

Dinámica de fluidos en Física Atmosférica. Aplicación en el caso de Júpiter a imágenes de aficionado

Anahí Villalba Pradas^I y Carlos Eugenio Tapia Ayuga^{II}

En este artículo estudiaremos la dinámica de la atmósfera de un planeta gaseoso, en concreto, de Júpiter. Primeramente veremos su perfil presión-temperatura y su estructura nubosa, para después abarcarlo desde un punto de vista dinámico mediante las ecuaciones del movimiento aplicadas a dinámica de fluidos. A continuación, profundizaremos en estas ecuaciones desde un punto de vista práctico, es decir, su aplicación a movimientos ondulatorios, vorticidad e inestabilidades. Para terminar, veremos la estabilidad de los procesos que se generan en sus bandas, tales como festones, anticiclones y óvalos, además de imágenes de aficionados en las que podremos identificar todos estos fenómenos.

Introducción

Júpiter, el mayor planeta del Sistema Solar, reúne más masa que el resto de planetas juntos. En las siguientes tablas podemos ver algunos datos interesantes tanto de sus características físicas como de su composición atmosférica.

| Tabla 1. Características principales de Júpiter | |
|---|--|
| Características físicas y orbitales | |
| Radio orbital medio | 5,2 UA |
| Masa | $1,9 \cdot 10^{27}$ kg – 322 M_{\oplus} |
| Densidad | 1,33 g/cm ³ |
| Diámetro | 142,984 km – 11 D_{\oplus} |
| Gravedad | 23,12 m/s ² – 2,36 g_{\oplus} |
| Periodo de rotación | 9h 55,5m |
| Inclinación axial | 3,12° |
| Características atmosféricas | |
| Presión | 70 kPa |
| Temperatura media | 110 K |

| Tabla 2. Composición atmosférica de Júpiter [1] | | |
|---|----------|------------------------|
| Gas | Elemento | Composición centesimal |
| Gases mayoritarios | | |
| H ₂ | H | 0,864 |
| He | He | 0,157 |
| Gases condensables | | |
| H ₂ O | O | 2,6 ⁻³ |
| CH ₄ | C | 2,1 · 10 ⁻³ |
| NH ₃ | N | 2,6 · 10 ⁻⁴ |

Las primeras observaciones de su dinámica atmosférica datan de finales del siglo XIX. Como ya hemos apuntado en las tablas anteriores, la presión en superficie es de 70kPa, un 30 % menor que la nuestra. Se toma como “superficie”

la altura donde se alcanza esta presión ya que es muy difícil establecer una cota 0 al tratarse de un planeta gaseoso.

En las siguientes secciones iremos profundizando tanto en las ecuaciones que se aplican a la dinámica atmosférica de cualquier tipo de planeta, pero particularizadas para el caso de Júpiter, como en la propia dinámica de su atmósfera desde un enfoque más visual y menos matemático. A lo largo del texto hemos utilizado una serie de fotografías del astrónomo aficionado Anthony Wesley, que hace un seguimiento continuo de Júpiter desde su observatorio situado en Murrumbateman (Australia). Las fotografías de este astrónomo destacan por su alta resolución, suficiente para poder apreciar cambios en la atmósfera de este planeta a lo largo del tiempo y, además, dan una idea del nivel que un aficionado puede llegar a tener en lo que se refiere a astrofotografía planetaria. Nos centraremos en el análisis de fotografías en las que aparezca la Gran Mancha Roja por tratarse de un sistema muy estable. Además, al encontrarse siempre en la misma latitud y longitud podemos utilizarla como un sistema de referencia para otros fenómenos que ocurren a su alrededor. En cualquier caso, no dejaremos de lado la dinámica general de las bandas ecuatoriales y los últimos cambios en la banda ecuatorial sur (SEB, por sus siglas en inglés).

1. Dinámica atmosférica

Las ecuaciones que rigen el movimiento en la atmósfera son una particularización de la segunda ley de Newton, que tiene en cuenta la velocidad del cuerpo considerado. Dado que ésta es una magnitud vectorial, es necesario desglosarla en sus componentes $\vec{u} = (u, v, w)$. Por tanto, la ley de Newton adoptará la siguiente forma:

$$\frac{d\vec{u}}{dt} = \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot (\nabla \vec{u}) = -\frac{1}{\rho} \nabla p - 2\vec{\Omega} \times \vec{u} + \vec{F}_{ext} + \vec{F}_{roz} \quad (1)$$

Siendo cada uno de los términos:

- $\frac{d\vec{u}}{dt}$ la derivada que nos relaciona las variaciones espacio-temporales del campo de velocidades.
- $-\frac{1}{\rho} \nabla p$ representa la variación de la presión atmosférica tanto en el plano vertical como en el horizontal.
- $2\vec{\Omega} \times \vec{u}$ este término de Coriolis aparece debido a la rotación del planeta. Será el causante de la simetría en el giro de las corrientes en cada uno de los hemisferios.

^I Xxx

^{II} Xxx

- \vec{F}_{ext} engloba todos los tipos de fuerzas externas al fluido.
- \vec{F}_{roz} en nuestro estudio, al ser a macroescala, podemos despreciarla sin ningún problema.

1.1. Perfil presión-temperatura y capas nubosas de la atmósfera de Júpiter

Analicemos ahora el perfil presión-temperatura de la atmósfera joviana.

1.1.1. Aspectos termodinámicos

El perfil presión-temperatura de la atmósfera de Júpiter es característico de todo planeta gaseoso, como se puede ver en la figura 1. En ella podemos observar cómo la temperatura efectiva es significativamente mayor que la esperada cuando sólo consideramos la debida a la radiación solar. Este exceso de energía, o balance de energía, ha sido atribuido a fuentes internas de calor, siendo la compresión gravitacional la que más contribuye a ello. Una parte importante del exceso de calor que observamos en el planeta procede de las pérdidas de calor latente que viene experimentando desde su formación.

Otra fuente importante, a tener en cuenta, son los procesos de contracción que sufre, los cuales llevan asociados emisión de radiación en forma de calor.

