

**De los invariantes
para masas de aire
a la vorticidad
potencial**

Sergio Alonso Oroza
*Departament de Física.
Universitat de les Illes
Balears*

Territoris (1998), 1:
87-100

De los invariantes para masas de aire a la vorticidad potencial

Sergio Alonso Oroza

Departament de Física, Universitat de les Illes Balears

Resumen

Durante mucho tiempo se han buscado magnitudes que permanecieran invariantes, mientras las masas de aire experimentan transformaciones físicas. Ejemplos de dichos invariantes han sido la temperatura potencial, las temperaturas equivalentes potenciales o la temperatura del termómetro húmedo, que aquí se describen. Con el nuevo teorema del torbellino de Ertel y los trabajos de Rossby, se introduce hace medio siglo la vorticidad potencial. En este artículo se hace un repaso a su significado y se presentan algunas aplicaciones, principalmente de aspectos mediterráneos.

Abstract

Searching of invariant magnitudes for air masses suffering physical evolutions has expended a lot of time during the history of the Meteorology. Examples of such invariant magnitudes have been the potential temperature, the equivalent-potential temperatures or the wet thermometer temperature, which are described in this paper. Fifty years ago, by means of the new Ertel's vorticity theorem and the works by Rossby, the potential vorticity was introduced. In this paper a revision of its significance and some applications, mainly to Mediterranean aspects, are developed.

Recepción del manuscrito, noviembre de 1996

Introducción

En la evolución histórica de la Meteorología, lo mismo que ocurrió en la Física en general, se han dedicado grandes esfuerzos a la búsqueda de magnitudes que no experimentan variaciones, que permanecen inalteradas, mientras la Naturaleza está en evolución continua. Evidentemente me estoy refiriendo a los invariantes. Como hace años leí en un libro, cuyo autor y título no recuerdo, se ha tratado de buscar aquello que no cambia mientras que todo cambia. Si se quisiera dar a lo anterior un tinte trascendente, del que la Ciencia oficial no está exenta, existiría un cierto paralelismo con la búsqueda del alma: lo permanente frente a la transitoriedad humana.

Pensando en la Física, lo anterior se podría resumir en la búsqueda de la energía, magnitud misteriosa para todos los que alguna vez empezamos el aprendizaje, nunca acabado, de la Física. La energía no cambia; ni se crea ni se destruye; sólo se transforma de unos tipos en otros, aprendimos desde muy pequeños sin saber muy bien lo que decíamos.

En los fluidos, y la atmósfera evidentemente lo es, muchos de los cambios a que antes me refería tienen que ver con el movimiento de los puntos del fluido, y consecuentemente con su deformación. Si el fluido es compresible, y la atmósfera lo es, ese movimiento podría implicar cambios de densidad y con ella de otras variables termodinámicas identificadoras de su estado. Una primera consecuencia de lo anterior es que la dinámica y la termodinámica acostumbran a no ser independientes. En la materia que nos ocupa, la Meteorología, esas magnitudes invariantes solían ser temperaturas.

En este artículo no voy a entrar a fondo en el concepto de invariancia siguiendo el movimiento del fluido. Únicamente indicar que, estrictamente hablando, la invariancia significaría que determinada una propiedad física para una porción muy pequeña del fluido en movimiento, su valor permanecería absolutamente constante durante el movimiento de dicha porción de fluido. Lo anterior no está reñido con el hecho de que, para un instante fijo, la propiedad pueda cambiar espacialmente, o sea, de una porción a otra del fluido.

La relación de lo anterior con las masas de aire viene por medio de la definición de estas últimas. Se acostumbra a decir que las superficies frontales separan entre sí masas de aire, donde, horizontalmente, algunas propiedades toman valores muy parecidos, con variaciones bruscas al pasar a través de las superficies frontales de una masa a otra. En este caso se habla de la uniformidad (¡no de la invariancia!) de dichas variables.

Si alguna de esas propiedades, mientras la masa de aire evoluciona —envejece—, permaneciera invariante, se la podría utilizar para identificar dicha masa durante la evolución. Es como si pudiéramos pintarla de amarillo, y permaneciera siempre amarilla, a pesar de cambiar todas las demás propiedades en el proceso de envejecimiento. Con esta filosofía nos referimos en Meteorología a los invariantes de masas de aire.

Lo que hay que decir acto seguido es que el invariante universal no existe: no hay ninguna propiedad que no sufra variación alguna durante cualquier proceso que experimente la masa de aire. Hay algunas variables que permanecen más o menos inalteradas en ciertos procesos; a aquellas y a estos les dedicaré los siguientes apartados. A continuación introduciré la vorticidad potencial como trazador y finalizaré dando algunos ejemplos de aplicación. Debo indicar que gran parte de lo que sigue se puede encontrar con mucho más detalle en Morán (1944), Jansà (1959) y Puigcerver (1968).

