

Trabajo Especial de Licenciatura en Física

**MEDICIONES
EXPERIMENTALES DE LA
EFICIENCIA DE ACRECIÓN
DE UN GRANIZO**

Por

Eduardo Jeremías Farrher

Director del trabajo: **Dr. Rodrigo E. Bürgesser**

Córdoba, mayo de 2019

Universidad Nacional de Córdoba

Facultad de Matemática, Astronomía, Física y Computación



Mediciones experimentales de la eficiencia de acreción de un granizo por Eduardo Jeremías Farrher se distribuye bajo una [Licencia Creative Commons Atribución – No Comercial – Sin Obra Derivada 4.0 Internacional](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/).

AGRADECIMIENTOS

Este trabajo está dedicado a mi padre, madre y hermanos. Además, se agradece la colaboración, dedicación y docencia de Rodrigo E. Bürgesser. Y por último, pero no menos importante, se agradece por completo al grupo de física de la atmósfera de la FaMAF.

RESUMEN

En este trabajo se midió experimentalmente la eficiencia y el ángulo máximo de acreción sobre un granizo esférico debido a la colección de gotas de agua sobreenfriadas de una nube mixta.

Para ello, se utilizó un blanco metálico esférico que simula a un granizo colector, situado en una cámara frigorífica y totalmente inmóvil. Para las mediciones se generó una nube de gotitas de agua, de tamaños del orden de los micrones, mediante un generador ultrasónico. Luego que la nube de gotitas de agua alcanza la temperatura de la cámara frigorífica, un flujo de aire se accionaba desde el exterior de la cámara, el cual transportaba a las gotitas hacía el blanco colector produciendo la acreción.

En cada medición se determinó el contenido de agua líquida mediante el método psicométrico y se determinó la masa de hielo acrecida sobre el colector.

Las mediciones se realizaron a una temperatura de -10°C y se utilizaron dos blancos esféricos de diámetros distintos, uno de 1 cm y otro de 0,76 cm de diámetro. Las mediciones se realizaron para velocidades de colisión en el rango entre 7 y 13 m/s. Las velocidades en el rango de 7 a 10 m/s corresponden a velocidades de caída de granizos esféricos con densidades de entre $0,5$ y $0,9\text{ g cm}^{-3}$ y de diámetros igual a los diámetros de los blancos utilizados en las mediciones. Las velocidades superiores a 10 m/s no se corresponden a granizos reales pero son representativas de trayectorias balísticas de las gotas de agua y además permiten estudiar la formación de hielo sobre otras estructuras como son los aviones.

Los valores de contenido de agua líquida utilizados en las mediciones están en el rango de entre 4 y 8 g m^{-3} , valores típicos de la región convectiva de las nubes de tormentas. De experimentos auxiliares se determinó el espectro de tamaños de las gotitas de agua que forman la nube y se encontró que éstas tienen un radio medio de $4,7\text{ }\mu\text{m}$ con una distribución de tamaños entre 2 y $12\text{ }\mu\text{m}$ de radio.

De los resultados obtenidos se observó que, tanto la eficiencia de acreción como el ángulo máximo de acreción aumentan con la velocidad de colisión y que estas medidas son siempre mayores para el colector de menor tamaño.

A pesar de la dispersión observada en los resultados experimentales, estos muestran un buen acuerdo con los valores teóricos propuestos en la literatura si se tiene en cuenta el espectro de tamaños de las gotitas de agua que forman la nube. En particular, la dispersión observada en los valores medidos de la eficiencia de acreción parece deberse al cambio en la geometría del blanco, producto de la capa de hielo acrecida sobre el mismo.

ABSTRACT

In this work, the efficiency and the angle of the riming on spherical graupel caused by the collection of supercooled drops from a mixed cloud has been experimentally measured.

To do this, a spherical metallic target is used to simulate a collector graupel, located in a cold chamber and totally immobile. For the measurements, a cloud of water droplets with size of order of microns, was generated by an ultrasonic generator. After the cloud of water droplets reached the temperature of the cold chamber, an air flow was activated from the outside of the chamber, which transported the droplets to the collector target producing the accretion.

On each measurement, the liquid water content was determined by using the psychrometric method and the mass of ice riming on the collector was determined.

The measurements were made at a temperature of $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ and for two targets of different diameters, one of 1 cm in diameter and another of 0.76 cm in diameter. For the measurements, collision speeds in the range between 7 and 13 m/s were used. Speeds in the range between 7 and 10 m/s correspond to spherical graupel fall speeds with densities between 0.5 and 0.9 g cm^{-3} and diameters equal to the diameters of the targets used in the measurements. Speeds over 10 m/s do not correspond to real graupels but they are representative of ballistic trajectories of water droplets and also allow the study of the formation of ice on other structures such as airplanes.

The values of liquid water content used in the measurements are in the range between 4 and 8 g m^{-3} , typical values of the convective region of thunderstorms. From auxiliary experiments, the size spectrum of the water droplets forming the cloud was determined and it was found that these have an average radius of $4,7\text{ }\mu\text{m}$ with a size distribution between 2 and $12\text{ }\mu\text{m}$ radius.

From the results obtained it was observed that both the efficiency and the riming angle increase with the collision speed and that these measures are always greater for the smaller collector.

Despite of the dispersion observed in the experimental results, they show a good agreement with the theoretical values proposed in the literature if the spectrum of sizes of the water droplets that form the cloud is taken into account. In particular, the dispersion observed in the measured efficiency values seems to be due to the change in the geometry of the target, product of the ice layer riming on it.

LISTA DE CONTENIDOS

AGRADECIMIENTOS.....	3
RESUMEN.....	5
ABSTRACT.....	7
LISTA DE CONTENIDOS.....	9
LISTA DE TABLAS.....	10
LISTA DE FIGURAS.....	11
CAPÍTULO 1 – INTRODUCCIÓN.....	13
1.1 Crecimiento de gotas de agua por condensación de la fase de vapor.....	13
1.2 Crecimiento de gotas de agua por colección.....	15
1.3 Nucleación de partículas de hielo.....	17
1.4 Crecimiento de partículas de hielo en las nubes.....	18
1.4.1 Resultados para una esfera.....	23
1.5 Objetivos.....	24
CAPÍTULO 2 – MÉTODO EXPERIMENTAL.....	25
2.1 Disposición experimental.....	25
2.2 Proceso de medición.....	26
2.3 Medición del espectro de tamaño de gotas.....	27
CAPÍTULO 3 – RESULTADOS.....	29
3.1 Cálculo del LWC	30
3.2 Cálculo de E_w y E	32
3.3 Resultados.....	33

3.4 Espectro de tamaños de gotitas.....	36
CAPÍTULO 4 – ANÁLISIS DE DATOS Y DISCUSIÓN	38
4.1 Presentación de datos.....	38
CONCLUSIÓN.....	49
REFERENCIAS.....	50
ANEXO A – VELOCIDAD DEL VIENTO.....	51
ANEXO B – BOX CHART.....	53
ANEXO C – TABLAS.....	55

LISTA DE TABLAS

-Tabla 1.1- Valores de λ/λ_s para distintos valores de R	24
-Tabla 3.1- Velocidades de caída de granizos esféricos, según su densidad y tamaño. Los valores de densidad indicados con un asterisco no corresponden a valores de densidad de granizos reales.....	29
-Tabla 3.2- Media del radio de las gotitas.....	37
-Tabla 4.1- Eficiencia y ángulo máximo de acreción para colectores de radio C para las distintas velocidades utilizadas en las mediciones. Los valores E y θ corresponden al valor medio de las mediciones experimentales.....	39
-Tabla 4.2- Valores del número de Reynolds R según la velocidad de colisión. Tomando la media del espectro de tamaño de gotitas y la desviación estándar como medida de variación de dicho espectro.....	40
-Tabla 4.3- Valores de λ/λ_s a partir del ajuste dado por 4.1. Para la media del espectro de tamaño de gotitas y tomando la desviación estándar como medida de la variación de los tamaños de las gotitas.....	41
-Tabla 4.4- Valores de K_0 según el blanco colector. Para la media del espectro de tamaño de gotitas y tomando la desviación estándar como medida de la variación del tamaño de las gotitas.....	42
-Tabla 4.5- Valores de E_M y θ_M , para ambos colectores, según el radio de gotitas utilizado en el cálculo de K_0	45
-Tabla A.1- Velocidad de las gotitas según el voltaje que se aplica a la bomba de succión.....	52
-Tabla C.1- Valores de K para ambos blancos colectores. Cálculos realizados para gotitas de distinto radio, tomando la desviación estándar como medida de variación del espectro de tamaño.....	55

LISTA DE FIGURAS

-Figura 1.1- Gota de agua de radio r al tiempo t , y densidades de vapor de agua sobre la superficie de la gota y muy lejos de la misma.....	13
-Figura 1.2- Geometría de colisión de partículas, donde r_L es el radio del colector, r_S es el radio de la partícula colectada, y x es la distancia de la partícula colectada a la línea de caída de la partícula mayor. (Rogers & Yau, 1989).....	15
-Figura 1.3- Curvas esquemáticas de crecimiento de gotas (a) por condensación de la fase de vapor y (b) por colección de gotas. (Wallace & Hobbs, 2006).....	17
-Figura 1.4- Demostración de laboratorio del crecimiento de un cristal de hielo a expensas de las gotas de agua sobreenfriadas circundantes. [Fotografía de Richard L. Pitter.] (Wallace & Hobbs, 2006).....	19
-Figura 1.5- Tipos de partículas de hielo en nubes acrecidas. Las imágenes no están a escala. (Wallace & Hobbs, 2006).....	21
-Figura 2.1- Arreglo experimental de los dispositivos de medición.....	26
-Figura 2.2- Variación de temperatura del blanco colector con respecto al tiempo. Las flechas indican el inicio y el final del proceso de acreción.....	27
-Figura 2.3- Imagen de la sección de una placa tomada con el microscopio, donde se observan las gotas de agua atrapadas en el film de formvar.....	28
-Figura 3.1- Fotografía del colector luego de la acreción donde se indica el ángulo máximo de acreción que medimos experimentalmente.....	30
-Figura 3.2- Distribución del contenido de agua líquida, debido a la nube de gotitas, utilizado en las mediciones experimentales.....	32
-Figura 3.3- Eficiencia de acreción en función de la velocidad de colisión. Para colectores de radio $C = 0,5$ cm (panel superior) y $C = 0,38$ cm (panel inferior).....	34
-Figura 3.4- Ángulo máximo de acreción en función de la velocidad de colisión. Para colectores de radio $C = 0,5$ cm (panel superior) y $C = 0,38$ cm (panel inferior).....	35
-Figura 3.5- Espectro de tamaño de las gotitas. (a) En el seno de la nube. (b) En nube que se mueve a 6,9 m/s. (c) En nube que se mueve a 10,1 m/s. (d) En nube que se mueve a 12,7 m/s.....	36
-Figura 4.1- Eficiencia de acreción, en forma de box chart, en función de la velocidad de colisión. Para colectores de radio $C = 0,5$ cm (panel izquierdo) y $C = 0,38$ cm (panel derecho).....	38
-Figura 4.2- Ángulo máximo de acreción, en forma de box chart, en función de la velocidad de colisión. Para colectores de radio $C = 0,5$ cm (panel izquierdo) y $C = 0,38$ cm (panel derecho).....	38
-Figura 4.3- Interpolación de los valores λ/λ_s en función del número de Reynolds R . La línea sólida representa el ajuste realizado con coeficiente de determinación $R^2 = 0,99988$	41
-Figura 4.4- Eficiencia de acreción en función del parámetro adimensional K_0 ($4,7 \mu\text{m}$). Para colectores de radio $C = 0,5$ cm (cajas rellenas) y $C = 0,38$ cm (cajas vacías).....	43
-Figura 4.5- Ángulo máximo de acreción en función del parámetro adimensional K_0 ($4,7 \mu\text{m}$). Para colectores de radio $C = 0,5$ cm (cajas rellenas) y $C = 0,38$ cm (cajas vacías).....	44
-Figura 4.6- Comparación de eficiencias entre mediciones experimentales (puntos rellenos) y valores dados por (4.2) (puntos vacíos). Con K_0 calculado para $a = 4,7 \mu\text{m}$	46
-Figura 4.7- Comparación de ángulos entre mediciones experimentales (puntos rellenos) y valores dados por (4.3) (puntos vacíos). Con K_0 calculado para $a = 4,7 \mu\text{m}$	47
-Figura 4.8- Panel superior: eficiencia de acreción dada por (4.2) vs. eficiencia de acreción medida experimentalmente. Para colectores de radio $C = 0,5$ cm (puntos rellenos) y $C = 0,38$ cm (puntos vacíos). Con sus respectivos errores dados por las tablas 4.1 y 4.5. La curva lineal indica la igualdad $E_M = E$. Panel inferior: ángulo máximo de acreción dado por (4.3) vs. ángulo máximo de acreción medido experimentalmente. Para colectores de radio $C = 0,5$ cm (puntos rellenos) y $C = 0,38$ cm (puntos vacíos). Con sus respectivos errores dados por las tablas 4.1 y 4.5. La curva lineal indica	

la igualdad $\theta_M = \theta$. En ambos gráficos, los cálculos fueron realizados para un K_0 correspondiente a $a = 4,7 \mu\text{m}$48

-Figura A.1- Velocidad de las gotitas vs. voltaje aplicado a la bomba de succión, con el ajuste lineal correspondiente.....51

-Figura B.1- Densidad de probabilidad de una distribución normal, con sus correspondientes cuartiles. El área debajo de la curva es la misma en los intervalos $(-\infty, Q1)$, $(Q1, Q2)$, $(Q2, Q3)$ y $(Q3, +\infty)$53

-Figura B.2- Diagrama de caja (con cuartiles y un rango intercuartil) y una función de densidad de probabilidad de una población normal $N(0, 1\sigma^2)$54

Capítulo 1 INTRODUCCIÓN

Las nubes se forman cuando el aire alcanza la sobresaturación con respecto al agua líquida (o en algunos casos con respecto al hielo). El proceso más común por el cual se produce la sobresaturación en la atmósfera es a través del ascenso adiabático de parcelas de aire, lo que resulta en la expansión y el enfriamiento de la misma.

Debido a que las sobresaturaciones características de la atmósfera no superan el 1 % (Wallace & Hobbs, 2006), el vapor de agua de la parcela condensa en partículas que existen en el aire (aerosoles). Este mecanismo es llamado nucleación heterogénea y las partículas sobre las cuáles el vapor condensa son conocidas como núcleos de condensación de nube (CCN) y núcleos de hielo (IN). Luego, una gota de agua o partícula de hielo lo suficientemente grande como para permanecer formada, crece por condensación de la fase de vapor hasta unos pocos micrómetros de diámetro. Una vez que la gota de agua o partícula de hielo alcanza este tamaño, la tasa de crecimiento por condensación de la fase de vapor disminuye y el crecimiento desde los tamaños logrados por la condensación hasta los tamaños de partículas de precipitación (tamaño del orden milimétrico) se alcanza mediante la colección de gotitas de agua.

La presión, temperatura y humedad que tengan las parcelas de aire al nivel del suelo serán, entre otros, los factores que determinen si las nubes que se forman, debido al ascenso adiabático de estas parcelas, son cálidas, frías o mixtas. Una nube se denomina cálida si en todos sus niveles la temperatura supera los 0 °C. Si una nube se extiende por encima del nivel de la isoterma de 0 °C, se llama nube fría. Sin embargo, además de partículas de hielo, en una nube fría pueden existir gotas de agua en estado líquido denominadas gotas de agua sobreenfriadas. Si una nube fría contiene partículas de hielo y gotas de agua sobreenfriadas, se dice que es una nube mixta; si se compone completamente de hielo, se dice que está glaciada.

1.1 Crecimiento de gotas de agua por condensación de la fase de vapor

Si la sobresaturación de la parcela de aire, con respecto al agua líquida, es lo suficientemente grande como para que una gota embrión sobreviva, ésta seguirá creciendo por condensación de la fase de vapor.

Para detallar la tasa de crecimiento de una gota de agua por condensación de la fase de vapor, consideremos una gota aislada y en reposo de radio r al tiempo t , en un ambiente sobresaturado respecto del agua. En este modelo simplificado, la densidad del vapor de agua solamente depende de la coordenada radial. A grandes distancias de la gotita es $\rho_v(\infty)$ y se supone constante, mientras que sobre la superficie de la gotita es $\rho_v(r')$ (figura 1.1).

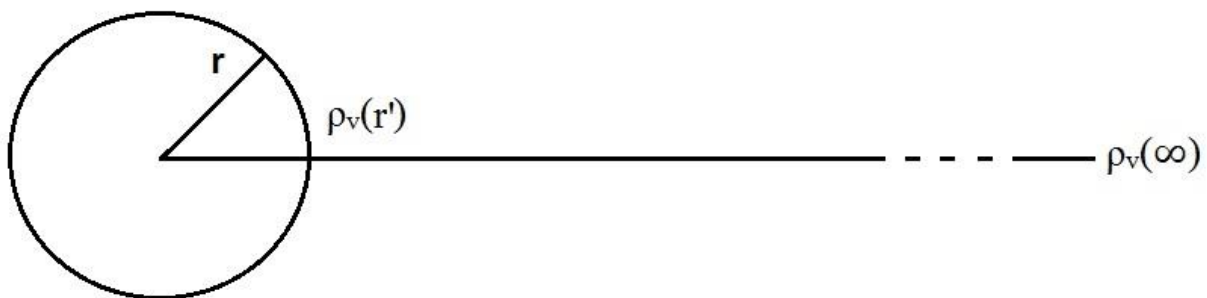


Figura 1.1- Gota de agua de radio r al tiempo t , y densidades de vapor de agua sobre la superficie de la gota y muy lejos de la misma.

La tasa de incremento en la masa M de la gotita al tiempo t es igual al flujo de vapor de agua a través de cualquier superficie esférica de radio $r' > r$ centrada en la gotita y se escribe de la forma

$$\frac{dM}{dt} = 4\pi r'^2 D \frac{d\rho_v}{dr'} \quad (1.1);$$

donde D es la difusividad del vapor de agua en el aire y ρ_v es la densidad de vapor de agua a una distancia $r' > r$ de la gota. Sobre la superficie de la gota se puede escribir

$$\frac{dM}{dt} = 4\pi r D [\rho_v(\infty) - \rho_v(r)] \quad (1.2).$$

Suponiendo una gota esférica, $M = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_l$ donde ρ_l es la densidad de agua líquida, y considerando al vapor de agua como un gas ideal se tiene

$$\frac{dr}{dt} = \frac{1}{r} \frac{D \rho_v(\infty)}{\rho_l e(\infty)} [e(\infty) - e(r)] \quad (1.3);$$

donde $e(\infty)$ es la presión de vapor de agua lejos de la gota y $e(r)$ la presión de vapor de agua sobre la superficie de la gota.

Cuando el radio de las gotas es $r \gtrsim 1\mu m$, el efecto de la curvatura sobre la presión de vapor pierde importancia y se puede aproximar $e(r) \approx e_s$; siendo e_s la presión de vapor de saturación sobre una superficie plana de agua pura, la cual está dada por la ecuación de Clausius-Clapeyron. Como esta depende solamente de T se puede considerar que $e_s \approx e(\infty)$, lo cual implica

$$\frac{e(\infty) - e(r)}{e(\infty)} \simeq \frac{e(\infty) - e_s}{e_s} = S \quad (1.4);$$

donde S es la sobresaturación del ambiente.