1.1.2. Capas nubosas

Su composición atmosférica es muy difícil de determinar directamente ya que no podemos observar las nubes que hay por debajo de la capa superficial visible. Para observar capas inferiores debemos utilizar métodos indirectos, como el calor latente, con observaciones en el infrarrojo y radio. Por ello, las capas nubosas que veremos a continuación son totalmente hipotéticas, basadas en la composición típica de las atmósferas planetarias y en experimentos de laboratorio en los que se ha medido la curva de presión de vapor saturante para diferentes gases condensables. Modelos informáticos sugieren la estratificación que se puede observar en la figura 2 y que a continuación detallamos.

- En Júpiter, la atmósfera profunda forma una solución acuosa de NH_3 y H_2S . Estas nubes se forman con temperaturas superiores a 273 K y cuando la presión parcial del agua excede la del vapor saturante, de ahí que la altitud tanto de la parte superior como de la inferior varíe con la proporción de mezcla de los dos gases. Además, no pueden existir a una temperatura superior a 650 K, que

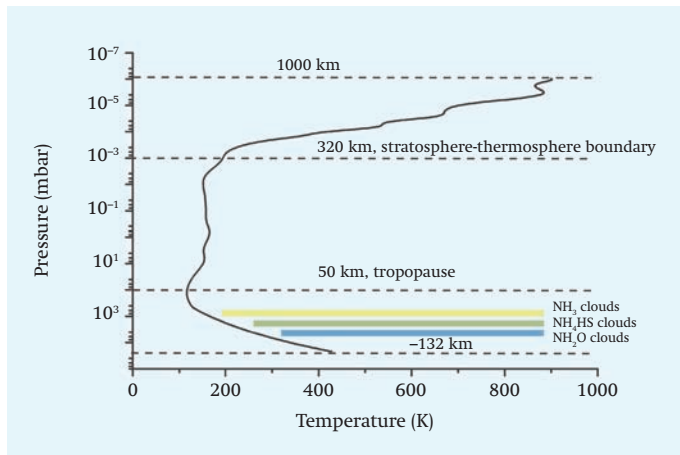


Fig. 1. Perfil presión-temperatura [1].

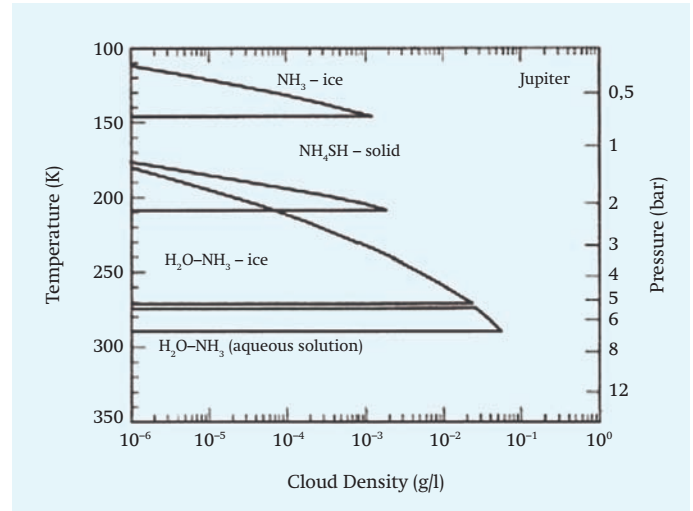


Fig. 2. Estratificación de las nubes [2].

corresponde al punto crítico del agua; por encima de esta temperatura el agua se convierte en un fluido supercrítico, encontrándose en una fase intermedia entre líquido y gas.

- Cuando la temperatura $T \leq 273$ K, las formaciones nubosas están compuestas principalmente por una solución de hielo de agua.
- Para $T \approx 230$ K, NH_3 y H_2S condensan en una reacción heterogénea:



La altitud o nivel presión-temperatura de la base de las nubes de NH_4SH depende de las abundancias de NH_3 y H_2S . La reacción anterior los elimina de forma muy eficiente. Aun así, estos gases los podemos encontrar de forma libre en capas superiores.

- A temperaturas cercanas a 140 K, el NH_3 y H_2S condensan en forma de nubes propias sin ningún tipo de mezcla entre ellos.
- Las capas superiores de Júpiter están compuestas principalmente por NH_3 en forma de hielo.

1.2. Circulación media: ecuaciones del movimiento

Para poder explicar las bandas de nubes que veremos en las sucesivas secciones y el perfil presión-temperatura, necesitamos estudiar las ecuaciones que rigen su comportamiento tanto en Júpiter como en cualquier otro planeta gaseoso que gira con velocidad $\vec{\Omega}$.

1.2.1. Ecuación de Navier Stokes

Se trata de una ecuación en derivadas parciales no lineales que describen el movimiento de un fluido. Constituye la base para poder explicar cualquier fenómeno que involucre fluidos newtonianos, es decir, fluidos en los que la viscosidad puede considerarse constante en el tiempo.

Sin embargo, para llegar a las ecuaciones que describen el movimiento del planeta, tenemos que tener en cuenta la razón del cambio del vector velocidad de un sistema de referencia inercial con respecto a uno no inercial, como es el caso de un planeta en rotación [3, 4].

A partir de las ecuaciones citadas obtenemos la ecuación del movimiento para un sistema de referencia en rotación:

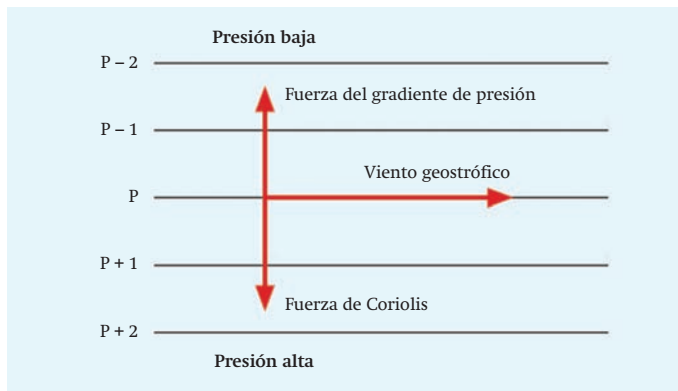


Fig. 3. Esquema de sentidos.

$$\frac{D\vec{u}}{Dt} = \frac{-1}{\rho} \vec{\nabla}p + \vec{F}_r + \vec{g} - 2\vec{\Omega} \times \vec{u} \quad (3)$$

donde $\vec{u} = (u, v, w)$, que son las velocidades en los ejes x, y y z , respectivamente.

