

EL ROL DEL POTENCIAL DE CONTACTO EN
LA ELECTRIFICACION DE TORMENTAS

Jorge M. Caranti

Facultad de Matemáticas Astronomía y Física
Universidad Nacional de Córdoba

Resumen

Recientes mediciones de laboratorio muestran que el efecto inductivo de cargado de nubes no tiene la eficiencia necesaria para producir, en el tiempo de vida de una célula de tormenta las cargas eléctricas observadas. Por otra parte, también en experiencias de laboratorio, se observa la existencia de transferencia de carga entre partículas de hielo aun en ausencia de campo eléctrico aplicado. Las cargas típicas medidas son del orden de 30fC para partículas de 100um.

En este trabajo se describen estas experiencias realizadas en un rango de condiciones similares a las imperantes en nubes. Se sugiere además que la transferencia de carga, que en definitiva redunda en la actividad eléctrica de nubes de tormenta, es motivada por la diferencia de potencial de contacto entre las partículas interactuantes, es decir pequeños granizos y cristales de hielo, debido a diferencias en la manera en que fueron formadas. Se presenta evidencia experimental adicional que apoya esta tesis y se esboza un modelo semicuantitativo.

Abstract

Recent laboratory measurements show that the inductive effect of clouds charging has not the necessary efficiency to charge a thunderstorm cell within its life time. On the other hand, other laboratory experiments show the existence of a charge transfer which is independent of the field. The observed charges are of the order of 30fC for 100um particles.

The present work describes these experiments performed in similar conditions than those in clouds. It is also suggested that the charge transfer is driven by a contact potential difference originated in the different manner the interacting particles were formed. These particles are most likely small hail and ice crystals. Additional experimental evidence is presented in support of this suggestion and a semiquantitative model is also presented.

Introducción

Uno de los problemas actuales de la física de nubes es referente a la electrificación de los mismos. Este fenómeno no está suficientemente explicado y está llevando un considerable esfuerzo a diversos grupos de investigación. Es así que se ha llevado a cabo programas completos de mediciones in situ de los parámetros eléctricos en nubes, como el denominado TRIP. Elementos tales como aviones instrumentados, radares comunes y Doppler, redes de molinos de campo en tierra, redes de antenas pasivas, mediciones acústicas del trueno, globos instrumentados etc, se han utilizado llegándose a algunas conclusiones generales sobre las características eléctricas de una nube. Algunas tienen un interés especial en relación con las presentes experiencias de laboratorio. En la Figura 1 se observa que los centros de carga se hallan en un rango de temperaturas en el cual coexisten gotas de agua sobrefriada y cristales de hielo, indicando que el hielo juega un papel importante ya que las nubes solo constituidas por agua tienen escasa electrificación.

Otro aspecto se refiere a la carga observada en partículas milimétricas la cual va entre 50pC a un máximo de 250pC. Con el objeto de estudiar la transferencia de carga entre partículas de hielo se montó una experiencia que pusiera a prueba un modelo vigente, el "mecanismo inductivo", por una parte y la influencia de otros factores independientes del campo en el cargado, como sería el caso de potenciales de contacto por la otra.

Teoría:

Debemos recordar que en el mecanismo inductivo la carga transferida en una colisión entre una partícula de radio r_a y una de radio r_b (ambas conductores perfectos) en un campo E uniforme viene dada por

$$q = \pi^2 (r_a/r_b)^2 (12\pi\epsilon_0 r_b^2 E \cos\phi + Q_b)/6 \quad (1)$$

donde ϕ ángulo de contacto y Q_b la carga ya presente en la partícula mayor b . (Gaskell 1980) sugirió que se debería agregar un factor $(1-\exp(-t/\tau))$ para dar cuenta de que el hielo no es un conductor perfecto. En hielo puro es del orden de $100\mu\text{s}$ y los contactos son mucho más breves ($1\mu\text{s}$). Sin embargo es importante reconocer que el hielo atmosférico no es puro y que estas impurezas pueden hacer que el mecanismo opere a pesar de todo.