Por lo tanto, tenemos que el crecimiento por condensación de la fase de vapor (Wallace & Hobbs, 2006) cumple con

$$r \frac{dr}{dt} = G_l S \quad (1.5);$$

donde

$$G_l = \frac{D \rho_v(\infty)}{\rho_l} \quad (1.6).$$

El coeficiente G_l tiene un valor constante para una dada temperatura y presión. En la definición del mismo no se ha tenido en cuenta el efecto correspondiente al cambio de temperatura de la gota colectora, debido a la liberación de calor latente del vapor de agua que condensa sobre ella. Se puede ver de (1.5) que durante el crecimiento por difusión, para un dado valor de G_l y de sobresaturación S , la tasa a la cual se incrementa el radio de la gota es inversamente proporcional al mismo. Esto implica que las gotas grandes (radio grande) crecen más lentamente que las pequeñas. En condiciones

observadas en las nubes, el crecimiento por difusión de vapor de agua produce gotas de radios entre los 10 y los 20 μm (Wallace & Hobbs, 2006).

1.2 Crecimiento de gotas de agua por colección

Luego que la gota alcanza un cierto tamaño (~ 10 a $20 \mu\text{m}$) por condensación de vapor de agua, ésta comienza a crecer mayoritariamente por colección de gotas de agua. Para modelar este proceso, se suponen dos gotas de nube representadas como dos esferas de radios r_L (colectora) y r_S (colectada), con $r_L > r_S$. En la figura 1.2 se esquematiza el proceso de colección, donde se puede observar a la gota colectora y a la gota colectada. Además, se supone al aire en reposo y que ambas gotas caen a su velocidad terminal.

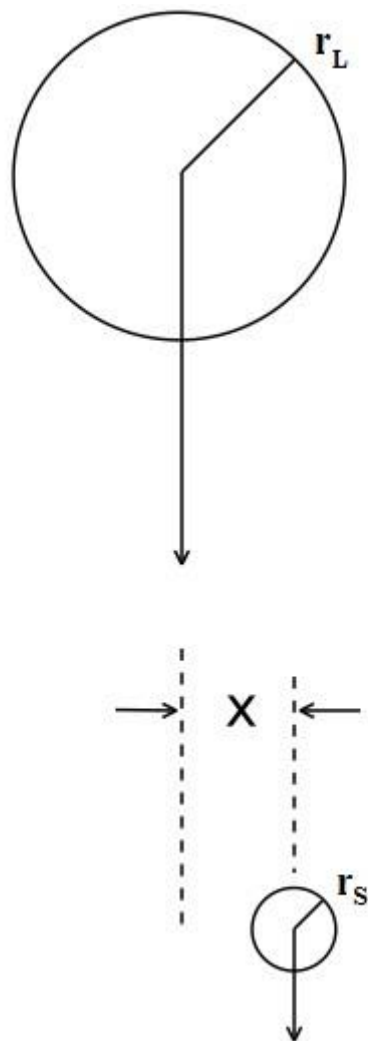


Figura 1.2- Geometría de colisión de partículas, donde r_L es el radio del colector, r_S es el radio de la partícula colectada, y x es la distancia de la partícula colectada a la línea de caída de la partícula mayor. (Rogers & Yau, 1989)

La velocidad terminal de caída, v_T , de las gotas se alcanza cuando su peso iguala a la resultante entre la fuerza de empuje y la fuerza de arrastre, de modo que tenemos

$$\rho_L V g = V g \rho_{aire} + F_a \quad (1.7);$$

donde V es el volumen de la gota, F_a es el módulo de la fuerza de arrastre y g es el módulo de la aceleración de la gravedad. Para esferas con $r \leq 20 \mu\text{m}$, la fuerza de arrastre es (Wallace & Hobbs, 2006)

$$F_a = 6\pi\eta r v_T \quad (1.8);$$

donde η es la viscosidad del aire. Dado que $\rho_L \gg \rho_{aire}$, se obtiene de (1.7) que

$$v_T = \frac{2g\rho_L r^2}{9\eta} \quad (1.9).$$

Este resultado es una aproximación para gotas pequeñas, pero sirve para notar la dependencia de $v_T = v_T(r)$ y pone de manifiesto que existe una velocidad relativa entre dos gotas de distinto tamaño, por lo cual estas pueden colisionar.

A medida que la gota colectora cae, el área geométrica de barrido o sección eficaz total es $\pi \cdot (r_L + r_S)^2$; con lo cual el volumen de barrido por segundo viene dado por

$$V_{barrido \text{ por segundo}} = \pi(v_{TL} - v_{TS})(r_L + r_S)^2 \quad (1.10);$$

donde v_{TL} y v_{TS} son las velocidades terminales de las gotas colectora y colectada, respectivamente. El incremento de volumen de la gota colectora V_L se debe al número N_S de gotitas que colecta en su camino. Suponiendo que todas las gotitas colectadas son del mismo tamaño, se puede escribir

$$\frac{dV_L}{dt} = \pi(r_L + r_S)^2(v_{TL} - v_{TS}) \frac{4}{3} \pi r_S^3 N_S \quad (1.11).$$

Luego, la tasa de crecimiento del radio de la gota colectora se puede expresar como

$$\frac{dr_L}{dt} = \frac{\pi}{3} N_S \frac{r_S^3}{r_L^2} (r_L + r_S)^2 (v_{TL} - v_{TS}) \quad (1.12).$$

Este es un modelo altamente simplificado, ya que no se toman en cuenta las fuerzas aerodinámicas que pueden alejar a las gotitas de la gota colectora. Es decir, no todas las gotas en $V_{barrido \text{ por segundo}}$ (1.10) van a colisionar y coalescer. Para tener en cuenta la posibilidad de que no todas las gotas que chocan con la gota colectora resultan en una unión permanente (pueden ocurrir colisiones elásticas, como también puede haber disrupción de gotas) se introduce el concepto de eficiencia de colección $E(r_L, r_S)$. $E(r_L, r_S)$ es un factor menor o igual a 1 que mide la proporción de gotas que son realmente colectadas por la gota de mayor tamaño. Luego, la ecuación 1.12 se escribe como

$$\frac{dr_L}{dt} = \frac{\pi}{3} N_S \frac{r_S^3}{r_L^2} (r_L + r_S)^2 (v_{TL} - v_{TS}) E(r_L, r_S) \quad (1.13);$$

Este mecanismo de crecimiento de gotas, en el cual las gotas grandes (colectoras) crecen por captura de otras más pequeñas, es efectivo cuando los radios de las gotas grandes alcanzan aproximadamente los 40 μm (Pruppacher & Klett, 1997).

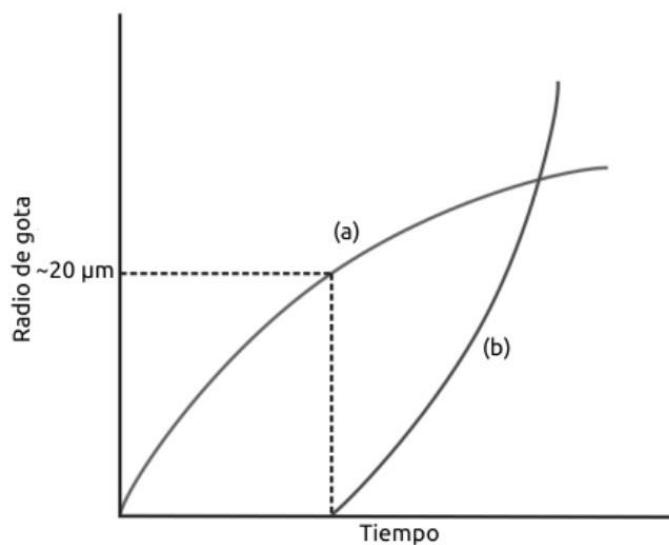


Figura 1.3- Curvas esquemáticas de crecimiento de gotas (a) por condensación de la fase de vapor y (b) por colección de gotas. (Wallace & Hobbs, 2006)

En la figura 1.3, se muestra una representación cualitativa (no a escala) del crecimiento de una gota de agua por el mecanismo de difusión de vapor (a) y por colección (b). Se puede ver que las gotas que crecen por condensación aumentan inicialmente su radio muy rápidamente pero su tasa de crecimiento disminuye con el tiempo, que es cuando la tasa de crecimiento por colección domina el crecimiento de la gota.

1.3 Nucleación de partículas de hielo

Una gota de agua sobreenfriada está en un estado termodinámicamente inestable o de cuasi equilibrio. Sin embargo, para que se produzca la congelación, debe formarse un embrión de hielo dentro de la gota lo suficientemente grande como para sobrevivir y crecer. La situación es análoga a la formación de una gota de agua desde la fase de vapor (Sección 1.1). Si un embrión de hielo dentro de una gota excede un cierto tamaño crítico, su crecimiento producirá una disminución en la energía del sistema, favoreciendo la congelación total de la gota.

Si una gota de agua no contiene partículas extrañas, solo se puede congelar por nucleación homogénea. Debido a que los números y tamaños de los embriones de hielo que se forman por agregaciones al azar aumentan a medida que disminuye la temperatura, por debajo de cierta temperatura (que depende del volumen de agua considerado), se produce la congelación por nucleación homogénea. Los resultados de experimentos de laboratorio (Mason, 1971) sobre la congelación de gotas de agua pura, nucleadas de manera homogénea, muestran que se produce una nucleación homogénea a una temperatura de congelamiento de $-41 \text{ }^\circ\text{C}$ para gotitas de aproximadamente $1 \mu\text{m}$ de diámetro y de $-35 \text{ }^\circ\text{C}$ para gotas de $100 \mu\text{m}$ de diámetro. Por lo tanto, en la atmósfera, la nucleación homogénea de hielo solo ocurre en nubes altas.

Si una gota contiene un núcleo de hielo, puede congelarse mediante un proceso conocido como nucleación heterogénea, en la cual las moléculas de agua en la gota se acumulan en la superficie de la partícula para formar una estructura de hielo. Esta estructura puede aumentar de tamaño y favorecer

el congelamiento de la gota. Debido a que la formación de la estructura del hielo es ayudada por el núcleo de hielo, y que el tamaño inicial del embrión de hielo es el tamaño del núcleo de hielo, la nucleación heterogénea puede ocurrir a temperaturas mucho más altas que la temperatura de nucleación homogénea.

Hemos supuesto anteriormente que la partícula que inicia la congelación está contenida dentro de la gota. Sin embargo, las gotas de nubes también pueden congelarse si un núcleo de hielo en el aire entra en contacto con la gota, en cuyo caso se dice que la congelación se produce mediante la nucleación por contacto, y la partícula se denomina núcleo de contacto. Los experimentos de laboratorio (Vali, 1985) sugieren que algunas partículas pueden causar que una gota se congele por la nucleación por contacto a temperaturas varios grados más altas que si estuvieran inmersas en la gota.

Ciertas partículas en el aire también sirven como centros sobre los cuales se puede formar hielo directamente desde la fase de vapor. Estas partículas se denominan núcleos de deposición. El hielo puede formarse por deposición siempre que el aire esté sobresaturado con respecto al hielo y la temperatura sea menor a 0 °C. Si el aire está sobresaturado con respecto al agua, una partícula puede servir como un núcleo de hielo (en cuyo caso el agua líquida se condensa primero sobre la partícula y luego se congela) o como un núcleo de deposición (en cuyo caso no hay fase líquida intermedia al menos en la escala macroscópica).

Si deseamos referirnos a una partícula que favorece la nucleación de hielo, sin especificar su modo de acción, lo llamaremos un núcleo de hielo. Sin embargo, debe tenerse en cuenta que la temperatura a la cual una partícula puede hacer que se forme hielo depende, en general, del mecanismo por el cual la partícula nuclea el hielo, así como de la historia previa de la misma.

1.4 Crecimiento de partículas de hielo en las nubes

Una vez formada la partícula de hielo, existen tres procesos por los cuáles puede crecer:

a) Crecimiento a partir de la fase de vapor. En una nube mixta dominada por gotitas de agua sobreenfriadas, el aire está saturado con respecto al agua líquida y, por lo tanto, está sobresaturado con respecto al hielo. En consecuencia, las partículas de hielo crecerán desde la fase de vapor. De hecho, si una partícula de hielo en crecimiento disminuye la presión de vapor en su vecindad, por debajo de la saturación de agua, las gotitas adyacentes evaporarán para mantener la condición de sobresaturación con respecto al agua líquida. Finalmente, las gotas de la cercanía del de hielo se evaporarán completamente como se observa en la figura 1.4.

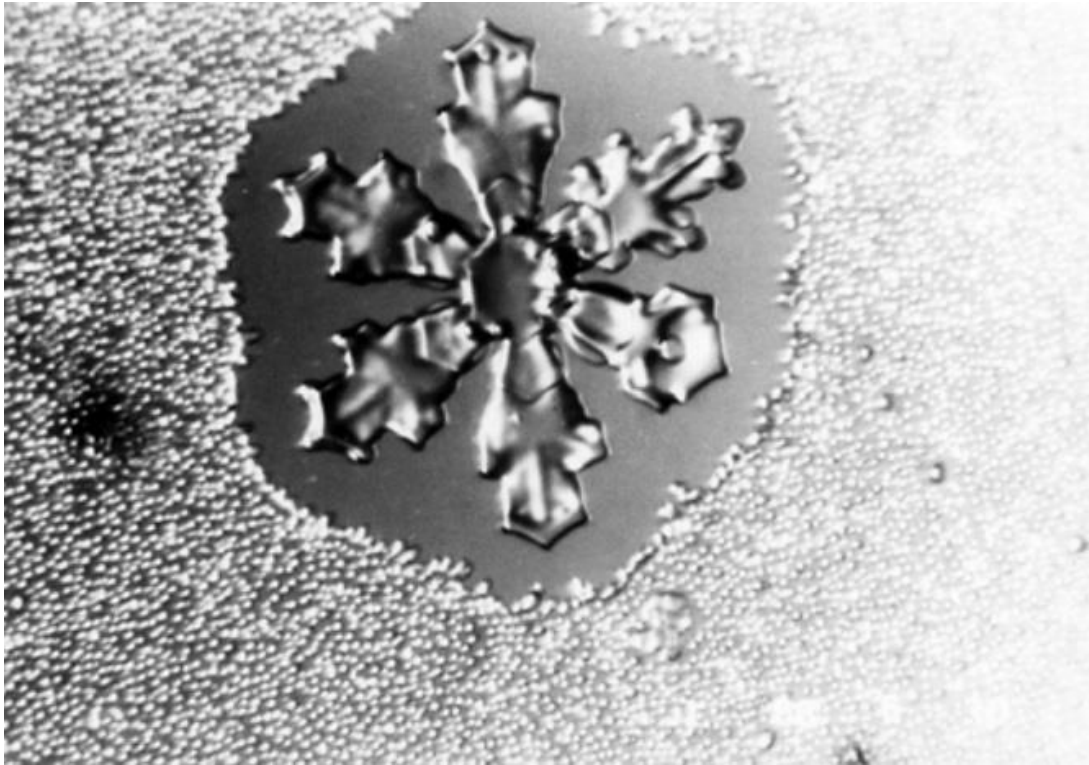


Figura 1.4- Demostración de laboratorio del crecimiento de un cristal de hielo a expensas de las gotas de agua sobreenfriadas circundantes. [Fotografía de Richard L. Pitter.] (Wallace & Hobbs, 2006)

Los factores que controlan la tasa de crecimiento de masa de un cristal de hielo por deposición de la fase de vapor son similares a los que controlan el crecimiento de una gota por condensación (Sección 1.1). Sin embargo, debido a la no esfericidad de los cristales de hielo la descripción es más compleja que en el caso de las gotas. Para cristales de hielo menores a 100 micrones, Westbrook (2008) propuso a la capacidad C del cristal de hielo como parámetro para representar su forma y tamaño. Este parámetro, que depende de la geometría y del tamaño del cristal de hielo, se puede utilizar para describir su proceso de crecimiento. Luego, la ecuación de crecimiento puede escribirse como

$$\frac{dM}{dt} = 4\pi CD[\rho_v(\infty) - \rho_{vc}] \quad (1.14);$$

donde ρ_{vc} es la densidad del vapor de agua sobre la superficie del cristal, D es la difusividad del vapor de agua en el aire y M es la masa del cristal de hielo.

b) Crecimiento por agregación. En este mecanismo, las partículas de hielo crecen en las nubes al chocar y agregarse unas con otras. Las partículas de hielo pueden chocar entre sí, siempre que sus velocidades de caída terminal sean diferentes. La velocidad de caída terminal de un cristal de hielo en forma de columna aumenta a medida que aumenta la longitud del cristal; por ejemplo, las velocidades de caída de las agujas de 1 y 2 mm de longitud son aproximadamente 0.5 y 0.7 m s⁻¹, respectivamente. Por el contrario, los cristales de hielo tipo placa tienen velocidades de caída terminal que son virtualmente independientes de su diámetro (Wallace & Hobbs, 2006).

El segundo factor que influye en el crecimiento por agregación es si dos partículas de hielo se adhieren cuando chocan. La probabilidad de adhesión está determinada principalmente por dos factores: los tipos de partículas de hielo que colisionan y la temperatura. Cristales intrincados, como las dendritas, tienden a adherirse entre sí porque se entrelazan en la colisión, mientras que dos placas sólidas tenderán a rebotar. Aparte de esta dependencia del hábito cristalino, la probabilidad de que

dos cristales de hielo que colisionan se adhieran aumenta a medida que aumenta la temperatura, dado que la superficie del hielo se vuelve “pegajosa”.

c) *Crecimiento por acreción.* En una nube mixta, las partículas de hielo pueden aumentar su masa al chocar con gotitas sobreenfriadas que luego se congelan sobre ellas. Este proceso, denominado crecimiento por acreción, conduce a la formación de varias estructuras; algunos ejemplos se muestran en la figura 1.5. La figura 1.5(a) muestra una aguja que recolectó unas pocas gotas en su borde delantero cuando cayó en una nube; la figura 1.5(b) una columna, densamente acrecida; la figura 1.5(c) una placa acrecida; y la figura 1.5(d) un cristal estela. Cuando la acreción procede más allá de cierta etapa, se hace difícil discernir la forma original del cristal de hielo. La partícula acrecida se denomina entonces granizo. Ejemplos de granizo esférico y cónico se muestran en las figuras 1.5(e) y 1.5(f), respectivamente.

El granizo representa un caso extremo de crecimiento de partículas de hielo por acreción. Se forman en nubes convectivas vigorosas que tienen un alto contenido de agua líquida (LWC), definido como la cantidad de agua líquida (masa de agua debido a gotitas de agua) contenida en un volumen de aire de 1 m^3 . Si un granizo colecta gotas sobreenfriadas, la temperatura de su superficie aumenta debido a que las gotas sobreenfriadas que chocan y congelan liberan calor latente. La continua colisión del granizo con gotitas sobreenfriadas aumenta su temperatura por encima de la temperatura ambiente. Si la tasa de acreción es lo suficientemente alta, el granizo puede alcanzar una temperatura de $0 \text{ }^\circ\text{C}$ y las gotas de agua no se congelan. Luego, la superficie del granizo se cubre con una capa de agua y se dice que el granizo crece en régimen húmedo.

Para describir el proceso de acreción de una partícula de hielo, se utiliza un modelo similar al descrito en la colección de gotitas de agua de una gota colectora. Sin embargo, debido a la no esfericidad de la partícula de hielo la descripción matemática es muy compleja. Entonces, para representar este mecanismo de crecimiento se utiliza el contenido efectivo de agua líquida E_w , que es la fracción de LWC que efectivamente congela sobre el granizo formando la acreción. Estas magnitudes se relacionan de la forma

$$E_w = E \cdot LWC \quad (1.15);$$

donde E es la eficiencia de acreción. Al igual que la eficiencia de colección, definida en (1.13), $E < 1$, depende del tamaño y geometría de la partícula de hielo, del tamaño de las gotas de agua sobreenfriadas y de la velocidad relativa entre estas partículas.