Esta expresión nos dice que la aceleración total que experimenta el fluido es proporcional al gradiente de presiones y a la aceleración de Coriolis ($2 \cdot \vec{\Omega} \times \vec{u}_r$) cambiados de signo. También hay que tener en cuenta la fuerza de rozamiento y la gravedad efectiva ($\vec{g} = \vec{g}_n + \Omega^2 \vec{R}$), cuyo valor depende de la fuerza centrífuga y, por tanto, de la distancia al eje de rotación. Cuanto mayor sea esta distancia, tanto más grande es el valor de \vec{g} .

1.2.2. Ecuación de Coriolis

Se trata de una fuerza ficticia o inercial, pues no hay nada que la produzca. Su utilidad reside en el hecho de que nos permite explicar la aceleración de un cuerpo con respecto a un sistema de referencia en rotación. Su expresión matemática se obtiene derivando la velocidad que posee una partícula en un sistema de referencia no inercial.

$$\frac{d\vec{u}}{dt} = -2\vec{u} \cdot \Omega \times \vec{u} = -f\vec{k} \times \vec{u} \quad (4)$$

siendo k el vector unitario en la dirección z .

Por ejemplo, si se toma un círculo de latitud terrestre y una partícula que se desplaza en dirección Este, ésta experimentaría una aceleración hacia el Sur si estamos en el hemisferio norte.

$$\frac{dv}{dt} = -2\Omega u \sin \phi \quad (5)$$

1.2.3. Ecuaciones del movimiento

En el apartado 1.2.1 se llega a la expresión de las ecuaciones de movimiento, que puede simplificarse teniendo en cuenta que se trabaja en la escala sinóptica, es decir, en una escala de longitud horizontal de unos 1.000 km. Así, las velocidades verticales son mucho menores que las horizontales, por lo que no se va a considerar la componente de la velocidad según z, w , con z el eje y y w la velocidad asociada. Este tipo de movimiento se conoce como cuasiestático [5]. Gracias a esta aproximación, la ecuación del movimiento se simplifica adoptando la siguiente forma:

$$\frac{d\vec{u}}{dt} = f \cdot \vec{u} \times \vec{k} - \frac{1}{\rho} \vec{\nabla}p + \vec{F} \quad (6)$$

1.2.4. Aproximación geostrofica

Teniendo ahora en cuenta movimientos cuasiestáticos a gran escala en la atmósfera joviana, podemos aplicar la aproximación geostrofica, que consiste en hacer el balance entre la fuerza de Coriolis y el gradiente de presiones. De esta forma definimos una nueva variable, la velocidad geostrofica, V_g , es decir, la velocidad horizontal que es perpendicular al gradiente de presión. Por tanto, en un fluido rotante las parcelas de fluido no se mueven de las altas presiones a las bajas, sino que circulan alrededor de los centros de presión moviéndose a lo largo de las isobaras.

1.2.5. Ecuación del viento térmico

El viento térmico es fundamental para estudiar el comportamiento de la atmósfera, pues establece la relación que existe entre el campo de viento y el campo térmico. Para poder llegar a una expresión formal tenemos que establecer otro tipo de equilibrio, el existente entre la fuerza del gradiente vertical de presión y la fuerza gravitatoria:

$$\begin{aligned} u_r &= -\frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial y} (dz) \\ v_r &= \frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial x} (dz) \end{aligned} \quad (7)$$

Los espesores vienen representados por las isotermas o las isohipsas relativas, que son aquellas líneas que unen puntos de geopotencial constante. Recordemos que el geopotencial se define como “el trabajo que debe realizarse contra el campo gravitatorio para llevar una masa de un kilogramo desde el nivel de referencia a un nivel determinado”.

Por otro lado, el viento térmico es perpendicular al gradiente de espesor y, por tanto, al gradiente de temperaturas. Además, está dirigido 90° a su izquierda y es paralelo a las isotermas.

En general, podemos definirlo como la diferencia del viento geostrofico entre una capa y otra, lo cual facilita el estudio de las cuatro estructuras básicas que aparecen en la atmósfera. Estas estructuras dependen de la relación entre el campo de viento y la temperatura.

- Si el viento geostrofico y el viento térmico están correlacionados positivamente y ambos presentan curvatura ciclónica, tenemos un embolsamiento de aire frío en el interior. Es lo que se conoce con el nombre de baja de núcleo frío, que se refuerza en altura.
- Si se encuentran correlacionados negativamente, entonces tenemos una borrasca de núcleo calido, que son aquellas que se debilitan con la altura.
- Suponiendo ahora curvatura ciclónica y que los campos están correlacionados negativamente, tenemos una estructura de alta fría que, de nuevo, se debilita a medida que ascendemos en la atmósfera.
- Finalmente, podemos tener curvatura ciclónica y correlación positiva de los campos. La estructura formada en este caso recibe el nombre de alta cálida, y ésta sí que se refuerza en altura.

Todo esto va a sernos de gran utilidad para poder explicar las estructuras que se observan en la atmósfera de Júpiter.

1.2.6. Ecuación de vorticidad

La ecuación de la vorticidad nos describe la evolución de la vorticidad de un elemento fluido según su movimien-

to [6]. Ésta se define como rotacional del vector velocidad $\vec{\omega} = \vec{\nabla} \times \vec{u}$.

Podemos realizar una serie de simplificaciones que nos conducen de un modo sencillo a la mencionada ecuación:

- Suponemos un fluido barotrópico de densidad constante, en cuyo caso $\vec{\nabla} \rho = 0$.
- Se trata de un fluido no viscoso, es decir, de $\tau = 0$.
- Si el fluido no es compresible: $\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0$.

