

CAPÍTULO 1

FUNDAMENTOS DEL ESTUDIO DE LA CAPA SUPERFICIAL ATMOSFÉRICA

A continuación se exponen los conceptos básicos necesarios para desarrollar el presente trabajo de investigación en micrometeorología. Se muestra la estructura de la capa fronteriza atmosférica y las características turbulentas de la capa superficial. Además se presentan las ecuaciones del movimiento y su imposibilidad de resolución por métodos analíticos, conduciéndonos a las teorías semiempíricas que ayudan a simplificar el sistema de ecuaciones y nos permiten introducir diversos parámetros útiles en micrometeorología.

1.1 Alcance de la micrometeorología

Los movimientos y los fenómenos atmosféricos se caracterizan por una gran variedad de escalas espaciales y temporales. En meteorología, la escala espacial oscila entre el orden milimétrico y la longitud de la circunferencia terrestre en la dirección horizontal y el espesor total de la atmósfera en la dirección vertical. En lo concerniente a la escala temporal, el rango varía desde una pequeña fracción de segundo hasta varios meses o años. Estas escalas del movimiento se clasifican generalmente en tres amplias categorías denominadas: microescala, mesoescala y macroescala. En la literatura, a veces, se usan términos tales como local, regional y global para caracterizar las escalas atmosféricas y los fenómenos asociados a ellos.

La micrometeorología es la rama de la meteorología que trata los fenómenos y los procesos atmosféricos del final del espectro de las escalas atmosféricas, que está caracterizada como microescala o pequeña escala. En consecuencia, la micrometeorología estudia los procesos de escala local.

Principalmente, la visión de la micrometeorología se centra en aquellos fenómenos que se originan, y están dominados, por la interacción de la atmósfera con la superficie terrestre. La capa atmosférica en la que predominan y se aprecian estos fenómenos se denomina, comúnmente, capa fronteriza atmosférica (*Atmospheric Boundary Layer, ABL*) o capa límite planetaria (*Planetary Boundary Layer, PBL*).

A continuación se describe la estructura básica de la capa fronteriza atmosférica y componentes principales que en ella se distinguen.

1.1.1 Capa fronteriza atmosférica

La capa fronteriza se define como la sección o porción de un fluido, sea líquido o gas, que está en contacto con una superficie, sea sólida o líquida, donde tienen lugar importantes intercambios de momento, de calor o de masa entre ambos. Consecuentemente, en esta capa se observan variaciones bruscas de las propiedades del fluido, tales como la velocidad y la temperatura.

La capa fronteriza atmosférica se forma como consecuencia de la interacción entre la atmósfera y la superficie (tierra o mar) y la escala de tiempo oscila entre una fracción de segundo y unas pocas horas. La influencia de la fricción superficial, el calentamiento terrestre o marítimo, etc., se transmite rápida y eficientemente a la totalidad de la capa límite, mediante los mecanismos de transferencia o mezcla turbulenta. Así mismo, y en

sentido inverso, el momento, el calor y la masa se transfieren, también, desde la capa fronteriza hacia la superficie mediante los mismos mecanismos.

La altura de la capa fronteriza atmosférica varía en un amplio rango de medidas, desde varias decenas de metros hasta un par de kilómetros, dependiendo del calentamiento de la superficie, de la fuerza del viento, de las características rugosas y topográficas de la superficie, de los movimientos verticales a gran escala y de la advección horizontal de calor y de humedad, entre otros factores.

Sobre tierra, en regiones de altas presiones, la capa límite atmosférica desarrolla una estructura bien definida que evoluciona con el ciclo diario, Figura 1.1. Las tres componentes principales de esta estructura son: la capa de mezcla, la capa residual y la capa estable nocturna.

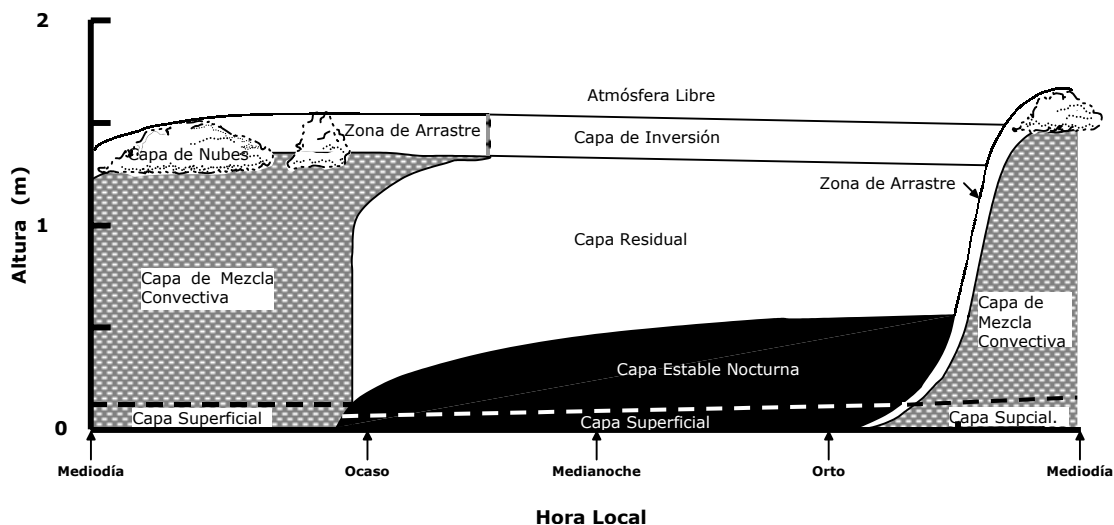


Figura 1.1 La estructura de la capa fronteriza atmosférica en regiones sometidas a altas presiones sobre tierra consta principalmente de tres partes: capa de mezcla muy turbulenta, capa residual menos turbulenta y una capa estable nocturna con turbulencia esporádica (Stull, 1988).

Durante el día, cuando la irradiancia solar que llega al suelo es intensa, se desarrolla convección térmica. Es decir, el aire caliente asciende, creándose una estructura de inestabilidad (turbulencia convectiva o térmica) en las capas bajas de la atmósfera. Otra fuente de turbulencia térmica, aunque menos activa, es la generada por la base de los cúmulos que actúan como un cuerpo negro radiando energía. Éstos se enfrían, así como, también el aire que está en contacto con ellos, obteniéndose aire frío descendente. Esta activa turbulencia tiende a hacer desaparecer los gradientes de calor, de humedad y de momento, creándose una capa de mezcla.

Después de la puesta de sol, la superficie terrestre no recibe irradiancia solar, pero sí emite irradiancia en onda larga (Ley de Stefan-Boltzmann). Consecuentemente, el suelo y el aire en contacto con él, así como las capas más bajas de la atmósfera, se van enfriando más rápidamente que el aire en las capas más altas. De esta forma se obtiene un aumento de la temperatura con la altura y, por tanto, una capa térmicamente estable. El aire con estratificación estable tiende a suprimir la turbulencia. A medida que aumenta la altura, la inversión se debilita o desaparece, dando paso a la capa residual con estratificación neutral o indiferente resultante de la mezcla por convección del día anterior.

Al igual que la capa fronteriza atmosférica presenta variación diaria aumentando y disminuyendo su altura como consecuencia del calentamiento diario y el ciclo de enfriamiento nocturno, el viento, la temperatura y otras propiedades de la capa fronteriza atmosférica exhiben, a su vez, una fuerte variación diaria. En el capítulo 4 se

estudia la evolución diurna de las principales variables meteorológicas a diferentes alturas manifestándose dicha variación periódica.

