda en la que el aire nuboso frío se hunde y las gotitas en su interior tienden a evaporarse, mientras que el aire nuboso caliente se eleva y las gotitas dentro suyo tienden a crecer. Estos movimientos son en parte responsables de la apariencia celular de las nubes estratocúmulos (Fig. 6.13).



**Fig. 6.13** Looking down on stratocumulus clouds over the Bristol Channel, England. [Photograph courtesy of R. Wood/The Met Office.]

El arrastre de aire cálido y seco desde la troposfera libre dentro del aire frío y húmedo de la capa límite por debajo, juega un papel importante en la capa límite superior de los estratocúmulos marinos. La velocidad a la que este arrastre se produce aumenta con el vigor de la turbulencia de la capa límite, pero se ve obstaculizada por la estabilidad asociada a la inversión de temperatura. La Figura 6.14, basada en simulaciones con modelos, indica cómo una masa de aire de la troposfera libre podría quedar envuelta en la capa límite superior de un estratocúmulo. Al igual que en el caso de las nubes cúmulo, a raíz de dicha inmersión, el enfriamiento de las parcelas arrastradas por la evaporación del agua de nube tenderá a conducir la parcela hacia abajo.



**Fig. 6.14** Model simulations showing the entrainment of air (darker orange) from the free troposphere (lighter orange) into the boundary layer (blue) over a period of 6 min. Arrows show fluid motions. [Adapted from Sullivan et al., *J. Atmos. Sci.* 55, 3051 (1998).]

*Ejercicio 6.2. Obtenga una expresión para el cambio fraccional  $d\theta'/\theta'$  de la temperatura potencial  $\theta'$  de una masa de aire nuboso, producido por una variación relativa en la masa  $m$  de la parcela debido al arrastre de una masa  $dm$  de aire ambiente saturado.*

## **Crecimiento de gotitas en nubes cálidas**

En las nubes cálidas, las gotitas pueden crecer por condensación en un entorno sobresaturado y al chocar y coalescer con otras gotas de la nube.

### **Crecimiento por condensación**

Consideremos primero una gotita aislada, con radio  $r$  en el tiempo  $t$ , en un entorno sobresaturado en el que la densidad de vapor de agua a una gran distancia de la gotita es  $\rho_v(\infty)$  y la densidad de vapor de agua adyacente a la gotita es  $\rho_v(r)$ . Si se supone que el sistema está en equilibrio (es decir, no hay acumulación de vapor de agua en el aire que rodea la gota), la tasa de aumento de la masa  $M$  de la gotita en el tiempo  $t$  es igual al flujo de vapor de agua a través de cualquier superficie esférica de radio  $x$  centrada en la gota.

Por lo tanto, si definimos el *coeficiente de difusión*  $D$  de vapor de agua en el aire como la velocidad de flujo de masa de vapor de agua a través de (y normal a) una unidad de área en presencia de un gradiente unitario de densidad de vapor de agua, la tasa de aumento de la masa de la gota está dada por

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

donde  $\rho_v$  es la densidad de vapor de agua a una distancia  $x$  ( $>r$ ) a partir de la gotita. Debido a que, bajo condiciones estacionarias,  $dM/dt$  es independiente de  $x$ ,

$$\frac{dM}{dt} \int_{x=r}^{x=\infty} \frac{dx}{x^2} = 4\pi D \int_{\rho_v(r)}^{\rho_v(\infty)} d\rho_v$$

ó

$$\frac{dM}{dt} = 4\pi r D [\rho_v(\infty) - \rho_v(r)] \quad (6.19)$$

Substituyendo  $M = 4/3\pi r^3 \rho_l$ , donde  $\rho_l$  es la densidad del agua líquida

$$\frac{dr}{dt} = \frac{D}{r\rho_l} [\rho_v(\infty) - \rho_v(r)]$$

Finalmente, usando la ecuación del gas ideal para el vapor de agua

$$\frac{dr}{dt} = \frac{1}{r} \frac{D\rho_v(\infty)}{\rho_l e(\infty)} [e(\infty) - e(r)] \quad (6.20)$$

**Nota:** Varias hipótesis se han hecho en la derivación de (6.20). Por ejemplo, se ha supuesto que todas las moléculas de agua que se posan en la gotita permanecen allí y que el vapor adyacente a la gotita está a la misma temperatura que el ambiente. Debido a la liberación de calor latente de condensación, la temperatura en la superficie de la gotita, de hecho, es un poco más alta que la temperatura del aire lejos de la gotita. También hemos asumido que la gota está en reposo; gotitas que caen con velocidades apreciables estarán ventiladas, lo que afectará tanto la temperatura de la gota como el flujo de vapor a la gota.

Estrictamente hablando,  $e(r)$  en (6.20) debe sustituirse por  $e'$  dado por (6.8) de la clase 6. Sin embargo, para las gotitas de radio mayor a  $1 \mu\text{m}$  se puede ver en las Fig. 6.3 y 5.2 (clase anterior), que los efectos de disolución y curvatura no son muy importantes, por lo que la presión de vapor  $e(r)$  es aproximadamente igual a la presión de vapor de saturación  $e_s$  a través de una superficie plana de agua pura (que depende sólo de la temperatura).



En este caso, si  $e(\infty)$  no es demasiado diferente de  $e_s$

$$\frac{e(\infty) - e(r)}{e(\infty)} \simeq \frac{e(\infty) - e_s}{e_s} = S$$

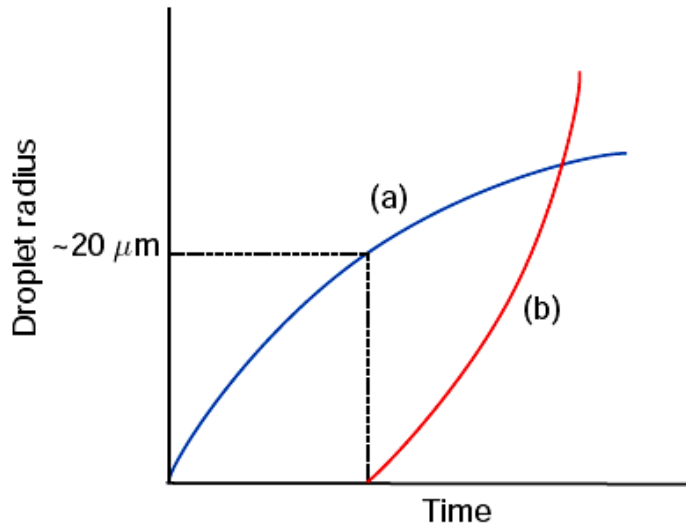
donde  $S$  es la sobresaturación del aire ambiente (expresada como una fracción en lugar de un porcentaje). Por lo tanto (6.20) se convierte en

$$r \frac{dr}{dt} = G_\ell S \quad (6.21)$$

donde

$$G_\ell = \frac{D\rho_v(\infty)}{\rho_l}$$

que tiene un valor constante para un entorno dado. Vemos que, para valores fijos de  $G_\ell$  y  $S$ ,  $dr/dt$  es inversamente proporcional al radio  $r$  de la gota. En consecuencia, inicialmente las gotas aumentan su radio muy rápidamente, pero su velocidad de crecimiento disminuye con el tiempo, como muestra esquemáticamente la curva (a) de la Fig. 6.15.