Por tanto:

$$\frac{D\vec{\omega}}{Dt} = (\vec{\omega} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} \quad (8)$$

2. Movimientos ondulatorios

En este punto trataremos las ecuaciones desde un punto de vista fenomenológico, es decir, veremos las consecuencias de las ecuaciones del movimiento en la formación de diferentes sistemas de ondas fundamentales.

2.1. Ondas en la alta atmósfera

Las perturbaciones de la presión atmosférica se propagan en forma de ondas. Éstas son importantes porque transmiten los cambios de unas regiones a otras y, además, pueden dar lugar a patrones meteorológicos a lo largo del planeta. Los principales tipos de ondas se presentan a continuación.

2.1.1. Ondas de gravedad

Se clasifican en ondas externas u ondas internas [7]:

- Ondas de gravedad externas o de superficie: Este tipo de ondas sólo pueden existir si el fluido tiene una superficie libre o presenta una discontinuidad de la densidad en su interior. La onda se propaga a lo largo de la superficie del fluido. Para aislar los mecanismos que actúan en las ondas de gravedad puras se ignoran los efectos de la compresión, la rotación y el rozamiento. Las olas que se forman en el agua son un ejemplo claro de estas ondas de gravedad externas. Mediante la aplicación del método de las perturbaciones se obtienen ondas con una velocidad que consta de dos partes: la primera establece que el sistema ondulatorio es transportado por la corriente, y la segunda representa los efectos gravitatorios.
- Ondas de gravedad internas: Las ondas de gravedad internas, también llamadas ondas de flotabilidad (*buoyancy waves*), sólo pueden existir cuando la atmósfera tiene una estratificación estable. En este

caso, si una parcela de fluido es desplazada verticalmente de su posición de equilibrio, experimentará un movimiento oscilatorio a causa de la diferencia de densidad respecto al aire externo, flotabilidad. En un fluido que no tenga límite superior, como es el caso de la atmósfera de Júpiter, las ondas de gravedad se pueden propagar tanto vertical como horizontalmente.

En las ondas que se propagan verticalmente la fase es función de la altura. A éstas se las llama ondas internas y no suelen ser importantes en movimientos de escala sinóptica. Poseen una frecuencia de oscilación conocida con el nombre de frecuencia de Brunt-Väisälä.

2.1.2. Ondas de Kelvin Helmholtz

Se generan en la superficie de separación entre dos fluidos de diferente densidad. Para que se formen es necesario que las masas se muevan a velocidades diferentes. Se trata de ondas inestables, por lo que crecen y rompen rápidamente. Pueden ser observadas con facilidad en las nubes, pues presentan una forma característica.

Si nos fijamos en la figura 4(b) tomada por Anthony Wesley el 17 de junio de 2009 podemos apreciar perfectamente la inestabilidad de Kelvin Helmholtz en la banda ecuatorial norte.

2.1.3. Ondas de Rossby u ondas planetarias

Este tipo de ondas son muy importantes en los procesos meteorológicos a gran escala. Se caracterizan por tener dimensiones espaciales tan grandes que, normalmente, sólo cuentan con unas pocas longitudes de onda en todo el planeta [8, 9]. Conservan su vorticidad y deben su existencia a la variación de la fuerza de Coriolis con la latitud, que es el llamado “efecto beta”. Las ondas de Rossby tienen su origen en el gradiente de la velocidad tangencial del planeta en rotación, es decir, en la vorticidad planetaria.

Su principal rasgo de identificación es que su velocidad de fase (la de las crestas de las ondas) siempre tiene una componente en dirección Oeste, mientras que la velocidad de grupo, relacionada con el flujo de energía, puede tener cualquier dirección. En general, las ondas más cortas poseen velocidad de grupo en dirección Este, mientras que las ondas más largas tienen dirección Oeste.

Además, podemos clasificarlas en ondas de Rossby barotrópicas y ondas de Rossby baroclínicas. Las barotrópicas no varían en la componente vertical y cuentan con las velocidades de propagación más altas, mientras que las baroclínicas

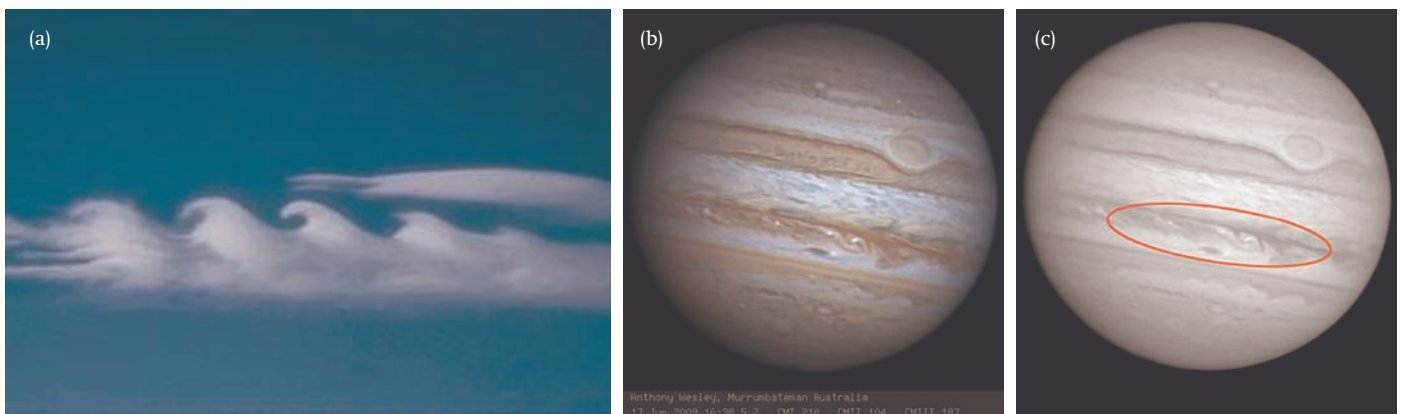


Fig. 4. Ondas de Kelvin Helmholtz [10, 11]. (a) En la Tierra. (b) En Júpiter. (c) Esquema de situación de las ondas de Kelvin Helmholtz.