Evolución adiabática del aire seco

Aunque todos sabemos que, estrictamente hablando, el aire exento totalmente de humedad no existe, se acostumbra a iniciar cualquier descripción de la termodinámica atmosférica (p.e., los ya citados Morán, 1944; Jansà, 1959; Puigcerver, 1968) con el denominado aire seco, formado por la misma mezcla de gases que la atmósfera terrestre pero sin agua. Con él como sistema se llevaron a cabo (por Boyle, Mariotte, Gay-Lussac y otros muchos) las experiencias que condujeron a la introducción del concepto de gas ideal. Como muy bien apunta Ballester (1993) resulta sorprendente que hoy día se hable del comportamiento del aire como gas ideal, cuando en realidad serían los denominados gases ideales los que se asemejarían en su comportamiento al aire, paradigma de gas ideal.

Debido a la pequeña conductividad del aire, para intervalos cortos de tiempo, se puede suponer que una porción de aire (burbuja, decimos a veces) evoluciona sin intercambiar calor con sus alrededores. Este tipo de procesos se denominan entonces adiabáticos y para ellos, en los gases ideales, la temperatura, T , depende sólo de la presión, p . Gracias a esto se puede definir la temperatura potencial, θ , como la que alcanzaría el

aire, inicialmente en condiciones (p, T) , evolucionando adiabáticamente hasta una presión de referencia, P , ordinariamente 1000 hPa. Es evidente que la temperatura potencial no sufre variaciones en procesos adiabáticos. Su expresión matemática resulta ser

$$\theta = T \left(\frac{P}{p} \right)^{R/c_p} \quad [1]$$

donde $c_p = 1005 \text{ J/kgK}$ y $R = 287.05 \text{ J/kgK}$ son, respectivamente, el calor específico a presión constante y la constante específica como gas ideal del aire seco.

Aunque en una masa de aire la temperatura potencial dada por (1) no es uniforme, experimenta al atravesar los frentes variaciones mucho más grandes que en el seno de la propia masa. Por esta razón se emplea con frecuencia para estudiar el movimiento de los frentes que, al fin y al cabo, delimitan masas de aire. Además, según la vertical, suele aumentar con la altura siendo su aumento más débil cerca de las superficies frontales que lejos de ellas.

Si en la evolución de las masas de aire los procesos fueran adiabáticos, se podría obtener información acerca de la procedencia de las masa de aire sin más que hacer un seguimiento, hacia atrás en el tiempo, de la distribución espacial de la temperatura potencial. Sin embargo, la radiación y el rozamiento hacen que los procesos sean diabáticos aunque el aire fuera seco. Si se considera la presencia de agua (vapor, líquida o sólida) en el aire, con la facilidad con que experimenta cambios de fase, es imprescindible tomar en consideración el calor latente que, en última instancia, modifica diabáticamente la temperatura del aire y, como consecuencia, su temperatura potencial.

Procesos con evaporación y condensación

Si bien para aire seco, durante intervalos cortos de tiempo, se puede, en primera aproximación, considerar las evoluciones como adiabáticas, si el aire se satura se producen intercambios importantes de energía que no pueden ser omitidos. De hecho son estos intercambios de energía los que, en última instancia, dan lugar a los fenómenos del tiempo, objeto de estudio de la Meteorología.

A efectos de composición, el aire se puede considerar como una mezcla de aire seco y vapor de agua. La relación en que se encuentran en una muestra de aire se denomina proporción de mezcla, y vale

$$r = \frac{m_v}{m_s} \quad [2]$$

siendo m_v y m_s , respectivamente, las masas de vapor de agua y de aire seco existentes en la muestra de aire húmedo. Como la masa del vapor de agua que acompaña al aire seco para constituir el aire húmedo es muy pequeña, la proporción de mezcla dada por (2) toma valores muy pequeños, del orden de las milésimas a unas pocas centésimas. Normalmente, como es bien conocido, se multiplica su valor por 1000 para que las cifras significativas correspondan a la parte entera, y se expresa entonces en g/kg.

Se deduce fácilmente que en una masa de aire húmedo en que no se dan procesos de evaporación ni condensación, la proporción de mezcla debe ser invariante. Sin embargo aumenta cuando se evapora agua en el seno del aire y disminuye cuando se produce una condensación, como es el caso de la precipitación. Para aire de condiciones de presión y temperatura (p, T) la proporción de mezcla aumenta, por evaporación, sólo hasta un valor máximo, r_w , denominado proporción de mezcla saturante. Si la evaporación prosigue se produce condensación a fin de no superar el valor de dicha proporción de mezcla saturante.

Las cosas son más complicadas si p y T van cambiando, como por ejemplo ocurre en una masa de aire en ascenso. Se produce saturación, y posteriormente condensación, al ascender el aire sin cambiar la proporción de mezcla, r , porque en el ascenso los valores saturantes van disminuyendo al cambiar las condiciones de presión y temperatura. O sea, no es que r aumente hasta r_w debido a una evaporación, sino que r_w disminuye hasta alcanzar r . Esto no son más que dos procesos particulares de los muchos que pueden llevar a la saturación del aire. Se ve por lo tanto que, ni la temperatura potencial ni la proporción de mezcla, se pueden utilizar como invariantes para masas de aire en las que se producen cambios de fase del agua.