En las experiencias se tomó como técnica estudiar las colisiones entre partículas contaminadas con ClNa y extrapolar el comportamiento del hielo puro como paso al límite de concentración cero. Por otra parte si hay un potencial de contacto entre las partículas las que pueden considerarse dieléctricas, durante el preve contacto, el tratamiento es otro. La carga sería ahora dependiente del área de contacto ya que solo la de esa región puede ser intercambiada. Entonces se puede suponer el disco de contacto como un capacitor plano

$$q = C \Delta V = \epsilon \epsilon_0 A(r_a) \Delta V/d \quad (2)$$

donde $A(r_a)$ es el área de contacto, la cual es función del radio de la partícula pequeña, d es la separación o ancho de la barrera de potencial y ΔV es la diferencia de potencial de contacto. ϵ es la permitividad de la región de la barrera. En las experiencias se utilizó como blanco primero diversos metales y luego se usó hielo.

Experimentos:

Estos se realizaron en un túnel de viento vertical en una cámara fría (figura 2). Las partículas de hielo se forman congelando gotas de agua de tamaño uniforme en la parte superior del túnel.

El pasaje a través de dos anillos de inducción permite medir el tamaño de las partículas. Luego se termalizan en una

caída libre y finalmente son aceleradas por el aire que ingresa a la sección trabajo. Esta sección mide la carga inicial de la partícula y luego la carga transferida al blanco y ambas señales se suman. La respuesta del amplificador es de pocos microsegundos. Sin embargo el amplificador responde con una larga caída exponencial (100ms ver figura5) a la carga depositada en el blanco lo que hace posible distinguirla de los pasajes cercanos en que solo se induce carga. El campo eléctrico se genera por medio de anillos ubicados arriba y abajo del blanco estando el mismo a tierra virtual.

Los pulsos de carga son grabados en cinta magnética para su posterior análisis con osciloscopio digital y computadora.

Resultados

A) Efecto inductivos:

Primero se observó cuan eficiente era la pérdida de carga desde la partícula proyectil al blanco en campo cero y en función de la concentración de ClNa. El cociente de carga perdida sobre la inicial se designa por f y sus valores medios fueron a -10°C y 5m/s

Concentración	10^{-2}	10^{-3}	10^{-4}
f	1	0.6	0.3

Se aplicó luego el campo eléctrico, el cual se prefirió que fuera radial para eliminar el factor $\cos \theta$ que es difícil de determinar. Se hacen los respectivos histogramas y se grafican las medias corregidas respecto del campo. Por medias corregidas se entiende

$$q_{\text{c}} = q_{\text{i}} - fq_{\text{i}} \quad (3)$$

donde q_{i} , q_{t} y q_{c} son las cargas inicial, transferida y la contribución del campo aplicado respectivamente.

La figura 3 muestra una superposición del comportamiento para cada concentración de 10^{-2}M a 10^{-4}M . Se observa que mientras 10^{-2} obedece muy bien el efecto inductivo, en el otro

extremo, hielo con 10^{-3} se comporta en forma totalmente independiente del campo aplicado.

Similarmente se puede variar la conductividad variando la temperatura T. Esto se hizo con 10^{-3} M ClNa y se obtuvo primero los factores f a 5m/s

Temp (°C)	-5	-10	-17	-24
f	0,85	0,60	0,29	0,16

y luego una familia de rectas de carga versus campo con parametro T. De estas e posible ver un comportamiento similar de 10^{-4} a -10°C con 10^{-3} a -24°C lo que sugiere que hemos sobrevaluado f en el primer caso. Ademas se ha visto (Caranti e Illingworth 1983) que la conductividad eléctrica superficial en estos dos casos es la misma, lo que apoya esta afirmación. Ademas si se grafica el f de 10^{-3} versus $1000/T$ se observa una energía de activación de 0,55eV. Esta es la misma que presenta la conductividad superficial de hielo contaminado con esa concentración, mostrando que es ésta la que domina el proceso de transferencia de carga inductiva.

