Aerotecnia

Tropostática y estatostática

Por JOSÉ CUBILLO FLUITERS

A pesar de los enormes progresos de la navegación aérea, más enormes aún para los que los hemos vivido paso a paso, todavía el globo libre aparece eternamente joven, y es que el globo libre no decepciona, como otros medios de navegación, porque se sabe todo lo que se puede esperar de él, y esto que se puede esperar siempre puede lograrse.

Así, a los laureles que la «vieja aerostación» tenía ya conquistados llevando al hombre a regiones a las que, por otros medios, jamás había estado, se unen los conseguidos hoy volviendo a repetir la hazaña de los Gay-Lussac y Berson hasta límites mucho mayores.

Las tentativas, más o menos afortunadas de muchos países, y el proyecto del nuestro, nos animan a recordar los principios del «más ligero que el aire», un poco olvidados hoy por la atención siempre puesta en «el más pesado» y ahora, en cambio, en el primer plano, con motivo de las ascensiones estratosféricas.

Estas han dado lugar a manejar preferentemente las fórmulas aerostáticas con una modalidad que muy bien pudiera calificarse con el nombre de *estratostática*, para distinguirla de la *tropostática* o modo de empleo de las citadas fórmulas para las ascensiones corrientes de pequeña altura.

Método rápido estratostático para determinar la altura de equilibrio de un globo.—Consiste en expresar la fuerza ascensional en función de la presión del siguiente modo.

El peso específico de un gas es

$$a = \frac{1}{v}$$

y, por la ecuación de los gases:

$$a = \frac{P}{RT}$$

con lo cual, la fuerza ascensional de la unidad de volumen, tomará la forma:

$$A = \left(\frac{1}{R_a\,T_a} - \frac{1}{R_h\,T_h}\right) p = kp.$$

Con los datos de la atmósfera *tipo* hasta los 20 kilómetros de altura, resulta:

$$A = 1{,}5\ p.$$

Con las temperaturas registradas por el globo ruso *Sirio*, que en 30 de enero pasado descendió violentamente con muerte de sus tripulantes:

$$A = 1{,}4\ p.$$

Como el globo elevaba un peso de 2.480 kilogramos, al llenar todo el volumen, supuesto de 25.000 metros cúbicos, la fuerza ascensional de 1 metro cúbico sería de 0,0992 y, por lo tanto, la presión a la que se alcanzaría ese valor debió ser de 0,0706 (relativamente a la del suelo) y corresponde a una altura de 18.300 metros; la memoria rusa indica que la altura alcanzada fué de 19.500 metros, que, como se ve, no concuerda con la atmósfera tipo.

Este método no permite ver fácilmente muchas particularidades de una ascensión estratosférica, por lo que se va a exponer el asunto con la modalidad *tropostática.*

El globo lleno y el globo flácido. — La expresión de la fuerza ascensional de un globo se puede poner

$$F = P_a - P_G,$$

siendo P_a el peso del aire desalojado y P_G el del globo.

Esta fórmula hay que transformarla para expresar adecuadamente los dos estados del globo: *lleno* y *flácido;* en el primero, los movimientos ascendentes conservan el volumen; en el segundo, los movimientos verticales conservan el peso. Nótese que el globo lleno sólo está en este estado si asciende; en cuanto inicia un descenso, pasa al estado de flácido.

No basta sólo atender a esos dos caracteres esenciales; hay que considerar también si el globo, en sus movimientos, *cambia* o *no cambia calor* con el ambiente; en el segundo caso, la transformación es *adiabática,* y aunque sólo puede admitirse en movimientos de poca extensión o suficientemente lentos, es interesante considerar esta clase de transformación como base para el caso, más real, de cambios de calor.

Transformaciones adiabáticas. a) *Estabilidad del globo lleno.* — Siendo V el volumen del globo y a_a y a_h los pesos específicos del aire y el gas, se puede poner la fuerza ascensional

$$F = V\,(a_a - a_h) - P,$$

y para averiguar la variación de F con $h,$ que medirá la estabilidad, bastará aplicar los principios de la derivación, resultando:

$$\frac{dF}{dh} = V\,\frac{d}{dh}\,(a_a - a_h).$$

Al variar la altura, los pesos específicos varían: el del aire, con arreglo a la situación meteorológica de la atmósfera; el del gas, con arreglo a las transformaciones de los gases, que ahora admitimos la adiabática.