Seguramente la idea de invariante para una masa de aire quedará más claro tras el siguiente ejemplo. Es conocimiento común que tras un chubasco la temperatura del aire descende; hace más fresquito, se dice a nivel popular. ¿A qué se debe este descenso? Habría dos posibilidades. Una primera sería consecuencia de un cambio de masa de aire al paso de un frente frío, con lo que se trataría de lluvia frontal y descenso posterior de temperatura al llegar la masa fría. La segunda posibilidad sería que el descenso de temperatura fuera consecuencia de la evaporación del agua de la propia lluvia, con lo que el aire se enfriaría al suministrar al agua la energía necesaria para dicha evaporación. Si existiera un invariante para la masa de aire, como en la segunda posibilidad no hay cambio de masa, el invariante tomaría el mismo valor después del enfriamiento que antes de él. Por el contrario, en el primer caso, al cambiar la masa de aire, dicho invariante también cambiaría.

¡Que útil hubiera resultado poder pintar unas masas de amarillo, otras de rojo, otras de verde ...! La contestación sería inmediata: si la masa era verde y sigue siendo verde ...

La temperatura equivalente, T_e , surgió con el fin de servir de invariante para masas de aire en las que se produjeran evaporaciones o condensaciones. De esta forma, si la temperatura del aire cambia, y la temperatura equivalente también, el cambio se debe a la sustitución de una masa de aire por otra y no a evaporaciones o condensaciones. En el caso anterior, el primer supuesto implicaría cambio de temperatura equivalente, mientras que el segundo, no.

Para obtener la temperatura equivalente se puede pensar en una masa de aire húmedo en condiciones (p, T, r) que, manteniendo la presión constante, condensa todo el vapor al tiempo que el aire seco va absorbiendo el calor latente liberado en la condensación. Al final del proceso se tendría aire seco en condiciones (p, T_e) con

$$T_e = T + \frac{Lr}{c_p} \quad [3]$$

donde $L = 2.5 \times 10^6$ J/kg es el calor latente de condensación para el agua.

Al margen de si, para llegar a (3), el proceso es físicamente posible (en realidad violaría el Segundo Principio de la Termodinámica), la verdad es que la fórmula (3) se ha empleado como invariante para condensaciones y evaporaciones en el seno de una masa de aire, con relativamente buenos resultados. Hay otras definiciones y expresiones para la temperatura equivalente, pero los valores numéricos resultantes son todos muy parecidos entre sí. En la práctica, se da incluso la paradoja de resultar menos invariantes otras temperaturas equivalentes, deducidas a partir de procesos físicamente correctos, que la dada por (3).

Para aclarar un poco la dificultad de encontrar un invariante universal, se puede pensar en una situación real. La mayor parte de las condensaciones, y desde luego todas las copiosas, se producen por ascenso, más o menos adiabático, de una masa de aire húmedo hasta que la masa se satura. Posteriormente, si el ascenso continúa, siempre se produce condensación (omito el porqué y el cómo). Estoy describiendo, evidentemente, la formación de una nube por encima del llamado nivel de condensación, accesible si el aire en ascenso alcanza las condiciones de saturación.

En la primera parte del proceso, por debajo del nivel de condensación, la temperatura potencial (1) no cambia apreciablemente (en la práctica se considera invariante), pero la temperatura equivalente (3) sí lo hace al disminuir T , aunque no cambie r . Al iniciarse la condensación, por el contrario, cambiaría θ , pero no lo haría T_e .

La búsqueda de un invariante para todo el proceso condujo, como se puede esperar, a una combinación de las dos temperaturas. Hay que señalar que hay dos posibilidades. Si se calcula la temperatura equivalente una vez obtenida la potencial, se tiene la temperatura potencial equivalente que vale, de (3) y (1)

$$\theta_e = \theta + \frac{Lr}{c_p} = T \left(\frac{P}{p} \right)^{R/c_p} + \frac{Lr}{c_p} \quad [4]$$

Si, por el contrario, se calcula la temperatura potencial a partir de la equivalente, se llega a la temperatura equivalente potencial que, de (1) y (3), vale

$$\theta_{ep} = T_e \left(\frac{P}{p} \right)^{R/c_p} = \left(T + \frac{Lr}{c_p} \right) \left(\frac{P}{p} \right)^{R/c_p} \quad [5]$$

Resulta evidente que (4) y (5) no coinciden. Incluso, si la presión es muy baja, θ_{ep} llega a ser mucho mayor que θ_e , a igualdad de todo lo demás.

El hecho de que la combinación de procesos dependa del orden en que se efectúen y, lo que es más importante, la imposibilidad física de que se dé el proceso que permite llegar a (3), obliga a una definición más precisa y físicamente correcta de la combinación de los dos procesos. La temperatura que resulta se denomina pseudopotencial equivalente, θ_{se} , al estar basada en la llamada evolución pseudoadiabática del aire húmedo saturado. El resultado, que no voy a dar aquí pues corresponde a la integración de una ecuación diferencial, es una temperatura más parecida a la equivalente potencial, (5), que a la potencial equivalente, (4).

Pese a las diferencias numéricas entre todas esas temperaturas equivalentes potenciales, como se las suele denominar, resultan todas ellas más o menos invariantes para masas de aire que experimentan el mismo tipo de procesos: evoluciones adiabáticas con evaporaciones y condensaciones. Dicho de otra forma, procesos relacionados con la formación de nubes y precipitación.