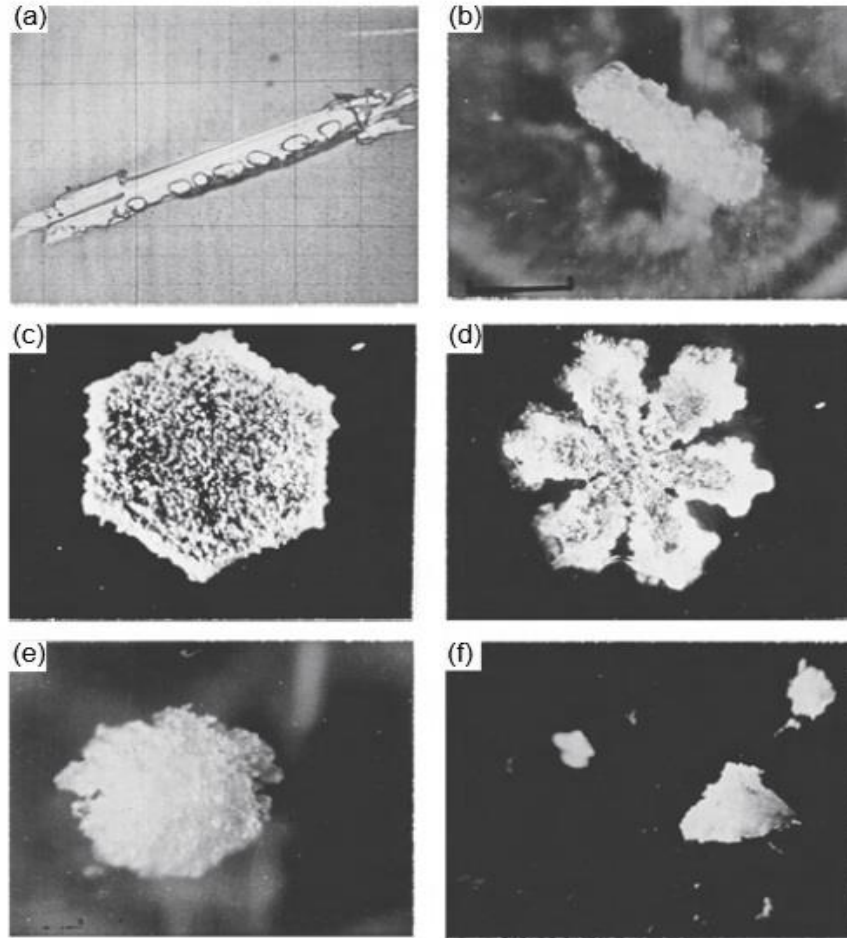


Figura 1.5- Tipos de partículas de hielo en nubes acrecidas. Las imágenes no están a la misma escala. (Wallace & Hobbs, 2006)

Consideremos un granizo de forma esférica tal como se muestra en la figura 1.5(e), que cae en línea recta dentro de una nube y en su camino se encuentra con gotitas de agua sobreenfriadas o gotitas de nube. El crecimiento del mismo será por acreción y el tratamiento de la tasa de crecimiento, cuando aún se considera esférico, puede ser abordado de forma análoga al de una gota de agua que cae en una nube cálida y choca con gotas más pequeñas (Sección 1.2).

Para estudiar como resulta la colisión y colección de gotitas de nube sobre un blanco, Langmuir & Blodgett (1946) calcularon las trayectorias de pequeñas gotitas de agua en aire, moviéndose a bajas velocidades en la cercanía de un cilindro. Para velocidades de aire bajas y gotas muy pequeñas, se obtiene un número de Reynolds (que es el cociente de la magnitud de la fuerza inercial y la magnitud de la fuerza viscosa en un fluido dado) mucho menor que uno y el movimiento de las gotitas a través del aire obedece la ley de Stokes, la cual indica que la fuerza actuante sobre las gotitas varía en proporción a la velocidad de las mismas en aire. Sin embargo, para gotas de agua de tamaños del orden de los micrones y velocidades suficientemente altas (número de Reynolds mayor que uno), la ley de Stokes no es aplicable y la fuerza actuando sobre la gota se puede determinar conociendo el coeficiente de arrastre (coeficiente de Drag, C_D) para esferas, el cual se expresa en términos del número de Reynolds como

$$R = \frac{2a\rho_a V}{\eta_a} \quad (1.16);$$

donde a es el radio de la gota, ρ_a es la densidad del aire, V es la velocidad de la gota a través del aire y η_a es la viscosidad del aire.

El objetivo en el cálculo de las trayectorias, es determinar bajo qué condiciones las gotitas colisionan sobre la superficie del cilindro y la distribución del agua depositada en dicha superficie. Tales cálculos permiten la determinación de las condiciones necesarias para la formación de hielo o escarcha sobre la superficie cilíndrica.

Escribiendo las ecuaciones de movimiento de las gotas y reduciendo las mismas a una forma adimensional, tenemos

$$Kv_x \frac{dv_x}{dx} = \left(\frac{C_D R}{24} \right) (v_x - u_x) \quad (1.17);$$

$$Kv_y \frac{dv_y}{dy} = - \left(\frac{C_D R}{24} \right) (v_y - u_y) \quad (1.18);$$

$$\frac{dx}{dt} = -v_x \quad (1.19);$$

$$\frac{dy}{dt} = v_y \quad (1.20);$$

$$\left(\frac{R}{R_U} \right)^2 = (v_x - u_x)^2 + (v_y - u_y)^2 \quad (1.21).$$

Estas ecuaciones son válidas, no solo para el movimiento de las gotas en un plano perpendicular al eje del cilindro, sino también para una esfera y para una cinta con su cara de manera perpendicular al movimiento de las gotas. Siguiendo con el análisis en el caso del cilindro (el cual es análogo para la esfera), las coordenadas x e y se miden desde el eje del mismo como origen de coordenadas y el radio del cilindro C lo tomamos como unidad de distancia. Por lo tanto, x e y en las ecuaciones (1.17)-(1.21) son números puros que representan la razón entre 2 longitudes. La velocidad del aire libre a una gran distancia del cilindro se toma como U y las componentes de velocidad v_x y v_y , u_x y u_y se expresan en términos de U como unidad de velocidad. Entonces v es usado para designar la velocidad de las gotas y u la velocidad del aire en cualquier punto cercano al cilindro. El eje x , que también es perpendicular al eje del cilindro, es tomado paralelo al flujo de aire a una distancia lejana al cilindro. Además, la cantidad R_U que aparece en (1.20) se define como

$$R_U = \frac{2a\rho_a U}{\eta_a} \quad (1.22);$$

y se aplica a una gota que se mueve en aire quieto. Entonces, el número de Reynolds R representa el movimiento relativo de la gota con respecto al aire.

El coeficiente $(C_D R/24)$, que aparece en (1.17) y (1.18), mide el grado en que aumenta la fuerza ejercida por el aire sobre las gotas debido a las desviaciones de la ley de Stokes. El parámetro K , que aparece en (1.17) y (1.18), mide la inercia de la gota y varía en proporción a la densidad y al tamaño de la misma. Se define como

$$K = \frac{\lambda_s}{C} \quad (1.23);$$

donde C es el radio del cilindro y λ_s es el rango que la gotita tendría como un proyectil lanzado en aire en calma con la velocidad U , asumiendo que la ley de Stokes es válida. Esta cantidad tiene dimensiones de longitud. La magnitud de λ_s está dada por

$$\lambda_s = \left(\frac{2}{9}\right) \rho_s a^2 \frac{U}{\eta_a} \quad (1.24);$$

donde ρ_s es la densidad de la gota.

El coeficiente de arrastre, necesario para resolver (1.17) y (1.18), se define en función de R y U como

$$\frac{C_D R}{24} = 1 + 0,197R^{0,63} + 2,6 \times 10^{-4}U^{1,38} \quad (1.25).$$

Para caracterizar la formación de hielo sobre la superficie cilíndrica, se define la eficiencia de deposición o acreción E (1.15), que es la proporción entre la magnitud real depositada y la cantidad máxima posible de hielo acrecida sobre la superficie. La cantidad máxima posible es el caso en que todo el contenido de agua líquida, en el camino del cilindro, acrece sobre la superficie cilíndrica. Además, definimos el ángulo de acreción θ , que limita la cantidad de acreción real sobre la superficie del cilindro.

1.4.1 Resultados para una esfera

A partir de la definición de K (1.23), se obtiene K_0 . Este parámetro adimensional se obtiene para el caso en que las eficiencias son menores o iguales a 0,5, y es de la forma

$$K_0 = \frac{\lambda}{\lambda_s} \left(K - \frac{1}{12}\right) + \frac{1}{12} \quad (1.27);$$

donde λ_s corresponde al rango de la ley de Stokes dado por (1.24) y λ es el verdadero rango para una gota de radio a que se mueve a velocidad U en aire quieto. Los coeficientes λ/λ_s , que dependen de R , se obtienen desde la siguiente expresión integral

$$\frac{\lambda}{\lambda_s} = \left(\frac{1}{R_U}\right) \int_0^{R_U} dR / (C_D R/24) \quad (1.28);$$

cuyos valores tabulados se muestran en la tabla 1.1.

R	λ/λ_s
1.4	0.8950
1.6	0.8842
1.8	0.8744
2.0	0.8653
2.5	0,8452
3.0	0.8273
3.5	0.8120
4	0.7978
5	0.7734
6	0.7527
8	0.7185
10	0.6905
12	0.6660

Tabla 1.1- Valores de λ/λ_s para distintos valores de R .

Entonces, para el caso $U = 0$, los resultados para la máxima eficiencia de acreción (E_M) y ángulo máximo de acreción (θ_M) sobre la esfera en función de K_0 , están dados por

$$\frac{E_M}{(1 - E_M)} = 0.82 \left(K_0 - \frac{1}{12} \right)^{1.04} \quad (1.29);$$

$$\tan \theta_M = 2.8 \left(K_0 - \frac{1}{12} \right)^{0.81} \quad (1.30);$$

1.5 Objetivos

El objetivo general de este trabajo, es realizar un estudio experimental del crecimiento de un granizo por acreción de gotas de agua sobreenfriadas bajo condiciones representativas de una nube convectiva.

Si bien los resultados de Langmuir & Blodgett (1946) han sido corroborados numéricamente en trabajos posteriores (Lozowski et al., 1983), este trabajo y los nuevos han quedado relacionados a cilindros y no a esferas. Por otro lado, no existen trabajos reportados en la literatura en los que se hayan realizado trabajos experimentales que estudien las bondades de estos cálculos para representar lo que ocurre en el proceso. El objetivo de este trabajo es comprobar experimentalmente los resultados numéricos usados frecuentemente en modelos numéricos de crecimiento de granizo. Para ello, se van a realizar mediciones de la eficiencia y ángulo máximo de acreción de una esfera, que simula a un granizo, para distintas velocidades de colisión y para dos esferas de distinto tamaño.

Capítulo 2 MÉTODO EXPERIMENTAL

Para llevar a cabo el objetivo propuesto, se simuló la caída de un granizo en una nube de gotitas de agua sobreenfriadas y se midió la eficiencia de acreción del mismo. Para ello, se determinó la masa de agua, del total que se encuentran en la nube, que choca y congela sobre el granizo colector. Además, se midieron el *LWC* y el espectro de tamaño de gotitas de las nubes utilizadas en las mediciones.

En estos experimentos, el granizo colector permanece inmóvil y las gotitas son las que se mueven inmersas en un flujo de aire constante. Se considera que la velocidad relativa de las gotitas con respecto al viento que las transporta es nula. Además, para facilitar los cálculos posteriores, se considera que el flujo de aire se mueve en una sola dirección y se desprecia todo tipo de turbulencias en el instante de colisión entre el colector y las gotitas.

2.1 Dispositivo experimental

En la figura 2.1, se esquematiza el arreglo experimental con el cuál se realizaron las mediciones. El mismo se encuentra ubicado dentro de una cámara frigorífica de temperatura regulable con una precisión de 1 °C.

Dentro de la cámara frigorífica, se ubica una subcámara denominada cámara de nube, cuyas dimensiones son $0.6 \times 0.9 \times 1.8 \text{ m}^3$. En esta cámara se formaba la nube de gotitas de agua sobreenfriadas mediante dos nebulizadores ultrasónicos.

En la parte inferior de la cámara de nube, se ubica un túnel de flujo de viento vertical, de 5 cm de diámetro y dentro del mismo se ubicó la esfera que simula al granizo colector (blanco colector). El túnel de viento vertical se conecta a una bomba de aire ubicada en el exterior de la cámara fría. La velocidad del flujo de aire, generado por la bomba de aire en el túnel, es controlada mediante la potencia entregada a la misma. La velocidad fue medida para distintas potencias y se obtuvo una calibración de la misma (ANEXO A). Las mediciones de la velocidad se realizaron con un anemómetro con una apreciación de 0,5 m/s.

Un túnel de flujo de viento horizontal de 8,5 cm de diámetro y construido de metal, se ubicó en un lateral de la cámara de nube, que conecta a ésta con el exterior de la cámara frigorífica. Al final del túnel de viento horizontal se ubicó un ventilador extractor. Dicho ventilador, generaba un flujo de aire de $\sim 0,5 \text{ m/s}$ desde la cámara de nube al exterior. Un higrómetro se ubicó al final del túnel de viento horizontal (antes del ventilador extractor), que permite medir la humedad relativa y la temperatura del aire extraído de la cámara de nube. Dado el volumen de la cámara de nube ($0,972 \text{ m}^3$) y que el volumen de nube extraído mediante el ventilador extractor durante una medición es de $\sim 0,085 \text{ m}^3$ (lo cual representa un 8,7% del volumen de la nube), se considera que las características (contenido de agua líquida y tamaños de las gotitas de agua) de la nube utilizada en las mediciones no se ve afectada por este volumen extraído.

La temperatura de la cámara de nube fue medida mediante un termistor ubicado en una pared lateral de la misma. Mientras que la temperatura del blanco colector fue medida mediante otro termistor ubicado en el punto de estancamiento del mismo. Ambos termistores fueron previamente calibrados con un termómetro patrón con una incerteza de 1 °C.

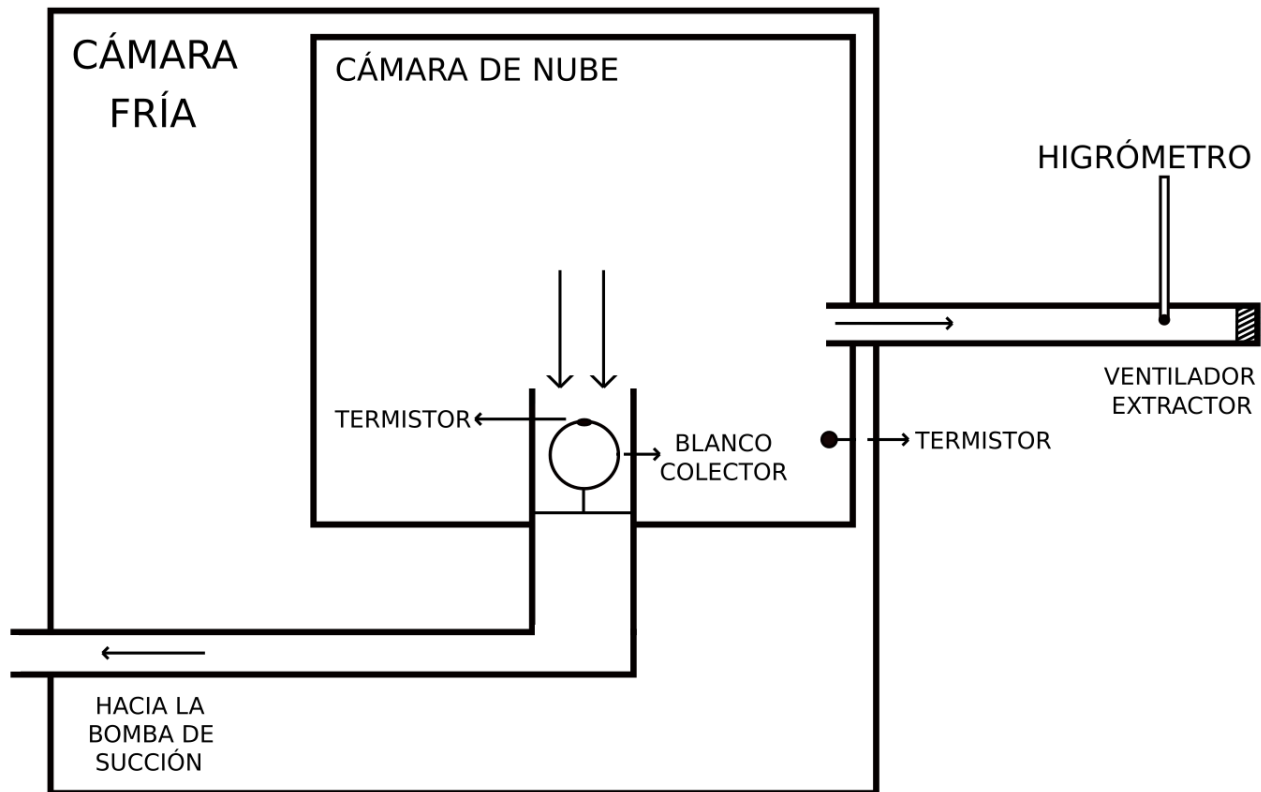


Figura 2.1- Arreglo experimental de los dispositivos de medición.

2.2 Proceso de medición

Para cada medición se establece la temperatura de la cámara frigorífica a $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ y se espera a que la misma se estabilice. Una vez estabilizada y colocado el blanco colector, se encienden los nebulizadores durante ~ 180 segundos, con lo cual en la cámara de nube se forma una nube de gotitas de agua. Cuando las gotitas alcanzan la misma temperatura que la cámara se enciende el ventilador extractor, que extrae parte de la nube a bajas velocidades ($\sim 0,5\text{ m/s}$). A medida que ese aire compuesto por vapor de agua y gotas de agua sobreenfriadas, se mueve por el túnel de viento horizontal, aumenta su temperatura debido al intercambio de calor con el ambiente. Entonces las gotitas de agua se evaporan. Al llegar a la posición del higrómetro, medimos la humedad relativa (RH) y la temperatura (T) de ese volumen de aire extraído.

Se enciende la bomba de succión durante 30 segundos y se establece una velocidad previamente elegida para generar un flujo constante de gotitas hacia el colector. Durante este tiempo, se produce la acreción sobre el blanco colector y su temperatura aumenta debido a la liberación de calor latente de fusión de las gotitas sobreenfriadas que lo chocan y congelan sobre él. Finalizada la acreción, la temperatura del colector disminuye nuevamente. En la figura 2.2 se muestra la variación de la temperatura del blanco colector durante una medición. De la figura se puede apreciar como inicialmente su temperatura aumenta durante ~ 30 segundos (duración típica de una medición) y luego vuelve a enfriarse. Durante la medición, tomamos nota de la temperatura (T_f) de la cámara de nube mediante el termistor colocado en una de sus paredes laterales. Dicha temperatura permanece constante e igual a la temperatura de la cámara fría, dentro del error experimental, durante el proceso de medición.