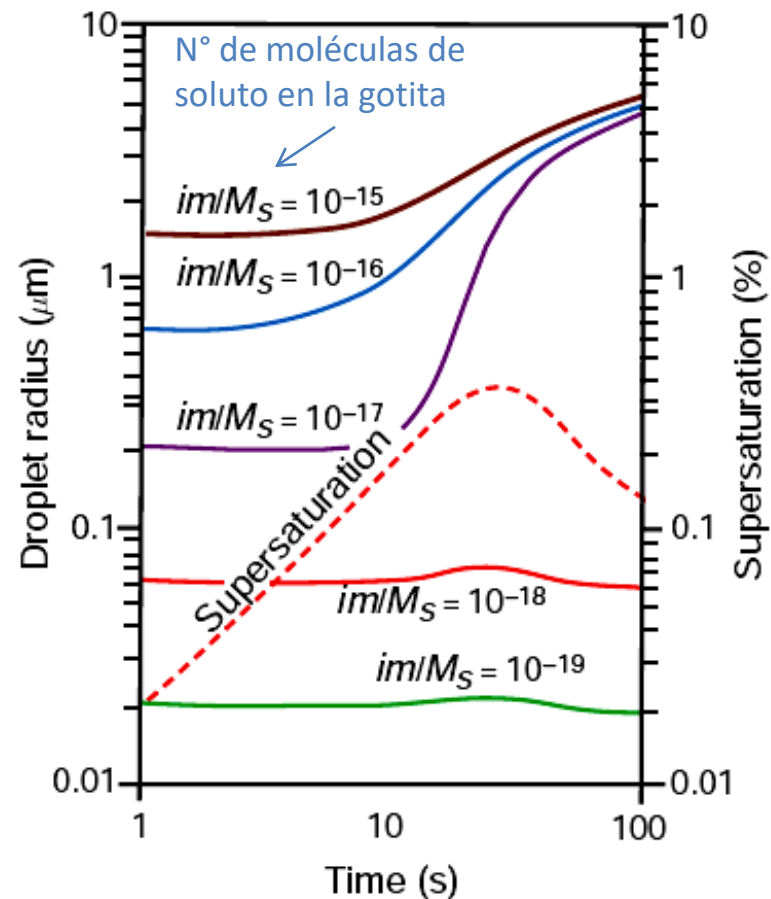


**Fig. 6.15** Schematic curves of droplet growth (a) by condensation from the vapor phase (blue curve) and (b) by collection of droplets (red curve).

En una nube nos concierne el crecimiento de un gran número de gotitas en una parcela de aire ascendente. Como la parcela se eleva, se expande, se enfría adiabáticamente, y finalmente, llega a la saturación con respecto al agua líquida. Además, la elevación produce sobresaturaciones que aumentan inicialmente a una velocidad proporcional a la velocidad de la corriente ascendente.

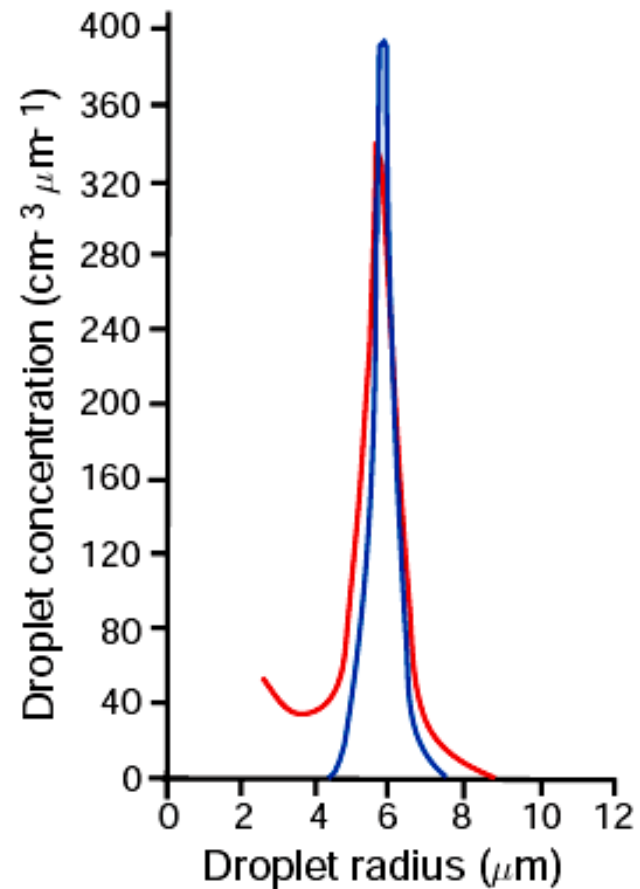
Mientras la sobresaturación aumenta, los CCN se activan, empezando por los más eficientes. Cuando la tasa a la que aumenta el vapor de agua por sobre la saturación (disponible por el enfriamiento adiabático), es igual a la tasa a la que el vapor de agua se condensa sobre los CCN y las gotas, la sobresaturación en la nube alcanza un valor máximo. La concentración de gotas se determina en esta etapa (que se produce generalmente dentro de los primeros 100 m o menos, de la base de la nube) y es igual a la concentración de CCN activados por el máximo de sobresaturación que ha sido alcanzado.

Posteriormente, las gotitas en crecimiento consumen vapor de agua más rápido de lo que se pone a disposición por el enfriamiento del aire por lo que la sobresaturación comienza a disminuir. A continuación las gotitas nubosas comienzan a evaporarse mientras que las gotas activadas siguen creciendo por condensación. Debido a que la tasa de crecimiento por condensación de una gota es inversamente proporcional a su radio [véase (6.21)], las gotas activadas más pequeñas crecen más rápido que las gotas más grandes. En consecuencia, en este modelo simplificado, los tamaños de las gotitas en la nube son cada vez más uniformes con el tiempo (es decir, tiende a acercarse a una distribución monodispersada). Esta secuencia de eventos se ilustra en los resultados de cálculos teóricos mostrados en la Fig. 6.16.



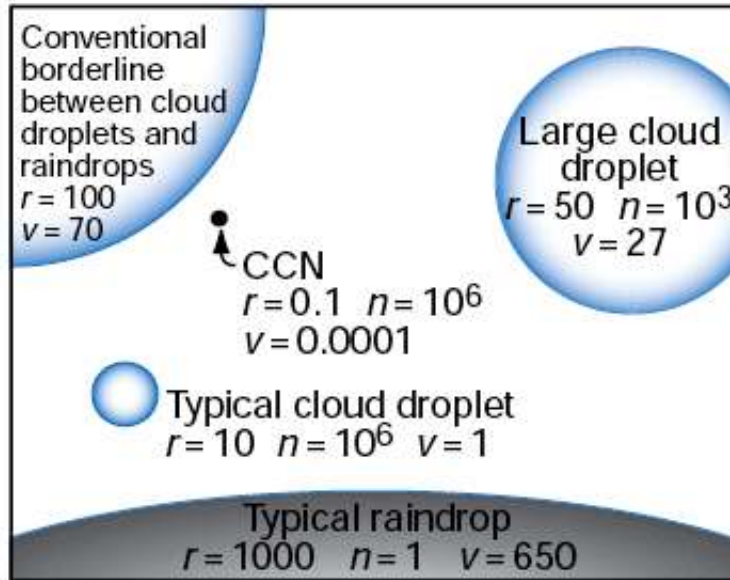
**Fig. 6.16** Theoretical computations of the growth of cloud condensation nuclei by condensation in a parcel of air rising with a speed of  $60 \text{ cm s}^{-1}$ . A total of  $500 \text{ CCN cm}^{-1}$  was assumed with  $im/M_s$  values [see Eq. (6.8)] as indicated. Note how the droplets that have been activated (brown, blue, and purple curves) approach a monodispersed size distribution after just 100 s. The variation with time of the supersaturation of the air parcel is also shown (dashed red line). [Based on data from *J. Meteor.* 6, 143 (1949).]