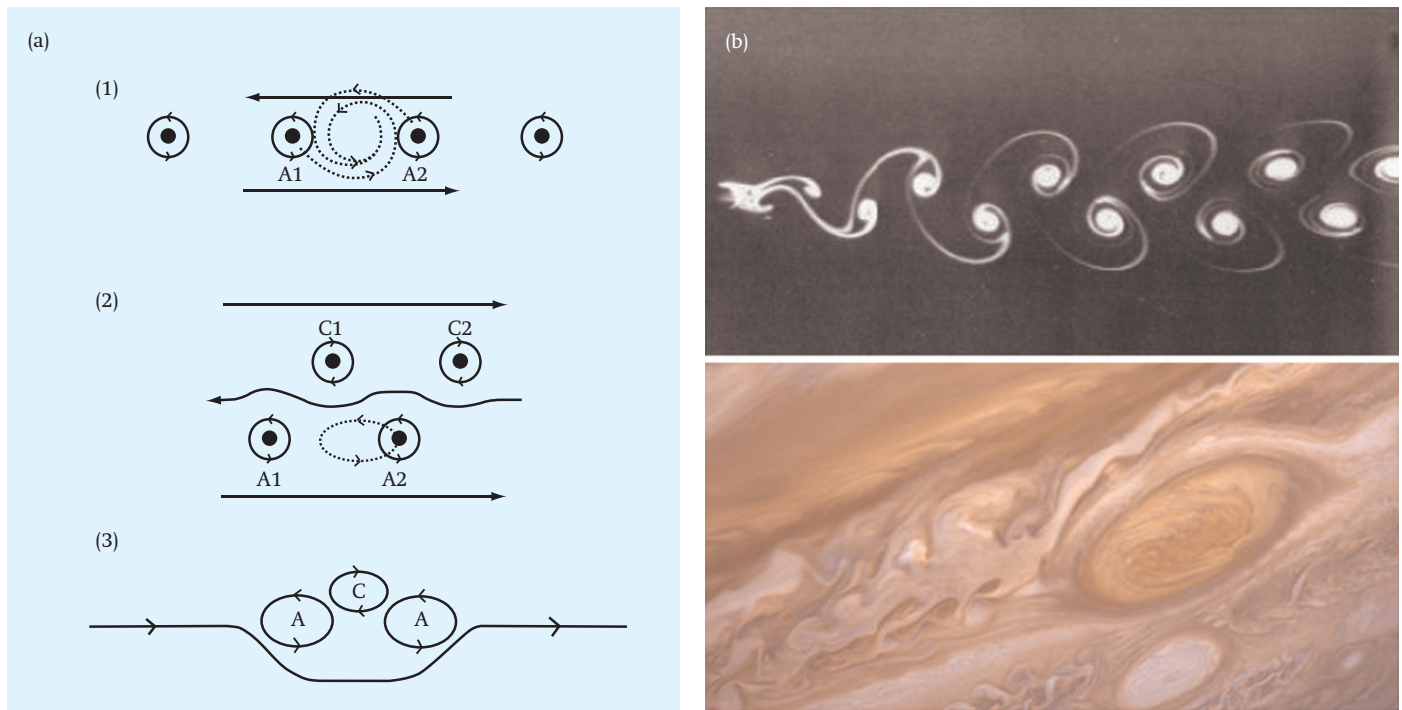


Fig. 5. Circulación en torno a los anticiclones y su interacción mutua [1, 14, 15]. (a) Anticiclones confinados en una banda. (b) Kármán Vortex Street.

son más lentas, pues se desplazan con velocidades de sólo unos centímetros por segundo o incluso menos.

3. Vorticidad e inestabilidades

Una vez hemos desarrollado tanto las ecuaciones del movimiento como los diferentes patrones ondulatorios fundamentales que tienen lugar en la atmósfera de Júpiter, pasaremos a analizar los procesos que dan lugar a la vorticidad —patrones circulares rotantes que tienen como producto la Gran Mancha Roja, distintos tipos de óvalos y transporte de materia— e inestabilidades. Estos procesos se pueden resumir en tres tipos de inestabilidades: inercial, barotrópica y baroclina [12].

El estudio de estas inestabilidades es fundamental para conocer el comportamiento de la atmósfera de cualquier planeta.

3.1. Inestabilidades

3.1.1. Inestabilidad inercial

Nace de las desigualdades entre la fuerza del gradiente de presión y la fuerza centrífuga de una parcela que es desplazada radialmente en un vórtice antisimétrico. Principalmente son conducidas por las tensiones del torbellino vertical asociado con las rupturas de las térmicas y el transporte de calor. Ambos disminuyen el gradiente horizontal de temperaturas, mientras que en la vertical lo aumentan.

La inestabilidad inercial ha sido propuesta para explicar la formación de estructuras en bandas que aparecen en la atmósfera de planetas gigantes, ya que conduce a movimientos asimétricos, lo cual concuerda con este tipo de formaciones. También puede explicar la estructura de las nubes a escalas menores, como es el caso de la Gran Mancha Roja (GRS), pues una segunda condición para que se produzca este tipo de inestabilidad es que la vorticidad absoluta sea negativa, es decir, que la suma de la vorticidad atribuible a la rotación del fluido sobre sí mismo, combinada con la de rotación del planeta, sea menor que cero. Por ello, en

los óvalos con giro anticiclónico la inestabilidad inercial es capaz de crear turbulencia y, de este modo, producir un incremento de la nubosidad.

3.1.2. Inestabilidad barotrópica

El término *barotrópico* hace referencia a los casos en los que no existen gradientes de temperatura cuando nos encontramos en una superficie de presión constante. Esto significa que el flujo zonal básico no varía con la altura. Bajo ciertas condiciones, las inestabilidades aumentan fundamentalmente por el exceso de curvatura horizontal presente en el perfil básico de circulación. La condición de inestabilidad barotrópica es equivalente a decir que el gradiente meridional de la vorticidad potencial debe cambiar de signo en algún punto de su dominio.

3.1.3. Inestabilidad baroclina

En este caso la temperatura varía para superficies de presión constante, lo cual implica que los vientos zonales varían con la altura. Por ello, las inestabilidades baroclina dependen, en términos generales, de la curvatura vertical del flujo. Sin embargo, en determinadas condiciones baroclina, la circulación puede tener también una curvatura horizontal importante.