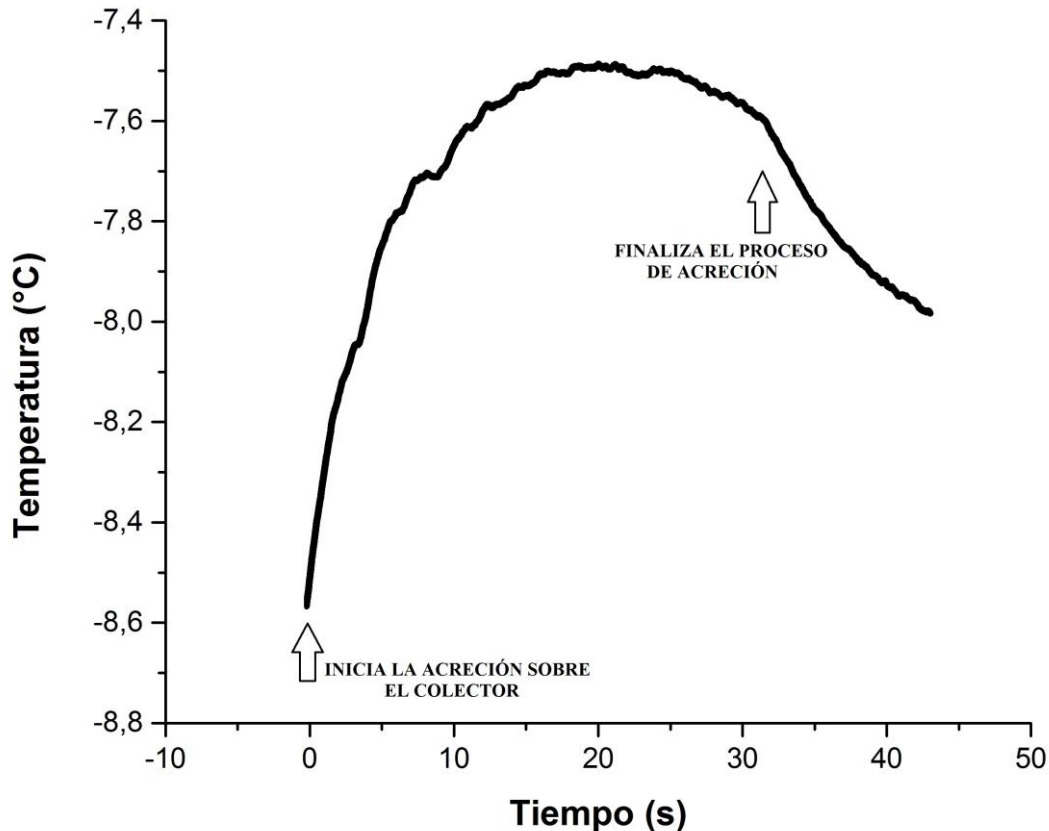


Figura 2.2- Variación de temperatura del blanco colector con respecto al tiempo. Las flechas indican el inicio y el final del proceso de acreción.

Por último, se fotografía al blanco colector, ya acrecido, y se lo pesa en una balanza analítica de precisión *Sartorius*® mod. BP210D con una apreciación de $\pm 0,00001$ g. Luego, se pesa el blanco totalmente seco para determinar la masa de hielo que se formó durante el proceso de acreción. De esta forma finaliza el proceso de medición.

2.3 Medición del espectro de tamaño de gotas

Se realizaron mediciones del espectro de tamaño de gotitas de agua en la nube utilizada en las mediciones. Las gotitas se capturan en una solución de formvar (nombre comercial del polivinilo formal, que es una familia de resinas de acetato de polivinilo modificado) al 3% en cloroformo (Schaefer, 1956), que se esparce con un pincel sobre la semisección longitudinal de un portamuestras. Se utilizaron dos tipos de portamuestras. Unos de 25 mm de ancho, para medir el espectro de tamaño de gotitas en el seno de la nube y otros de ancho igual al diámetro del blanco colector. Estos portamuestras se utilizaron para medir el espectro de tamaño de gotitas arrastradas por el flujo de aire en el túnel de viento vertical en la posición del blanco colector.

La solución de formvar se prepara en un frasco sobre la microbalanza anteriormente mencionada. La preparación tiene por lo menos un día de antelación ya que la disolución no es inmediata y se guarda en un recipiente de color caramelo para evitar la descomposición del solvente debido a la luz.

Cuando la placa con formvar barre la nube, las gotas se sumergen en el film de formvar (donde se asume que no se deforman), y quedan atrapadas en la misma luego que el cloroformo se evapora. Posteriormente el agua se evapora a través de la resina y quedan los huecos con la forma original de la gota.

Las placas de formvar con las huellas de las gotas se fotografían con un aumento de 40× mediante un microscopio de campo oscuro usando el diafragma de 20 mm de apertura y máxima iluminación (figura 2.3). Entre toma y toma se debe verificar que se mantiene el foco ya que el relieve del formvar varía. Las fotos se guardan en formato Joint Photographic Experts Group (JPEG) con una resolución de 1024×768 pixel usando una carpeta individual para cada placa. El mismo proceso se realiza para las muestras correspondientes para las distintas velocidades del flujo de aire utilizadas. A partir de estas fotografías se determina el espectro de tamaños de las gotas de agua utilizado en los experimentos.

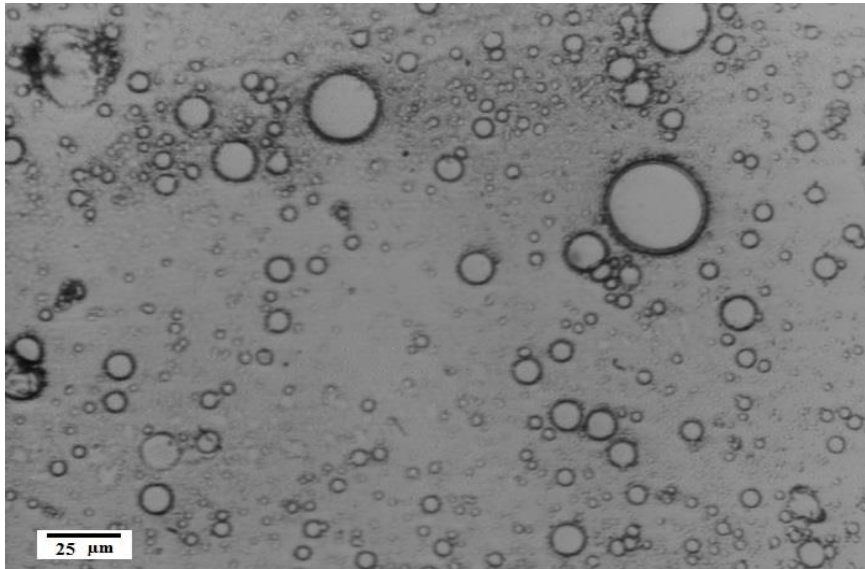


Figura 2.3- Imagen de la sección de una placa tomada con el microscopio, donde se observan las gotas de agua atrapadas en el film de formvar.

Capítulo 3 RESULTADOS

Se determinó la eficiencia (E) y el ángulo máximo (θ) de acreción sobre el blanco colector para un rango de velocidades entre 7 y 13 m/s, y para dos colectores esféricos de 1 cm y 0,76 cm de diámetro.

Los valores de velocidades utilizadas corresponden a granizos de distintas densidades, en el rango de 0,4 a 0,8 g/cm³, como se muestra en la tabla 3.1. Los valores de la densidad se determinaron mediante la relación empírica del número de Best (que relaciona las características de una esfera con las del fluido en el cual se mueve) y Reynolds derivada por Rasmussen & Heymsfield (1987).

Velocidad (m/s)	Radio del colector	
	C = 0,5 cm	C = 0,38 cm
	ρ_g (g cm ⁻³)	ρ_g (g cm ⁻³)
6,9	0,4	0,5
8,4	0,5	0,8
10,1	0,8	1,0*
11,8	1,0*	1,4*
12,7	1,2*	1,6*

Tabla 3.1- Velocidades de caída de granizos esféricos, según su densidad y tamaño. Los valores de densidad indicados con un asterisco no corresponden a valores de densidad de granizos reales.

Por ejemplo, según la tabla 3.1, un granizo esférico de 0,5 cm de radio y una densidad de 0,5 g/cm³ caerá a una velocidad de ~8,4 m/s dentro de la nube. La densidad de 1 g/cm³ corresponde a un colector de agua, mientras que densidades superiores a esta son casos extremos y no representan a granizos reales (casos indicados con un asterisco en la tabla 3.1). Sin embargo, estas velocidades son usadas por el hecho de ser valores extremos que permiten hacer un estudio más completo del proceso de acreción. En particular, las velocidades altas permiten representar procesos de acreción cuando se supone trayectorias balísticas de las gotas y, también el proceso de acreción para formar estructuras de hielo sobre aviones, tendidos de cable de electricidad, puentes, etc.

A partir de las fotografías del blanco colector acrecido, se midió el ángulo máximo de acreción (θ) para cada velocidad de viento utilizada en las mediciones. Para ello, se utilizó el programa para editar imágenes *ImageJ* y argumentos de trigonometría, como se muestra en la figura 3.1. La incerteza de cada una de estas mediciones se estimó realizando varias veces una misma medición y tomando como dicho valor a la desviación estándar de la media.

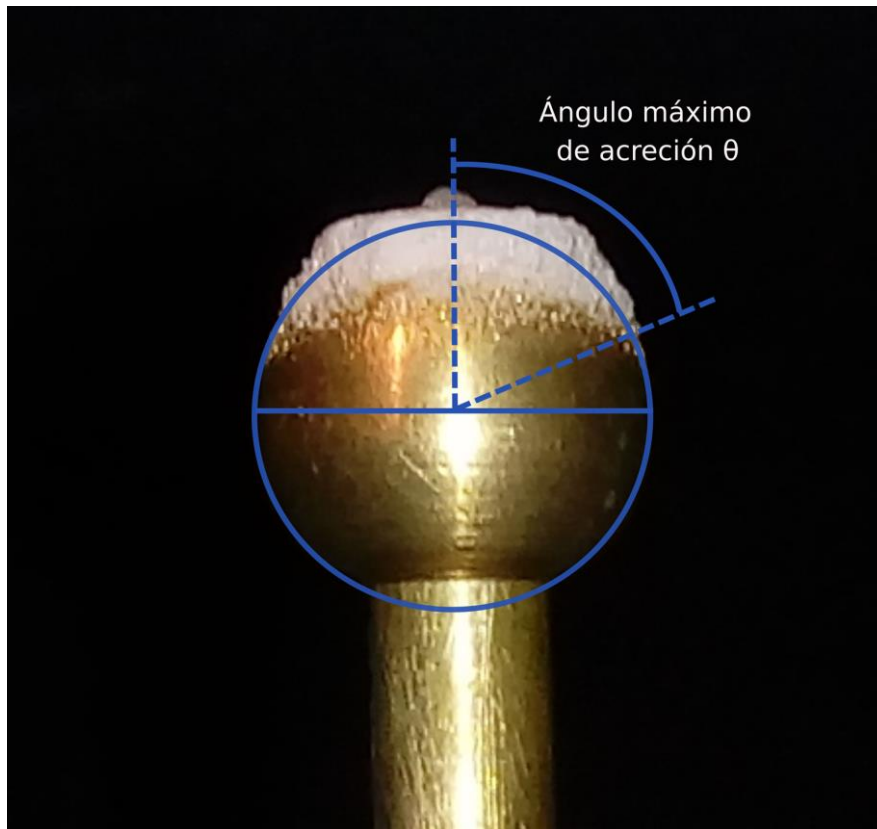


Figura 3.1- Fotografía del colector luego de la acreción donde se indica el ángulo máximo de acreción que medimos experimentalmente.

3.1 Cálculo del LWC

Para determinar el contenido de agua líquida (LWC) de la nube utilizada en las mediciones, se utilizó el método psicrométrico (Jayaratne et al., 1983; Ávila et al., 2013). Para este método, como lo mencionamos en la sección 2.2, se extrae parte de la nube a una velocidad de 0,5 m/s con ayuda del ventilador extractor colocado en el túnel de viento horizontal. A medida que el volumen de aire extraído aumenta su temperatura debido al intercambio de calor con el medioambiente, las gotitas sobreenfriadas se evaporan debido a que el ambiente fuera de la cámara frigorífica está subsaturado con respecto al agua líquida. Cuando las gotitas de agua se evaporan completamente, y la temperatura del aire extraído de la cámara de nube alcanza la temperatura ambiente, se mide su humedad relativa (RH) y su temperatura (T_a). Entonces, tomando como referencia el punto triple del agua y usando Clausius-Clapeyron, la presión de saturación respecto del agua del aire extraído de la cámara de nube a la temperatura T_a es

$$e_w(T_a) = e_0 \cdot \exp\left(\frac{-l_v}{R_v} \cdot \left(\frac{1}{T_a} - \frac{1}{T_0}\right)\right) \quad (3.1).$$

El valor l_v corresponde al calor latente de vaporización y R_v a la constante del vapor de agua. Además, e_0 y T_0 son la presión de vapor y la temperatura de punto triple del agua, respectivamente. Los valores utilizados para esas constantes son

$$l_v = 2.5 \times 10^6 \text{ J/K}$$

$$R_v = 461.5 J/kg \cdot K$$

$$e_0 = 611 Pa$$

$$T_0 = 273.15 K$$

En la cámara de nube se supone que el aire está saturado con respecto al agua debido a la presencia de las gotitas de agua y, por lo tanto la presión del vapor de agua es la presión de saturación respecto del agua, dada por la temperatura T_f de la cámara de nube y la ecuación de Clausius-Clapeyron. De donde tenemos que

$$e_w(T_f) = e_0 \cdot \exp\left(\frac{-l_v}{R_v} \cdot \left(\frac{1}{T_f} - \frac{1}{T_0}\right)\right) \quad (3.2).$$

La presión de vapor de agua del volumen de aire extraído y calentado, se puede determinar a partir de la humedad relativa (RH) que medimos con el higrómetro. La humedad relativa es el cociente entre la presión de vapor de agua en el volumen de aire extraído y la presión de saturación respecto del agua a la temperatura ambiente

$$RH = \frac{e}{e_w(T_a)} \quad (3.3);$$

y nos permite encontrar la presión de vapor de agua e , correspondiente al volumen de aire extraído de la cámara de nube, de la forma

$$e = RH \cdot e_w(T_a) \quad (3.3);$$

donde $e_w(T_a)$ es la expresión dada por (3.1).

Suponiendo al vapor de agua como gas ideal, las densidades de vapor de agua del volumen de aire fuera de la cámara y en el seno de la nube están dadas por (3.4) y (3.5) respectivamente

$$\rho(T) = \frac{e}{R_v \cdot T} \quad (3.4);$$

$$\rho(T_f) = \frac{e_w(T_f)}{R_v \cdot T_f} \quad (3.5).$$

Finalmente, la diferencia entre ambas densidades da el valor de LWC en la cámara de nube como consecuencia de la nube de gotitas

$$LWC = \rho(T) - \rho(T_f) \quad (3.6).$$

El histograma de la figura 3.2, muestra la distribución del LWC de la nube de gotitas de agua sobreenfriadas, utilizadas en las mediciones. De la figura 3.2 se observa que las mediciones se realizaron, principalmente para valores de LWC entre 4 y 8 g/m³, valores característicos de la región

convectiva de una nube de tormenta. Dichas regiones, tienen un contenido de agua líquida que varía entre $1-10 \text{ g m}^{-3}$ (Warner, 1955).

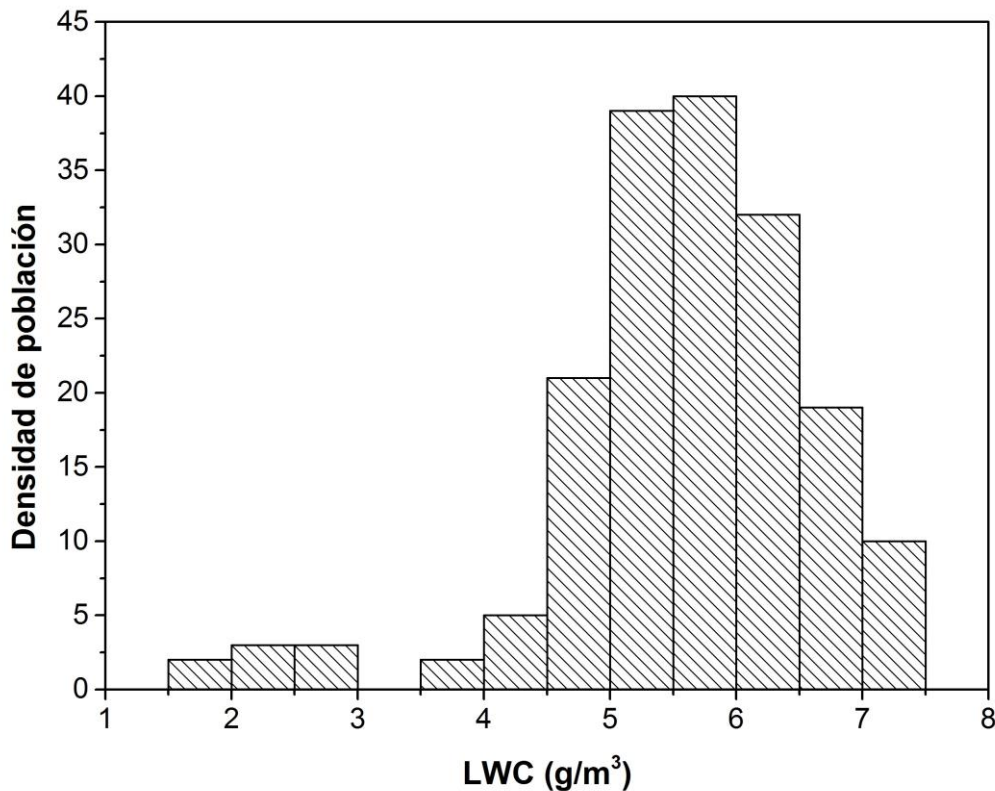


Figura 3.2- Distribución del contenido de agua líquida, debido a la nube de gotitas, utilizado en las mediciones experimentales.

3.2 Cálculo de E_w y E

Para poder encontrar la eficiencia de acreción sobre el blanco colector, debemos determinar el contenido efectivo de agua líquida E_w (sección 1.4.c) en cada medición. Esta magnitud indica la cantidad de agua efectiva que es colectada por el blanco, es decir que cantidad del total de agua líquida que hay en la nube (LWC), acrece sobre el colector cuando el flujo de aire que transporta las gotitas es accionado.

El flujo de aire que arrastra las gotitas sobreenfriadas se moverá en una dirección y dentro del túnel de viento que contiene al blanco. Entonces el caudal ϕ , que atraviesa un área imaginaria A de radio igual al del colector y perpendicular a la velocidad V del flujo es

$$\phi = A V = \pi C^2 V \quad (3.7);$$

donde C es el radio del colector. Ahora, el volumen de aire que choca contra el colector en un lapso de tiempo Δt es

$$\text{Volumen} = \phi \Delta t = \pi C^2 V \Delta t \quad (3.8);$$

y el contenido efectivo de agua líquida E_w del colector es

$$E_w = \frac{m}{\pi C^2 V \Delta t} \quad (3.9);$$

donde m es la cantidad de hielo formado sobre el colector, medido según se explica en la sección 2.2.

Finalmente, podemos encontrar la expresión adimensional para la eficiencia de acreción de la forma

$$E = \frac{E_w}{LWC} \quad (3.10).$$

3.3 Resultados

Siguiendo el análisis detallado en las secciones 3.1 y 3.2, y aplicándolo a los datos obtenidos de las mediciones directas, se confeccionaron los gráficos de las eficiencias de acreción sobre cada blanco colector utilizado en función de la velocidad de colisión (figura 3.3).