Además, dentro de la capa fronteriza atmosférica se define una capa más fina, cercana al suelo, que se denomina capa superficial atmosférica. A continuación exponemos sus principales características.

1.1.2 Capa superficial atmosférica

La capa más próxima al suelo de la capa fronteriza atmosférica se denomina capa superficial atmosférica (*Atmospheric Surface Layer, SL*). En particular, se define como la capa donde los flujos turbulentos varían menos del 10% del valor que tienen en la superficie terrestre. Como la cima de la capa superficial atmosférica no es tan fácil de distinguir como la de la capa límite atmosférica, se adopta el siguiente criterio para definir la cima de la capa superficial: La capa superficial atmosférica comprende el 10 % de la capa fronteriza atmosférica que está en contacto directo con la superficie terrestre.

El hecho de que la capa superficial esté en contacto con la superficie terrestre justifica la gran influencia de esta capa sobre la totalidad de la capa fronteriza atmosférica.

En la capa superficial atmosférica tienen lugar las variaciones bruscas de las variables meteorológicas con la altura y, consecuentemente, la mayoría de intercambios de momento, de calor y de masa, realizados básicamente por mecanismos turbulentos.

La turbulencia es la aparente naturaleza caótica de muchos flujos, manifestándose en forma de fluctuaciones irregulares, casi aleatorias, de la velocidad y de la temperatura alrededor del valor medio en el tiempo y en el espacio. Los movimientos en la capa fronteriza atmosférica son, casi siempre, turbulentos. En la capa superficial, la turbulencia es más o menos continua, mientras que puede ser intermitente en la parte superior de la capa límite atmosférica y, a veces, está mezclada con ondas internas de gravedad.

Básicamente, la temperatura y la humedad, a cualquier altura, dependen fuertemente de la historia reciente de la capa superficial atmosférica, y se han de predecir mediante las ecuaciones de pronóstico, conjuntamente con las condiciones iniciales y de contorno. Igual que le ocurre al módulo del viento, con la salvedad de que es siempre cero en la superficie y aumenta con la altura. En consecuencia, el perfil medio del viento puede describirse mediante un perfil logarítmico.

El comportamiento de la capa superficial atmosférica muestra una fuerte variación diurna; durante las horas de sol, se caracteriza por un gradiente superadiabático, un decrecimiento de la humedad con la altura y una gran cizalla de viento. Además, la turbulencia es de carácter térmico y mecánico. Por la noche, la capa superficial atmosférica se caracteriza por una fuerte estabilidad que impide los movimientos verticales de las partículas de aire, mostrando generalmente turbulencia de carácter mecánico exclusivamente.

1.2 Fundamentos de la turbulencia

Para lograr un entendimiento cualitativo o cuantitativo de los procesos de intercambio turbulento, que suceden en la PBL, es esencial un conocimiento de los fundamentos básicos de la turbulencia. A continuación tratamos brevemente dichos aspectos.

1.2.1 Fluidos viscosos

En los tratados teóricos sobre flujos de fluidos, como por ejemplo Tennekes y Lumley (1972), los flujos se dividen generalmente en 2 amplias categorías: los fluidos viscosos y los fluidos no viscosos.

Los fluidos no viscosos son fluidos ideales donde los efectos de la viscosidad se ignoran totalmente; por ejemplo, se supone que el fluido no tiene viscosidad y el flujo se considera no turbulento. Los fluidos no viscosos están suavizados y ordenados; las capas adyacentes del fluido pueden deslizarse fácilmente unas sobre otras o sobre superficies sólidas sin provocar ninguna fricción o arrastre. Consecuentemente, no hay mezcla ni transferencia de momento, ni de calor ni de masa entre las capas del fluido en movimiento. Tales propiedades pueden transportarse sólo a lo largo de las líneas de corriente por la advección. La teoría de estos fluidos presenta muchas dificultades e inconsistencias a la hora de llevarla a la práctica en los problemas de frontera e interfase.

La viscosidad de un fluido es una propiedad molecular que mide la resistencia interna del fluido a la deformación. Todos los fluidos reales, sean líquidos o gases, tienen una viscosidad finita asociada. Dentro del flujo del fluido, la viscosidad es responsable de la resistencia de fricción entre las capas adyacentes del fluido. La fuerza de resistencia por unidad de área se denomina tensor de esfuerzo o tensor de cizalla, por estar asociado al movimiento de cizalla (variación de velocidad) entre las capas, y se simboliza por τ . De las observaciones de tales flujos, Newton¹ encontró que el tensor de cizalla es proporcional al gradiente de la velocidad, donde el coeficiente de proporcionalidad μ se denomina viscosidad dinámica del fluido. Aunque, en los problemas de flujos de un fluido, es más conveniente usar la viscosidad cinética $\nu \equiv \mu/\rho$, que tiene dimensiones de $L^2 T^{-1}$, donde ρ es la densidad del fluido.

En particular, para un fluido gaseoso, tal como el aire, una derivación teórica más rigurosa de la relación entre el tensor de cizalla y el gradiente de la velocidad puede obtenerse de la teoría cinética, que claramente muestra la viscosidad como una propiedad molecular que depende de la temperatura y la presión en el fluido (esta dependencia es, sin embargo, débil y normalmente ignorada en la mayoría de las aplicaciones meteorológicas).

En la mayoría de los fluidos reales, las variaciones espaciales de la velocidad en diferentes direcciones conllevan un tensor de cizalla. Las relaciones, más generales, entre las componentes del tensor de cizalla y el gradiente de velocidad, en cualquier punto de un fluido newtoniano, son:

$$\left. \begin{aligned} \tau_{xy} = \tau_{yx} &= \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \\ \tau_{xz} = \tau_{zx} &= \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \\ \tau_{yz} = \tau_{zy} &= \mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \end{aligned} \right\} \quad (1.1)$$

donde u , v y w son las tres componentes del viento en un sistema de coordenadas cartesianas, el primer miembro del subíndice de τ señala la dirección normal al plano del tensor de cizalla y el segundo señala la dirección del tensor. Las expresiones de la

¹ los fluidos que siguen una relación lineal entre el tensor y el gradiente de la velocidad se denominan newtonianos

ecuación 1.1 implican que en los fluidos newtonianos los tensores de cizalla son proporcionales a la razón de tensión aplicada o deformación, representada por las cantidades entre paréntesis. Aquí, los tensores y las deformaciones son cantidades instantáneas en un punto del fluido.

Otro efecto importante de la viscosidad es la disipación de la energía cinética, transformándose constantemente en calor. En consecuencia, para mantener el movimiento, la energía tiene que ser continuamente suministrada externamente o convertida de la energía potencial, que existe en forma de gradientes de presión y de densidad del fluido.

Aunque los efectos mencionados de la viscosidad se manifiestan, en diferentes grados, en todos los fluidos reales, sólo son especialmente importantes en ciertas regiones y en ciertos tipos de fluidos, como por ejemplo en las capas fronterizas, capas de mezcla y chorros.

- **Flujos laminares y turbulentos**

Los flujos de los fluidos viscosos pueden ser clasificados como laminares o turbulentos, aunque también puede reconocerse una categoría intermedia de transición entre las dos.