La primera variación corresponderá, en general, a una atmósfera *politrópica*, caracterizada por

$$pv^n = \text{constante},$$

siendo n un número cuyo valor es

$$n = \frac{3{,}4}{3{,}4 - \Delta};$$

siendo Δ el *gradiente térmico* o variación de temperatura por 100 metros en la atmósfera y 3,4 el límite de ese gradiente para la atmósfera de densidad constante.

La ley adiabática se expresa por

$$pv^x = \text{constante}.$$

Con estas leyes y transformaciones convenientes se llega a

$$-\frac{dF}{dh} = \frac{V}{p} a_a \left(\frac{a_a}{n} - \frac{a_h}{x}\right),$$

y admitiendo la simplificación de un valor medio común de n y x, por fin:

$$\frac{dF}{dh} = \frac{Va_a}{p\,n}(a_a - a_h) = \frac{P}{In},$$

siendo $I = \dfrac{p}{a_a}$ altura de la atmósfera homogénea.

Como puede ponerse aproximadamente,

$$\Delta h = \frac{dh}{dF}\Delta F,$$

resulta, finalmente,

$$\Delta h = In\frac{\Delta F}{P},$$

que es la llamada fórmula de «deslastre».

Si fuese $\dfrac{\Delta F}{P} = \dfrac{1}{100}$, la variación de altura resultaría ser, con $I = 8.000$ y $n = 1{,}2$,

$$\Delta h = 96 \text{ metros}.$$

Es decir, por cada 1 por 100 del peso del globo que se arroje como lastre, se sube 96 metros, lo que indica gran estabilidad, pues el cambio de altura es pequeño.

Este se llama «coeficiente de movilidad al centésimo», que, como se ve, es el *mismo* para cualquier globo, sea cualquiera el volumen y el gas que lo llene.

En la estratósfera el valor de I es menor, sólo puede tomarse $I = 6.000$ y $n = 1{,}1$, y entonces,

$$\Delta h = 66 \text{ metros}.$$

La movilidad al centésimo es menor en la estratósfera que en la tropósfera; así, un globo que tenga 2.480 kilogramos de fuerza ascensional y esté en equilibrio en la estratósfera (ascensión rusa de Fedoschenko en 30 enero de este año), un arroje de lastre de 360 kilogramos sólo produciría una nueva elevación de

$$66 \times \frac{360}{2.480} = 957 \text{ metros},$$

y no de 2.500 metros como se dice en la revista *La Pravda* y es reproducido en otras revistas profesionales.

b) *Estabilidad del globo flácido.* — Se pone ahora de manifiesto la constancia del peso como antes se hizo con el volumen y resulta:

$$F = \frac{P_G}{a_h}(a_a - a_h) - P,$$

y derivando:

$$\frac{dF}{dh} = -\frac{P_G a_a}{a_h^2}\left(a_h \frac{da_a}{dp} - a_a \frac{da_h}{dp}\right),$$

que, con sencillas transformaciones, produce:

$$-\frac{dF}{dh} = \frac{P}{I\left(1 - \delta\dfrac{T_a}{T_h}\right)}\left(\frac{1}{n} - \frac{1}{x}\right),$$

siendo δ la densidad del gas y T_a y T_h las temperaturas absolutas.

Se ve en seguida que si $n = x$, será $\dfrac{dF}{dh} = 0$, es decir, si la atmósfera tiene el estado marcado por la ley adiabática, el equilibrio es *indiferente:* una variación de altura *no hace variar* la fuerza ascensional; si $n < x$, como ocurre generalmente, el equilibrio *es estable,* pues Δh y ΔF son de signos contrarios, condición que se cumple en la estratósfera donde $n = 1$; y, si finalmente, $n > x$, cosa que ocurre con aire extremadamente frío o, en el verano, junto al suelo, el globo es inestable; si desciende, se *desboca.*

Se ve, pues, que un globo flácido no conserva la fuerza ascensional, si se admite la ley adiabática, más que en muy especiales condiciones.

Ahora se va a considerar el caso, más próximo a la realidad, de haber cambios de calor entre el globo y el ambiente, sea por insolación, de día, o por radiación al espacio, de noche; sea por contacto, a consecuencia del efecto de «ventilación», en los movimientos verticales.