Las comparaciones de las distribuciones de tamaño de las gotitas de nubes medidas a unos cientos de metros por encima de las bases de cúmulos cálidos no precipitantes, con distribuciones de tamaño de gota calculados suponiendo un crecimiento por condensación durante unos 5 min muestran un buen acuerdo (Fig. 6.17). Hay que tener en cuenta que las gotitas producidas por la condensación durante este período de tiempo crecen hasta sólo  $\sim 10 \mu\text{m}$  en radio. Por otra parte, la tasa de aumento del radio por condensación de una gota cada vez más grande disminuye con el tiempo. Por lo tanto, el crecimiento sólo por condensación es demasiado lento como para producir gotas de lluvia.



**Fig. 6.17** Comparison of the cloud droplet size distribution measured 244 m above the base of a warm cumulus cloud (red line) and the corresponding computed droplet size distribution assuming growth by condensation only (blue line). [Adapted from Tech. Note No. 44, Cloud Physics Lab., Univ. of Chicago.]

Para que una gotitas nubosa de  $\sim 10 \mu\text{m}$  de radio crezca al tamaño de una gota de lluvia de radio de 1 mm, se requiere un incremento en volumen de un millón de veces! Sin embargo, sólo alrededor de una gotita en un millón (aproximadamente 1 por litro) en una nube, tiene un crecimiento de tal magnitud para una nube de lluvia.



**Fig. 6.18** Relative sizes of cloud droplets and raindrops;  $r$  is the radius in micrometers,  $n$  is the number per liter of air, and  $v$  is the terminal fall speed in centimeters per second. The circumferences of the circles are drawn approximately to scale, but the black dot representing a typical CCN is 25 times larger than it should be relative to the other circles. [Adapted from J. E. MacDonald, "The physics of cloud modification," *Adv. Geophys.* 5, 244 (1958). Copyright 1958, with permission from Elsevier.]

## Crecimiento por colección

En las nubes cálidas el crecimiento de algunas gotas del tamaño relativamente pequeño obtenido por condensación a los tamaños de las gotas de lluvia, se consigue por la colisión y coalescencia de las gotas.

## ¿Galileo tenía razón? Velocidad de caída para una gota de lluvia

Consideremos un cuerpo de densidad  $\rho'$  y volumen  $V'$  que cae a través del aire de densidad  $\rho$ . La fuerza hacia abajo que actúa sobre el cuerpo debido a la gravedad es  $\rho'V'g$  y la fuerza de empuje hacia arriba que actúa sobre el cuerpo debido a la masa de aire desplazado por el cuerpo es  $\rho V'g$ . Además, el aire ejerce una fuerza de arrastre  $F_{arrastre}$  en el cuerpo, que actúa hacia arriba. El cuerpo alcanzará una velocidad de caída terminal fija cuando estas tres fuerzas están en equilibrio, es decir

$$\rho'V'g = \rho V'g + F_{arrastre}$$

o, si el cuerpo es una esfera de radio  $r$ ,

$$\frac{4}{3}\pi r^3 g (\rho' - \rho) = F_{arrastre} \quad (6.22)$$

Para esferas de radio  $\leq 20 \mu\text{m}$

$$F_{arrastre} = 6\pi \eta r v \quad (6.23)$$

donde  $v$  es la velocidad terminal de caída del cuerpo y  $\eta$  es la viscosidad del aire. La expresión (6.23) se llama *fuerza de arrastre de Stokes*. A partir de (6.22) y (6.23)

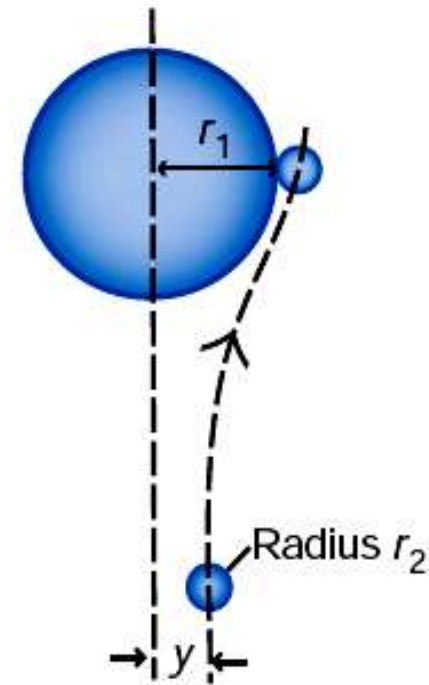
$$v = \frac{2g(\rho' - \rho)r^2}{9\eta}$$

o si  $\rho' \gg \rho$  (lo cual ocurre para líquidos y sólidos)

$$v = \frac{2g\rho'r^2}{9\eta} \quad (6.24)$$

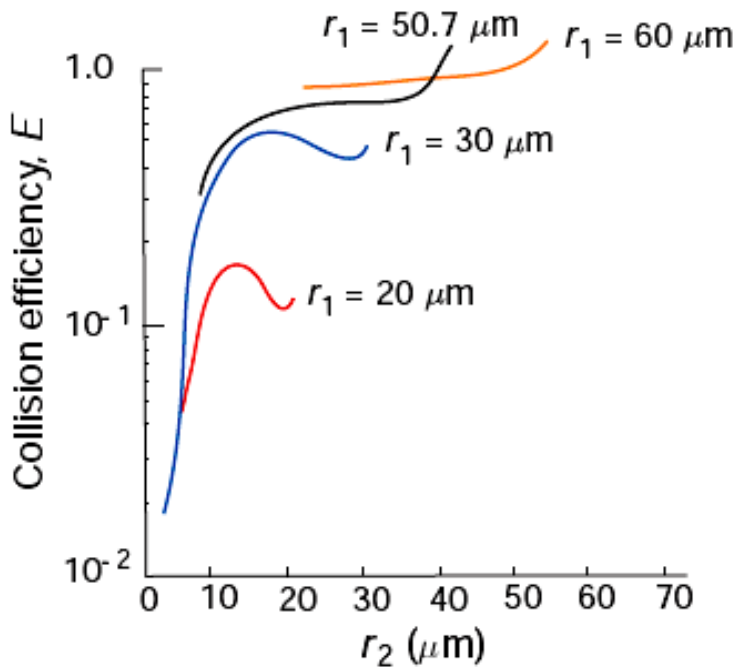
La velocidad terminal de caída de una gota de agua con un radio de  $40\ \mu\text{m}$  es aproximadamente 10% menor que la dada por (6.24). Gotas con radios de  $100\ \mu\text{m}$ ,  $1\ \text{mm}$  y  $4\ \text{mm}$  tienen velocidades terminales de caída de  $25.6$ ,  $403$ , y  $883\ \text{cm s}^{-1}$ , respectivamente, que son mucho menores a las dadas por (6.24). Esto se debe a que una gota aumenta de tamaño al caer, se hace cada vez “menos esférica” y se va alargando. Esto da lugar a una fuerza de arrastre mucho mayor que la dada por (6.23).

Considere una sola gota de radio  $r_1$  (llamada *gota colectora*) que está superando a una gota más pequeña de radio  $r_2$  (Fig. 6.19). Como la gota colectora se aproxima a la gotita, esta última tiende a seguir las líneas de corriente alrededor de la colectora y de ese modo podría evitar la captura. Definimos una sección transversal de colisión eficaz, que representa la distancia crítica entre la línea central de caída de la gota colectora y máxima línea central de la gotita que hace que una colisión con la colectora pueda ocurrir.



**Fig. 6.19** Relative motion of a small droplet with respect to a collector drop.  $y$  is the maximum impact parameter for a droplet of radius  $r_2$  with a collector drop of radius  $r_1$ .