3.2. Vorticidad

La atmósfera joviana está poblada por cientos de vórtices —estructuras circulares rotantes— que, al igual que en la atmósfera de la Tierra, pueden dividirse en dos clases: ciclones y anticiclones. La mayor diferencia con los terrestres es que en el caso de Júpiter los anticiclones predominan sobre los ciclones —el 90 % de las formaciones de más de 2.000 km son anticiclones—. La variación de estos vórtices oscila entre unos pocos días y cientos de años, dependiendo del tamaño de éstos.

También cabe destacar que los anticiclones tienen altas presiones en su centro, al contrario que los ciclones.

3.2.1. Aproximación del viento del gradiente

El viento del gradiente es una aproximación física al viento real [13]. A pesar de poder aplicarse, en general, a todo viento horizontal que sea paralelo a las isobaras y en el que la aceleración tangencial es nula, es más habitual hacerlo cuando se considera que el viento es producto del equilibrio entre el gradiente de presión, la fuerza de Coriolis y la aceleración centrípeta. Es este último término el que permite considerar que la trayectoria del viento es curvada, lo que constituye un gran avance respecto al viento geostrofico. Además, podemos suponer que las fuerzas de rozamiento son despreciables.

Los vientos localizados en zonas de altas presiones tendrán una velocidad mayor que los vientos que se encuentran en zonas de bajas presiones. Sin embargo, normalmente el viento sopla mucho más deprisa alrededor de bajas que alrededor de altas presiones. Esto se debe a que las isobaras alrededor de una baja presión suelen encontrarse mucho más juntas entre sí que en una alta, lo cual conduce a un gradiente de presión mucho mayor.

Teniendo en cuenta esto, junto con la inestabilidad inercial, puede explicarse la asimetría en el número de anticiclones frente a los ciclones.

3.2.2. Tormentas de larga duración

Los anticiclones en la atmósfera de Júpiter siempre están confinados en una banda en la que se pueden mover de forma longitudinal manteniéndose, aproximadamente, en la misma latitud. Los vientos en su periferia son del orden de 100 m/s. Los diferentes anticiclones localizados en esta zona tienden a romperse en una serie de pequeños óvalos y fusionarse cuando se rompe el equilibrio inestable en que se encuentran y se aproximan los unos a los otros. Aun así hay dos anticiclones totalmente diferentes al resto, la Gran Mancha Roja y el óvalo BA (también conocido como la Pequeña Mancha Roja).

En contraste con los anticiclones, los ciclones jovianos tienden a ser bastante menores, con estructuras irregulares y de mucha menor duración. La estructura interna de los vórtices no está totalmente clara. Se piensa que son relativamente finos, tanto que cualquier estructura mayor de 500 km tiende a la inestabilidad.

Gran Mancha Roja

El rasgo más característico de Júpiter es la llamada “Gran Mancha Roja” (GRS, en sus siglas en inglés). Situada a latitud 22° sur, es una tormenta anticiclónica persistente que comenzó hace al menos 180 años y que, posiblemente, perdurará al menos 345 años más.

La GRS rota en el sentido opuesto al de las agujas del reloj con un periodo de aproximadamente seis días terrestres, o lo que es lo mismo, catorce días jovianos. Sus dimensiones oscilan entre 24.000-40.000 km de oeste a este y entre 12.000-14.000 km de sur a norte.

Los datos conseguidos en el infrarrojo indican que la Gran Mancha Roja es más fría, y por ello, mayor en altitud, que las demás nubes presentes en el planeta; los toques nubosos de la GRS se encuentran unos 8 km por encima de las nubes cercanas. Ésta se encuentra confinada espacialmente por un *jet stream* dirigido hacia el Este, el cual actúa en el sur de la mancha, y por otro dirigido hacia el Oeste, actuando en el norte de la misma. Dado que su velocidad de rotación es aún suficientemente alta como para no verse afectada por los numerosos fenómenos que tienen lugar a su alrededor, no corre peligro de desaparecer. La GRS ejerce un efecto regulador, esto podemos verlo si hacemos una comparación en un amplio intervalo de tiempo. En él se aprecia como, mientras la NEB (Banda Ecuatorial Norte) pasa de ser muy estable y sin apenas turbulencia a convertirse en un flujo turbulento con varios óvalos, a la SEB (Banda Ecuatorial Sur) le ocurre justamente lo contrario. Esto se debe a que en la banda ecuatorial sur tenemos la Gran Mancha Roja, que destruye todos los procesos turbulentos que ocurren en sus proximidades, y en la banda ecuatorial norte no tenemos ningún sistema anticiclónico regulador que impida una libre circulación y turbulencia de las capas nubosas.

Si la GRS la consideramos como un cilindro que no se mueve a lo largo de su eje y tomamos un fluido que se aproxima a ella, la corriente se divide y forma una serie de vórtices detrás, tal y como se puede observar en la figura de la calle de vórtices de Von Kármán (Kármán Vortex Street).

Remitiéndonos de nuevo a las fotografías de Wesley del 17 de junio y del 19 de julio de 2009, vemos que existe una cadena de óvalos oscuros —recordemos que se tratan de ciclones más inestables que los óvalos blancos—. La aparición de la estructura anterior puede deberse a que una línea