Y no se acaba aquí la historia de las temperaturas pretendidamente invariantes para masas de aire. Sin intentar describirlas todas, sí es interesante indicar algo más. Todas ellas deben calcularse, esto es, no hay ningún instrumento que las determine. Por otra parte, todas son diferentes, pero todas están relacionadas. Pues bien, hay otra temperatura, determinada directamente por un termómetro, que tiene propiedades semejantes a las equivalentes potenciales. Es la temperatura del termómetro húmedo (o mojado, como prefieren algunos denominarla) del psicrómetro, T_w . Basta tener un termómetro ordinario cuyo bulbo esté cubierto por una gamuza empapada en agua, para que la temperatura que indique, inferior a la del aire si éste no está saturado, se pueda utilizar como un invariante para masas de aire que sufran los mismos procesos anteriormente indicados.

La temperatura del termómetro húmedo, T_w , está relacionada también con todas las equivalentes potenciales y resulta ser la mínima que puede alcanzar una masa de aire al saturarse, a presión constante, por evaporación de agua en su seno.

Veamos un ejemplo de lo anterior. Por debajo de una nube que produce precipitación, el agua de la lluvia desciende y arrastra el aire hacia abajo. Sin embargo, también se evapora parcial o totalmente (a veces no llega la lluvia al suelo, con lo que la evaporación es total). Dicha evaporación hace descender la temperatura del aire que podría, en el límite, llegar a T_w . El aire más frío por la evaporación es más denso que aquel en el que ésta no se ha producido y tiende a descender. Los dos efectos, arrastre y enfriamiento, se superponen y pueden dar lugar a los denominados «desplomes» que producen peligrosos vientos por debajo de las nubes de tormenta. Estas condiciones son especialmente críticas durante la operación de toma de tierra de los aviones.

Aparte de las propiedades de invariancia de las anteriores temperaturas, su variación según la vertical proporciona un criterio sobre la denominada estabilidad, o capacidad del aire a entorpecer los movimientos verticales en su seno.

En aire seco se habla de estabilidad, indiferencia o inestabilidad si la temperatura potencial, respectivamente, crece, no varía o decrece con la altura. Como indiqué al principio, normalmente la temperatura potencial crece con la altura. Esto quiere decir que para aire seco normalmente se tiene estabilidad (a veces se añade el adjetivo absoluta para diferenciarla de otros tipos).

En el caso de aire húmedo saturado, debido al calor latente liberado en la condensación que se produzca, el criterio no se aplica con la temperatura potencial sino con las equivalentes potenciales o con la del termómetro húmedo. Se habla entonces de estabilidad, indiferencia o inestabilidad potencial o convectiva si esas temperaturas, respectivamente, crecen, no varían o decrecen con la altura. En este caso ya no es cierto que casi siempre se tenga estabilidad. Aire relativamente cálido y húmedo, en niveles bajos, y relativamente frío y seco por encima, es potencialmente inestable. Si se inicia por alguna causa un movimiento ascendente (como cuando una masa de aire remonta en su movimiento la ladera de una cordillera o montaña) la atmósfera lo favorece y se produce un fuerte movimiento convectivo, con formación de nubes de desarrollo vertical, capaces de producir lluvias muy copiosas. Hay algunos casos extremos espectaculares, con estabilidad absoluta en la capa más baja de la atmósfera, pero con inestabilidad potencial por encima.

Si se logra «romper» esa capa estable el proceso es tan rápido, y con tal liberación de energía, que se le da en la literatura especializada el nombre de explosivo.

El estudio de la distribución espacial de estas propiedades es lo que ha permitido justificar la formación de masas de aire mediterráneas, al adquirir el aire, tras permanecer cierto tiempo sobre el mar, estructura vertical potencialmente inestable con humedad elevada en las capas bajas (Jansà, 1959; Ramis, 1995).

Hasta ahora se han visto propiedades «estáticas» de las masas de aire; no se considera el que la masa se mueva como consecuencia de la existencia de fuerzas, de distinta índole, actuando sobre ellas. En lo que sigue se introducirán aspectos «dinámicos» para las masas de aire.

La vorticidad potencial

Se verá ahora que el inicio es completamente diferente del correspondiente a los aspectos estáticos. Mientras anteriormente he hecho referencia a pretendidas propiedades horizontalmente uniformes para identificar a las masas de aire, ahora no es posible para el comportamiento dinámico. Si el aire, un fluido, se moviera por igual en todos sus puntos, no experimentaría deformaciones, característica diferenciadora de su dinámica frente a los «sólidos rígidos». Hay que iniciar aquí la descripción del movimiento haciendo hincapié, por lo tanto, en el movimiento diferenciado de un punto a otro del fluido. De esta forma, un observador en un lugar concreto, sería capaz de poder deducir si, a su alrededor, el aire gira o no, como lo hace el agua de una bañera al salir por el sumidero. Este movimiento en torbellino del aire se identifica por medio de una variable física que se denomina vorticidad y que proporciona información tanto de la intensidad del torbellino, o vórtice, como de la orientación de su eje.

En el caso del aire, hay que distinguir una parte de la vorticidad debida al propio movimiento del aire respecto a la Tierra (vorticidad relativa) y otra parte consecuencia de la rotación del planeta (vorticidad planetaria). A la superposición de los dos efectos se le denomina vorticidad absoluta.