Esos cambios de calor se traducirán en cambios de temperatura del gas, y como también varía la temperatura del aire, se atenderá a ambos efectos, en el globo lleno y en el globo flácido.

a) *Globo lleno.* — Haciendo uso de la conocida ecuación de los gases, $pv = RT$, se puede poner:

$$F = \frac{Vp}{R_a}\left(\frac{1}{T_a} - \frac{\delta}{T_h}\right) - P.$$

Diferenciando parcialmente con relación a T_h y T_a, y sumando las variaciones, se llega a

$$\frac{\Delta F}{P} = \frac{\frac{\delta \Delta T_h}{T_h} \cdot \frac{T_a}{T_h} - \frac{\Delta T_a}{T_a}}{1 - \delta \frac{T_a}{T_h}}$$

y suponiendo, como puede hacerse, que las temperaturas iniciales son iguales, o sea, $T_a = T_h = T$, e introduciendo la fórmula de deslastre, se tiene:

$$\Delta h = nI\left(\frac{\delta}{1-\delta} \cdot \frac{\Delta T_h}{T} - \frac{1}{1-\delta} \cdot \frac{\Delta T_a}{T}\right)$$

que expresa la variación de altura por las variaciones de temperatura del gas y del aire, viéndose que depende de la clase de gas y que, cuanto mayor sea δ, mayor es el efecto; es decir, el *menos sensible* a los efectos de temperatura de los gases empleados es el *hidrógeno.*

Para ascensiones ordinarias troposféricas el término último tiene pequeño valor y, además, varía mucho según la situación, citándose como ejemplo el sondeo de avión de Cuatro Vientos del día 9 de febrero, figura 1.ª, que acusaba a 3.000 metros la misma temperatura que en el suelo; otras veces, primavera y verano, hay diferencias acusadas, pero nunca como en una ascensión estratosférica, en donde se llega seguramente a temperaturas de — 50 grados a — 60 grados.

Si se calcula para hidrógeno y un grado centígrado de variación el valor del segundo término de la fórmula anterior, resulta:

$$\Delta h = 26 \text{ metros},$$

o sea: *cada grado* de variación de temperatura, en el *ambiente,* produce 26 metros de variación *contraria* en la altura alcanzada.

Como en el Observatorio belga de Uccle, M. Jaumotte comprobó el hecho de una temperatura *anormal* de la *tropopausa* de — 20 grados, si al hacer una ascensión estratosférica existiesen esas condiciones, se perdería una altura de unos 900 metros respecto a la alcanzada con los — 50 grados a — 60 grados normales, y ello es muy importante si se trata de establecer una «marca».

El primer término tiene también mucha importancia, a diferencia de en una ascensión troposférica, en la que depende del estado del cielo; en la estratósfera no hay nubes ordinariamente, pues las *nacaradas* y *luminosas* sólo raramente se presentan, y el globo recibe la radiación directa del sol y sin interponerse la región inferior de la atmósfera, que es la más absorbente, pudiendo contarse con una elevación de 60 grados sobre el ambiente; en la ascensión rusa citada: ambiente — 50 grados centígrados y gas a + 4 grados centígrados, resultaría una elevación de 151 metros.

En definitiva: si de un globo, que se supone lleno, se arroja una cantidad de lastre y además cambia la temperatura del ambiente y la del gas, se experimenta una elevación compuesta de tres efectos: 1), deslastres; 2) elevación de temperatura del gas, y 3), variación de la temperatura del aire.

Estos tres efectos son *independientes* del volumen del globo, siempre que el 1) represente el mismo por ciento de fuerza ascensional.

La influencia del volumen se manifiesta en el globo flácido, como se verá después.

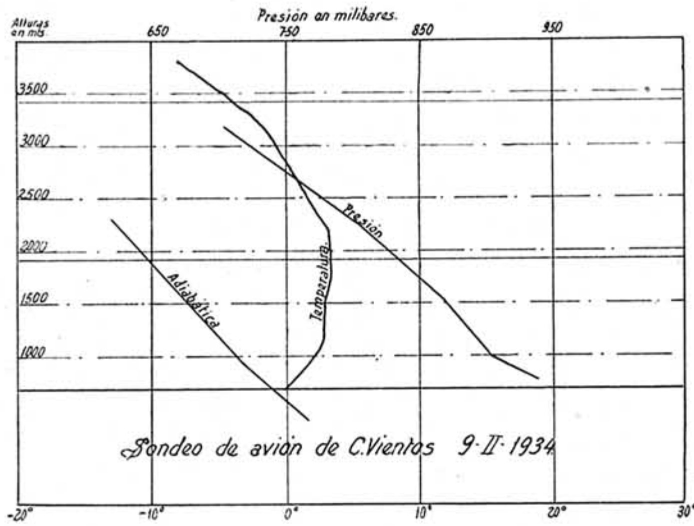

Fig. 1.