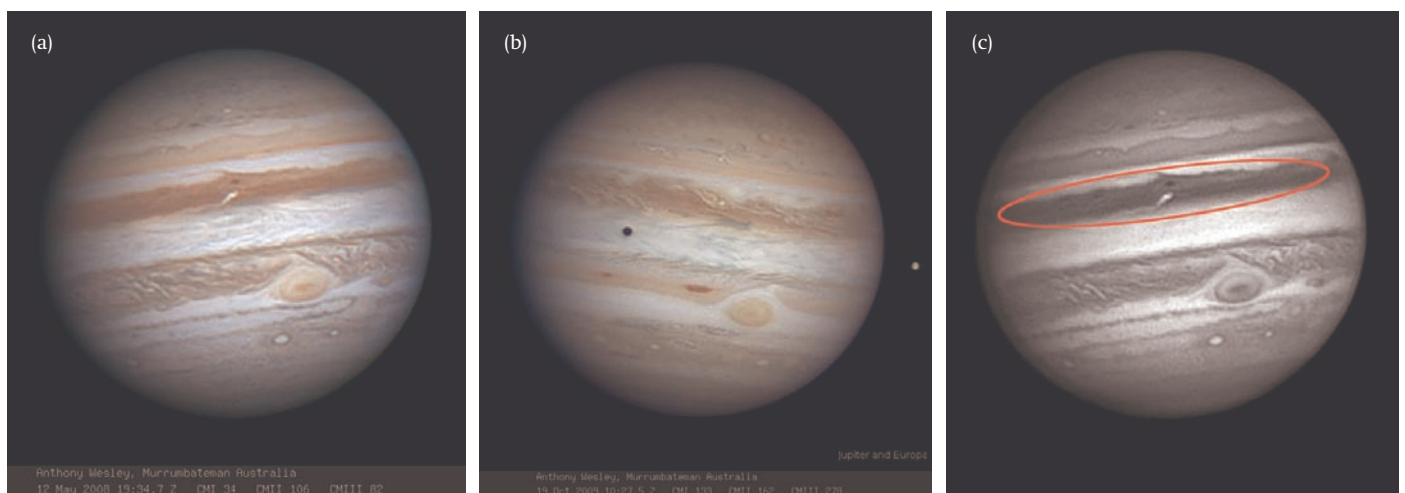


Fig. 6. Destrucción de procesos en la SEB mientras se mantienen en la NEB [11]. (a) 12 de mayo de 2008. (b) 19 de octubre de 2009. (c) Esquema de situación de la NEB.

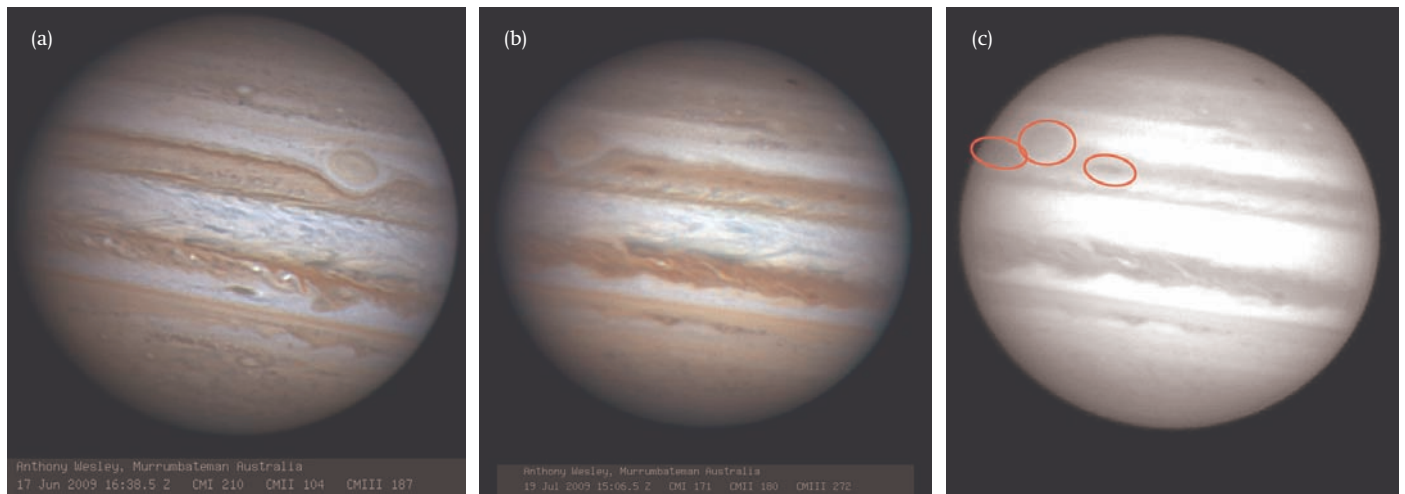


Fig. 7. Formación de anticiclones en la SEB por aislamiento de inestabilidades [11]. (a) 17 de junio de 2009. (b) 19 de julio de 2009. (c) Esquema donde se sitúan, de izquierda a derecha: cadena de óvalos, GRS y óvalo aislado.

de nubes oscuras, al llegar a la misma latitud que la GRS y sobrepasarla, se rompe debido a la rotación diferencial del planeta. Esta ruptura produce un aislamiento de los fragmentos, que acaban formando una cadena de ciclones. La formación de ciclones por aislamiento está perfectamente definida por las ecuaciones de vorticidad que se han visto anteriormente.

Pequeña Mancha Roja

También podemos destacar su hermana menor, la “Pequeña Mancha Roja”, a la que más adelante llamaremos por sus siglas en inglés LRS. Este fenómeno atmosférico, al igual que la GRS, se trata de un anticiclón. La rápida evolución de la LRS comenzó con la fusión de varios óvalos blancos que se observaron en los años treinta. Dos de estas tormentas

colisionaron en 1998, y el par combinado se unió a una tercera tormenta aún mayor en el año 2000. En el 2005, por razones que veremos más adelante, la tormenta resultante se volvió roja. Actualmente ha desaparecido por la interacción con la GRS.