Si el centro de la gotita de radio  $r_2$  es más cercano que  $y$  a la línea central de caída de la gota colectora de radio  $r_1$ , chocará con la colectora; de contrario, no chocará. La sección eficaz de colisión efectiva es entonces  $\pi y^2$ , mientras que la sección eficaz de colisión geométrica es  $\pi (r_1 + r_2)^2$ . Por consiguiente, la *eficacia de colisión*  $E$  de una gotita de radio  $r_2$  con una gota de radio  $r_1$  se define como



$$E = \frac{y^2}{(r_1 + r_2)^2} \quad (6.25)$$

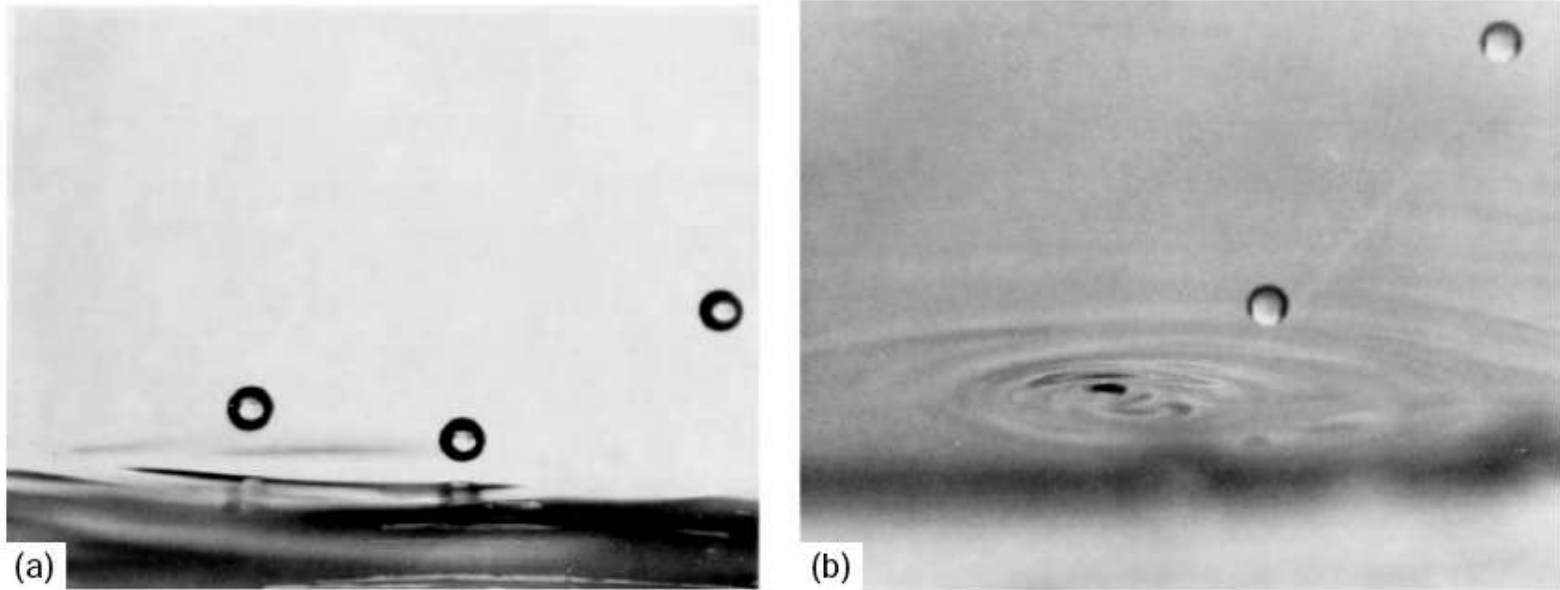
La determinación de la eficacia de colisión es difícil, en particular cuando la colectora y las gotitas son similares en tamaño, en cuyo caso se afectan en gran medida el movimiento de una a la otra. La eficiencia de colisión aumenta notablemente a medida que el tamaño de la colectora aumenta. Además, las eficiencias de colisión para gotas colectoras de menos de  $\sim 20 \mu\text{m}$  de radio son bastante pequeñas (Fig. 6.20).

**Fig. 6.20** Calculated values of the collision efficiency,  $E$ , for collector drops of radius  $r_1$  with droplets of radius  $r_2$ . [Adapted from H. R. Pruppacher and J. D. Klett, *Microphysics of Clouds and Precipitation*, Kluwer Academic Pub., 1997, Fig. 14-6, p. 584, Copyright 1997, with kind permission of Springer Science and Business Media. Based on *J. Atmos. Sci.* 30, 112 (1973).]



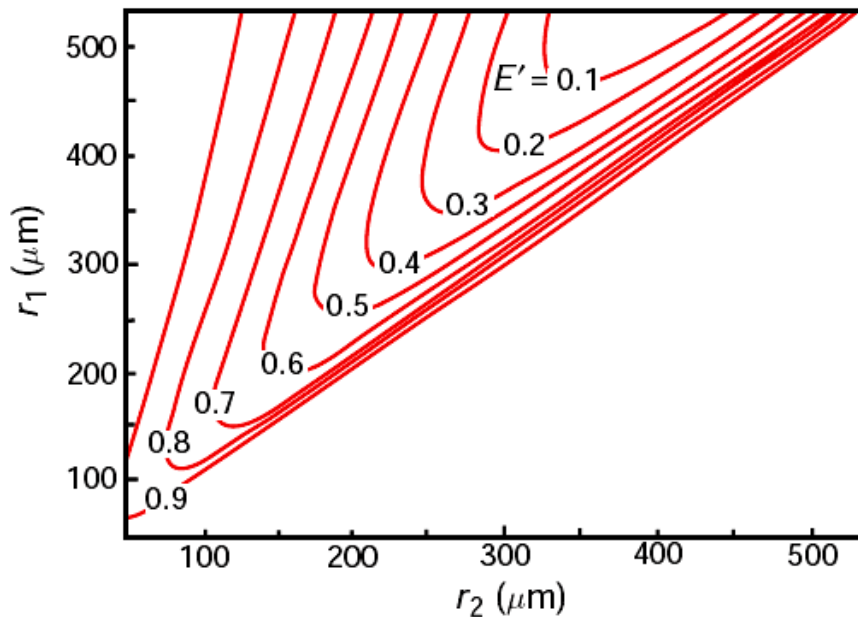
Cuando la colectora es mucho mayor que las gotitas, la eficacia de colisión es pequeña debido a que las gotitas tienden a seguir estrechamente las líneas de corriente alrededor de la colectora. A medida que el tamaño de las gotitas aumenta,  $E$  aumenta debido a que las gotitas tienden a moverse más cerca en una línea recta en lugar de seguir las líneas de corriente alrededor de la colectora. Sin embargo, a medida que  $r_2/r_1$  aumenta de  $\sim 0.6$  a  $0.9$ ,  $E$  decae, en particular para colectoras pequeñas, debido a que las velocidades de caída terminales de la colectora y de las gotitas se aproximan entre sí de modo que la velocidad relativa entre ellas es muy pequeña. Sin embargo, cuando  $r_2/r_1$  se aproxima a la unidad,  $E$  tiende a aumentar nuevamente debido a que dos gotas de tamaño casi iguales interactúan fuertemente para producir una velocidad de encierro entre ellas. De hecho, efectos de estela por detrás de la colectora puede hasta producir valores de  $E$  mayores que la unidad (Fig. 6.20).

El siguiente punto a considerar es si la gotita es “capturada” (es decir, si se produce la *coalescencia*) cuando choca con una colectora mayor. Se sabe, de experimentos de laboratorio, que las gotitas pueden rebotar una con otra, o fuera de una superficie plana de agua, como se demuestra en la Fig. 6.21a.