b) *Estabilidad de un globo flácido.* — Con igual criterio que antes, se establece,

$$F = P_h\left(\frac{T_h}{\delta T_a} - 1\right) - P;$$

y derivando parcialmente y hallando la diferencial total,

$$\frac{\Delta F}{P} = \frac{\frac{\Delta T_h}{T_h} - \frac{\Delta T_a}{T_a}}{1 - \delta \frac{T_a}{T_h}},$$

viéndose en seguida que si $\frac{\Delta T_h}{T_h} = \frac{\Delta T_a}{T_a}$, la fuerza ascensional *no varía.*

De otro modo puede expresarse este resultado aplicable a la salida del globo generalmente: si se admite que $T_h = T_a$, y que *siempre* siguen gas y aire a la misma temperatura, $\Delta T_h = \Delta T_a$ y la fuerza ascensional *no varía.*

Si una vez que el gas ha sufrido una variación de temperatura (por ejemplo, interposición de una nube) se supusiera que la transformación siguiente era adiabática, se iniciaría un movimiento sujeto a esta ley, cuyas condiciones se obtendrían combinando ambos efectos.

Así; partiendo de $\Delta T_a = 0$ (estratósfera), se tendrá:

$$\frac{\Delta F}{P} = \frac{1}{1 - \delta \frac{T_a}{T_h}} \frac{\Delta T_h}{T_h}$$

que combinada con la variación de altura del caso adiabático, produce:

$$\Delta h = I \frac{\frac{\Delta T_h}{T_h}}{\frac{1}{n} - \frac{1}{x}},$$

y suponiendo, $n = 1$, $T_h = 277$ grados A, como es en las ascensiones estratosféricas, una variación de un grado producirá una de altura,

$$\Delta h = 126 \text{ metros;}$$

por lo tanto, si se enfriase el globo 60 grados y se admitiese un descenso adiabático (muy lejos de la realidad), descendiendo 7.500 metros aproximadamente, habría *recuperado* la fuerza ascensional.

Efecto del enfriamiento en la estratósfera. — Si se supone $\Delta T_h = 60$ grados, con $T_h = 277$ grados y $T_a = 223$ grados, que eran los datos del globo *Sirio*, ruso, en la ascensión ya citada, resulta,

$$\frac{\Delta F}{P} = 0{,}228,$$

o sea que el enfriamiento total produciría una pérdida del 22,8 por 100 de su fuerza ascensional; si ésta era de 2.480 kilogramos, el lastre compensador necesario hubiese sido de 570 kilogramos, y no de 496, como dice la memoria rusa sobre la referida ascensión, advirtiendo que esa necesidad es independiente de la presión, y la misma si las condiciones de temperatura supuestas son también las mismas.

Conviene igualmente indicar que la pérdida total se produce en el momento de *igualarse* las temperaturas del *gas* y del *aire*, si bien con la particularidad de que, partiendo de las condiciones de la estratósfera, es *mayor el efecto* si la igualación es por *elevación* de la temperatura del aire que si por *descenso* de la del gas, como se ve fácilmente en la fórmula general citada.

Movimiento del globo. — Al ponerse el globo en movimiento aparecen otros dos efectos: la ventilación de que se ha hablado y la resistencia del aire.

El efecto de la primera es muy marcado; un globo que subiese a 20 kilómetros y su gas siguiese la ley adiabática, llegaría a esa altura con la temperatura de — 153 grados centígrados; como se ha visto que la insolación le mantiene con 60 grados sobre el ambiente, de éste recibirá durante su ascenso el calor para elevar 93 grados su temperatura.

Inversamente: un globo a 4 grados y 20 kilómetros de altura, si descendiese adiabáticamente, llegaría al suelo con la *temperatura potencial* de esa altura; es decir, con 344 grados centígrados, de modo que, de ocurrir así las cosas, a Piccard le hubiese sido muy difícil descender de la estratósfera en su primera ascensión.