Hay algunos teoremas hidrodinámicos clásicos (debidos a Kelvin y Bjerknes) que establecen condiciones bajo las que la vorticidad absoluta puede ser invariante en el movimiento de una masa de aire. Es especialmente interesante la parte que afectaría a la orientación vertical de los ejes de torbellino. En el caso de la vorticidad planetaria, la intensidad queda identificada por el llamado parámetro de Coriolis, f , cuyo valor es

$$f = 2\Omega \sin \varphi \quad [6]$$

con $\Omega = 7.27 \times 10^{-5}$ rad/s, velocidad angular de rotación de la Tierra y φ , latitud del lugar. En el ecuador, $\varphi = 0$, la vorticidad planetaria sería nula (la rotación de la Tierra no influye verticalmente) y en el polo N, $\varphi = 90^\circ$, la vorticidad planetaria es máxima, e igual al doble de la velocidad angular de rotación de la Tierra.

Si bajo ciertas condiciones se conserva la vorticidad absoluta (en componente vertical), un vórtice que se moviera hacia el N, iría ganando vorticidad planetaria, con lo que debería perder vorticidad relativa (debilitarse el torbellino) en la misma cantidad, para que la suma, que no es otra cosa que la correspondiente vorticidad absoluta, no cambiara. El mismo vórtice moviéndose hacia el S, se iría intensificando, a medida que disminuye su vorticidad planetaria en la misma cantidad.

La vorticidad potencial incorpora características termodinámicas a la descripción dinámica anterior. Hay que decir, antes de seguir, que se produjeron dos aproximaciones independientes al problema. La que mayor difusión tuvo, al menos en un principio y sobre todo en el mundo anglófono, se debe a Rossby (1940). Él dió una formulación física abreviada, a partir de los teoremas de conservación del torbellino, y acuñó el nombre de vorticidad potencial. Por otra parte, Ertel (1942) publicó en alemán —en una época no muy favorable para la difusión científica normal— un nuevo teorema hidrodinámico del torbellino, con una maravilla de deducción matemática, en la que aparece una propiedad conservativa bajo ciertas condiciones (que no indicaré), de la que la vorticidad potencial de Rossby es un caso particular. El siguiente paso ha sido costoso, pero necesario. Se reconoce la paternidad de la vorticidad potencial a Ertel, y se le concede a Rossby el honor de haber deducido un importante caso particular, que permite, a su vez, la interpretación física de lo que significa la vorticidad potencial.

Las características termodinámicas del aire aparecen en la vorticidad potencial por medio de la densidad y de la variación espacial de la temperatura potencial. Dicha variación espacial, que no es otra cosa que la heterogeneidad —contraria como es evidente a la homogeneidad—, se mide por medio del vector gradiente.

El movimiento del aire es tal que, cambiando en el transcurso del tiempo la densidad, ρ , el gradiente de temperatura potencial, $\nabla\theta$, y la vorticidad absoluta, ξ^{\pm} , no lo hacen de forma arbitraria, sino que, si se puede prescindir de ciertos efectos, sus valores se ajustan para que la vorticidad potencial, Π , permanezca invariante. Dicha vorticidad potencial resulta ser

$$\Pi = \frac{\xi^{\pm} \cdot \nabla\theta}{\rho} \quad [7]$$

y, pese a haber sido introducida hace medio siglo, es ahora cuando goza de su máximo esplendor, gracias a las capacidades de cálculo, gráficas y de animación, disponibles en la actualidad por medios informáticos. En realidad casi podemos decir que, con la vorticidad potencial, podemos pintar las masas de aire de mil colores y seguir estos en su movimiento.

Siendo esto muy importante, mucho más lo es el que, bajo ciertas condiciones, todas las variables físicas importantes (dinámicas y termodinámicas) se pueden deducir a partir de la vorticidad potencial (se denomina principio de inversión: Hoskins et al., 1985; Thorpe, 1985; Egger, 1990; Raymond, 1992). La vorticidad potencial goza además de la denominada propiedad de impermeabilidad (Haynes y McIntyre, 1990), por la que, aunque no sea estrictamente conservativa, se la puede seguir como si fuera un trazador pasivo. Sería equivalente a una sustancia química que se introdujera en el aire y que, siguiéndola en su movimiento, no reaccionara con ninguno de los constituyentes atmosféricos. La ventaja de la vorticidad potencial es que se calcula y, por lo tanto, no hay que introducir sustancia alguna en el aire para seguir su movimiento y poder identificar así las masas de aire.

Una cuestión que queda pendiente, y que se debe abordar, es el porqué fue denominada vorticidad potencial por Rossby. La razón tiene que ver con el caso particular, con cuya deducción contribuyó Rossby en este aspecto. Sin embargo, parte de sus propiedades están en la expresión (7), como ya he dicho, más general. Lo veremos a partir de ella.

Las superficies ideales en que la temperatura potencial, θ , toma el mismo valor,

isotermas potenciales, determinan con su distribución espacial el valor del gradiente $\nabla\theta$, siendo más intenso allí donde las superficies están más juntas, allí donde hay más heterogeneidad. El producto escalar por la vorticidad absoluta de (7), como se sabe, se puede interpretar como producto del módulo de uno de los vectores (del gradiente, por ejemplo) por la proyección del otro vector sobre el primero (en este caso sería la proyección de la vorticidad absoluta sobre la dirección del gradiente, perpendicular a las superficies isotermas potenciales. O sea, se trataría de la componente normal). En el denominador de (7) aparece la densidad del aire. Aunque éste es compresible, se puede admitir, en primera aproximación, que, durante el movimiento, la densidad no cambia apreciablemente de valor.