**Fig. 6.21** (a) A stream of water droplets (entering from the right), about  $100 \mu\text{m}$  in diameter, rebounding from a plane surface of water. (b) When the angle between the stream of droplets and the surface of the water is increased beyond a critical value, the droplets coalesce with the water. [Photograph courtesy of P. V. Hobbs.]

Esto ocurre cuando el aire queda atrapado entre las superficies a chocar de manera que se deforman sin llegar a tocarse. En efecto, las gotas rebotan sobre un colchón de aire. Si el colchón de aire es expulsado antes de que ocurra el rebote, la gotita se pondrá en contacto físico con la gota y la coalescencia se producirá (Fig. 6.21b). La eficiencia de coalescencia  $E'$  de una gotita de radio  $r_2$  con una gota de radio  $r_1$  se define como la fracción de colisiones que resultan en coalescencia. La eficiencia de recolección  $E_c$  es igual a  $E E'$ .

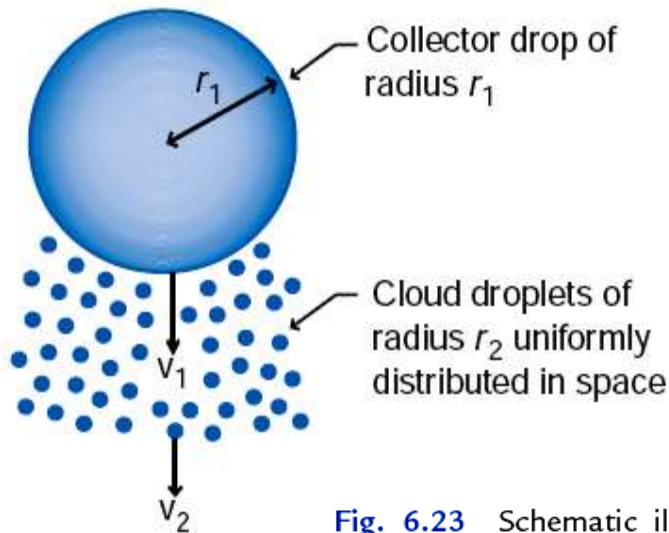


**Fig. 6.22** Coalescence efficiencies  $E'$  for droplets of radius  $r_2$  with collector drops of radius  $r_1$  based on an empirical fit to laboratory measurements. [Adapted from *J. Atmos. Sci.* 52, 3985 (1995).]

La eficiencia de coalescencia  $E'$  es grande para gotas muy pequeñas que chocan con gotas más grandes.  $E'$  disminuye inicialmente en cuanto el tamaño de la gotita recolectada aumenta en comparación con el de la colectora, pero en cuanto la gotita y la colectora se aproximan entre sí en tamaño,  $E'$  aumenta rápidamente. Este comportamiento se puede explicar como sigue. La ocurrencia de coalescencia depende de la magnitud relativa de la energía de impacto con la energía superficial de agua.

Esta relación de energía proporciona una medida de la deformación de la gota colectora debido al impacto, lo que, a su vez, determina la cantidad de aire atrapado entre la gotita y la gota. La tendencia al rebote es máxima para valores intermedios de la proporción de tamaños entre la gotita y la colectora. A valores más pequeños o grandes de la relación de tamaños, la energía del impacto es relativamente más pequeña o menos capaz de evitar el contacto y la coalescencia.

La presencia de un campo eléctrico mejora la coalescencia. Por ejemplo, las gotas que rebotan en un determinado ángulo de incidencia puede hacerse coalescer mediante la aplicación de un campo eléctrico de aproximadamente  $10^4 \text{ V m}^{-1}$ , que está dentro del rango de los valores medidos en las nubes. Del mismo modo, la coalescencia es ayudada si la gotita que impacta lleva una carga eléctrica mayor a  $\sim 0,03 \text{ pC}$ . La carga eléctrica máxima que una gota de agua puede transportar se produce cuando la tensión electrostática de superficie es igual a la de la tensión superficial. Para una gotita  $5 \text{ }\mu\text{m}$  de radio, la carga máxima es  $\sim 0,3 \text{ pC}$ ; para una gota de  $0,5 \text{ mm}$  de radio, es  $\sim 300 \text{ pC}$ . Las cargas medidas en las gotas de nube generalmente están varios órdenes de magnitud por debajo de la carga máxima posible.



Considere una colectora de radio  $r_1$  que tiene una velocidad terminal de caída  $v_1$  cayendo a través de una nube de gotitas de tamaños iguales de radio  $r_2$  con velocidad terminal de caída  $v_2$  distribuidas de manera uniforme en el espacio y que se recogen de manera uniforme a la misma velocidad por todas las gotas colectoras.

**Fig. 6.23** Schematic illustrating the continuous collection model for the growth of a cloud drop by collisions and coalescence.

Esto se llama *modelo de recolección continua*. La tasa de aumento de la masa  $M$  del colector es

$$\frac{dM}{dt} = \pi r_1^2 (v_1 - v_2) w_l E_c \quad (6.26)$$

donde  $w_l$  es el LWC (en  $\text{kg m}^{-3}$ ) de gotas de nube de radio  $r_2$ .  
Substituyendo  $M = \frac{4}{3}\pi r_1^3 \rho_l$  en (6.26)

$$\frac{dr_1}{dt} = \frac{(v_1 - v_2) w_l E_c}{4\rho_l} \quad (6.27)$$

Si  $v_1 \gg v_2$  y asumimos que la eficiencia de coalescencia es  $E' = 1$ , y por lo tanto  $E_c = E$ ,

$$\frac{dr_1}{dt} = \frac{v_1 w_l E}{4\rho_l} \quad (6.28)$$

Debido a que  $v_1$  y  $E$  aumentan con  $r_1$ , se deduce de (6.28) que  $dr_1/dt$  también aumenta con  $r_1$ ; es decir, el crecimiento de una gota por colección es un proceso de aceleración. Este comportamiento es ilustrado por la curva roja en la Fig. 6.15, lo que indica un crecimiento insignificante por la recolección hasta que la gota colector ha alcanzado un radio de  $\sim 20 \mu\text{m}$  (ver Fig. 6.20).

Se puede ver en la Fig. 6.15 que para las gotitas pequeñas de nube, el crecimiento por condensación es el principio dominante, pero más allá de un cierto radio, el crecimiento por colección domina y se acelera rápidamente.

Si hay una velocidad ascendente  $w$  firme en la nube, la velocidad de la colectora con respecto al suelo será  $w-v_1$  y la velocidad de las gotitas de nube será  $w-v_2$ . El movimiento de la colectora es

$$\frac{dh}{dt} = w - v_1 \quad (6.29)$$

donde  $h$  es la altura sobre un nivel fijo (por ejemplo, la base de la nube) en el tiempo  $t$ . Asumiendo  $v_1 \gg v_2$  y  $E_c = E$ , obtenemos

$$\frac{dr_1}{dh} = \frac{v_1 w_l E}{4\rho_l (w - v_1)}$$

o, si el radio del colector a la altura  $H$  sobre la base de la nube es  $r_H$  y su radio en la base de la nube es  $r_0$

$$\int_0^H w_l dh = 4\rho_l \int_{r_0}^{r_H} \frac{(w - v_1)}{v_1 E} dr_1$$

Si asumimos que  $w_l$  es independiente de  $h$

$$H = \frac{4\rho_l}{w_l} \left[ \int_{r_0}^{r_H} \frac{w}{v_1 E} dr_1 - \int_{r_0}^{r_H} \frac{dr_1}{E} \right] \quad (6.30)$$

Si los valores de  $E$  y  $v_1$  como funciones de  $r_1$  son conocidos (6.30) puede usarse para calcular el valor de  $H$  correspondiente a cualquier valor de  $r_H$  y vice versa. También podemos deducir de (6.30) el desarrollo general de una gota de nube que crece por recolección. Cuando la gota todavía es muy pequeña  $w > v_1$ , por lo tanto, la primera integral en (6.30) domina sobre la segunda; entonces  $H$  aumenta a medida que  $r_H$  aumenta, es decir, una gota creciendo por recolección es llevada inicialmente hacia arriba en la nube. Eventualmente, a medida que la gota crece,  $v_1$  se hace más grande que  $w$  y la magnitud de la segunda integral en (6.30) se hace más grande que la primera. Luego  $H$  disminuye con el crecimiento de  $r_H$ , es decir, la gota empieza a caer a través de la corriente ascendente y pasará la base de nube pudiendo llegar al suelo como una gota de lluvia. Algunas de las gotas más grandes podrían romperse cuando caen por el aire. Los fragmentos resultantes pueden ser llevados hacia arriba en la nube por corrientes ascendentes, creciendo por recolección, volviéndose a caer y quizás a romper; tal reacción en cadena serviría para aumentar la precipitación.