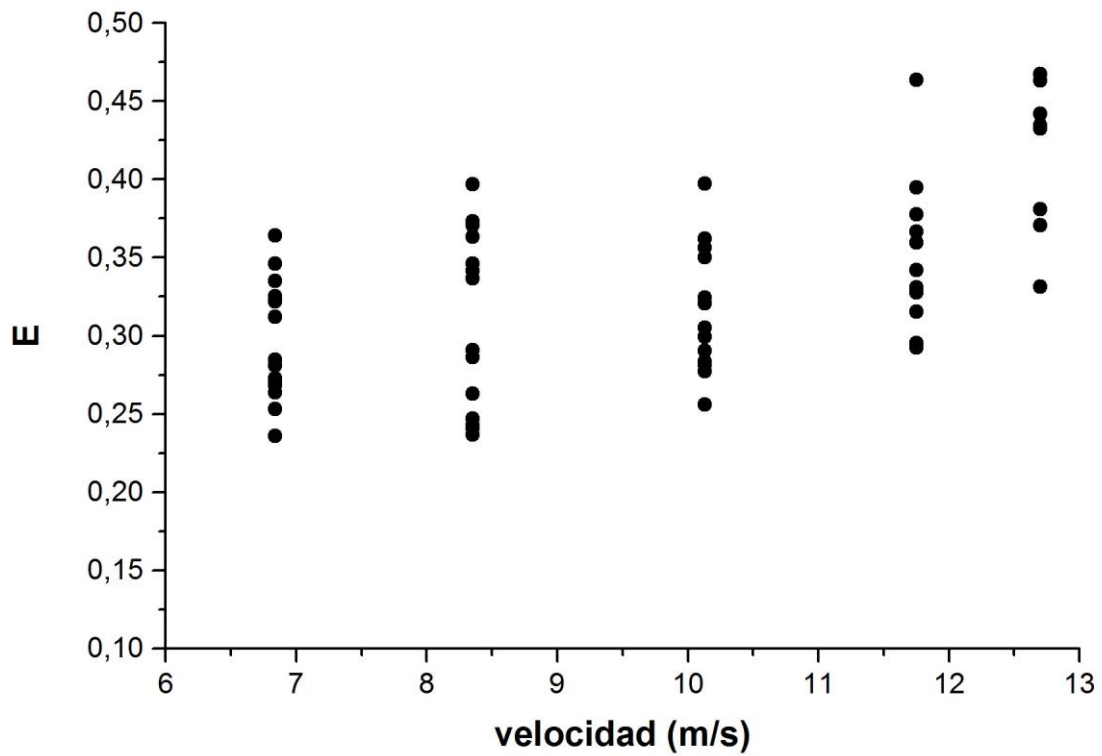
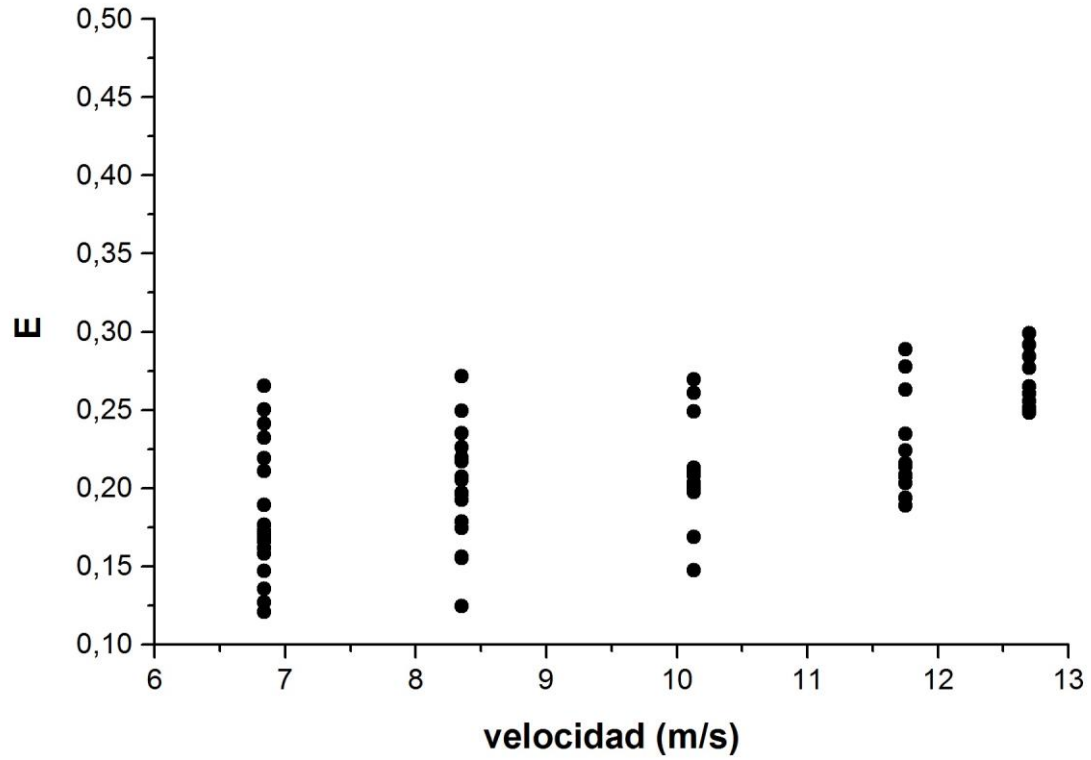


Figura 3.3- Eficiencia de acreción en función de la velocidad de colisión. Para colectores de radio $C = 0,5$ cm (panel superior) y $C = 0,38$ cm (panel inferior).

En la figura 3.4, se muestran los valores de los ángulos máximos de acreción sobre los blancos colectores en función de la velocidad de colisión.

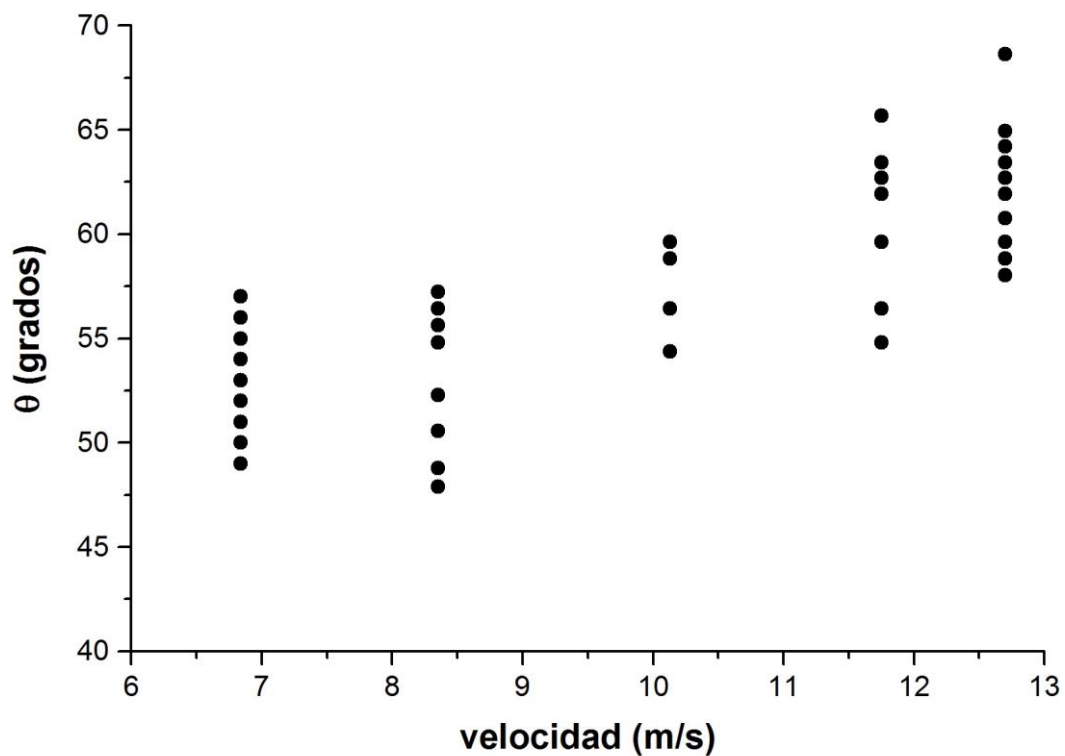
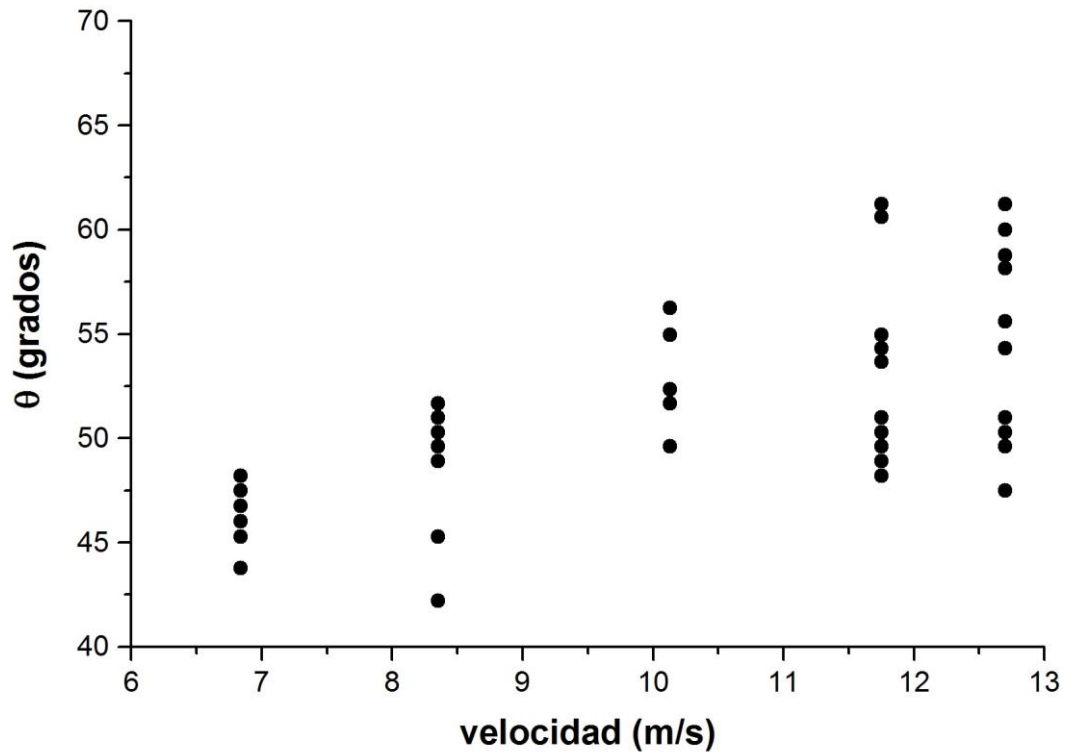


Figura 3.4- Ángulo máximo de acreción en función de la velocidad de colisión. Para colectores de radio $C = 0,5$ cm (panel superior) y $C = 0,38$ cm (panel inferior).

Como se puede apreciar en las figuras 3.3 y 3.4, hay un aumento en la eficiencia y en el ángulo máximo de acreción a medida que aumenta la velocidad de colisión. También se puede observar que ambas medidas son mayores en el colector de menor tamaño. Sin embargo, se observa una gran dispersión en las mediciones lo que dificulta un análisis de las mismas.

3.4 Espectro de tamaños de gotitas

Tal como se detalla en la sección 2.3, se mide el espectro de tamaños de gotitas en la nube. El proceso de medición se realiza en el seno o interior de la nube, para una nube que se mueve a $6,9 \text{ m s}^{-1}$, para otra que se mueve a $10,1 \text{ m s}^{-1}$ y para una que se mueve a $12,7 \text{ m s}^{-1}$. Todas las nubes fueron generadas de la misma manera que en las mediciones. El método usado para medir los diámetros de las gotitas es el mismo en los 4 casos.

Los resultados obtenidos se pueden ver y comparar en la figura 3.5. En la misma se presentan los espectros de tamaño de las gotitas y su correspondiente ajuste Gaussiano.

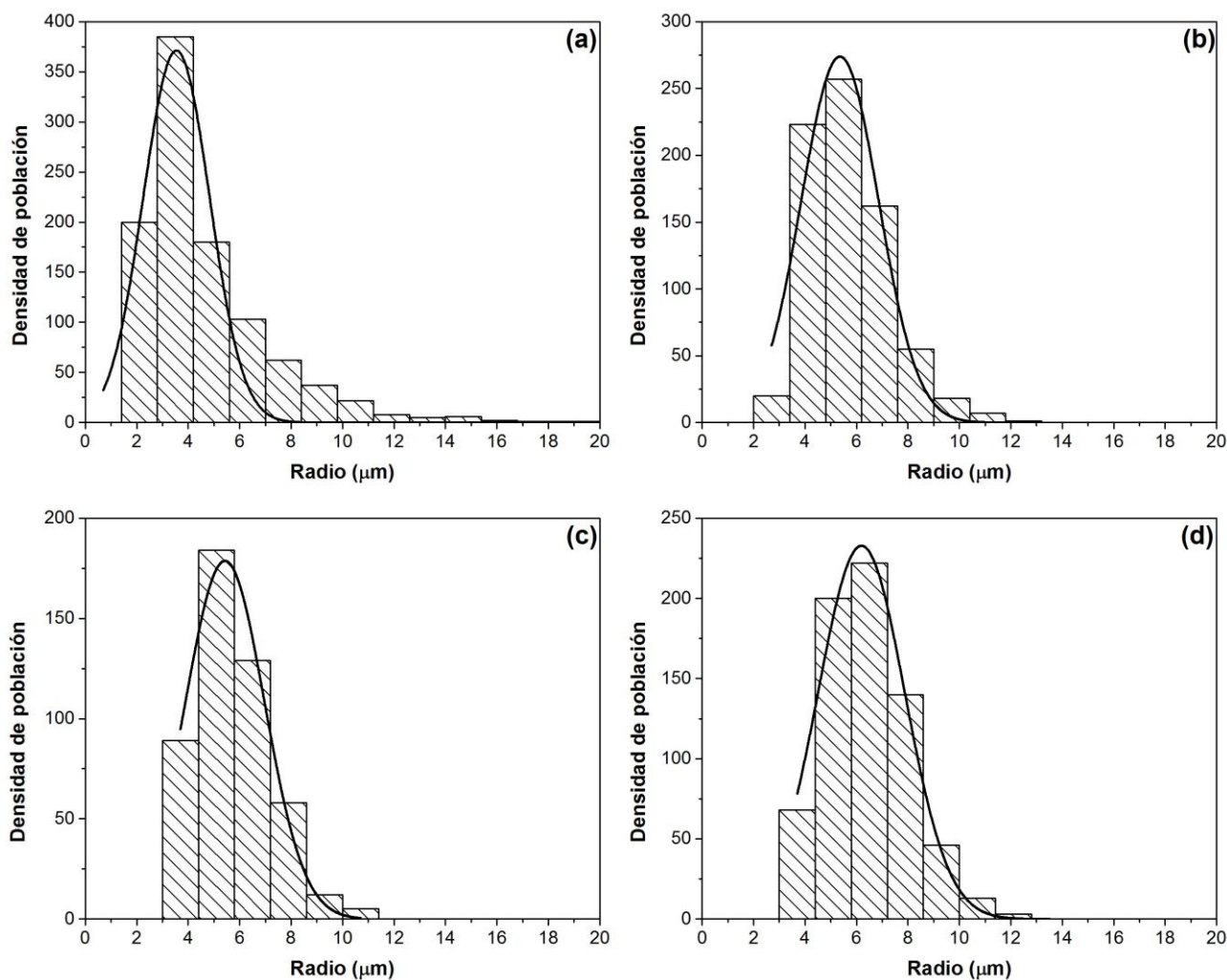


Figura 3.5- Espectros de tamaño de las gotitas. (a) En el seno de la nube. (b) En nube que se mueve a $6,9 \text{ m/s}$. (c) En nube que se mueve a $10,1 \text{ m/s}$. (d) En nube que se mueve a $12,7 \text{ m/s}$.

Como se observa en la figura 3.5, los espectros de tamaños de las gotitas de agua se extienden entre 2 y 12 micrones de radio. Además, se observa que los espectros tomados en las nubes arrastradas por un flujo de aire (figura 3.5, (b), (c) y (d)) presentan una distribución similar mientras que el espectro tomado en el seno de la nube es más ancho, con gotitas que tienen un radio de hasta 16 micrones. Esta diferencia en los espectros de tamaño puede deberse a las diferentes metodologías utilizadas en la toma de muestras (sección 2.3).

La tabla 3.2 muestra el diámetro medio de las gotitas, obtenido a partir de los ajustes gaussianos de los espectros de tamaños de las gotitas.

Velocidad (m/s)	Radio medio (μm)
6,9	6 ± 2
10,1	6 ± 2
12,7	7 ± 2
Seno de la nube	$4,7 \pm 0,6$

Tabla 3.2- Media del radio de las gotitas.

Con los datos de la tabla 3.2 y utilizando la relación empírica derivada por Rasmussen & Heymsfield (1987) entre el número de Best y Reynolds, se puede determinar la velocidad terminal de las gotitas de agua utilizadas en los experimentos. Esta velocidad terminal es del orden de 0.1 m/s y se puede considerar despreciable frente a las velocidades de viento utilizadas en las mediciones. Esto nos permite suponer que las gotitas se mueven a la misma velocidad que el flujo de aire.

Capítulo 4 ANÁLISIS DE DATOS Y DISCUSIÓN

4.1 Presentación de datos

Dada la dispersión observada en las figuras 3.3 y 3.4, se presentan los resultados experimentales de las eficiencias y los ángulos máximos de acreción en forma de box chart (ver ANEXO B).

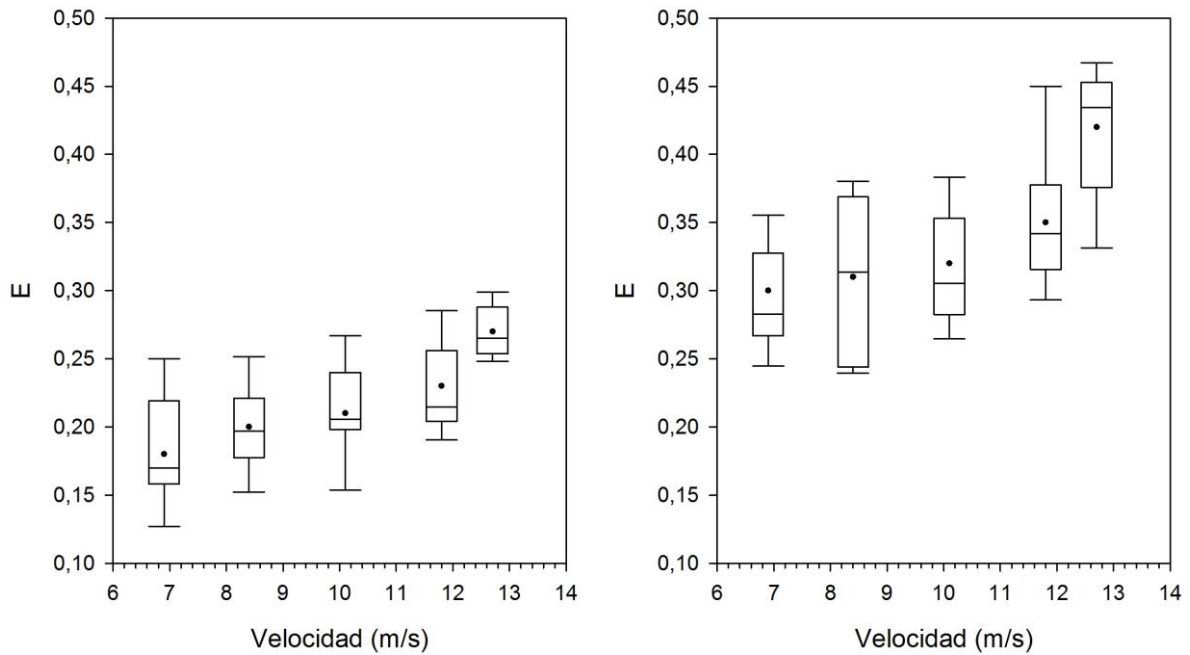


Figura 4.1- Eficiencia de acreción, en forma de box chart, en función de la velocidad de colisión. Para colectores de radio $C = 0,5$ cm (panel izquierdo) y $C = 0,38$ cm (panel derecho).