Un flujo laminar se caracteriza por un movimiento plano, ordenado y suave, con las capas adyacentes del fluido deslizándose, unas con otras, con muy poca mezcla y, por tanto, escasa transferencia, sólo a escala molecular, de las propiedades entre las capas y en toda su extensión. Con los fluidos en régimen laminar, el flujo, la temperatura asociada y la concentración son regulares y predecibles, variando sólo gradualmente en el espacio y en el tiempo.

En contraste, los flujos turbulentos son altamente irregulares, casi aleatorios, tridimensionales, altamente rotacionales, disipativos y con movimientos muy difusivos (mezcla). En éstos, todo el flujo y las propiedades escalares exhiben variaciones altamente irregulares (fluctuaciones) en el tiempo y en el espacio, con un amplio rango de escalas temporales y espaciales. Debido a su naturaleza casi aleatoria (existe algún orden, persistencia y correlación entre las fluctuaciones en el tiempo y en el espacio), los movimientos turbulentos no pueden ser predecidos o calculados exactamente como funciones del tiempo y del espacio; generalmente se estudian y tratan con sus propiedades estadísticas medias.

La mayoría de los flujos de la naturaleza son turbulentos. En particular, los movimientos de pequeña escala en la baja atmósfera son turbulentos.

1.2.2 Características generales de la turbulencia

En términos sencillos, nos referimos a la turbulencia como a unos movimientos irregulares y caóticos. Pero no todos los movimientos irregulares y caóticos de los fluidos reales son turbulentos. Las características generales de la turbulencia son:

Irregularidad o aleatoriedad. Cualquier movimiento turbulento es esencialmente impredecible. Por esta razón, en la práctica se usa invariablemente una descripción estadística de la turbulencia.

Tridimensional y rotacional. El campo de velocidades de cualquier flujo turbulento es tridimensional y altamente variable en el tiempo y el espacio. Consecuentemente, el campo de vorticidad es también tridimensional y el flujo es altamente rotacional.

Difusividad o habilidad para mezclar propiedades. Ésta es probablemente la propiedad más importante. Es responsable de la difusión eficiente de momento, de calor

y de masa (por ejemplo, vapor de agua, CO₂, contaminantes, etc.) en los flujos turbulentos.

Disipación. La energía cinética de los movimientos turbulentos se disipa continuamente (convirtiéndose en energía interna o calor) por el efecto de la viscosidad. Consecuentemente, para mantener el movimiento turbulento la energía tiene que ser suplida continuamente. Si no lo es, la turbulencia decae rápidamente.

Multiplicidad de escalas del movimiento. Todos los flujos turbulentos se caracterizan por un amplio rango de escalas o remolinos (dependiendo del número de Reynolds²). La transferencia de energía del flujo medio al turbulento sucede a escalas mayores (grandes remolinos), mientras que la disipación viscosa de la energía turbulenta ocurre a escalas pequeñas (pequeños remolinos). Consecuentemente hay una transferencia continua de energía desde las escalas mayores a las menores. Realmente, se trata de todo un espectro de escalas o remolinos y es un proceso en cascada. Los procesos de transferencia de energía en los flujos turbulentos son altamente no lineales y no se conocen bien.

1.3 Ecuaciones del movimiento

El tratamiento matemático de los flujos de los fluidos, incluyendo los atmosféricos, casi siempre se basa en las ecuaciones del movimiento, que son expresiones matemáticas de las leyes fundamentales de la conservación de masa, de momento y de energía. Por ejemplo, considerando la ley de conservación de la masa en un elemento de volumen del fluido nos encontramos con la ecuación de continuidad, que para un fluido incompresible, en un sistema de coordenadas cartesianas, viene dado por

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (1.2)$$

donde u , v y w son las componentes de la velocidad en las direcciones x , y y z , respectivamente. La ecuación de continuidad impone una compensación del movimiento del fluido tal que la divergencia de la velocidad debe ser cero en todo momento y en cada punto del flujo.

La aplicación de la segunda ley de Newton del movimiento o la consideración de la conservación del momento en un elemento del volumen del fluido, nos conduce a las llamadas ecuaciones de Navier-Stokes, que en coordenadas cartesianas de referencia junto a una superficie de rotación terrestre con los ejes x e y en el plano horizontal y el eje z en la vertical, son

$$\left. \begin{aligned} \frac{Du}{Dt} - fv &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \nabla^2 u \\ \frac{Dv}{Dt} + fu &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \nabla^2 v \\ \frac{Dw}{Dt} + g &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \nabla^2 w \end{aligned} \right\} \quad (1.3)$$

donde f es el parámetro de Coriolis y la derivada total y el operador laplaciano están definidos como

² El número de Reynolds es una combinación adimensional de la velocidad del fluido V , la escala de longitud característica L , la densidad ρ y la viscosidad μ : $Re = VL\rho/\mu$. Sección 1.4.2.

$$\left. \begin{aligned} \frac{D}{Dt} &\equiv \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z} \\ \nabla^2 &\equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \end{aligned} \right\} \quad (1.4)$$

La derivación de las ecuaciones del movimiento, ecuación 1.3, puede encontrarse en Dutton (1976). La interpretación física y la importancia de cada término son como exponemos a continuación: Los términos de la ecuación 1.3 representan las aceleraciones o fuerzas por unidad de masa del elemento del fluido en las direcciones x , y y z . En el término de la izquierda, el primer elemento, se denomina término de inercia porque representa a las fuerzas de inercia provenientes de las aceleraciones locales y advectivas de un elemento del fluido. El segundo elemento de las ecuaciones del movimiento horizontal representa la aceleración o fuerza de Coriolis que aparentemente actúa en el elemento del fluido debido a la rotación terrestre. El término rotacional es insignificante en la ecuación del movimiento vertical y ha sido omitido de la misma. En su lugar, aparece la aceleración de la gravedad. En el término de la derecha de la ecuación 1.3 el primer elemento representa las fuerzas del gradiente de presión y el segundo muestra las fuerzas viscosas o de fricción en un elemento del fluido.

Cuando los términos de viscosidad o fricción pueden ignorarse, las ecuaciones del movimiento se reducen a las denominadas ecuaciones de Euler para un fluido ideal o no viscoso. Las ecuaciones del movimiento de Euler se consideran adecuadas para describir el comportamiento de la atmósfera lejos de cualquier frontera o capa de mezcla.

Para describir matemáticamente los flujos viscosos se tiene que utilizar el conjunto completo de las ecuaciones de Navier-Stokes, que son ecuaciones diferenciales de segundo orden, no lineales y extremadamente difíciles de resolver. La combinación de los términos no lineales de inercia y de viscosidad es la principal responsable de la dificultad.

La primera ley de la termodinámica describe la conservación de la entalpía, incluyendo las contribuciones del transporte del calor latente y el calor sensible. Su expresión en micrometeorología es función de θ y queda como sigue

$$\frac{D\theta}{Dt} = v_{\theta} \nabla^2 \theta - \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial R_n}{\partial z} - \frac{L_p E}{\rho c_p} \quad (1.5)$$

donde v_{θ} es la difusividad térmica, L_p es el calor latente asociado con el cambio de fase, R_n es la radiación neta, E representa la cantidad de vapor de agua por unidad de volumen y de tiempo que se crea debido al cambio de fase y c_p es el calor específico del aire a presión constante.

• Variables medias y fluctuaciones

En un flujo turbulento, la velocidad, la temperatura y otras variables varían irregularmente con el tiempo y el espacio; es, en consecuencia, una práctica común considerar estas variables como la suma del valor medio y la parte fluctuante,

$$u = U + u' ; v = V + v' ; w = W + w' ; \theta = \Theta + \theta' \quad (1.6)$$

donde el término de la izquierda representa el valor instantáneo de la variable y el de la derecha es la media más la parte fluctuante. La descomposición de una variable instantánea en términos de la media y la fluctuación se denomina descomposición de Reynolds.