Considerando el movimiento adiabático y la resistencia del aire proporcional al cuadrado de la velocidad, la ecuación del movimiento del globo sería:

$$m \frac{d^2h}{dt^2} - kh \pm k' \left(\frac{dh}{dt}\right)^2 = 0,$$

puesto que la fuerza ascensional sería de la forma kh, como se ha visto.

El movimiento, pues, sería una *oscilación* con amortiguamiento cuadrático, y el globo realizaría ascensos y descensos hasta llegar a una posición de equilibrio, y no

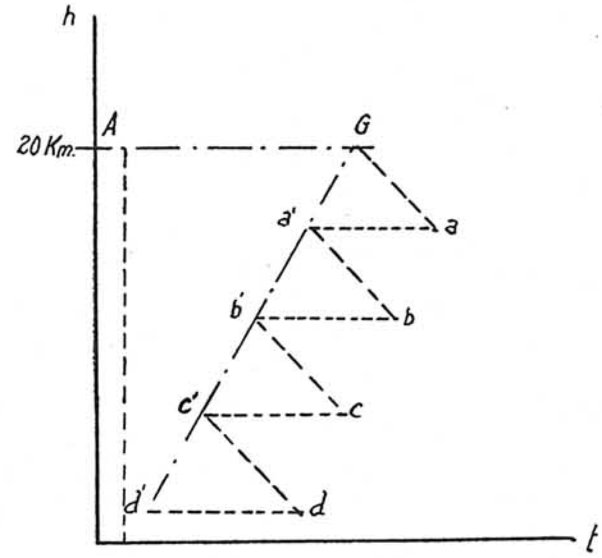

Fig. 2.

llegaría al suelo, a menos que la amplitud fuese superior a la altura inicial.

Es el mismo caso que el de las *pompas* de aire en la atmósfera, cuya oscilación ha encontrado el meteorólogo Linke que tiene un período de ocho minutos.

Si se considera la ventilación, entonces el término kh se convierte en otro de expresión más complicada, por lo que se va a dar una explicación gráfica.

Si en un diagrama, altura-temperatura (fig. 2.ª) está representada a 20 kilómetros, la del aire por el punto A y la del globo por el punto G, un descenso adiabático elemental llevaría la temperatura al punto a, y si hay un enfriamiento por ventilación representado por aa', la evolución real de temperatura será Ga', y del mismo modo los demás descensos elementales, $a'b$, $b'c$, etc.; los tramos adiabáticos Ga, $a'b$, etc., dependen sólo de la altura, y los enfriamientos aa', bb', de la *velocidad* con la que se hace el recorrido; para cada *velocidad* hay, pues, *una ley de temperatura,* consecuencia de suma importancia, sobre todo en las ascensiones estratosféricas.

Si esa ley lleva el gas a tener la misma temperatura del aire, se presentará la pérdida de fuerza ascensional de que se habló; si el descenso se hace en buenas condiciones de lentitud, se puede conseguir que el gas conserve cierto calentamiento y la pérdida de éste sea *la acción* que mantenga la velocidad de descenso.

Un ejemplo es la primera ascensión de Piccard, que teniendo una avería, por la que no podía maniobrar las válvulas, hizo un descenso sólo por la acción del enfriamiento.

Calculando las velocidades de descenso, fuerzas correspondientes y desequilibrios térmicos equivalentes, se ha trazado la curva de temperatura del gas, suponiendo para el aire la situación de la atmósfera *tipo* (fig. 3.ª), explicándose perfectamente que el descenso se hiciese sin el más pequeño lastre compensador; solamente 25 kilogramos en el momento inmediato al aterrizaje; la velocidad máxima fué inferior a cinco metros por segundo.

El peligro del descenso está en una maniobra excesiva de las válvulas que determine un descenso rápido con el que el enfriamiento puede ser *total* que acelera aún ese descenso, y de aquí puede venir un mal funcionamiento del círculo de Pöschel, que determinando la no conservación de la forma esférica y contracción consiguiente, tenga por consecuencia la disminución de resistencia del aire con la consiguiente mayor rapidez en el descenso y aun las mayores tensiones en la envoltura con el globo flácido; siendo lo expuesto probablemente la causa del desastre ruso del 30 de enero, sin olvidar la posibilidad de una maniobra involuntaria de las válvulas por el alargamiento del globo o el efecto de tensiones excesivas por igual causa.