La contaminación encontrada en nubes ronda $5 \cdot 10^{-3}$ en nubes continentales y para granizos colectados a nivel de tierra ronda 10^{-4} pareciendo éste un límite superior. Los resultados muestran entonces que el mecanismo inductivo no podría operar en nubes.

B) No inductivo: Similarmente se hicieron mediciones sin campo con hielo puro. De los resultados sobre el efecto inductivo se puede considerar que la carga inicial no se transfiere en hielo puro y que solo juega el papel de marca o rotulo que avisa que se acerca una partícula al blanco.

Como se mencionó arriba se utilizaron diversos metales como blancos, cubriendo un amplio rango de funciones trabajo. Se utilizaron Mg, Zn, C, Ag, Ni y bronce. En la figura 4 se ven las

medias de los histogramas de carga versus la función trabajo para colisiones a -10°C y 10 m/s. Es claro que un metal ficticio con 4.11eV de función trabajo no intercambiaría en promedio carga con el hielo. Esta dependencia con la función trabajo pudo observarse también con sustancias compuestas como el óxido de bario. Aunque el valor de la carga era inferior al que le correspondía debido a que se trata de un aislante.

Similares resultados en cuanto al valor del cruce se obtuvieron en mediciones de potencial de contacto por medio del capacitor vibrante, Caranti e Illingworth (1983a). Aquí se amplió el rango de metales medidos (Pt, Pd, Au, Hg, Cu, Sn, Al y Mg) y se obtuvo un cruce en 4.45eV. Debe notarse que el hielo tiene una función trabajo fotoeléctrica de 6,3eV (Nason y Fletcher 1975).

Cuando se usó acreciones de hielo como blanco se observó que éste adquiriría carga del mismo orden de magnitud y general negativa. La carga adquirida por el blanco. Esto podría explicarse por una asimetría debido a la formación entre las dos superficies interactuantes que de origen a una diferencia de potencial de contacto, Caranti e Illingworth (1983a). Utilizando (2) y recordando que los valores medidos de V rondan 0,4V si $r \approx 5\mu\text{m}$, $A = 78.5\mu\text{m}^2$, $d = 0,25\mu\text{m}$ sale $C \sim 0,22\text{pF}$ y $q = 100\text{pC}$ estimación que no está lejos del valor medido.

Caranti e Illingworth (1980) reportaron que no se observa cambio del potencial de contacto asociado con pasajes de evaporación a condensación o viceversa. Sin embargo un resultado muy importante fue obtenido durante este trabajo. Si durante el curso de una medición se introduce aire húmedo desde afuera de la cámara se observa (figura 5a,b) un cambio de signo, del negativo normal a positivo que persiste durante cierto tiempo y luego vuelve al valor normal una vez cortado el suministro. Esto parece estar ligado con el crecimiento por fase

vapor del blanco, como se pudo establecer visualmente.

Si bien no se tiene una explicación aun para este efecto el mismo puede ayudar a entender varios fenómenos observados en nubes y también en otros experimentos de laboratorio.

Modelo:

Este proceso parece competir con el que opera durante evaporación y la carga será el resultado del balance entre ambos. Como el granizo crece por acreción y el cargado se debe al impacto de cristales de hielo, se propone el siguiente modelo (figura 6), en a) un granizo que está mas caliente que el medio se esta evaporando a pesar de la sobresaturación sobre agua, en b) se muestra una gota recién llegada en la primera fase de congelación. Esta consiste en la propagación de dendritas hasta que la gota alcanza 0°C tardando t_1 , c) muestra la fase 2 del congelamiento, el que se realiza con intercambio de calor con el substrato y un frente de congelación bien definido avanza hasta congelar todo en un tiempo t_2 . En la figura d) se ve que la gota en congelación es una fuente muy eficiente de vapor de agua ya que se mantiene a 0°C y por lo tanto permite que alrededor de ella una cierta area crezca por condensación.