De la descomposición de Reynolds se deduce que la fluctuación de una variable es la desviación instantánea de su media. Por definición, la media de las fluctuaciones de cualquier variable es cero³.

Las magnitudes relativas a la media y a las fluctuaciones de las variables en la capa fronteriza atmosférica dependen del tipo de variable, de la altura de la observación, de la altura de la capa límite, de la estabilidad atmosférica, del tipo de superficie, entre otros factores. En la capa superficial, en condiciones de buen tiempo, las fluctuaciones de la velocidad vertical son mucho mayores que la velocidad vertical media, las fluctuaciones de la velocidad horizontal son menores que la velocidad horizontal media y las fluctuaciones de la temperatura son al menos dos órdenes de magnitud menores que su valor medio.

- **Varianzas y flujos turbulentos**

La distribución de las variables medias, tales como las componentes de la velocidad, la temperatura, etc., pueden aportar mucha información acerca de la estructura de un flujo, pero poco o nada acerca de los intercambios turbulentos que suceden en el flujo. Se usan varias medidas estadísticas para estudiar y representar la estructura turbulenta, todas ellas basadas en los análisis estadísticos de las fluctuaciones turbulentas observadas en el flujo.

Las medidas más simples de los niveles de fluctuación son las varianzas $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$, $\overline{w'^2}$, $\overline{\theta'^2}$, etc., y las desviaciones estándar $\sigma_u = (\overline{u'^2})^{1/2}$, etc. (En el capítulo 5 se estudian las desviaciones estándar de las componentes del viento en mayor profundidad).

Aun más importantes, en el estudio de la turbulencia, son las covarianzas $\overline{u'w'}$, $\overline{v'w'}$, $\overline{\theta'w'}$, etc., que están directamente relacionadas, y a veces referenciadas, como los flujos turbulentos de momento, de calor, etc. Las covarianzas son promedios de los productos de dos variables fluctuantes y dependen de las correlaciones entre las variables involucradas. Éstas pueden ser positivas, negativas o cero, dependiendo del tipo de flujo y de las condiciones de simetría. Por ejemplo, si u' y w' son las fluctuaciones de la velocidad en las direcciones x y z , respectivamente, su producto $u'w'$ será también una fluctuación cuantitativa pero de media no nula; $\overline{u'w'}$ será positivo (negativo) si u y w están correlacionadas positivamente (negativamente).

Para apreciar una clara conexión entre las covarianzas y los flujos turbulentos, se considera el flujo vertical de un escalar con una concentración variable c (masa por unidad de volumen) en el flujo. El flujo de cualquier escalar en una dirección dada se define como la cantidad del escalar por unidad de tiempo por unidad de área normal a dicha dirección. La componente de la velocidad en la dirección del flujo es responsable del transporte y, consecuentemente, del flujo. Por ejemplo, en la dirección vertical el flujo en cualquier instante es cw y el flujo medio en el que estamos interesados es \overline{cw} . Por la descomposición de Reynolds

$$\overline{cw} = \overline{(C + c')(W + w')} = \overline{CW} + \overline{c'w'} \quad (1.7)$$

donde C equivale al valor medio de la concentración de masa por unidad de volumen. Así, el flujo escalar total se puede representar como la suma del transporte medio (transporte producido por el movimiento medio) y el transporte turbulento. Este último, también llamado flujo turbulento, es generalmente el término del transporte dominante y

³ $\overline{u'} = 0$; en el promedio se compensan las fluctuaciones negativas con las positivas.

siempre de importancia considerable en un flujo turbulento. Si el escalar en consideración es la temperatura potencial θ , o la entalpía $\rho c_p \theta$, el flujo turbulento correspondiente en la dirección vertical es $\overline{\theta'w'}$, o $\rho c_p \overline{\theta'w'}$. De esta forma, la covarianza $\overline{\theta'w'}$ se puede interpretar como el flujo turbulento de calor (en unidades cinemáticas). De igual manera, $\overline{u'w'}$ se puede considerar como el flujo turbulento del momento horizontal (en la dirección x) o, equivalentemente, el flujo horizontal (en la dirección x) del momento vertical, ya que $\overline{u'w'} = \overline{w'u'}$.

De acuerdo con la segunda ley de Newton del movimiento, la razón de cambio (flujo) de momento es igual a la fuerza por unidad de área o tensor, así pues se pueden también expresar los tensores turbulentos como

$$\tau'_{xz} = -\rho \overline{u'w'}; \tau'_{yz} = -\rho \overline{v'w'} \quad (1.8)$$

denominados tensores de Reynolds (τ'), que para la mayoría de los flujos turbulentos tienen magnitudes mucho mayores que los tensores de viscosidad (τ). Y en consecuencia, estos últimos pueden despreciarse frente a los otros.

- **Remolinos y escalas del movimiento**

Es una práctica común hablar en términos de remolinos cuando la turbulencia se describe cualitativamente. Un remolino no es una estructura o forma del flujo claramente definida, que pueda aislarse y seguirse para estudiar su comportamiento. Es, más bien, un concepto abstracto usado principalmente para describir cualitativamente la turbulencia. Un remolino puede considerarse semejante a un vórtice. Los flujos turbulentos son altamente rotacionales y tienen toda clase de estructuras en forma de vórtice encerradas en ellos. Sin embargo, los remolinos no son movimientos circulatorios bidimensionales simples del tipo de un vórtice aislado, sino que se cree que son complejas estructuras tridimensionales. Cualquier analogía entre los remolinos turbulentos y los vórtices es sólo cualitativa y muy basta.

De los estudios de visualización de flujos, de los análisis estadísticos de los datos de la turbulencia y de algunas ideas teóricas aceptadas, se cree que un flujo turbulento consiste en una superposición de remolinos de un amplio rango de escalas de longitud y de tiempo, desde los más pequeños que pueden sobrevivir a la acción disipativa de la viscosidad hasta los más grandes que tolera la geometría del flujo. El rango de longitud de los remolinos crece con el número de Reynolds del flujo medio global. En particular, para la capa fronteriza atmosférica, el rango típico de la escala de longitud de los remolinos va desde 10^{-3} hasta 10^3 metros, mientras que la escala de tiempo oscila entre menos de un segundo y una hora.

Del rango de escalas, amplio y continuo, de un flujo turbulento, sólo unos pocos tienen una especial importancia y se usan para caracterizar el flujo en sí mismo. Por una parte, es importante la escala característica de los remolinos grandes, o macroescala de la turbulencia, que se representa por la escala de longitud (l) de los remolinos que reciben gran parte de la energía del flujo medio. Y por otra parte, destaca la escala característica de los pequeños remolinos, o microescala de la turbulencia, que se representa por la escala de Kolmogorov (expresión 1.9) de longitud (η) de la mayoría de los remolinos disipativos. La fracción l/η es proporcional a $Re^{3/4}$ y normalmente vale 10^5 en la capa fronteriza atmosférica.

La macroescala de la turbulencia es, generalmente, comparable (en orden de magnitud) a la escala característica del flujo medio, como el espesor de la capa fronteriza, y no

depende de las propiedades del fluido. Por otro lado, la microescala depende de la viscosidad del fluido ν , así como de la fracción de energía disipativa ε . Consideraciones dimensionales inducen la relación definida por

$$\eta \equiv \nu^{3/4} \varepsilon^{-1/4} \quad (1.9)$$

que es la escala de Kolmogorov.