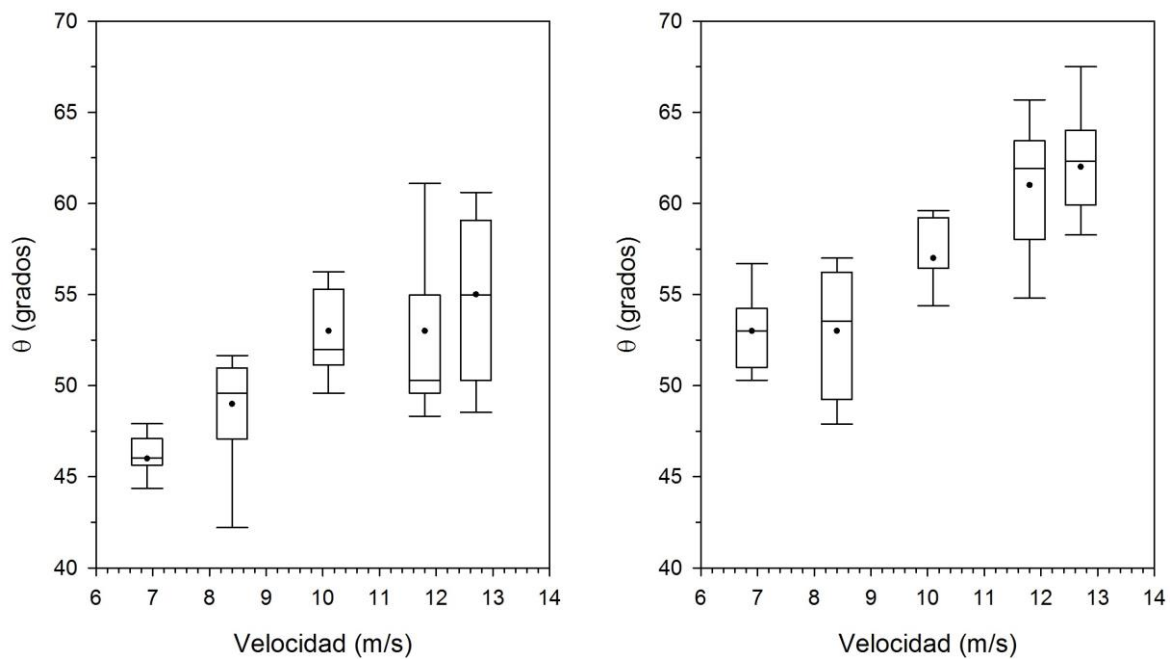


Figura 4.2- Ángulo máximo de acreción, en forma de box chart, en función de la velocidad de colisión. Para colectores de radio $C = 0,5$ cm (panel izquierdo) y $C = 0,38$ cm (panel derecho).

En la figura 4.1 y 4.2, se muestran las eficiencias de acreción y ángulos máximos de acreción obtenidos experimentalmente para los colectores de 0,5 cm y 0,38 cm de radio. De dichas figuras se puede observar que el valor medio de ambos parámetros aumenta con la velocidad de colisión entre el blanco colector y las gotitas de agua sobreenfriadas. Además, se observa que los valores medios de la eficiencia y del ángulo de acreción máximo son siempre mayores para el colector de menor tamaño para una misma velocidad de colisión.

Del análisis de los datos medidos (figuras 4.1 y 4.2), se obtienen los resultados mostrados en la tabla 4.1.

Colector	Velocidad de colisión (m/s)	Eficiencia de acreción E	Ángulo máximo de acreción θ (grados)
$C = (0,50 \pm 0,02)$ cm	$6,9 \pm 0,5$	0.18 ± 0.04	46 ± 1
	$8,4 \pm 0,5$	0.20 ± 0.04	49 ± 3
	$10,1 \pm 0,5$	0.21 ± 0.04	53 ± 2
	$11,8 \pm 0,5$	0.23 ± 0.03	53 ± 4
	$12,7 \pm 0,5$	0.27 ± 0.02	55 ± 5
$C = (0,38 \pm 0,02)$ cm	$6,9 \pm 0,5$	0.30 ± 0.04	53 ± 2
	$8,4 \pm 0,5$	0.31 ± 0.06	53 ± 4
	$10,1 \pm 0,5$	0.32 ± 0.04	57 ± 2
	$11,8 \pm 0,5$	0.35 ± 0.05	61 ± 4
	$12,7 \pm 0,5$	0.42 ± 0.05	62 ± 3

Tabla 4.1- Eficiencia y ángulo máximo de acreción para colectores de radio C para las distintas velocidades utilizadas en las mediciones. Los valores E y θ corresponden al valor medio de las mediciones experimentales.

De acuerdo al desarrollo de Langmuir & Blodgett (1946), una forma más conveniente de presentar los resultados es en función del parámetro adimensional K_0 (se utiliza K_0 dado que los valores medidos de la eficiencia de acreción son menores a 0,5). Esta presentación resulta conveniente, ya que dicho parámetro tiene en cuenta la velocidad de colisión y el tamaño del blanco colector, de manera de poder comparar los distintos resultados experimentales de manera directa. Además, podemos comparar los resultados obtenidos experimentalmente con los valores dados por las relaciones teóricas presentadas en las ecuaciones (1.29) y (1.30).

De acuerdo a la proposición de Langmuir & Blodgett (1946), los parámetros adimensionales R , K y λ/λ_s , según (1.16), (1.23) y (1.28), dependen de ρ_{aire} , ρ_{agua} y η_a , cuyos valores, para una temperatura de -10 °C, son (Bergman et al., 2011)

$$\rho_{aire} = 0,00130972095 \text{ g cm}^{-3}$$

$$\rho_{agua} = 0,99982 \text{ g cm}^{-3}$$

$$\eta_a = 0,00016635436 \text{ g cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$$

Como R no depende del tamaño del colector, para cada velocidad de colisión, este parámetro será el mismo para ambos blancos colectores. Pero, antes de calcular R , debemos hacer hincapié en el radio de las gotitas de la nube que vamos a utilizar en los cálculos. Según lo medido experimentalmente, de la forma en que se especifica en la sección (2.3), la nube de gotitas presenta un espectro de tamaño (figura 3.5), a diferencia de los valores teóricos dados por Langmuir & Blodgett (1946) que corresponden a una nube de gotitas monodispersa. Por lo tanto, es necesario ver la variabilidad en los resultados según qué radio de gotita se elige dentro del espectro medido. Entonces, para el cálculo del parámetro R , elegimos la media del espectro de tamaño medido en el seno de la nube y tomamos la desviación estándar como una medida de la variación del espectro de tamaño (ver tabla 3.2). Usando la media del espectro y su desviación estándar, $a = (4,7 \pm 0,6) \mu\text{m}$, se obtiene la tabla 4.2.

Velocidad (m/s)	R (4,1 μm)	R (4,7 μm)	R (5,3 μm)
6,9 \pm 0,5	4,4 \pm 0,7	5,1 \pm 0,7	5,8 \pm 0,7
8,4 \pm 0,5	5,4 \pm 0,8	6,2 \pm 0,8	7 \pm 1
10,1 \pm 0,5	6,6 \pm 1,0	8 \pm 1	9 \pm 1
11,8 \pm 0,5	8 \pm 1	9 \pm 1	10 \pm 1
12,7 \pm 0,5	8 \pm 1	10 \pm 1	11 \pm 1

Tabla 4.2- Valores del número de Reynolds R según la velocidad de colisión. Tomando la media del espectro de tamaño de gotitas y la desviación estándar como medida de variación de dicho espectro.

El siguiente paso es calcular los valores λ/λ_s , correspondientes a cada R de la Tabla 4.2. Para ello hacemos un ajuste de los datos presentados en la tabla 1.1 usando el programa *Origin Pro 9.0*. El ajuste obtenido es

$$\frac{\lambda}{\lambda_s} = 0,956 - (0,05428)R + (0,00452)R^2 - (0,000213481)R^3 + (0,00000388461)R^4 \quad (4.1).$$

Los puntos y el ajuste realizado se muestran gráficamente en la figura 4.3. El coeficiente de determinación del ajuste es $R^2 = 0,99988$. Luego, de la ecuación (4.1) se obtienen los valores de la tabla 4.3.

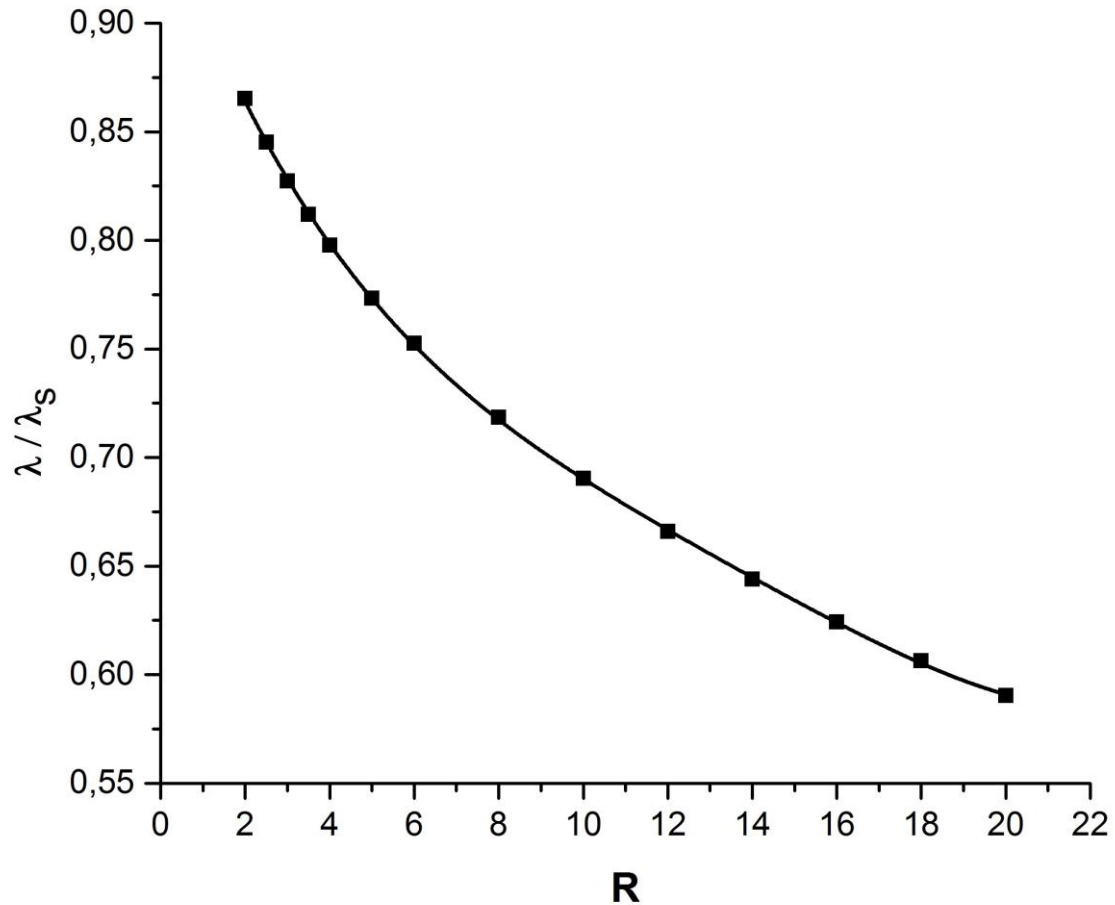


Figura 4.3- Interpolación de los valores λ/λ_s en función del número de Reynolds R . La línea sólida representa el ajuste realizado con coeficiente de determinación $R^2 = 0,99988$.

Velocidad (m/s)	λ/λ_s (4,1 μm)	λ/λ_s (4,7 μm)	λ/λ_s (5,3 μm)
$6,9 \pm 0,5$	$0,79 \pm 0,02$	$0,77 \pm 0,02$	$0,76 \pm 0,01$
$8,4 \pm 0,5$	$0,76 \pm 0,02$	$0,75 \pm 0,02$	$0,73 \pm 0,01$
$10,1 \pm 0,5$	$0,74 \pm 0,02$	$0,72 \pm 0,02$	$0,71 \pm 0,01$
$11,8 \pm 0,5$	$0,72 \pm 0,02$	$0,71 \pm 0,02$	$0,70 \pm 0,01$
$12,7 \pm 0,5$	$0,71 \pm 0,02$	$0,69 \pm 0,02$	$0,68 \pm 0,01$

Tabla 4.3- Valores de λ/λ_s a partir del ajuste dado por 4.1. Para la media del espectro de tamaño de gotitas y tomando la desviación estándar como medida de la variación de los tamaños de las gotitas.

En el cálculo de K y K_0 , según (1.23) y (1.27), debemos distinguir según el tamaño del blanco colector pues la dependencia es inversamente proporcional a este parámetro. Entonces, calculando dichas ecuaciones para la media del espectro de tamaño de gotitas, usando la desviación estándar como medida de variación del espectro y distinguiendo para cada colector, se obtiene la tabla 4.4. Los valores de K , que no se muestran en dicha tabla y que fueron determinados para obtener K_0 , se muestran en el ANEXO C.

Colector	Velocidad (m/s)	K_0 (4,1 μm)	K_0 (4,7 μm)	K_0 (5,3 μm)
$C = (0,50 \pm 0,02)$ cm	$6,9 \pm 0,5$	$0,26 \pm 0,08$	$0,34 \pm 0,09$	$0,4 \pm 0,1$
	$8,4 \pm 0,5$	$0,31 \pm 0,09$	$0,4 \pm 0,1$	$0,5 \pm 0,1$
	$10,1 \pm 0,5$	$0,4 \pm 0,1$	$0,5 \pm 0,1$	$0,6 \pm 0,1$
	$11,8 \pm 0,5$	$0,4 \pm 0,1$	$0,5 \pm 0,1$	$0,7 \pm 0,2$
	$12,7 \pm 0,5$	$0,4 \pm 0,1$	$0,6 \pm 0,1$	$0,7 \pm 0,2$
$C = (0,38 \pm 0,02)$ cm	$6,9 \pm 0,5$	$0,3 \pm 0,1$	$0,4 \pm 0,1$	$0,6 \pm 0,1$
	$8,4 \pm 0,5$	$0,4 \pm 0,1$	$0,5 \pm 0,1$	$0,7 \pm 0,2$
	$10,1 \pm 0,5$	$0,5 \pm 0,1$	$0,6 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,2$
	$11,8 \pm 0,5$	$0,5 \pm 0,2$	$0,7 \pm 0,2$	$0,9 \pm 0,2$
	$12,7 \pm 0,5$	$0,6 \pm 0,2$	$0,7 \pm 0,2$	$0,9 \pm 0,2$

Tabla 4.4- Valores de K_0 según el blanco colector. Para la media del espectro de tamaño de gotitas y tomando la desviación estándar como medida de la variación del tamaño de las gotitas.

En las figuras 4.4 y 4.5 se muestran gráficamente las eficiencias y los ángulos máximos de acreción medidos experimentalmente en función de los valores K_0 , correspondientes al tamaño medio del espectro de tamaño de gotitas de agua y que fueron presentados en la tabla 4.4.

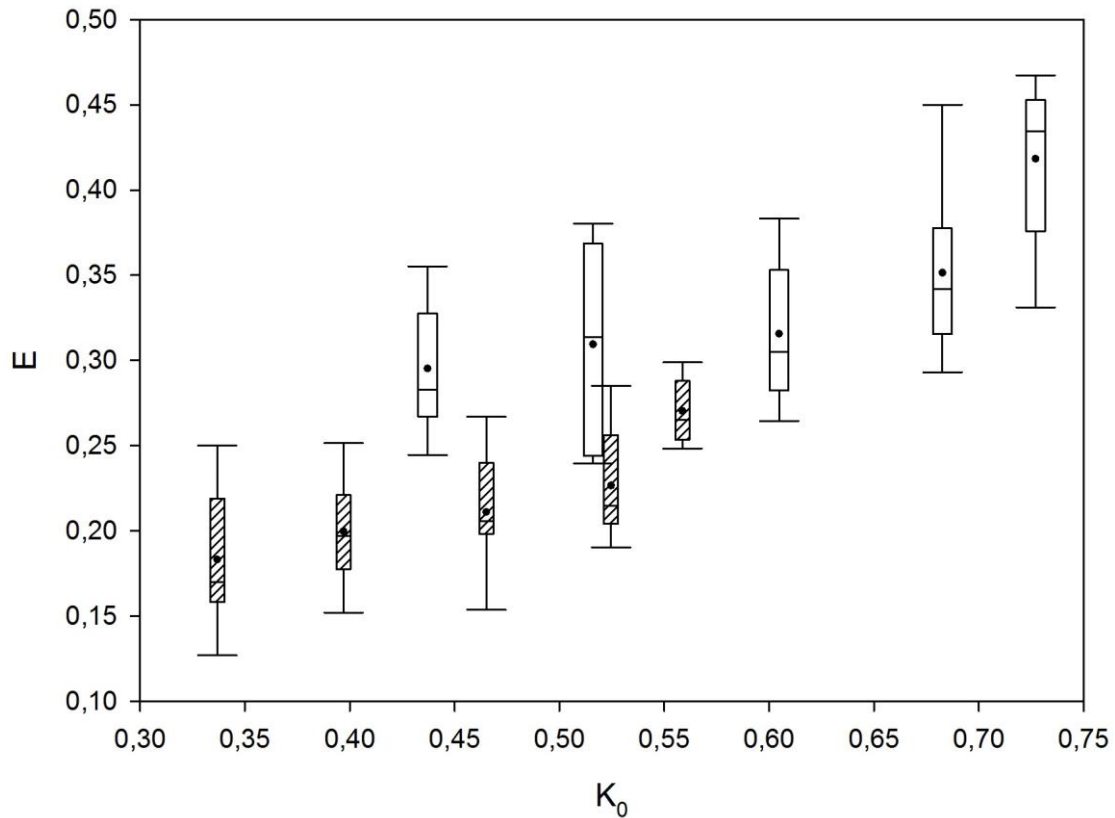


Figura 4.4- Eficiencia de acreción en función del parámetro adimensional K_0 ($4,7 \mu\text{m}$). Para colectores de radio $C = 0,5 \text{ cm}$ (cajas rellenas) y $C = 0,38 \text{ cm}$ (cajas vacías).

De la figura 4.4 se puede observar que la eficiencia de acreción crece a medida que los valores de K_0 aumentan. Usar el parámetro K_0 para la presentación de los datos tiene la ventaja de permitirnos comparar la eficiencia de partículas de distintos tamaños y representarlas mediante una única curva. Sin embargo, de la figura 4.4 se pueden distinguir diferentes tendencias en los distintos colectores de los experimentos. Esto puede deberse a incertezas experimentales y también a variaciones en el espectro de tamaño de gotitas de agua utilizadas en las mediciones. Un comportamiento similar se observa para el ángulo de acreción en función de K_0 que se muestra en la figura 4.5. Sin embargo, para esta medida se observa que ambos colectores presentan una misma tendencia y pueden ser representados por una misma curva.