La probabilidad de que un cristal pegue en una zona de crecimiento dependerá de la relación de areas cubierta y descubierta. Si n es el número de gotas por unidad de volumen, v su velocidad respecto del substrato entonces la fracción de área cubierta será

$$F = n v A t_2 \tag{4}$$

donde A es el área del disco alrededor de cada gota. Tanto A como t_2 dependen en mayor medida de la temperatura del sustrato. Un cálculo preliminar muestra que esta area se puede obtener aproximando una serie de polinomios de Legendre por su primer término

$$A = ((3a^2R/2)(\rho_0 - \rho) / (\rho - \rho_0))^{2/3} \tag{5}$$

donde a es el radio de la gota supuesta semiesférica, R el radio del granizo y $\rho, \rho_s, \rho_\infty$ las densidades del vapor sobre el sustrato, sobre la semiesfera y lejos respectivamente. El modelo supone que son las correspondientes a saturación a las correspondientes temperaturas T, T_0 y T_∞ para usar la ecuación de Clausius clapeyron.

Por otra parte se tiene (Pruppacher y Klett 1978) que para temperaturas no muy cerca de la temperatura de fusión t_2 es función de $1/(T - T_0)^2$. Entonces el producto $A t_2$ tiene un mínimo próximo a $(T_0 - T_\infty)$. A su vez T depende del contenido acuoso y de v y se obtiene como solución de una ecuación trascendente (Mason 1971).

Así pues en regiones de bajo contenido acuoso (n pequeño) el granizo estaría casi a T_∞ lo que implica t_2 corto dando un F pequeño y por lo tanto cargado negativo. Si se aumenta aumenta el contenido acuoso aumentan n y T al mismo tiempo incrementando t_2 . Si bien el área disminuye eventualmente el signo cambia a positivo.

Discusión:

Mediciones recientes de la corriente de Maxwell (Kreider et al 1984) muestran que esta es constante lo que viene en favor de un mecanismo independiente del campo. Este a su vez no pone límite a la carga adquirida por las partículas que como se vio superan a lo predicho por el mecanismo inductivo.

Como se ve en la figura 1 los centros de carga están relacionados con la temperatura del ambiente y esto también favorece un cargado no inductivo

Otro aspecto interesante es el relativo a la ubicación de los centros de carga relativos al eco del radar. En general se ha observado que dichos centros no coinciden con los máximos de precipitación. Si el crecimiento del granizo es húmedo la probabilidad de rebote disminuye notablemente. Desde el punto de

vista del granizo que desciende éste vería a gran altura muchos cristales y pocas gotas es decir que la mayor probabilidad es de chocar en la zona que evapora. Si el responsable de la transferencia es el potencial de contacto es de notar que en estas condiciones toma su valor máximo (Caranti e Illingworth 1983a).

A medida que desciende el granizo encuentra mas agua liquida incrementando su temperatura y la probabilidad de rebote en la zona de crecimiento por deposición dando eventualmente carga positiva que disipa la negativa que traía y podría producir el bolsón de carga positiva frecuentemente observado en la parte baja de las nubes.

Conclusiones:

Se han presentado mediciones de laboratorio que inclinan la balanza hacia un mecanismo de cargado de nubes independiente del campo ambiente. Se han presentado también evidencia de que el estado de evaporación o condensación afecta el signo de la carga transferida. Se ha sugerido un posible modelo que hace uso de los efectos opuestos, el signo resultante dependerá de cual proceso sea el dominante. La aplicación de este modelo muestra que puede explicar algunos aspectos de electricidad de tormentas.