En condiciones estacionarias, la proporción de energía que se disipa es exactamente igual a la proporción de energía que se genera. Esto conduce a una estimación no viscosa de la disipación de energía $\varepsilon \sim u^3/l$, donde u es la escala de velocidad característica de la turbulencia (grandes remolinos), que puede definirse en términos de la energía cinética turbulenta (*TKE*).

Durante mucho tiempo se ha reconocido que para flujos con números de Reynolds grandes casi toda la energía se genera en los remolinos grandes, mientras que casi toda la energía es eventualmente disipada por los remolinos pequeños. La transferencia de energía de los grandes remolinos (energía contenida) a los pequeños (energía disipada) ocurre mediante un proceso en cascada incluyendo todo el rango de remolinos intermedios.

Se supone que los remolinos pequeños se crean por una inestabilidad y descomposición de los remolinos más grandes. Mientras que la transferencia de energía de los remolinos más grandes a los más pequeños presumiblemente ocurre durante el proceso de descomposición. Como los remolinos pequeños se crean después de numerosas descomposiciones sucesivas de los remolinos más grandes, se puede argumentar que los primeros son rápidamente eliminados del proceso inicial de la generación de la turbulencia macroescalar por el flujo medio γ , en consecuencia, puede no tener una orientación preferente con respecto a la dirección de la cizalla o al empuje medio. Así, se puede esperar que, la estructura de pequeña escala tenga algunos atributos universales comunes en todos los flujos turbulentos. La idea de semejanza universal e isotropía de la turbulencia a pequeña escala se expuso por Kolmogorov en 1941 (Monin y Yaglom, 1971), llegando a ser la piedra angular de la teoría y de las observaciones de la turbulencia, que expondremos en la sección 1.4.2 y pondremos en práctica en el quinto capítulo.

- **Descripción matemática de los flujos turbulentos**

Con anterioridad se han presentado las ecuaciones de continuidad, de movimiento y de energía termodinámica, como las expresiones matemáticas de la conservación de masa, de momento y de calor en un volumen elemental del fluido. Éstas son aplicables tanto a flujos laminares como a flujos turbulentos. En estos últimos, todas las variables y sus derivadas temporales y espaciales varían irregular y rápidamente dependiendo, a su vez, del tiempo y del espacio. Esta propiedad esencial de la turbulencia hace que todos los términos de las ecuaciones sean importantes y no sea factible ninguna simplificación adicional.

Ecuaciones del movimiento instantáneo

En particular, las ecuaciones instantáneas para un flujo turbulento térmicamente estratificado, en un marco de referencia giratorio ligado a la superficie terrestre, son

$$\begin{aligned}
\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} &= 0 \\
\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} &= f_v - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + v \nabla^2 u \\
\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} &= -f_u - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + v \nabla^2 v \\
\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} &= -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + v \nabla^2 w \\
\frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} &= v_\theta \nabla^2 \theta - \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial R_n}{\partial z} - \frac{L_p E}{\rho c_p} \\
\frac{\partial q_T}{\partial t} + u \frac{\partial q_T}{\partial x} + v \frac{\partial q_T}{\partial y} + w \frac{\partial q_T}{\partial z} &= v_q \nabla^2 q + S_{q_T} \\
\frac{\partial c}{\partial t} + u \frac{\partial c}{\partial x} + v \frac{\partial c}{\partial y} + w \frac{\partial c}{\partial z} &= v_c \nabla^2 c + S_c + R_c
\end{aligned} \tag{1.10}$$

donde q_T representa la humedad específica total, comprendida entre la humedad por vapor q y la humedad por no vapor $q_L = q_T - q$, v_q es la difusividad molecular para el vapor de agua en el aire, S_{q_T} es el término de fuentes de humedad neto, v_c es la difusividad escalar, S_c es el término de fuentes y R_c es el término de creación o destrucción reactivo. El sistema de ecuaciones 1.10 es altamente no lineal y de difícil resolución.

Ecuaciones del movimiento medio

Reynolds sugirió algunas condiciones o normas simples de promediado y derivó lo que se conoce como las ecuaciones medias de Reynolds para computar los promedios estadísticos deseados.

Si f y g son dos variables dependientes o funciones de varias variables con valores medios \bar{f} y \bar{g} , y c es una constante, las condiciones del promedio de Reynolds son

$$\overline{f + g} = \bar{f} + \bar{g} ; \overline{cf} = c\bar{f} ; \overline{fg} = \bar{f}\bar{g} ; \overline{\frac{\partial f}{\partial s}} = \frac{\partial \bar{f}}{\partial s} ; \int \overline{f ds} = \int \bar{f} ds \tag{1.11}$$

donde s equivale a una variable espacial o temporal, es decir $s=x, y, z$ o t . Estas condiciones se utilizan para derivar las ecuaciones de las variables medias a partir de las ecuaciones de las variables instantáneas 1.10. Los promedios temporales y espaciales usados frecuentemente, en la práctica, pueden satisfacer las normas de Reynolds sólo bajo ciertas condiciones del flujo, porque los axiomas del promedio de Reynolds no siempre son válidos, sobretodo cuando la turbulencia es de pequeña escala.

El método habitual para derivar las ecuaciones de promedios de Reynolds es sustituir la descomposición de la ecuación 1.6 ($u = U + u'$, etc.) en el sistema de ecuaciones 1.10 y calcular sus promedios usando 1.11. Con las operaciones y transformaciones pertinentes se obtienen las ecuaciones del movimiento medio

$$\begin{aligned}
\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z} &= 0 \\
\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} + W \frac{\partial U}{\partial z} &= fV - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \nabla^2 U - \left(\frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \right) \\
\frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} + W \frac{\partial V}{\partial z} &= -fU - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \nu \nabla^2 V - \left(\frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z} \right) \\
\frac{\partial W}{\partial t} + U \frac{\partial W}{\partial x} + V \frac{\partial W}{\partial y} + W \frac{\partial W}{\partial z} &= -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \nu \nabla^2 W - \left(\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{w'^2}}{\partial z} \right) \\
\frac{\partial \Theta}{\partial t} + U \frac{\partial \Theta}{\partial x} + V \frac{\partial \Theta}{\partial y} + W \frac{\partial \Theta}{\partial z} &= \nu_\theta \nabla^2 \Theta - \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial R_n}{\partial z} - \frac{L_v E}{\rho c_p} - \left(\frac{\partial \overline{u'\theta'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'\theta'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{w'\theta'}}{\partial z} \right) \\
\frac{\partial Q_T}{\partial t} + U \frac{\partial Q_T}{\partial x} + V \frac{\partial Q_T}{\partial y} + W \frac{\partial Q_T}{\partial z} &= \nu_q \nabla^2 Q + S_{Q_T} - \left(\frac{\partial \overline{u'q_T'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'q_T'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{w'q_T'}}{\partial z} \right) \\
\frac{\partial C}{\partial t} + U \frac{\partial C}{\partial x} + V \frac{\partial C}{\partial y} + W \frac{\partial C}{\partial z} &= \nu_c \nabla^2 C + S_C + R_C - \left(\frac{\partial \overline{u'c'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'c'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{w'c'}}{\partial z} \right) \quad (1.12)
\end{aligned}$$

Cuando se comparan estas ecuaciones (1.12) con sus equivalentes instantáneas (1.10), se aprecia que la mayoría de términos (excepto para los términos del transporte turbulento) son similares y pueden interpretarse de la misma manera. Sin embargo, hay diferencias fundamentales entre estos dos conjuntos de ecuaciones, que fuerza a tratarlos de forma diferente. Mientras que las ecuaciones 1.10 tratan con variables instantáneas, que varían rápida e irregularmente con el tiempo y el espacio, las ecuaciones 1.12 operan con las variables medias, que comparativamente varían sólo lenta y suavemente, siendo su tratamiento más asequible. Mientras que todos los términos de las primeras pueden ser significativos, no pudiendo ignorarse ninguno de ellos a priori, en las ecuaciones del flujo medio pueden simplificarse despreciando el término de la difusión molecular, así como otros términos, en ciertas capas fronterizas, pueden sustituirse por aproximaciones basándose en consideraciones de estacionalidad y homogeneidad horizontal, siempre y cuando sean aplicables.