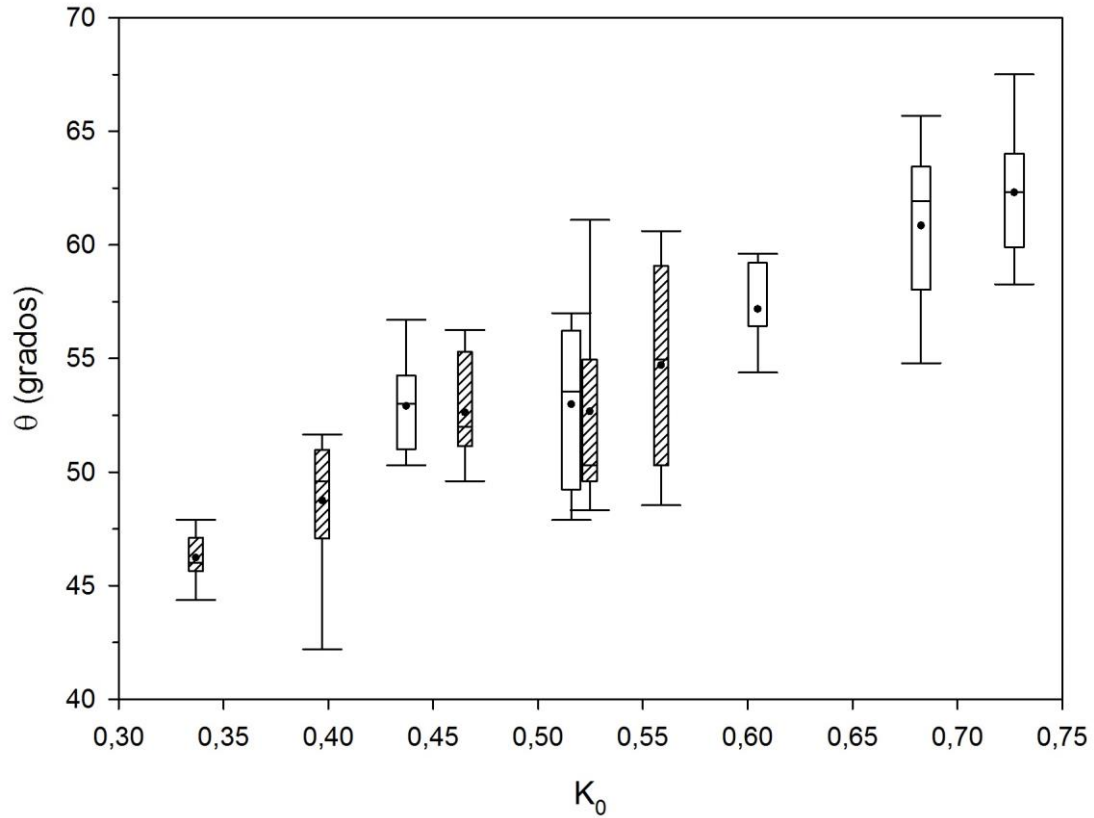


Figura 4.5- Ángulo máximo de acreción en función del parámetro adimensional K_0 ($4,7 \mu\text{m}$). Para colectores de radio $C = 0,5 \text{ cm}$ (cajas rellenas) y $C = 0,38 \text{ cm}$ (cajas vacías).

A fin de comparar los resultados obtenidos experimentalmente mostrados en la tabla 4.1 (E y θ) con los dados por la forma teórica en (1.29) y (1.30), encontramos que E_M y θ_M teóricos son de la forma

$$E_M = \frac{0.82 \left(K_0 - \frac{1}{12} \right)^{1.04}}{1 + 0.82 \left(K_0 - \frac{1}{12} \right)^{1.04}} \quad (4.2);$$

$$\theta_M = \arctan \left(2.8 \left(K_0 - \frac{1}{12} \right)^{0.81} \right) \quad (4.3).$$

Haciendo el desarrollo de las ecuaciones (4.2) y (4.3), para los valores de K_0 mostrados en la tabla 4.4, se obtienen los valores de la tabla 4.5.

Colector	Velocidad (cm/s)	$a_{media} - \text{desv. est.} = 4,1 \mu\text{m}$		$a_{media} = 4,7 \mu\text{m}$		$a_{media} + \text{desv. est.} = 5,3 \mu\text{m}$	
		E_M	θ_M (grados)	E_M	θ_M (grados)	E_M	θ_M (grados)
C = (0,50 ± 0,02) cm	6,9 ± 0,5	0,12 ± 0,04	35 ± 11	0,16 ± 0,04	43 ± 11	0,21 ± 0,05	49 ± 12
	8,4 ± 0,5	0,15 ± 0,04	40 ± 12	0,20 ± 0,05	48 ± 12	0,25 ± 0,05	54 ± 12
	10,1 ± 0,5	0,18 ± 0,05	45 ± 12	0,23 ± 0,06	52 ± 13	0,28 ± 0,06	58 ± 13
	11,8 ± 0,5	0,20 ± 0,06	48 ± 14	0,26 ± 0,07	55 ± 15	0,31 ± 0,07	61 ± 14
	12,7 ± 0,5	0,22 ± 0,06	50 ± 15	0,27 ± 0,07	57 ± 14	0,33 ± 0,08	62 ± 14
C = (0,38 ± 0,02) cm	6,9 ± 0,5	0,17 ± 0,05	43 ± 13	0,22 ± 0,05	50 ± 13	0,27 ± 0,06	56 ± 13
	8,4 ± 0,5	0,20 ± 0,06	48 ± 14	0,26 ± 0,06	55 ± 14	0,31 ± 0,07	60 ± 14
	10,1 ± 0,5	0,23 ± 0,07	52 ± 16	0,29 ± 0,08	59 ± 16	0,35 ± 0,08	64 ± 15
	11,8 ± 0,5	0,26 ± 0,08	56 ± 17	0,32 ± 0,09	62 ± 16	0,38 ± 0,09	66 ± 16
	12,7 ± 0,5	0,28 ± 0,08	57 ± 17	0,34 ± 0,09	63 ± 16	0,4 ± 0,1	67 ± 16

Tabla 4.5- Valores de E_M y θ_M , para ambos colectores, según el radio de gotitas utilizado en el cálculo de K_0 .

Con los valores de K_0 correspondientes al radio medio del espectro de gotitas ($a_{media} = 4,7 \mu\text{m}$) se confeccionaron los gráficos comparativos con las mediciones experimentales de eficiencia y ángulo máximo de acreción (tabla 4.1) y los valores teóricos obtenidos mediante las ecuaciones (4.2) y (4.3). Estos gráficos se muestran en las figuras 4.6 y 4.7, respetivamente. En ambas figuras, los puntos rellenos representan a las mediciones experimentales y los puntos vacíos a los valores teóricos. Las barras de error en la variable independiente de cada gráfico se deben a la variación de K_0 debido al espectro de tamaño de las gotitas, el cual fue representado mediante la desviación estándar del espectro. Las barras de error en la variable dependiente de los puntos vacíos se deben a la variación de E_M y θ_M debido a la variación del parámetro K_0 . Por último, las barras de error en las mediciones experimentales de E y θ (puntos rellenos) son debido a la dispersión de los datos obtenidos de dichas mediciones. Como se observa en la figura 4.7, los valores del ángulo de acreción máximo medido son indistinguibles con los valores calculados con la ecuación (4.3). Lo mismo sucede para los valores de la eficiencia de acreción medida de forma experimental (figura 4.6) con los valores calculados por la ecuación (4.2). Sin embargo, en el gráfico correspondiente a la eficiencia de acreción puede verse una mayor dispersión entre los datos teóricos y los datos medidos experimentalmente en comparación con los valores del ángulo máximo de acreción. Esta discrepancia entre los valores de la eficiencia de acreción determinados experimentalmente y teóricamente puede deberse a la capa de hielo acrecida sobre el colector. Como se observa en la figura 3.1, la capa de hielo no mantiene la simetría esférica inicial con lo cual la eficiencia de acreción cambia. Dado que la eficiencia medida es un promedio de la eficiencia del colector para el tiempo de medición, las variaciones en la eficiencia debido a cambios en la geometría del colector podría explicar la dispersión observada. Por otro lado, el ángulo de acreción máximo medido no se ve afectado ya que queda definido en los primeros instantes de medición.

Sin embargo, la variación debida al espectro de tamaño de las gotitas es capaz de explicar la dispersión observada en las mediciones experimentales de la eficiencia y el ángulo máximo de acreción. Esto queda en evidencia en las figura 4.8 donde se muestra el gráfico de los valores de la eficiencia y del ángulo de acreción máximo calculados teóricamente en función de los valores determinados experimentalmente. La línea sólida representa la igualdad entre ambos valores. Como se comentó, todos los valores se ubican sobre la línea, dentro de las incertezas experimentales, indicando que son indistinguibles.

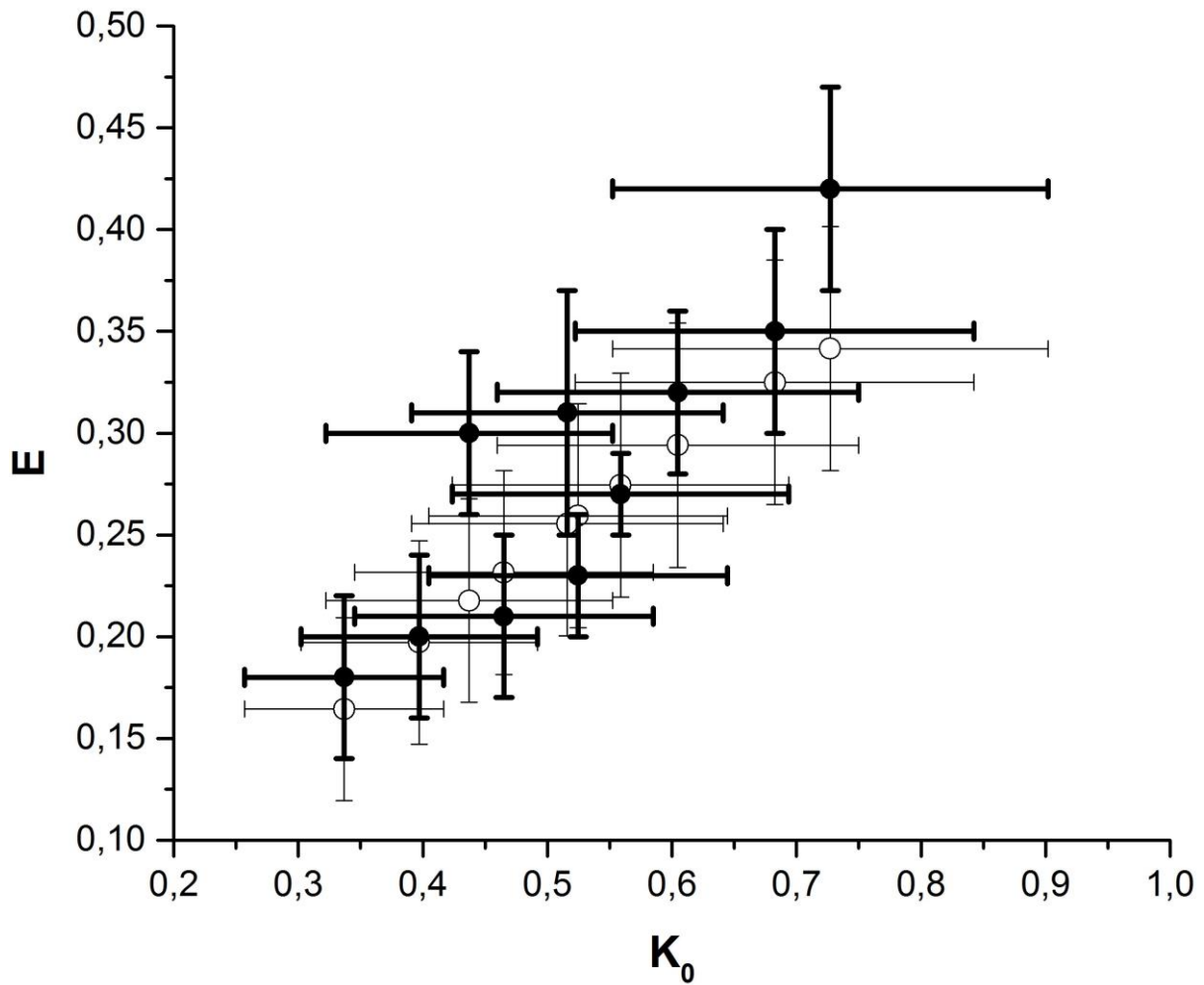


Figura 4.6- Comparación de eficiencias entre mediciones experimentales (puntos rellenos) y valores dados por (4.2) (puntos vacíos). Con K_0 calculado para $a = 4,7 \mu\text{m}$.

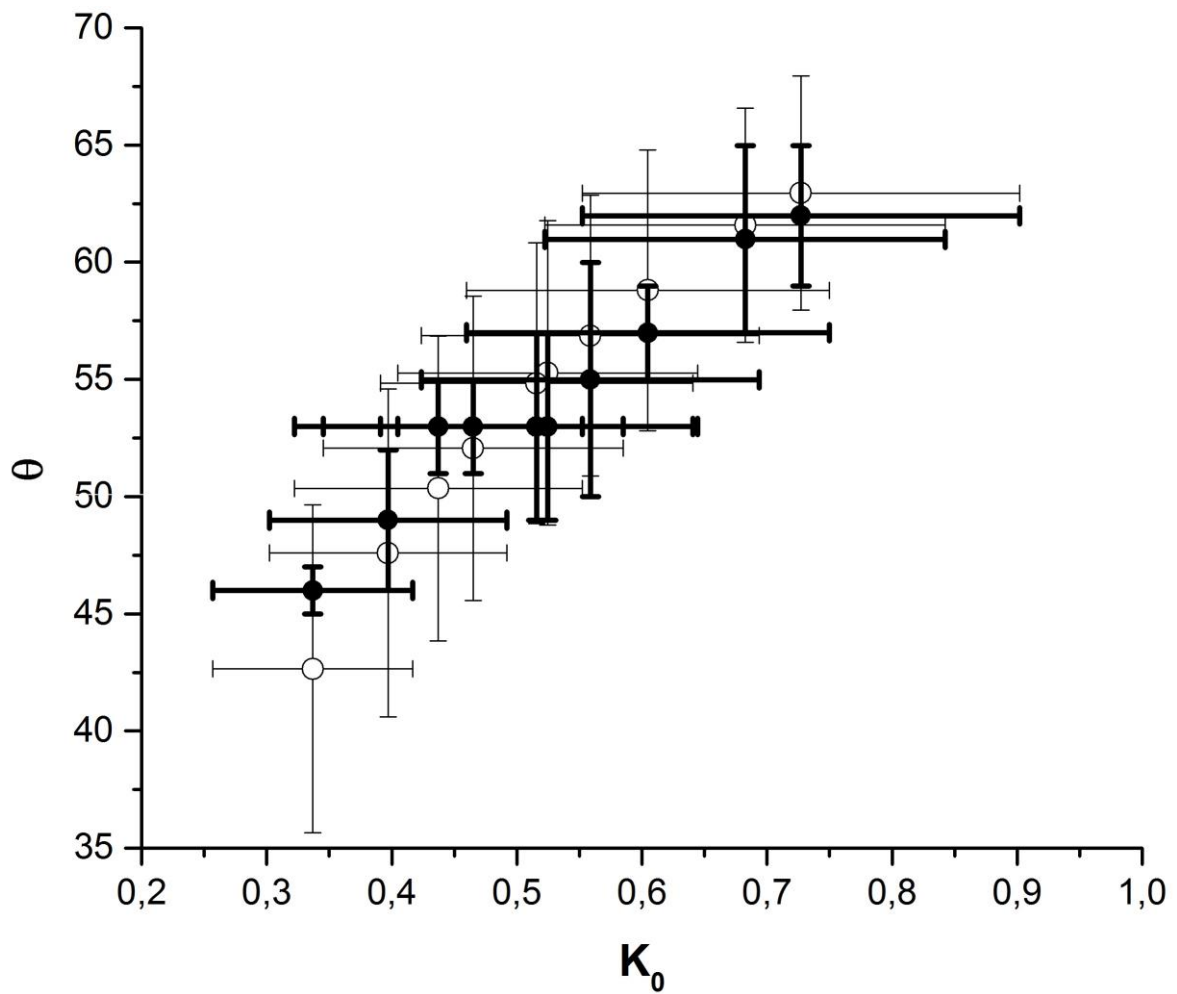


Figura 4.7- Comparación de ángulos entre mediciones experimentales (puntos rellenos) y valores dados por (4.3) (puntos vacíos). Con K_0 calculado para $a = 4,7 \mu\text{m}$.

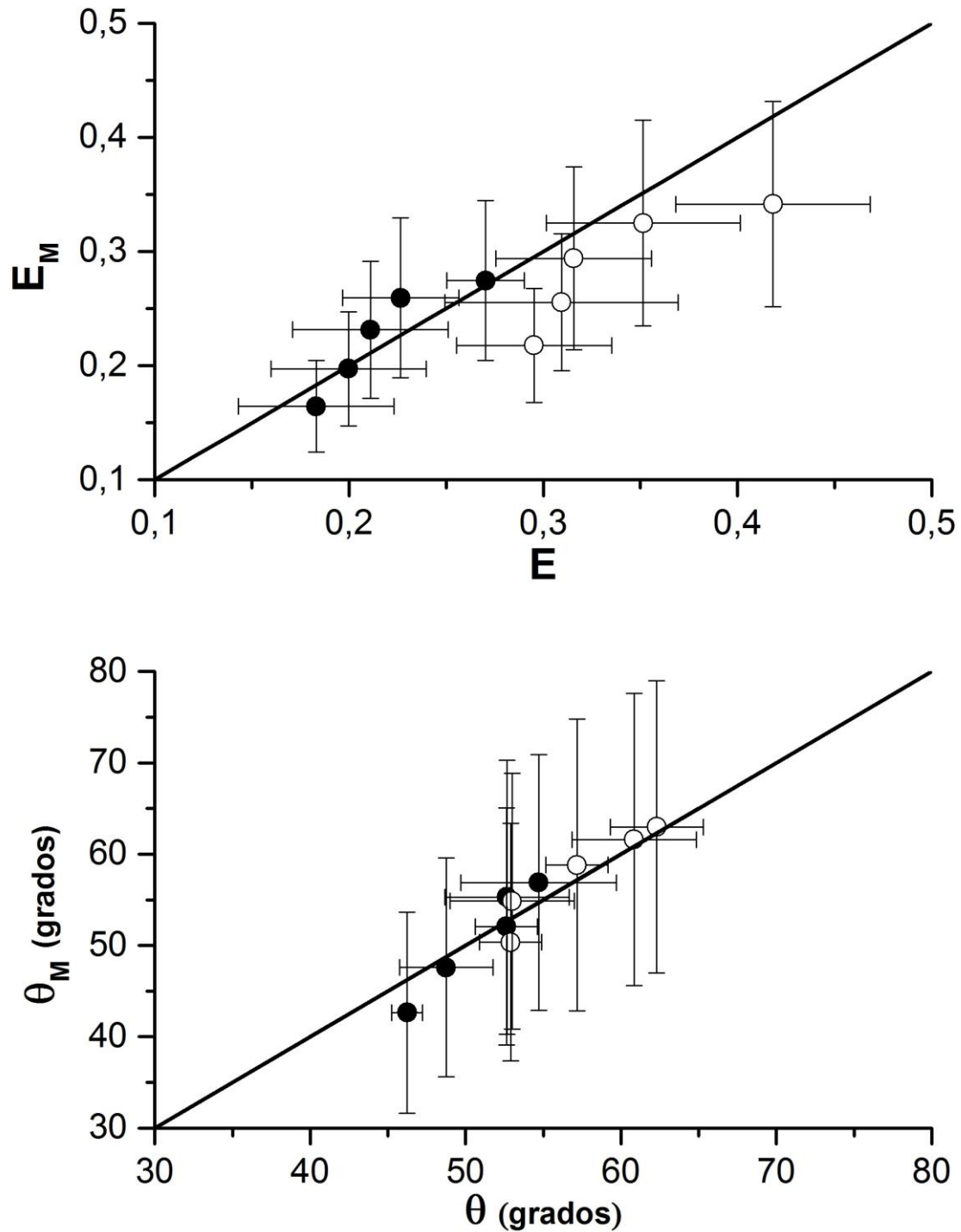


Figura 4.8- Panel superior: eficiencia de acreción dada por (4.2) vs. eficiencia de acreción medida experimentalmente. Para colectores de radio $C = 0,5$ cm (puntos rellenos) y $C = 0,38$ cm (puntos vacíos). Con sus respectivos errores dados por las tablas 4.1 y 4.5. La curva lineal indica la igualdad $E_M = E$. Panel inferior: ángulo máximo de acreción dado por (4.3) vs. ángulo máximo de acreción medido experimentalmente. Para colectores de radio $C = 0,5$ cm (puntos rellenos) y $C = 0,38$ cm (puntos vacíos). Con sus respectivos errores dados por las tablas 4.1 y 4.5. La curva lineal indica la igualdad $\theta_M = \theta$. En ambos gráficos, los cálculos fueron realizados para un K_0 correspondiente a $a = 4,7 \mu\text{m}$.