Supongamos una situación en que, siguiendo el movimiento del aire, las superficies de θ constante se muevan de tal forma que se vayan progresivamente juntando. Al aumentar el gradiente debe disminuir la componente normal de la vorticidad absoluta para que, sin cambiar apreciablemente la densidad ρ , se mantenga constante la vorticidad potencial, dada por (7). Por el contrario, si el gradiente se debilita, debe aumentar la componente normal de la vorticidad absoluta. Todo ocurre como si la vorticidad estuviera «almacenada» allí donde se tienen las superficies isotermas potenciales «empaquetadas» y se liberara cuando se «desempaquetan». Este es el sentido del término potencial; que existe vorticidad almacenada que potencialmente puede ser liberada. El que esa vorticidad liberada sea capaz de crear torbellino en el movimiento, depende del hecho de que durante el proceso se mantenga, o no, la vorticidad planetaria.

Uno de los lugares donde la vorticidad potencial es muy grande es la estratosfera, debido a que el paso de la alta troposfera a la baja estratosfera a través de la tropopausa representa un gran aumento de la estabilidad absoluta. Esto hace que la temperatura potencial aumente rápidamente con la altura y se tengan, entonces, grandes empaquetamientos de isotermas potenciales con altos valores, como he indicado anteriormente, de vorticidad potencial.

Otro de los aspectos que convierte en importante a la vorticidad potencial tiene que ver con el principio de inversión, ya mencionado. En aquellas regiones limitadas de la atmósfera en donde existen grandes valores de vorticidad potencial —anomalías positivas— se observa, y se puede probar teóricamente la razón (Thorpe, 1985; Bishop y Thorpe, 1994; Thorpe y Bishop, 1995), que el aire se mueve ciclónicamente alrededor de la anomalía; o sea, visto desde arriba, en sentido contrario a las agujas de un reloj. En el caso de anomalías negativas, por el contrario, el movimiento sería anticiclónico.

Todas estas propiedades hacen de la vorticidad potencial una magnitud única para interpretar la dinámica de la atmósfera (McIntyre, 1988) y seguir, gracias a ella, el movimiento de las masas de aire.

Aplicaciones de la vorticidad potencial

Son innumerables los trabajos en que se aplican conceptos de vorticidad potencial para interpretar la dinámica atmosférica. Tanto es así que, tras el trabajo seminal de Hoskins et al. (1985), se ha acuñado el término «PV thinking» para esta forma de proceder basada en el significado de la vorticidad potencial (el acrónimo PV deriva del inglés, potential vorticity). El propio Hoskins, padre de esta tendencia, desarrolla un gran trabajo desde la Universidad de Reading «reescribiendo» muchas de las páginas de la

meteorología dinámica en términos de su «PV thinking» (p.e., Hoskins, 1990).

Como consecuencia del espíritu mediterráneo del investigador que homenajeamos en este volumen, mencionaré principalmente algunas aplicaciones particulares que tienen que ver con nuestro mar. Uno de los rasgos climáticos del Mediterráneo occidental es su carácter ciclogénico. De hecho, la ciclogénesis del Golfo de Génova, también llamada alpina, es una de las mejor conocidas, gracias a importantes estudios teóricos, llevados a cabo fundamentalmente en Bolonia (ver, p.e., como sinópsis, Tibaldi, Buzzi y Speranza, 1990) y al desarrollo de un gran experimento internacional, el ALPEX, sobre el papel que la cordillera alpina juega en la ciclogénesis. Una forma de interpretar dicha ciclogénesis alpina es mediante una interacción de anomalías de vorticidad potencial cuando se acercan en la vertical en las proximidades de la cordillera, como una especie de estalagmitas y estalagmitas. Una de las anomalías viaja embebida en la circulación general, en niveles altos, descendiendo a medida que se acerca a los Alpes. Las otras anomalías se encuentran en niveles bajos, consecuencia de la presencia de la montaña y del mar, relativamente caliente. Si esas anomalías llegan a estar suficientemente cerca se pueden unir en una sola, formando un gran remolino de eje casi vertical, que no es otra cosa que el ciclón de origen orográfico. Ocurre a veces que, antes de llegar a los Alpes, la anomalía elevada puede interaccionar con otras superficiales que se encuentran en las proximidades de la costa catalana, dando lugar a un ciclón capaz de producir lluvias intensas en Catalunya. Posteriormente se puede desplazar la baja hasta el golfo de Génova e intensificarse allí localmente. Alonso y Ramis (1992) pusieron de manifiesto alguno de estos aspectos para una situación de lluvia intensa en Catalunya.