Por el contrario, una consecuencia importante de la utilización de las ecuaciones 1.12 es la presencia de los términos de la divergencia del flujo que contienen varianzas y covarianzas desconocidas. Además, se destaca que en dichas ecuaciones, hay más incógnitas que ecuaciones, por tanto, las ecuaciones de promedio de Reynolds permanecen esencialmente abiertas y, en consecuencia, irresolubles. Éste es el llamado problema de clausura, o de indeterminación, de la turbulencia que ha supuesto el mayor bloqueo en el desarrollo de una teoría rigurosa y general de la turbulencia. Es una consecuencia de la no-linealidad de las ecuaciones instantáneas del movimiento. Se han propuesto muchas teorías y modelos semiempíricos entorno a este problema de clausura, pero ninguno de ellos lo resuelve con total satisfacción. A continuación exponemos las teorías semiempíricas más utilizadas en micrometeorología.

1.4 Teorías semiempíricas de la turbulencia

Para cerrar el conjunto de ecuaciones dadas por la ecuación 1.12 o su versión simplificada de una situación dada del flujo, las varianzas y las covarianzas deben expresarse en términos de otras variables o ecuaciones adicionales. A continuación exponemos las teorías semiempíricas más utilizadas en micrometeorología, empezando por la teoría del transporte del gradiente y acabando con la teoría de semejanza.

1.4.1 Teoría del transporte del gradiente

La aproximación más antigua y ampliamente usada, a la hora de expresar las varianzas y covarianzas en función de otras variables, se basa en la analogía supuesta (hipotética) entre la transferencia molecular y la turbulenta. Es la llamada aproximación del transporte del gradiente, relacionando los transportes turbulentos o flujos con los gradientes aproximados de las variables medias (velocidad, temperatura, etc.).

- **Hipótesis de los remolinos viscosos (difusividad)**

En analogía con las leyes de Newton de la viscosidad molecular, expresión 1.1, el tensor de Reynolds puede expresarse como

$$\tau'_{ij} = -\rho K_m \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (1.13)$$

donde K_m se denomina coeficiente de intercambio de momento de los remolinos o, simplemente, viscosidad de los remolinos, que actúa como la viscosidad cinética molecular ν . En analogía con las relaciones generales constitutivas (1.8), se puede también generalizar la ecuación 1.13 para expresar varias componentes de los tensores de Reynolds en términos de los gradientes medios. En particular, cuando los gradientes medios en las direcciones x e y pueden ser ignorados en comparación con aquellos en la dirección z (aproximación usual en la capa fronteriza), tenemos las relaciones de la viscosidad de los remolinos para los flujos verticales de momento

$$\overline{u'w'} = -K_m \frac{\partial U}{\partial z}; \quad \overline{v'w'} = -K_m \frac{\partial V}{\partial z} \quad (1.14)$$

Se proponen relaciones semejantes para los flujos turbulentos de calor, de vapor de agua y de otros constituyentes de transferencia (por ejemplo contaminantes), que son análogas a las leyes de Fourier y de Fick de la difusión molecular de calor y de masa. La relación para el flujo vertical de calor se utiliza frecuentemente en micrometeorología bajo la expresión

$$\overline{\theta'w'} = -K_h \frac{\partial \Theta}{\partial z} \quad (1.15)$$

donde K_h se denomina coeficiente de intercambio o difusividad de calor de los remolinos.

Estas relaciones no se basan en ninguna teoría rigurosa, sino sólo en un supuesto intuitivo de la similitud entre la transferencia molecular y la turbulenta. Bajo circunstancias ordinarias, uno esperaría que el calor en el fluido se dirija desde las zonas cálidas a las frías, casi en proporción al gradiente de temperatura. Similarmente, las transferencias de momento y de masa pueden esperarse que sean proporcionales a los gradientes medios. Sin embargo, estas expectativas no siempre están apoyadas por los datos experimentales de los flujos turbulentos, incluso en la capa fronteriza atmosférica.

La analogía entre la transferencia molecular y la turbulenta es a veces poco consistente y sólo cualitativa. Las difusividades de los remolinos son varios órdenes de magnitud mayores que las moleculares, señalando el dominio de la mezcla turbulenta sobre el intercambio molecular. Las difusividades de los remolinos no pueden considerarse simplemente como propiedades del fluido; éstas son realmente propiedades de la turbulencia o el flujo, que pueden variar ampliamente de un flujo a otro y desde una región a otra en el mismo flujo. Las difusividades en los remolinos no muestran una dependencia aparente con las propiedades moleculares, tal como la densidad de masa, la

temperatura, etc., y no tienen nada en común con las difusividades moleculares, salvo que tienen las mismas dimensiones.

A pesar de las limitaciones anteriores para aplicar la analogía entre la difusión molecular y la turbulenta, las ecuaciones 1.14 y 1.15 no necesitan ser restringidas, porque ellas remplazan sólo un conjunto de flujos desconocidos por otros (difusividades de los remolinos). No obstante, cuando uno supone que las difusividades de los remolinos dependen de las coordenadas y los parámetros del flujo se imponen ciertas restricciones. Luego, constituye una teoría semiempírica que se basa en una hipótesis y es un tema a verificar experimentalmente.

La suposición más simple es que las difusividades de los remolinos son constantes en todo el flujo. Resulta que este supuesto da buenos resultados en los flujos turbulentos libres, más allá de cualquier frontera, tales como los *jets*, los *wakes* y las capas de mezcla, y se utiliza, frecuentemente, en la atmósfera libre. Pero, cuando se aplica a las capas fronterizas conlleva resultados incorrectos. En general, el supuesto de constancia en las difusividades de los remolinos es bastante inaplicable cerca de una superficie rígida. Pero, aquí se puede hacer otra hipótesis razonable relacionando la variación de la difusividad de los remolinos con la distancia a la superficie. Por ejemplo, una distribución lineal de K_m en la capa superficial neutral funciona bastante bien. Existen sugeridas modificaciones en la distribución K en condiciones de estratificación térmica, que se basan en otras consideraciones teóricas y datos experimentales (Stull, 1988).

Existen otras limitaciones en la teoría K que aún no hemos mencionado. La noción básica del transporte del gradiente implicado en la teoría puede ser cuestionada. Hay situaciones prácticas donde los flujos turbulentos no están de ninguna manera relacionados con los gradientes locales. Por ejemplo, en una capa de mezcla convectiva el gradiente de la temperatura potencial llega a ser casi cero o ligeramente positivo, mientras que el calor es transportado verticalmente en cantidades significativas. Esto implicaría valores de K_h infinitos o incluso negativos, denominándose problema del contragradiante, indicando que la teoría K es inválida en estos casos. Incluso en otras situaciones, la especificación de las difusividades de los remolinos de una manera racional es bastante difícil, sino imposible. No obstante, la teoría es bastante útil y ampliamente llevada a la práctica.