Trabajo ulterior sobre el tema consistirá en formular un modelo cuantitativo, medir colisiones individuales bajo acreciones y tratar de establecer precisamente la física involucrada en los procesos estudiados.

BIBLIOGRAFIA

Caranti J.M. e Illingworth A.J. 1980; Nature (London) 284
44

Caranti J.M. e Illingworth A.J. 1983a "The contact
potential of rimed ice"; J. phys. Chem. 87, 4125

Caranti J.M. e Illingworth A.J. 1983b "Frequency
dependence of the surface conductivity of ice"; J. phys.
Chem. 87, 4078

Gaskell W. e Illingworth A.J. 1980; Q. J. R. Met. Soc. 106
841

Krehbiel P.R., Tennis R., Brook M, Holmes E.W. y Combs R.A.
1984 "A comparative study of the initial sequence of
lightning in a small florida thunderstorm"; VII
International conference on Atmospheric electricity,
Albany, NY, USA.

Kreider E.F. y Blakeslee R.P. 1984; " The electric current
under thunderstorm at the NASA Space Center" VII
International conference on Atmospheric electricity,
Albany, NY, USA.

Mason B.J. 1971 "The physics of clouds" Clarendon Press,
Oxford.

Nason D y Fletcher N.H. 1975 J.Chem. Phys; 62 4444

Prupacher H.R. y Klett J.D. 1978 "Microphysics of clouds
and precipitation" Reidel Dordrecht Holland.

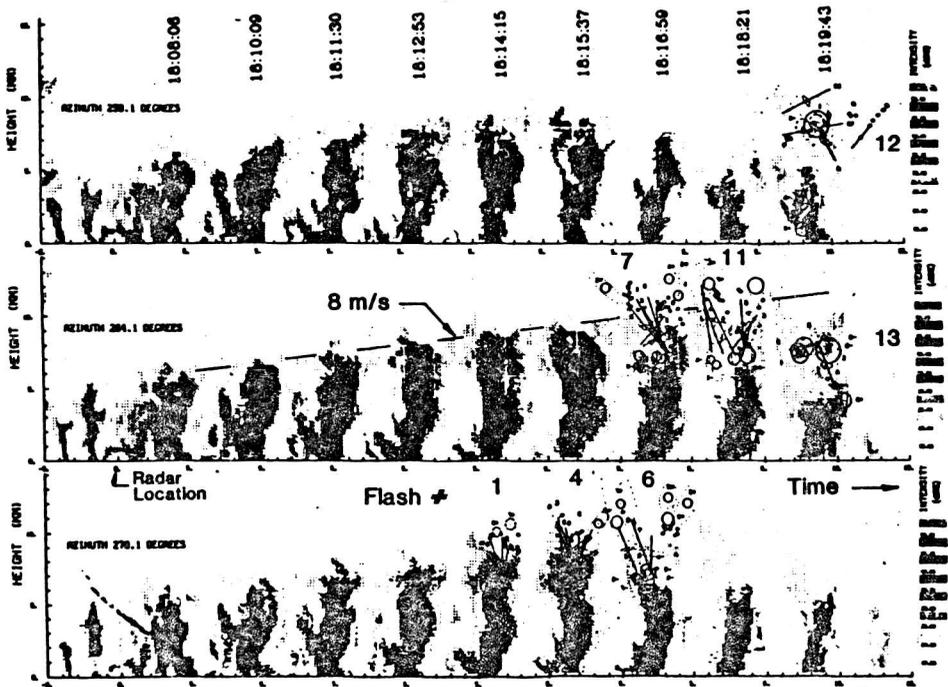


Fig. 1: Eco de radar mostrando la evolución temporal de una nube y la ubicación de los centros de carga, los que fueron reconstruidos por VHF (tomado de Krehbiel y otros 1984).