**Ejercicio 6.3.** *Una gota entra en la base de una nube con un radio  $r_0$  y, después de crecer con una eficiencia de colección constante mientras se desplaza hacia arriba y abajo en la nube, la gota llega otra vez a la base de la nube con un radio  $R$ . Muestre que  $R$  es solo función de  $r_0$  y la velocidad de la ascendente  $w$  (supuesta constante).*

## Consideraciones sobre la diferencia entre el crecimiento por condensación y por colisión-coalescencia

Siempre que algunas gotas sean lo suficientemente grandes como para ser recolectoras eficientes (i.e.  $r > 20 \mu\text{m}$ ), y una nube sea lo suficientemente profunda y contenga agua líquida suficiente, las ecuaciones obtenidas antes para el crecimiento por recolección indican que las gotas de lluvia deben crecer dentro de períodos de tiempo razonables ( $\sim 1$  h), y que las nubes profundas con corrientes ascendentes fuertes deben causar lluvia más rápidamente que las nubes poco profundas con corrientes ascendentes débiles.

Hemos visto que el crecimiento por condensación disminuye su velocidad notablemente cuando una gotita se acerca a un radio de  $\sim 10 \mu\text{m}$  (Fig. 6.16). También, el crecimiento únicamente por condensación en una nube homogénea y con una corriente ascendente uniforme tiende a causar una distribución de tamaños de gotita monodispersada (Fig. 6.17), en que las velocidades de caída serían muy similares y por lo tanto las colisiones improbables. Por consiguiente, ha habido interés considerable en las escasas gotas más grandes, que pueden convertirse en colectoras y en los mecanismos responsables del amplio espectro de tamaños de gotitas medidas en nubes (Figs. 6.6 y 6.7).



*(a) El rol de los núcleos de condensación gigantes.*

Aerosoles que contienen núcleos de condensación de nube gigantes (GCCN) (i.e., partículas humectables con radio superior a  $\sim 3 \mu\text{m}$ ) pueden actuar como embriones para la formación de gotas colectoras. Por ejemplo, la adición de un GCCN por litro (i.e., aproximadamente 1 partícula en  $10^6$ ) puede explicar la formación de gotas de tamaño lluvia incluso en nubes continentales. Concentraciones de GCCN de  $10^{-1}$  a  $10$   $\text{litro}^{-1}$  pueden transformar una nube stratocumulus no precipitante, con concentraciones de CCN de  $50\text{--}250 \text{ cm}^{-3}$ , en una nube precipitante. Para nubes convectivas contaminadas, los cálculos con modelos indican que con concentraciones de CCN de  $\sim 1700 \text{ cm}^{-3}$  y GCCN de  $20 \text{ litro}^{-1}$ , la precipitación puede ser causada más fácilmente que para una nube más limpia (con  $\sim 1000 \text{ cm}^{-3}$  de CCN y sin GCCN).

*(b) Efectos de la turbulencia sobre la colisión y la unión de las gotitas.*

La turbulencia puede influir en el crecimiento de las gotitas produciendo supersaturaciones fluctuantes que aumentan el crecimiento por condensación y favoreciendo las eficiencias de colisión y colección.

Los modelos simples de mezcla homogénea en presencia de turbulencia y las fluctuaciones de supersaturación asociadas, pronostican sólo un leve ancho de la distribución de tamaños de gotita.

Sin embargo, si la mezcla es heterogénea (i.e. las gotitas finas de aire no saturado se mezclan con gotas casi saturadas, resultando en la evaporación completa de algunas gotitas), la concentración en conjunto de las gotitas se reduce, y las gotas más grandes crecen mucho más rápido que para mezcla homogénea debido a supersaturaciones locales aumentadas.

Otra vista del papel de la turbulencia está relacionada con las corrientes ascendentes y descendentes. Las descendentes se forman cuando el aire saturado cerca del tope de nube se mezcla con el aire ambiental seco. La evaporación de las gotas causa el enfriamiento y el descenso. En el descenso el aire es calentado por compresión adiabática, que causa una evaporación adicional de las gotas. Gotas más grandes del aire circundante sin diluir, podrían mezclarse en las descendentes. Cuando una descendente es transformada en una corriente ascendente, las gotas mezcladas más recientemente del aire circundante sin diluir serán más grandes que las otras, aumentando en el tamaño cuando son llevadas hacia arriba. Con suficiente arrastre y reciclado vertical, puede producirse un espectro de tamaños de gotita amplio.

También se ha hipotetizado que en la circulación turbulenta las gotitas en una nube no son dispersadas al azar, sino concentradas en regiones de deformación y centrifugadas de regiones de fuerte vorticidad. Las regiones de fuerte vorticidad experimentan altas supersaturaciones, y las regiones de gran elongación, baja supersaturación.

Las gotitas en las regiones de baja concentración experimentarán un crecimiento por condensación más rápido, mientras que aquellas en regiones de gran concentración experimentarán un crecimiento por condensación más lento.

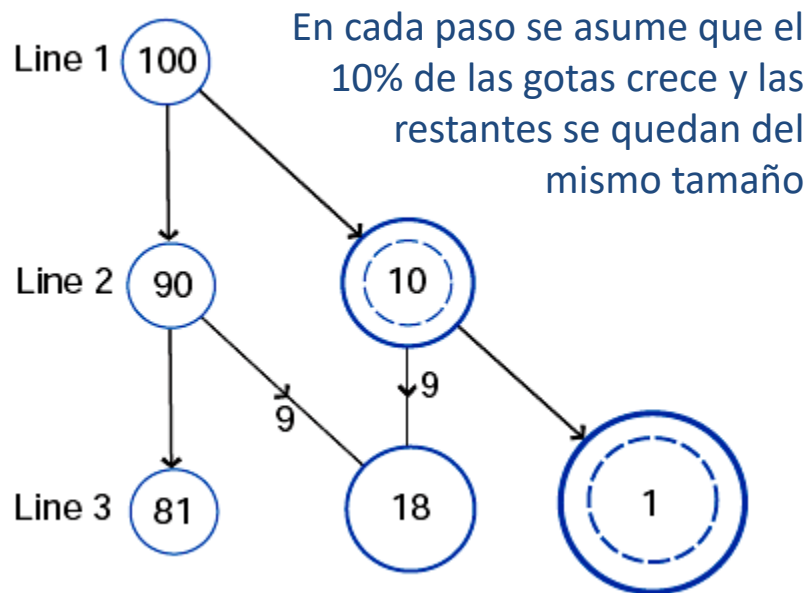
En aire turbulento, las gotitas serán aceleradas y así capaces de cruzar líneas de corriente más fácilmente que en una circulación laminar, que aumentará la eficiencia de colisión. La turbulencia también puede causar fluctuaciones en las velocidades de caída de gotitas y movimientos horizontales, incrementando así el crecimiento por recolección.