- **Método local y no local**

Para tratar el problema de la indeterminación existen dos metodologías: local y no local. Ninguna de las dos es exacta, pero ambas describen bien las situaciones físicas para las que se diseñan sus parametrizaciones.

Para la clausura local, una cantidad desconocida en un punto del espacio se parametriza mediante los valores y/o los gradientes de cantidades conocidas en el mismo punto. Así, la clausura local supone que es análoga a la difusión molecular.

Para la clausura no local, la cantidad desconocida en un punto se parametriza por cantidades conocidas en muchos puntos del espacio. Esto supone que la turbulencia es una superposición de remolinos, cada uno de ellos transporta fluido como un proceso de advección.

Cuando se supone que K no depende de z , la teoría K utiliza el método local, por el contrario, si suponemos que K depende de z , la teoría K se convierte en la teoría espectral de la difusividad.

1.4.2 Análisis dimensional y teoría de semejanza

El análisis dimensional y las consideraciones de semejanza se utilizan ampliamente en micrometeorología, así como en otras áreas de la ciencia y la ingeniería.

- **Análisis dimensional**

El análisis dimensional es una simple, pero, potente herramienta para investigar una variedad de fenómenos físicos y establecer relaciones útiles entre diferentes variables y parámetros, basándose en las dimensiones del problema. Se define un conjunto fundamental de dimensiones, tales como la longitud $[L]$, el tiempo $[T]$, la masa $[M]$, etc., y se expresan las dimensiones de todas las cantidades involucradas en términos de las dimensiones fundamentales. Una representación de las dimensiones de una cantidad o un parámetro en términos de las dimensiones fundamentales constituye una fórmula dimensional. Si los exponentes en una fórmula son todos nulos, el parámetro en consideración es adimensional. Se pueden formar parámetros adimensionales a partir de combinaciones apropiadas de las cantidades cuantitativas; por ejemplo, el número de Reynolds $Re=VL\rho/\mu$ es una combinación adimensional de la velocidad de un fluido V , la escala de longitud característica L , la densidad ρ y la viscosidad μ .

Los grupos adimensionales tienen especial importancia en cualquier análisis dimensional donde el objetivo principal sea buscar ciertas relaciones funcionales entre varios parámetros adimensionales. Hay diferentes razones para considerar grupos adimensionales en lugar de variables o cantidades dimensionales. Primero, las expresiones matemáticas de las leyes físicas fundamentales son dimensionalmente homogéneas (todos los términos en una expresión o ecuación tienen las mismas dimensiones) y pueden escribirse de forma adimensional simple bajo una elección apropiada de las escalas para normalizar las diferentes cantidades. Segundo, las relaciones adimensionales representadas en matemáticas o de forma gráfica son independientes del sistema de unidades usado y ellas facilitan las comparaciones entre los datos obtenidos por diferentes estudios en diferentes localizaciones e instantes de tiempo. Tercero, y quizás la razón más importante para trabajar con parámetros adimensionales, es que la no dimensionalidad siempre reduce el número de parámetros que están involucrados en una relación funcional. Esto procede del teorema de Buckingham pi (Kaimal y Finnigan, 1994), que establece que si m cantidades (Q_1, Q_2, \dots, Q_m), que involucran n dimensiones fundamentales, forman una ecuación dimensionalmente homogénea, la relación puede siempre expresarse en términos de $m-n$ grupos adimensionales independientes ($\Pi_1, \Pi_2, \dots, \Pi_{m-n}$) construidas de las m cantidades originales. Así, la relación dimensional fundamental

$$f(Q_1, Q_2, \dots, Q_m) = 0 \quad (1.16)$$

es equivalente a la relación adimensional

$$F(\Pi_1, \Pi_2, \dots, \Pi_{m-n}) = 0 \quad (1.17)$$

En particular, cuando sólo se puede formar un grupo adimensional de todas las cantidades, es decir, cuando $m-n = 1$, el grupo debe ser una constante, porque no puede ser una función de cualquier otro parámetro.

El análisis dimensional no proporciona las formas reales de la función F o los valores de cualquiera de las constantes adimensionales que pueden resultar del análisis, sino que permite definir los grupos adimensionales. Éstos pueden obtenerse por otros medios, tal como consideraciones teóricas y observaciones experimentales. Es común, en la práctica, seguir el análisis dimensional con un estudio experimental sistemático del fenómeno en investigación.

- **Teoría de semejanza**

El teorema pi y el análisis dimensional son meros formalismos matemáticos y no tratan directamente con la física del problema. Para utilizarlos, se tiene que conocer o especular correctamente sobre las cantidades relevantes implicadas en cualquier relación empírica o matemática deseada, empleando la física y la información experimental disponible. Esto constituye una hipótesis verosímil de la dependencia de una variable deseada con un número de variables independientes o parámetros físicos. Este primer paso es crucial en el desarrollo de una teoría de semejanza verosímil basada en el análisis dimensional. Por otro lado, no se puede ignorar ninguna de las cantidades importantes, que realmente dependen del fenómeno, o de la variable en investigación, porque esto podría conducir a relaciones completamente erróneas y no físicas. Además, si se incluyen cantidades innecesarias e irrelevantes en la hipótesis de semejanza original complicarán el análisis, constituyendo varias relaciones funcionales extremadamente difíciles, sino imposibles.

Cuando el número de variables independientes y parámetros crece en la hipótesis original, no sólo el número de grupos adimensionales independientes aumenta sino que también las posibles combinaciones de las variables que forman tales grupos se amplían. La posibilidad de determinar experimentalmente sus relaciones funcionales llega a ser progresivamente remota cuando el número de grupos adimensionales crece más allá de dos o tres. En consecuencia, es siempre deseable mantener el número de variables independientes en un mínimo, en consistencia con la física. Algunas veces, se exige romper con el dominio del problema o el fenómeno en investigación en diferentes dominios más pequeños, de modo que las hipótesis de semejanza más simples pueden formularse para cada uno de ellos separadamente. Por ejemplo, una teoría de semejanza generalizada de la capa fronteriza tendrá que incluir todos los posibles factores influyentes en la capa límite en todo el rango de condiciones encontradas y, consecuentemente, será muy poco manejable para el uso práctico. La capa fronteriza atmosférica se divide, habitualmente, en una capa superficial y otra exterior para el análisis dimensional y las consideraciones de semejanza. Aún más dentro de esta división se puede fragmentar el régimen del flujo de acuerdo con la estabilidad (por ejemplo, capa superficial estable, neutral y convectiva) y baroclinidad (por ejemplo, barotrópica y baroclínica).

Las relaciones funcionales entre los grupos adimensionales que surgen del análisis dimensional se denominan relaciones de semejanza. A la hipótesis original, que precede al análisis dimensional, se le denomina hipótesis de semejanza y al análisis basado en el mismo se le denomina análisis o teoría de semejanza.