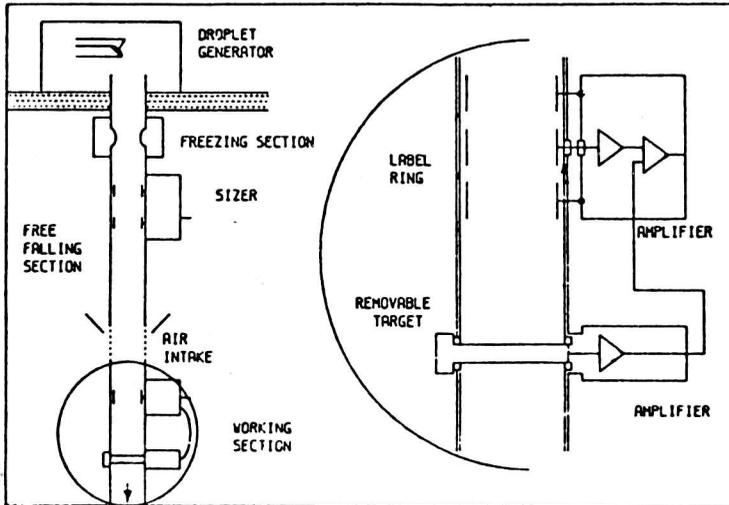


Figura 2: Montaje experimental del túnel de viento en la cámara fría usado en este experimento.

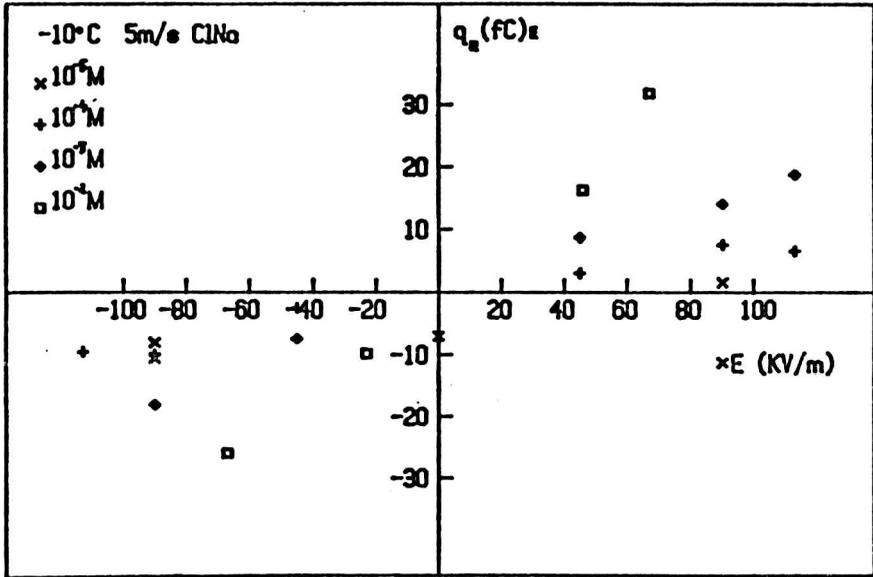


Figura 3: Transferencia de carga inductica en función de la concentración de CINa a -10° y 5m/s.

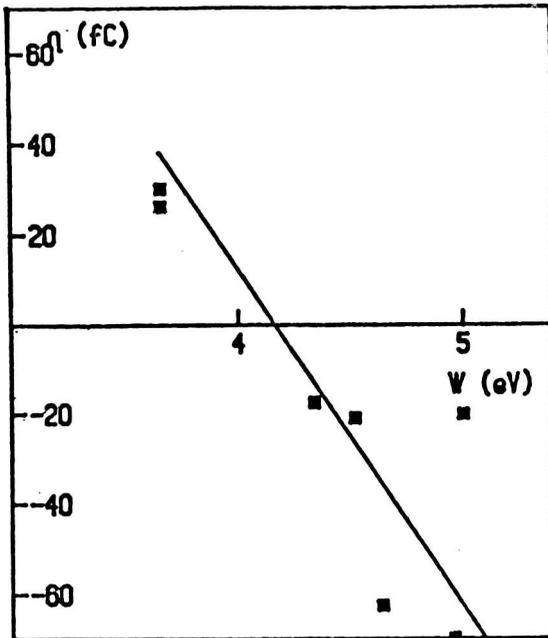


Figura 4: Carga transferida versus función trabajo para hielo puro.