CONCLUSIÓN

En este trabajo se presentan mediciones experimentales de la eficiencia y ángulo máximo de acreción de gotitas de agua sobreenfriadas sobre esferas de distinto tamaño y para distintas velocidades de colisión entre las gotitas y la esfera colectora. El rango de velocidades de colisión estudiadas fue de 7 a 13 m/s, el cual representa granizos de distintas densidades.

Se logró caracterizar el contenido de agua líquida de las nubes de gotitas de agua sobreenfriadas utilizadas en las mediciones. Encontrando que a lo largo de las mediciones el LWC varía, en mayor proporción, entre 4 y 8 g/m³. Estos valores de LWC son característicos de la parte convectiva de una nube de tormenta.

Se encontró que, cuando mayor es la velocidad de colisión entre un granizo colector y las gotitas colectadas, mayor será la eficiencia de acreción. Además, mientras menor sea el tamaño inicial del granizo colector, mayor será la eficiencia de acreción sobre él. Lo mismo sucede con el área acrecida. Mientras mayor sea la velocidad de colisión, el área del granizo acrecida debido al choque con gotitas de agua sobreenfriadas, será mayor (ángulo de acreción máximo mayor), y cuando más chico sea el granizo colector mayor será esa área.

Se encontró que los valores medidos del ángulo máximo de acreción y de la eficiencia de acreción son indistinguibles con los valores predichos por la teoría propuesta por Langmuir & Blodgett (1946) si se tiene en cuenta la variación debida al espectro de tamaños de gotitas presente en la nube. Sin embargo, para la eficiencia de acreción se observó una mayor dispersión entre valores teóricos y experimentales. Una posible explicación para esta discrepancia es el hecho que el colector pierde su simetría esférica durante la acreción y, por lo tanto, la formulación teórica presentada por Langmuir & Blodgett (1946) ya no es válida.

REFERENCIAS

- Ávila E.E., Lighezzolo R.A., Castellano N.E., Pereyra R.G., & Bürgesser R.E. Laboratory measurements of charge separation in low liquid water content conditions and low impact velocity. *Journal of geophysical research: atmospheres*, vol. 118, 1–8, doi:10.1002/jgrd.50555, 2013.
- Bergman, T.L., Incropera, F.P., DeWitt, D.P., & Lavine, A.S. *Fundamentals of heat and mass transfer*. John Wiley & Sons, 2011.
- Jayaratne, E.R., Saunders, C.P.R., & Hallett, J. Laboratory studies of the charging of soft-hail during ice crystal interactions. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 109(461), 609-630, 1983.
- Langmuir I. & Blodgett K.B. *A mathematical investigation of water droplet trajectories*. Army Air Forces Headquarters, Air Technical Service Command, 1946.
- Lozowski, E. P., Stallabrass, J. R., & Hearty, P. F. (1983). The icing of an unheated, nonrotating cylinder. Part I: A simulation model. *Journal of climate and applied meteorology*, 22(12), 2053-2062.
- Mason B.J. *The physics of clouds*, Oxford University. Press. Oxford, 1971.
- Pruppacher H.R. & Klett J.D. *Microphysics of Clouds and Precipitation*. Dordrecht: Kluwer Acad. 954 pp., 1997.
- Rasmussen, R. M., & Heymsfield, A. J. Melting and shedding of graupel and hail. Part I: Model physics. *Journal of the atmospheric sciences*, 44(19), 2754-2763, 1987.
- Rogers R.R. & Yau M.K. *A short course in cloud physics*. Butterworth-Heinemann. ISBN: 0-7506-3215-1., 1989.
- Schaefer, V.J. The preparation of snow crystal replicas—VI. *Weatherwise*, 9(4), 132-135, 1956.
- Vali G. Nucleation terminology. *J. Aerosol s.* 16(6), 575-576, 1985.
- Wallace, J.M. & Hobbs, P.V. *Atmospheric Science: An Introductory Survey (Second Edition)*, University of Washington. ISBN: 012732951x, 2006.
- Warner, J. The water content of cumuliform cloud. *Tellus*, 7(4), 449-457, 1955.
- Westbrook, C. D., Hogan, R. J., & Illingworth, A. J. The capacitance of pristine ice crystals and aggregate snowflakes. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 65(1), 206-219, 2008.

ANEXO A - VELOCIDAD DEL VIENTO

En esta sección, se muestra la variación de la velocidad del viento que transporta a las gotitas sobreenfriadas, según el voltaje que se aplica a la bomba de succión. Se considera que la velocidad de las gotitas con respecto al viento es nula. Por lo tanto, la velocidad que tenga el viento será la misma que la de las gotitas.

El instrumento utilizado para medir la velocidad del viento es un anemómetro de hilo caliente. Este utiliza el principio de que la convección de calor de un cuerpo es una función de su ventilación. En su forma usual consiste de un delgado cable de platino calentado a aproximadamente 1000 °C tal que su temperatura es relativamente independiente de la variación de temperatura ambiente. La velocidad del viento es determinada ya sea por medición de la corriente requerida para mantener el hilo caliente a una temperatura constante o la variación de resistencia del hilo caliente mientras una corriente constante es mantenida a través del hilo. El tiempo de respuesta constante del cable puede ser hecho muy pequeño. El mismo se coloca de forma perpendicular al flujo de aire. Luego, regulando el voltaje aplicado a la bomba de succión, tomamos nota de las velocidades de viento leídas en el anemómetro. En la figura A.1 se puede ver que el comportamiento de las mediciones es aproximadamente lineal y el ajuste realizado es de la forma $y = a + b.x$, donde $a = (1.9 \pm 0.3) \text{ m s}^{-1}$ y $b = (0.063 \pm 0.003) \text{ m s}^{-1} \text{ V}^{-1}$. Además, el coeficiente de determinación es $R^2 = 0,98773$.

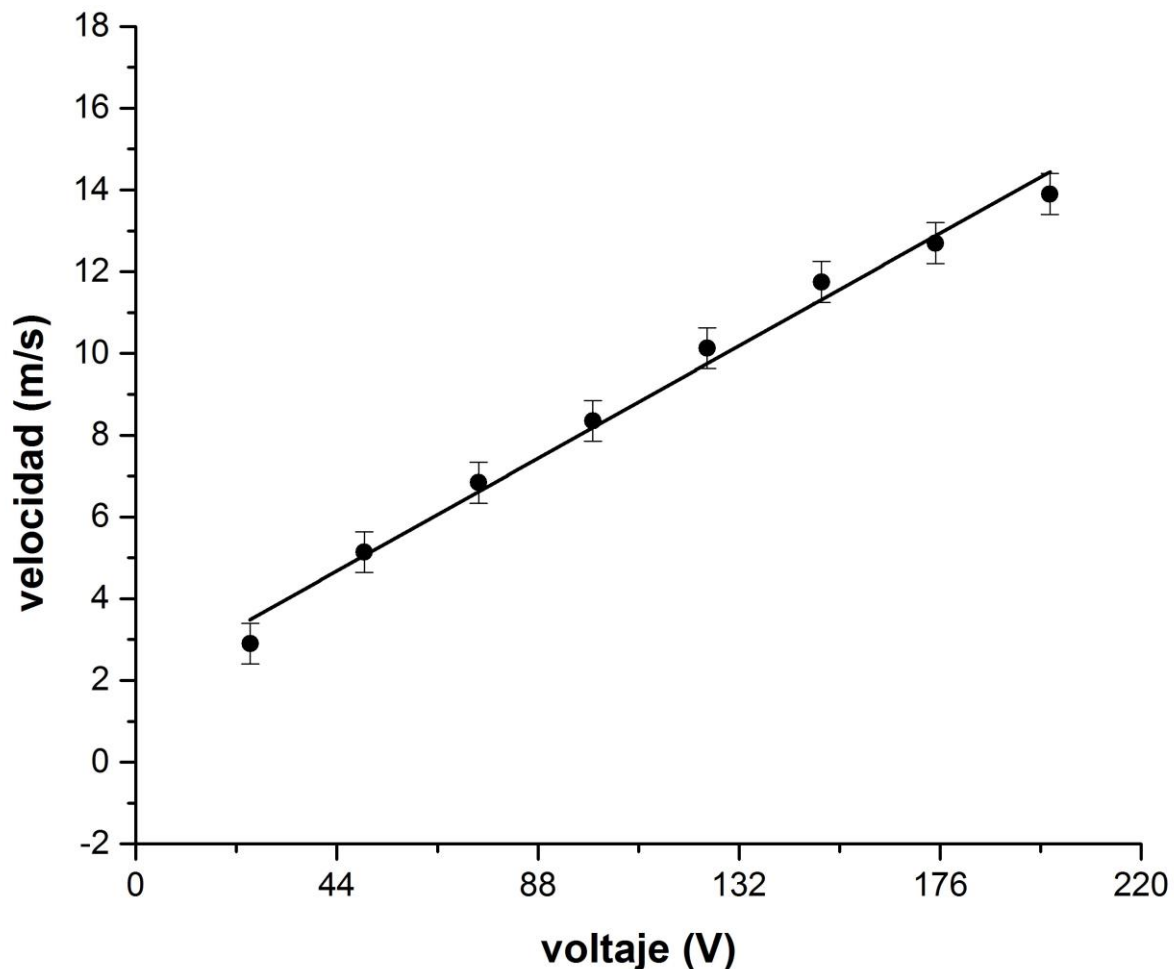


Figura A.1- Velocidad de las gotitas vs. voltaje aplicado a la bomba de succión, con el ajuste lineal correspondiente.

Los valores medidos que aparecen en la figura A.1, se muestran en la tabla A.1.

Voltaje (V)	Velocidad (m/s)
75	$6,9 \pm 0,5$
100	$8,4 \pm 0,5$
125	$10,1 \pm 0,5$
150	$11,8 \pm 0,5$
175	$12,7 \pm 0,5$

Tabla A.1- Velocidad de las gotitas según el voltaje que se aplica a la bomba de succión.

ANEXO B– BOX CHART

En las estadísticas descriptivas, una *box chart* o gráfica de caja es un método para representar gráficamente grupos de datos numéricos a través de sus cuartiles. Un cuartil es un tipo de cuantil. Los cuantiles son puntos de corte que dividen el rango de una distribución de probabilidad en intervalos continuos con probabilidades iguales, o que dividen las observaciones en una muestra de la misma manera.

El primer cuartil (Q1) se define como el número intermedio entre el número más pequeño y la mediana del conjunto de datos y divide el 25% más bajo de los datos del 75% más alto. El segundo cuartil (Q2) es la mediana de los datos y corta el conjunto de datos a la mitad. El tercer cuartil (Q3) es el valor medio entre la mediana y el valor más alto del conjunto de datos y separa el 25% más alto de los datos del 75% más bajo.

El punto dentro de la caja representa a la media de los valores medidos experimentalmente y la línea horizontal a la mediana. Los diagramas de caja también pueden tener líneas que se extienden verticalmente desde las cajas (bigotes) que indican la variabilidad fuera de los cuartiles superior e inferior. Los valores atípicos se pueden trazar como puntos individuales. Los diagramas de caja no son paramétricos: muestran una variación en las muestras de una población estadística sin hacer suposiciones de la distribución estadística subyacente. Los espacios entre las diferentes partes de la caja indican el grado de dispersión y asimetría en los datos, y muestran valores atípicos.

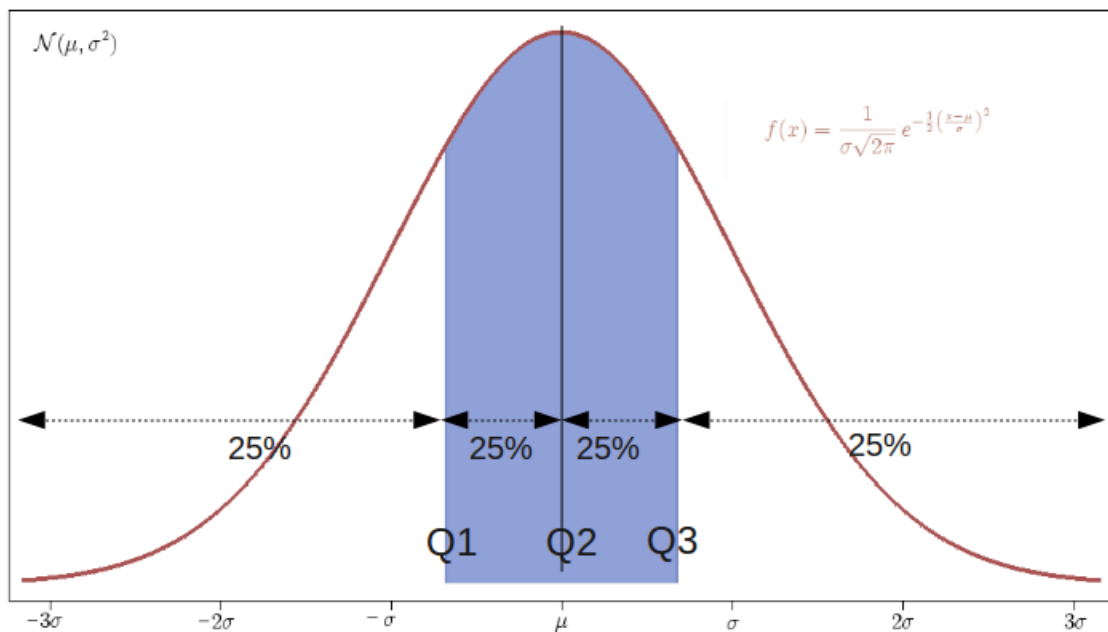


Figura B.1- Densidad de probabilidad de una distribución normal, con sus correspondientes cuartiles. El área debajo de la curva es la misma en los intervalos $(-\infty, Q1)$, $(Q1, Q2)$, $(Q2, Q3)$ y $(Q3, +\infty)$.

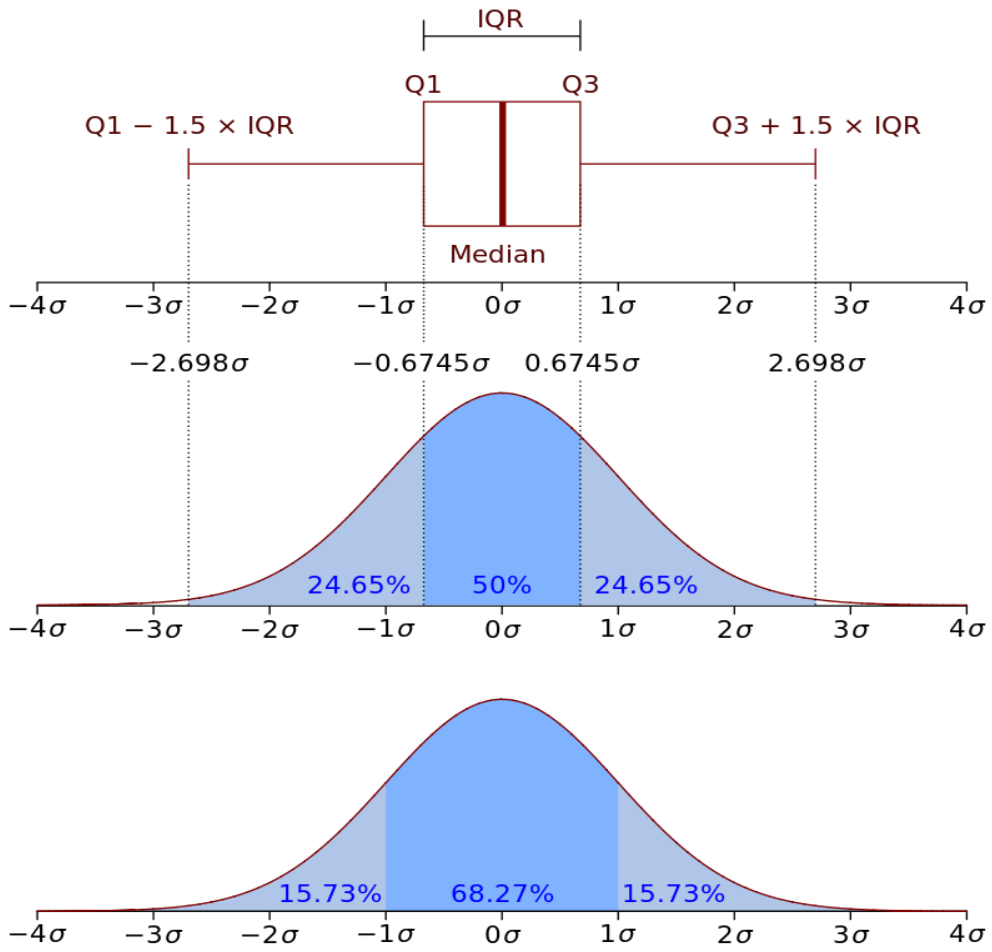


Figura B.2- Diagrama de caja (con cuartiles y un rango intercuartil) y una función de densidad de probabilidad de una población normal $N(0,1\sigma^2)$.

ANEXO C– TABLAS

En esta sección se muestran tablas de valores pertenecientes a los cálculos realizados en la sección 4.1.

Colector	Velocidad (m/s)	K (4,1 μm)	K (4,7 μm)	K (5,3 μm)
C = (0,50 \pm 0,02) cm	6,9 \pm 0,5	0,3 \pm 0,1	0,4 \pm 0,1	0,5 \pm 0,1
	8,4 \pm 0,5	0,4 \pm 0,1	0,5 \pm 0,1	0,6 \pm 0,2
	10,1 \pm 0,5	0,5 \pm 0,1	0,6 \pm 0,2	0,8 \pm 0,2
	11,8 \pm 0,5	0,5 \pm 0,2	0,7 \pm 0,2	0,9 \pm 0,2
	12,7 \pm 0,5	0,6 \pm 0,2	0,8 \pm 0,2	1,0 \pm 0,2
C = (0,38 \pm 0,02) cm	6,9 \pm 0,5	0,4 \pm 0,1	0,5 \pm 0,2	0,7 \pm 0,2
	8,4 \pm 0,5	0,5 \pm 0,2	0,7 \pm 0,2	0,9 \pm 0,2
	10,1 \pm 0,5	0,6 \pm 0,2	0,8 \pm 0,2	1,0 \pm 0,2
	11,8 \pm 0,5	0,7 \pm 0,2	0,9 \pm 0,3	1,2 \pm 0,3
	12,7 \pm 0,5	0,8 \pm 0,2	1,0 \pm 0,3	1,3 \pm 0,3

Tabla C.1- Valores de K para ambos blancos colectores. Cálculos realizados para gotitas de distinto radio, tomando la desviación estándar como medida de variación del espectro de tamaño.