Teoría de semejanza de Monin-Obukhov

La capa superficial atmosférica bajo condiciones neutras se caracteriza por un perfil de viento logarítmico y perfiles de flujo de momento y desviaciones estándar de las fluctuaciones turbulentas de la velocidad casi uniformes (con respecto a la altura). La condición de estabilidad neutral es una excepción más que una norma en la baja atmósfera. Ha sido de considerable interés para los micrometeorólogos encontrar una teoría aceptable o un marco semiempírico para la descripción cuantitativa de la estructura media y turbulenta de la capa superficial estratificada. La teoría de semejanza de Monin-Obukhov (M-O) ha suministrado el esqueleto más adecuado y aceptable para la organización y presentación de los datos micrometeorológicos, así como para la extrapolación y predicción de cierta información meteorológica cuando no se dispone de las medidas directas. En el quinto capítulo se experimenta la teoría de semejanza en busca de una relación de semejanza.

- Hipótesis de semejanza en la capa superficial

La hipótesis básica de semejanza, propuesta inicialmente por Monin y Obukhov (1954), es que en una capa superficial horizontalmente homogénea, el flujo medio y las características turbulentas dependen sólo de cuatro variables independientes: la altura z sobre la superficie, el flujo superficial cinemático de calor $H_0 / \rho c_p = \overline{(w'\theta')}$, el empuje⁴ g/Θ_0 y la velocidad de fricción u_* , que es una velocidad de escalado con magnitud igual al tensor de Reynolds superficial, cuya expresión es

$$u_*^2 = \left[\overline{(u'w')_s}^2 + \overline{(v'w')_s}^2 \right]^{1/2} \quad (1.18)$$

donde los subíndices 0 y s indican el valor en la superficie de las diferentes variables.

La suposición implicada y simplificada en esta hipótesis de semejanza es que los flujos de momento y de calor son constantes (independientes de la altura), los intercambios moleculares son insignificantes en comparación con los intercambios turbulentos, los efectos rotacionales pueden ser ignorados en la capa superficial y la influencia de la rugosidad superficial, la altura de la capa fronteriza y los vientos geostroficados se reflejan mediante u_* .

Como las variables independientes en la hipótesis de semejanza M-O relacionan las tres dimensiones fundamentales (longitud, tiempo y temperatura), de acuerdo con el teorema de Buckingham, uno puede formular sólo una combinación adimensional independiente de las demás. La combinación elegida tradicionalmente en la teoría de semejanza M-O es el parámetro adimensional $\zeta = z/L$ donde

$$L = \frac{-u_*^3}{\left[k \frac{g}{\Theta_0} \frac{H_0}{\rho c_p} \right]} \quad (1.19)$$

es una importante escala de longitud del empuje, conocido como la longitud de Obukhov. Obukhov presentó L como la altura (escala) característica de la subcapa de la turbulencia dinámica, generalizó la teoría semiempírica de la turbulencia para la capa superficial atmosférica estratificada y usó esta aproximación para describir teóricamente los perfiles del viento medio y la temperatura en la capa superficial en términos del parámetro fundamental de la estabilidad z/L , que se denomina parámetro adimensional de estabilidad o longitud adimensional.

Se puede cuestionar el significado físico de la longitud de Obukhov y su posible rango de valores. De la definición, está claro que los valores de L pueden ir desde $-\infty$ hasta ∞ ; los valores extremos corresponden a los límites del flujo de calor próximo a cero desde los valores positivos (inestable) a los negativos (estable), respectivamente. Un rango más práctico de $|L|$, se corresponde claramente con los amplios rangos de valores de u_* y $|H_0|$ encontrados en la atmósfera. Una interpretación física de la longitud de Obukhov es que es proporcional a la altura sobre la superficie en la que el empuje domina sobre la producción mecánica (cizalla) de la turbulencia. Así, los efectos de la cizalla del viento generalmente dominan a los efectos del empuje, que esencialmente permanecen despreciables en las capas más bajas ($z \ll |L|$). Por otro lado, los efectos del empuje pueden dominar sobre la turbulencia generada por la cizalla para $z \gg |L|$. En consecuencia, la fracción z/L es un parámetro primordial para medir la importancia

⁴ El empuje aparece en las expresiones de la aceleración por empuje y la estabilidad estática.

relativa del empuje frente a los efectos de la cizalla en la capa superficial estratificada, similar al número del gradiente de Richardson, Ri , definido como

$$Ri = \frac{\frac{g}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z}}{\left[\left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z} \right)^2 \right]} \quad (1.20)$$

En la definición de L se introduce el signo negativo para que la relación z/L tenga el mismo signo que Ri . Posteriormente, se verá que Ri y z/L están íntimamente relacionados, aunque tengan diferentes distribuciones con respecto a la altura en la capa superficial (obviamente z/L varía linealmente con la altura, remarcando que la importancia del empuje crece con la altura). (En el sexto capítulo se caracteriza la capa superficial estable nocturna en función del parámetro adimensional de estabilidad).

- Relaciones de semejanza de M-O

Se usan las siguientes escalas características de longitud, velocidad y temperatura para formar grupos adimensionales en la teoría de semejanza de M-O:

$$\begin{aligned} z \text{ y } L &\rightarrow \text{escalas de longitud} \\ u_* &\rightarrow \text{escala de velocidad} \\ \theta_* = \frac{-H_0}{\rho c_p u_*} &\rightarrow \text{escala de temperatura} \end{aligned}$$

La predicción de semejanza que sigue a la hipótesis de M-O es que cualquier flujo o cantidad turbulenta media en la capa superficial, cuando se normaliza por una combinación aproximada de las escalas mencionadas anteriormente, debe ser sólo función de z/L . Así, pueden escribirse un número de relaciones de semejanza para varias cantidades de interés (dependiendo de las variables). Por ejemplo, con el eje x orientado paralelamente a la dirección del viento predominante (el sistema de coordenadas apropiado en la capa superficial), los gradientes adimensionales del viento y la temperatura potencial se expresan, respectivamente, como

$$\begin{aligned} \frac{kz}{u_*} \frac{\partial U}{\partial z} &= \Phi_m(\zeta) \\ \frac{kz}{\theta_*} \frac{\partial \Theta}{\partial z} &= \Phi_h(\zeta) \end{aligned} \quad (1.21)$$

donde la constante de von Karman, k , se incluye sólo por conveniencia, tal que $\Phi_m(0) = 1$, y $\Phi_m(\zeta)$ y $\Phi_h(\zeta)$ son las funciones de semejanza universales básicas que relacionan los gradientes medios del módulo del viento y la temperatura potencial en la capa superficial con los flujos superficiales definidos como

$$\begin{aligned} \tau &= \tau_0 = \rho u_*^2 \\ H &= H_0 = -\rho c_p u_* \theta_* \end{aligned} \quad (1.22)$$

Por la definición del número del gradiente de Richardson, ecuación 1.20, y utilizando las ecuaciones 1.19 y 1.21 se obtiene

$$Ri = \frac{\zeta \Phi_h(\zeta)}{\Phi_m^2(\zeta)} \quad (1.23)$$

que relaciona Ri con el parámetro de estabilidad básico $\zeta = z/L$ de la teoría de semejanza de M-O.

Es de uso común utilizar la teoría de semejanza para estimar los flujos de la capa superficial. Conocidas las formas de $\Phi_m(\zeta)$ y $\Phi_h(\zeta)$ y los gradientes, se calculan u^* y θ^* y consecuentemente se obtienen los flujos. En el quinto capítulo estudiamos las parametrizaciones más importantes de la literatura, Zilitinkevich y Chalikov (1968), Businger et al. (1971) y Dyer (1974) y se comparan con la parametrización realizada por el grupo de micrometeorología en Valladolid.