Altura de plenitud. — Para terminar con esta sucinta exposición de los principios de la aerostática, falta, por fin, indicar la determinación de la altura de equilibrio de un globo flácido.

Partiendo de un globo flácido en el que se suponga que, al subir, exista la ventilación suficiente para que el gas y el aire tengan siempre la misma temperatura, habrá *conservación de fuerza ascensional* y bastará entonces averiguar la que resultará al metro cúbico cuando todo el volumen esté ocupado.

Así, el globo ruso *Sirio* salió con una fuerza ascensional total de 2.600 kilogramos que, en el momento de la plenitud, corresponderían a una fuerza ascensional por metro cúbico de 0,104, que, admitiendo que en la altura de plenitud ya las condiciones de temperatura son las mismas que en la de equilibrio, resulta por la fórmula $A = 1,4\, p$ citada antes, una presión de 0,0069 que corresponde a unos 18.000 metros.

A partir de esa altura es cuando hace efecto el deslastre realizado.

Determinación de la altitud alcanzada por un globo. Lo expuesto se refiere al cálculo *previo* de la altitud que puede alcanzar un globo, es decir, al *proyecto* de una ascensión.

Para calcular *a posteriori* la altitud alcanzada si el globo ha ido provisto de un meteorógrafo para registrar *presión, temperatura* y *humedad*, entonces existen méto-

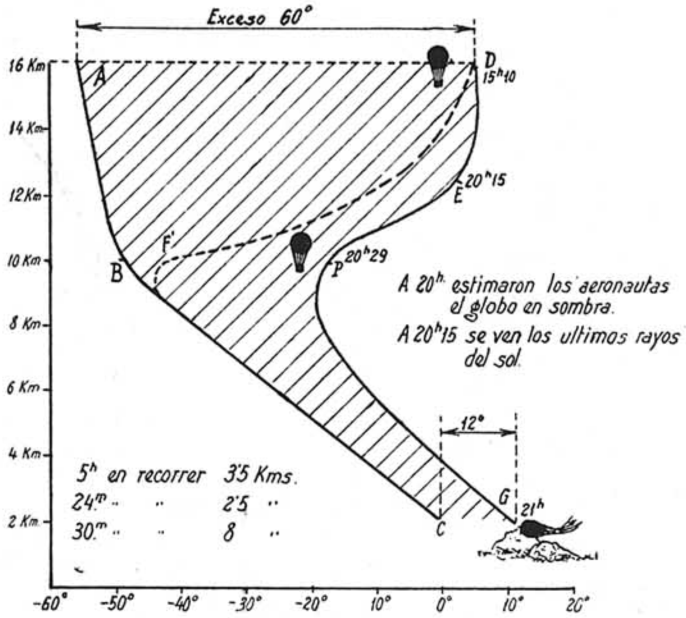

Fig. 3.

dos en la meteorología, basados principalmente en las *fórmulas tabuladas* por Bjerknes, para determinar con suficiente exactitud la altura de cada momento; pero en estos cálculos hay una circunstancia que depende del arbitrio del calculador, que es la división, en capas, de la ascensión con arreglo a las particularidades de las curvas registradas, y estos distintos criterios pueden producir diferencias de *algunos metros,* que si científicamente no tienen importancia, la tendrían muy grande en el establecimiento de una «marca», y como no es posible ajustar a un criterio *único* ese cálculo, la F. A. I. adoptó el de la atmósfera *tipo* o Standard, o mejor, como dice M. Soreau en su última publicación *L'air moyen et la Stratosphère,* el del *aire medio*, obtenido por los resultados medios de los sondeos realizados por los principales observatorios.

Las fórmulas *empíricas* que representan esos resultados, son:

Desde 0 a 14 kilómetros: $z = (19{,}23 - 0{,}22\, z) \log \dfrac{p_0}{p}$,

siendo z la altura en kilómetros.

Para la estratósfera: $\log \dfrac{p}{p_0} = 1{,}0273 - 0{,}0685\, z$. Con ellas se puede averiguar la altura y la presión correspondientes o tener los resultados en un cuadro.

De este modo la «marca» es sólo marca de presión y la aeronave que trata de establecerla, como es sabido, va provista de un *barógrafo* simple y la presión alcanzada se convierte en altura por el *método convencional* citado, que evita toda discusión.