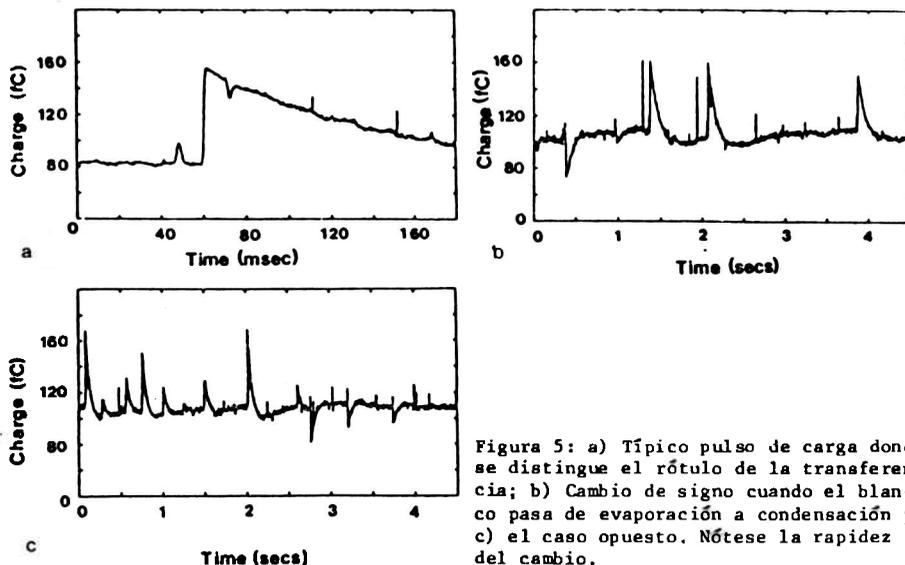


Figura 5: a) Típico pulso de carga donde se distingue el rótulo de la transferencia; b) Cambio de signo cuando el blanco pasa de evaporación a condensación y c) el caso opuesto. Nótese la rapidez del cambio.

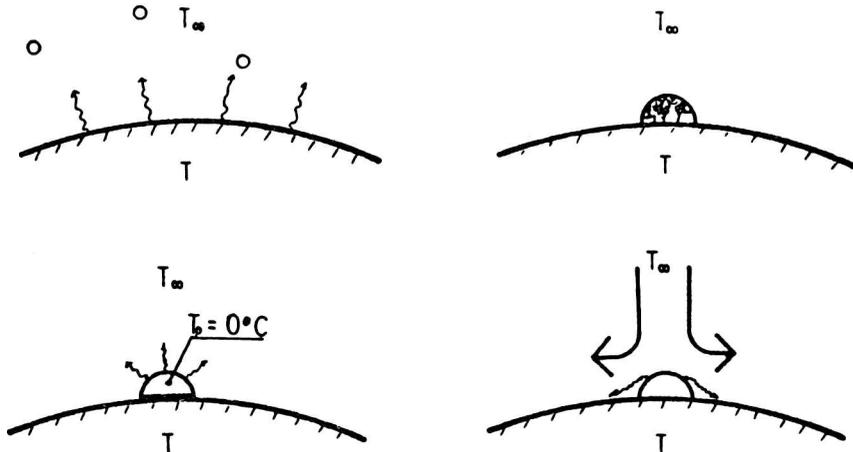


Figura 6: Secuencia de congelación de una gota sobreenfriada. Ver texto.