Es también muy conocida la particularidad climática estival de la península ibérica, relativa a la presencia de la baja térmica. Esta estructura se sabe que tiene pequeña extensión vertical ya que está condicionada por el fuerte calentamiento del suelo y éste, como es lógico, se deja sentir sólo en las capas más bajas de la atmósfera. Alonso et al. (1994) identifican la baja térmica con una cúpula de vorticidad potencial negativa, como máximo de unos 2000 m de espesor, acompañada por una estructura de las isotermas potenciales en forma de embudo. Además, la impermeabilidad de las superficies de vorticidad potencial constante, en particular la de valor cero, hace que el aire quede como atrapado por ella. Dependiendo del régimen sinóptico general, la cúpula se deforma pero se mantiene anclada al suelo, a no ser que algún frente suficientemente activo la logre barrer. Plantean Alonso et al. (1994) que su presencia en verano podría actuar como inhibidora de la ciclogénesis de Argelia, causante de muchas de las situaciones de lluvia intensa en el Mediterráneo occidental (Jansà et al., 1986; Genovés y Jansà, 1989). Al llegar el otoño, y debilitarse la baja térmica, se podrían empezar a desarrollar las bajas al norte de la cordillera del Atlas, originadas por un mecanismo semejante al de las bajas del Golfo de Génova.

La última aplicación que comentaré tiene relación con el «almacen» estratosférico de vorticidad potencial. En determinadas condiciones, cuando la tropopausa presenta una gran pendiente, se produce, debido a un proceso de inestabilización, la «ruptura» de la tropopausa. Esta ruptura provoca intercambios de aire estratosférico y troposférico, lo que se puede poner de manifiesto usando la vorticidad potencial como trazador. Descendiendo por las superficies isotermas potenciales, que allí tienen una pendiente importante, se aprecia la aparición de anomalías de vorticidad potencial en las capas altas de la troposfera. A veces quedan aisladas en determinadas zonas, coincidentes con lo que se ha dado en llamar «gotas frías», que tanta influencia meteorológica tienen en nuestra zona geográfica. Dichas estructuras, para las que hoy se está proponiendo desde el Instituto Nacional de

Meteorología el nombre de DANA (Depresión Aislada en Niveles Altos), tienen, según el «PV thinking», una interpretación clara: son anomalías positivas de vorticidad potencial en niveles altos, de origen estratosférico, pero aisladas, o casi aisladas, de ese gran almacén. Estas anomalías son un ingrediente importante de los procesos de ciclogénesis, como ya hemos visto anteriormente para el caso alpino.

Una consecuencia de la mezcla vertical que se produce a raíz de la ciclogénesis, es que el aire estratosférico, rico en ozono, puede llegar al suelo. Este mecanismo resulta eficaz para hacer aumentar, al nivel de la superficie de la Tierra, la concentración de ozono (Cuevas, 1996). Esta última aplicación de la vorticidad potencial, como trazador para estudiar las intrusiones estratosfera-troposfera, la quiero utilizar para acabar con una figura espectacular (Fig. 1, reproducción de Holton et al., 1995). Gracias a los recursos de cálculo y gráficos actuales, esta importante variable, introducida teóricamente hace unos cincuenta años, alcanza en nuestros días su máximo esplendor. Con ella podemos decir que culmina el proceso de búsqueda de magnitudes invariantes para masas de aire.

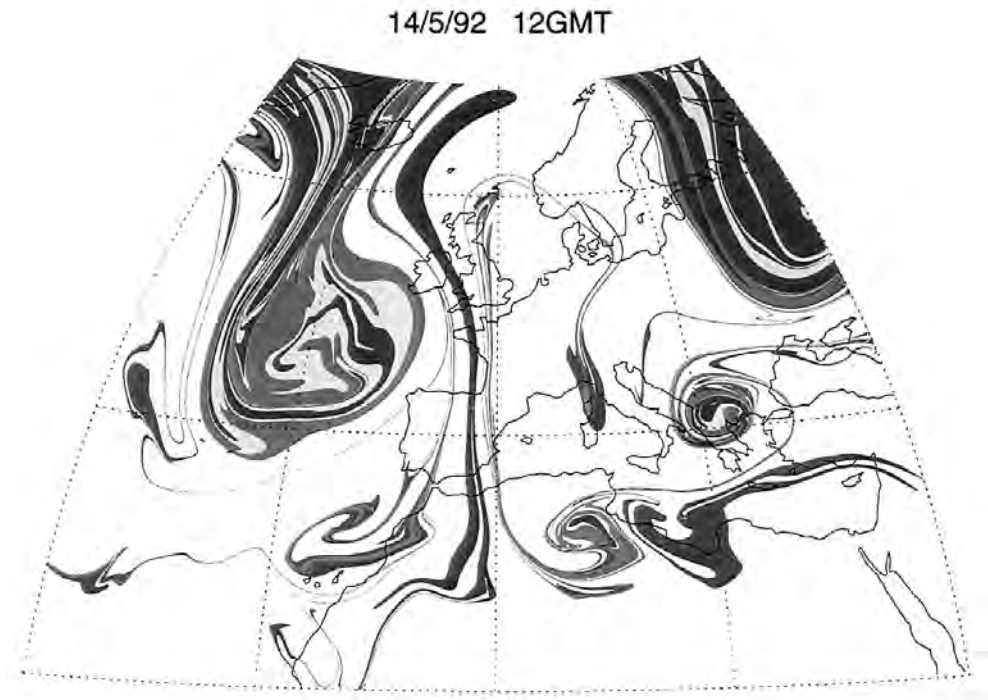


Fig. 1. Diferentes valores de vorticidad potencial sobre una superficie isoterma potencial aparecen coloreados. La superficie indicada intersecta la tropopausa, con lo que se puede seguir el intercambio de aire estratosfera-troposfera a través de la tropopausa. A destacar los grandes embolsamientos de aire estratosférico, con valores grandes de vorticidad potencial, al NW de la península y sobre Rusia. El ozono estratosférico, transportado muy aproximadamente como los colores de esta figura, podría alcanzar el suelo como consecuencia de la mezcla vertical que se produce por debajo de las anomalías positivas de vorticidad potencial.