### *(c) Ampliación Radiativa.*

Cuando una gotita está creciendo por condensación, es más caliente que el aire del medio ambiente. Por lo tanto, la gotita perderá calor por radiación. En consecuencia, la presión de vapor de saturación por encima de la superficie de la gotita será menor, y la gotita crecerá más rápido de lo previsto si se despreciara la radiación. La pérdida de calor por radiación será proporcional al área de la sección transversal de la gota. Por lo tanto, el efecto de la radiación será mayor cuanto mayor sea la gota, lo que aumentará el crecimiento de posibles gotas colectoras. El efecto de la radiación también será mayor para las gotas que residen cerca del tope de las nubes, donde se puede irradiar al espacio.

*(d) Colección estocástica.*

El modelo de colección continua predice que las gotas colectoras del mismo tamaño crecen a la misma velocidad si caen a través de la misma nube de gotitas. El modelo de colección estocástica (o estadístico) permite el hecho de que las colisiones sean eventos individuales, distribuidas estadísticamente en el tiempo y el espacio.



**Fig. 6.24** Schematic diagram to illustrate broadening of droplet sizes by statistical collisions. [Adapted from *J. Atmos. Sci.* 24, 689 (1967).]

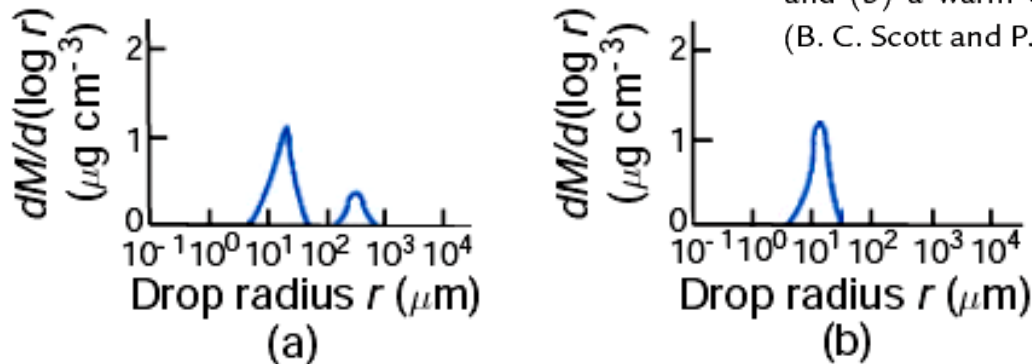
Consideremos, por ejemplo, 100 gotas, en un principio del mismo tamaño. Después de un cierto intervalo de tiempo, algunas de estas gotitas (digamos 10) habrán chocado con otras gotitas de modo que la distribución ahora será como se muestra en la línea 2. Debido a su mayor tamaño, estas 10 gotas más grandes están ahora en una posición más favorecida para futuras colisiones. El segundo paso de colisiones está igualmente distribuido estadísticamente, dando una mayor ampliación del espectro de tamaños de gota, como muestra la línea 3.

Por lo tanto, permitiendo una distribución estadística de colisiones, tres categorías de tamaño de gotitas se han desarrollado después de sólo dos pasos de tiempo. Esto proporciona un mecanismo para el desarrollo de un amplio espectro de tamaños de gotas a partir de los tamaños esencialmente uniformes producidos por la condensación.

El crecimiento de las gotas por colección también se acelera si pasan a través de bolsones de LWC superior a la media. Incluso si tales bolsones de alta LWC existen por sólo unos pocos minutos y ocupan sólo un pequeño porcentaje del volumen de nube, pueden producir concentraciones significativas de gotas grandes cuando se promedian sobre todo el volumen de la nube. Las mediciones en las nubes revelan este tipo de bolsas de alta LW (por ejemplo, en la Fig. 6.10).

Consideremos el crecimiento de las gotas, por condensación y colisiones estocásticas, en nubes cúmulos cálidos en masas de aire continentales y marinas típicas. Como se ha señalado, el tamaño medio de las gotitas es significativamente más grande, y los espectros de tamaño de gota mucho más amplios, en nubes cúmulos marinos que en continentales (Fig. 6.7). Hemos atribuido estas diferencias a las mayores concentraciones de CCN presente en el aire continental (Fig. 6.5).

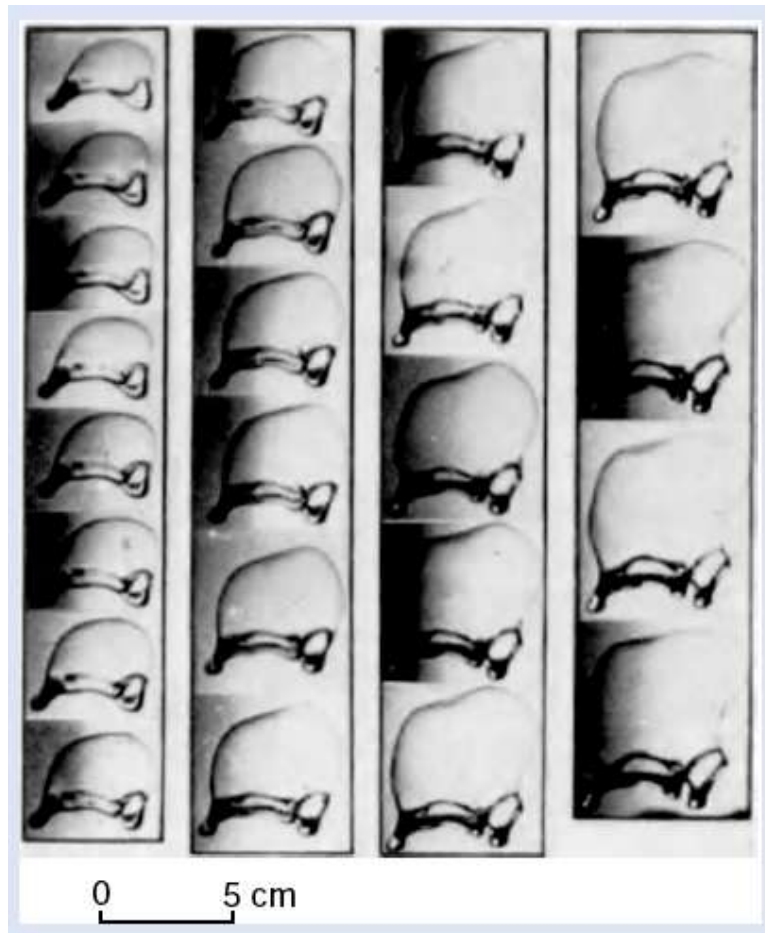
La Figura 6.25 ilustra los efectos de estas diferencias en las microestructuras de nubes para el desarrollo de gotas más grandes. Los espectros de CCN utilizados como datos de entrada para las dos nubes se basan en mediciones, con aire continental que tiene concentraciones mucho más altas de CCN que el aire marino (alrededor de 200 frente a 45  $\text{cm}^{-3}$  para 0,2% de supersaturación). Se puede observar que después de 67 min la nube cúmulo en el aire marino desarrolla algunas gotas entre 100 y 1000  $\mu\text{m}$  de radio (es decir, las gotas de lluvia), mientras que la nube continental no contiene gotitas de más de  $\sim 20 \mu\text{m}$ . Estos desarrollos son marcadamente diferentes, atribuible al hecho de que la nube marina contiene una pequeña cantidad de gotas que son lo suficientemente grandes como para crecer por recolección, mientras que la nube continental no lo hace. Estos resultados de modelo apoyan la observación de que es más probable la lluvia en una nube cúmulo marina que en una continental con similar velocidad ascensional, LWC, y profundidad.