Referencias

- Alonso, S. y C. Ramis, 1992: «What IPV can say about intense rain and floods in the Eastern coast of Spain». XVII General Assembly of the European Geophysical Society (Edinburgh, UK). *Ann. Geophys.*, Vol. 10 supl. II, C250.
- Alonso S., A. Portela y C. Ramis, 1994: «First considerations on the structure and development of the Iberian thermal low-pressure system». *Ann. Geophysicae*, 12, 457-468.
- Ballester, M., 1993: *Meteorología o Física del Aire*. Eudema Universidad. Madrid. 166 pp.
- Bishop, C. H. y A. J. Thorpe, 1994: «Potential vorticity and the electrostatics analogy: quasi-geostrophic theory». *Quart. J. R. Met. Soc.*, 120, 713-731.
- Cuevas, E., 1996: «Estudio del comportamiento del ozono troposférico en el Observatorio de Izaña (Tenerife) y su relación con la dinámica atmosférica». Tesis Doctoral. Facultad de Ciencias Físicas. Universidad Complutense de Madrid.
- Egger, J., 1990: «Some aspects of potential vorticity inversion». *J. Atmos. Sci.*, 47, 1269-1275.
- Ertel, H., 1942: «Ein Neuer hydrodynamischer Wirbelsaltz». *Met. Z.*, 59, 271-281.
- Genovés, A. y A. Jansà, 1989: «Caracterización estadística de las perturbaciones mesoescalares en la región ibérico-mediterránea». Primer Simposio Nacional de Predictores del INM, 39-47. INM, Madrid.
- Haynes, P. H. y M. E. McIntyre, 1990: «On the conservation and impermeability theorems for potential vorticity». *J. Atmos. Sci.*, 47, 2021-2031.
- Holton, J. R., P. H. Haynes, M. E. McIntyre, A. R. Douglass, R. B. Rood y L. Pfister, 1995: «Stratosphere-troposphere exchange». *Rev. Geophys.*, 33, 403-439.
- Hoskins, B. J., M. E. McIntyre y A. W. Robertson, 1985: «On the use and significance of isentropic potential vorticity maps». *Quart. J. R. Met. Soc.*, 111, 877-946.
- Hoskins, B. J., 1990: «Theory of extratropical cyclones». En *Extratropical Cyclones. The Erik Palmén Memorial Volume*. Newton, C. W. y E. O. Holopainen, Eds., 63-80. AMS. Boston.
- Jansà, J. M., 1959: *Tratado de Meteorología Teórica*. Instituto Nacional de Meteorología. Madrid. (Reeditado por el INM en 1985).
- Jansà, J. M., 1959: «La masa de aire mediterránea». *Rev. Geofís.*, 69, 35-50.
- Jansà, A., S. Alonso, C. Ramis, M. A. Heredia y J. A. García-Moya: 1986: «Non-Alpine contributions to Mediterranean cyclogenesis: synoptic study of two cases wich occurred during ALPEX Special Observation Period». *Scientific Results of the Alpine Experiment (ALPEX). GARP Publications Series*. No. 27, 1, 297-309. OMM. Ginebra.
- McIntyre, 1988: «Numerical weather prediction: a vision of the future». *Weather*, 43, 8, 294-298.
- Morán, F., 1944: *Apuntes de Termodinámica de la Atmósfera*. Instituto Nacional de Meteorología. Madrid. (Reditado por el INM en 1984).
- Puigcerver, M., 1968: *Apuntes de Física del Aire*. Dept. de Física de la Tierra y del Cosmos. Universidad de Barcelona.
- Ramis, 1995: «Las observaciones de la atmósfera libre en Mallorca: una breve historia y algunos resultados». *Rev. Cièn.*, 17, 41-58.
- Raymond, D. J., 1992: «Nonlinear balance and potential-vorticity thinking: at large Rossby number». *Quart. J. R. Met. Soc.*, 118, 987-1015.
- Rossby, C. G., 1940: «Planetary flow patterns in the atmosphere». *Quart. J. R. Met. Soc.*, suplement. 66, 68-87.
- Thorpe, A. J., 1985: «Diagnosis of balanced vortex structure using potential vorticity». *J. Atmos. Sci.*, 42, 397-406.
- Thorpe, A. J. y C. H. Bishop, 1995: «Potential vorticity and the electrostatics analogy: Ertel-Rossby formulation». *Quart. J. R. Met. Soc.*, 121, 1477-1495.
- Tibaldi, S. y A. Buzzi, 1990: «Orographic cyclogenesis». En *Extratropical Cyclones. The Erik Palmén Memorial Volume*. Newton, C. W. y E. O. Holopainen, Eds., 107-127. AMS. Boston.