**Fig. 6.25** Numerical predictions of the mass spectrum of drops near the middle of (a) a warm marine cumulus cloud and (b) a warm continental cloud after 67 min of growth. (B. C. Scott and P. V. Hobbs, unpublished.)

## Forma, desintegración, y distribución de tamaños de gotas de lluvia

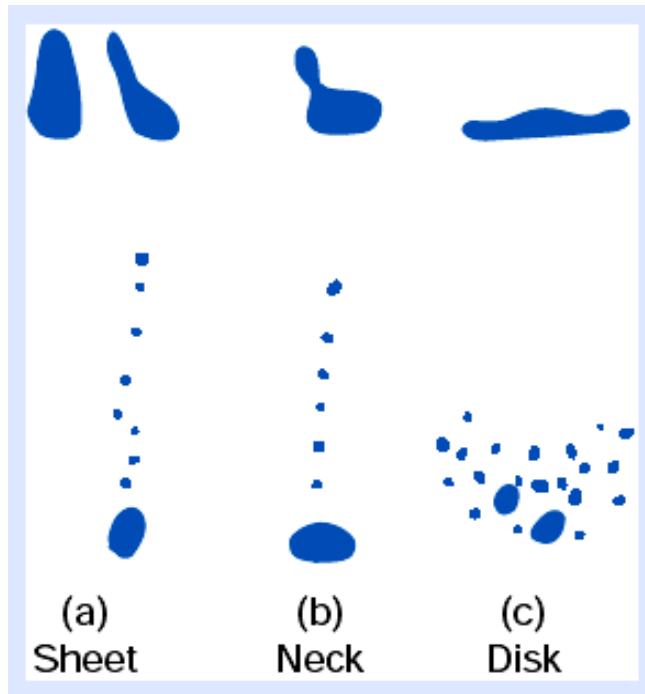
Las gotas de agua en caída libre se representan a menudo con forma de lágrima. De hecho, a medida que una gota aumenta de tamaño por encima de  $\sim 1$  mm de radio, se aplana en su parte inferior y cambia gradualmente en forma de esencialmente esférica a paracaídas (o medusa).



Si el radio inicial de la gota es superior a aproximadamente 2,5 mm, el paracaídas se convierte en una gran bolsa invertida, con un anillo toroidal de agua alrededor de su borde inferior.

**Fig. 6.26** Sequence of high-speed photographs (starting at upper left and moving down and to the right) showing how a large drop in free fall forms a parachutelike shape with a toroidal ring of water around its lower rim. The toroidal ring becomes distorted and develops cusps separated by threads of water. The cusps eventually break away to form large drops, and the thin film of water that forms the upper part of the parachute bursts to produce a spray of small droplets. Time interval between photographs  $\sim 1$  ms. [Photograph courtesy of B. J. Mason.]

Experimentos de laboratorio y estudios teóricos indican que cuando la gota en forma de bolsa estalla para producir una pulverización fina de gotitas, el anillo toroidal se divide en una serie de gotas grandes (Fig. 6.26).

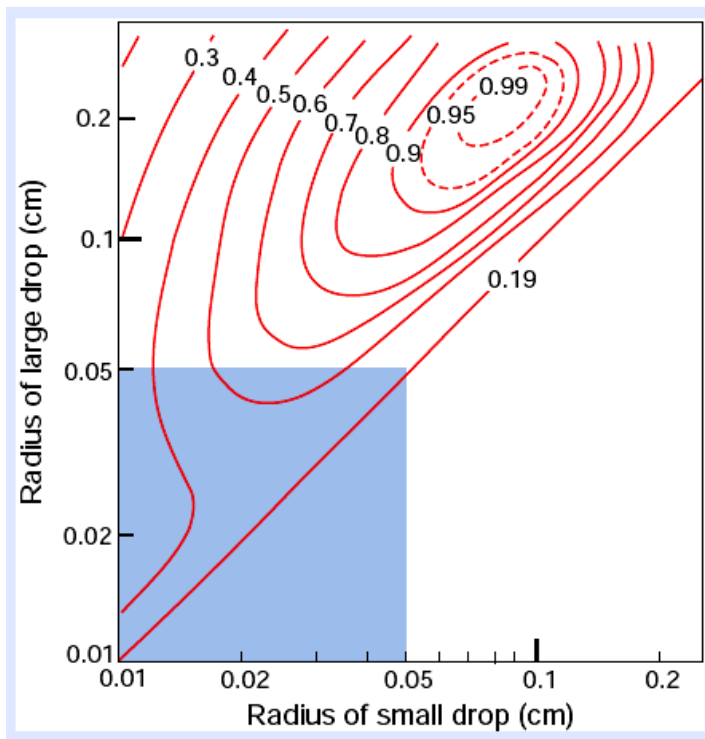


**Fig. 6.27** Schematic illustrations of three types of breakup following the collision of two drops. [Adapted from *J. Atmos. Sci.* **32**, 1403 (1975).]

Las colisiones entre gotas de agua parecen ser el camino más importante para la ruptura. Los tres tipos principales de ruptura después de una colisión se muestran esquemáticamente en la Fig. 6.27. Las probabilidades de los diversos tipos de ruptura son: láminas, 55%; cuellos, 27%; y discos, 18%. La ruptura también puede ocurrir después de la colisión de dos gotas, pero es muy raro ( $\sim 0.5\%$ ). El espectro de tamaños de gota debe reflejar las influencias combinadas de los procesos de crecimiento (discutidos anteriormente) y la disolución de gotas individuales y que chocan. Sin embargo, como hemos visto, las gotas individuales tienen que alcanzar un tamaño bastante grande antes de romperse.



Además, la frecuencia de colisiones entre gotas de agua es bastante pequeña, excepto en lluvia muy pesada. Por ejemplo, una gota con radio de  $\sim 1.7$  mm en lluvia de  $5 \text{ mm h}^{-1}$  experimentaría sólo una colisión, a medida que cae desde la base de una nube a unos 2 km por encima del suelo. En consecuencia, no puede asumirse de manera general que las gotas de agua hayan tenido tiempo suficiente para alcanzar una distribución de tamaño de equilibrio.



Las predicciones teóricas de la probabilidad de ruptura como función de los tamaños de dos gotas en coalescencia se muestran en la Fig. 6.28. Para un tamaño fijo de la gota más grande, la probabilidad de ruptura aumenta inicialmente con el tamaño de la gota más pequeña, pero en cuanto la gota más pequeña se acerca al tamaño de la más grande, la probabilidad de ruptura disminuye debido a la disminución de la energía cinética de el impacto.

**Fig. 6.28** Empirical results for the probability of breakup (expressed as a fraction and shown on the contours) following the collision and initial coalescence of two drops. The shaded region is covered by Fig. 6.21, but note that Fig. 6.22 shows the probability of coalescence rather than breakup. [Based on *J. Atmos. Sci.* **39**, 1600 (1982).]

Las mediciones de las distribuciones de tamaño de gotas de lluvia que llegan al suelo a menudo pueden ser ajustadas a una expresión, conocida como la *distribución de Marshall-Palmer*, que es de la forma

$$N(D) = N_0 e^{-\Lambda D}$$

donde  $N(D)dD$  es el número de gotas por unidad de volumen con diámetros entre  $D$  y  $D+dD$ , y  $N_0$  y  $\Lambda$  son parámetros empíricos. El valor empírico de  $N_0$  tiende a ser constante, pero  $\Lambda$  varía con la intensidad de la lluvia.