3.2.3. Viscosidad turbulenta y transporte vertical de materia

Como la estructura atmosférica joviana es muy profunda, la magnitud de la fuerza de gravedad no es en absoluto despreciable, por tanto, en una primera aproximación, se trata de un fluido bidimensional. Bajo estas condiciones, cualquier tipo de turbulencia se transformará en un vórtice cada vez más grande según vaya en aumento la inestabilidad. Esto es exactamente lo contrario a lo que estamos acostumbrados en un fluido tridimensional, como es la atmósfera terrestre,

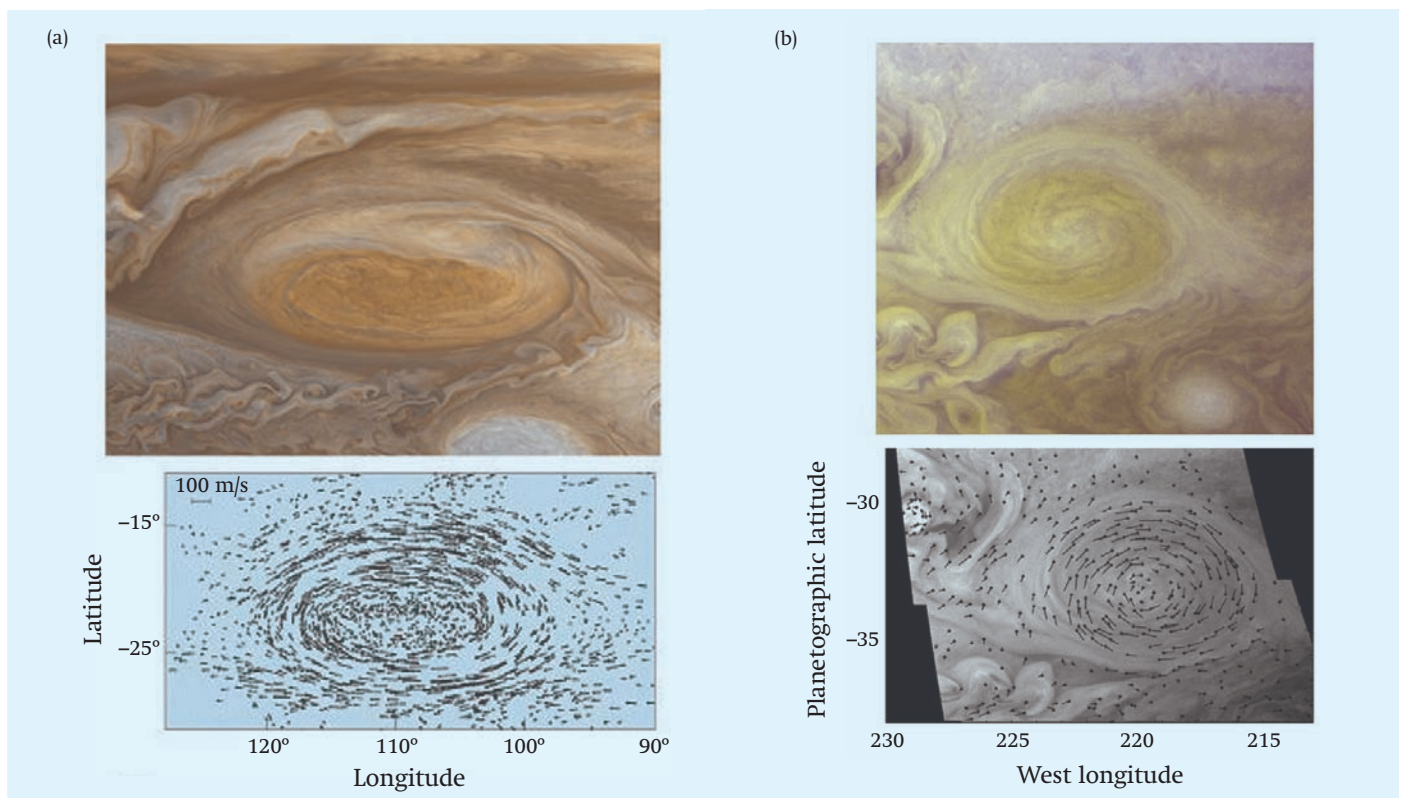


Fig. 8. Imágenes en color cuasirreal y mapas de vientos en el que se aprecia su comportamiento anticiclónico [15, 16 (New Horizons-LORRI), 17]. (a) Gran Mancha Roja. (b) Pequeña Mancha Roja.

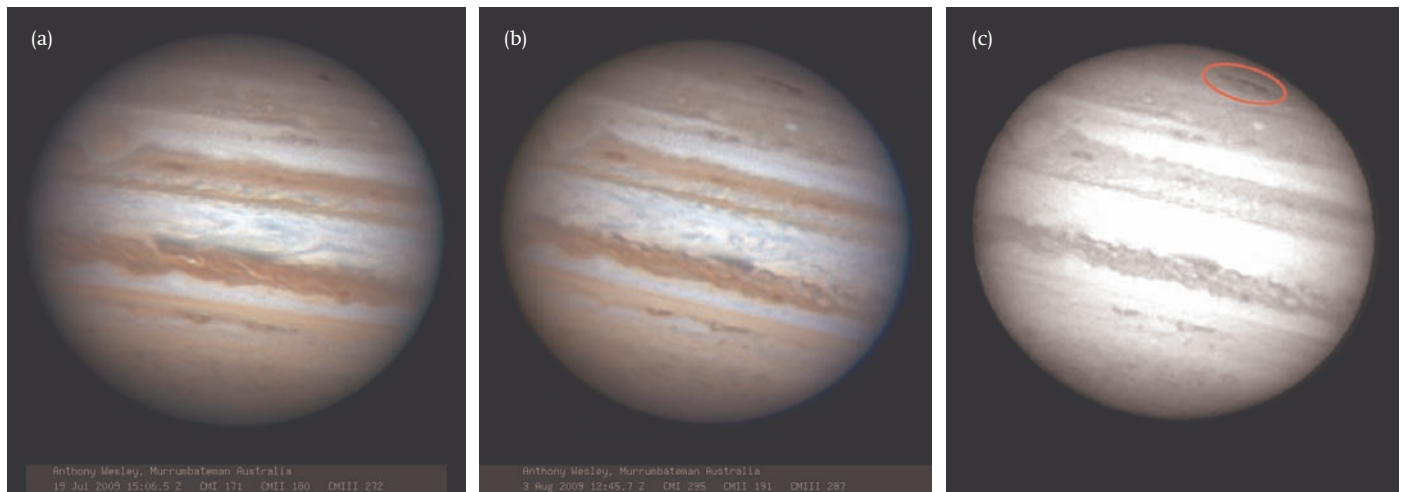


Fig. 9. Transporte vertical de materia debido a un impacto de un asteroide [11]. (a) 19 de julio de 2009. (b) 3 de agosto de 2009. (c) Esquema de situación de la pluma debida al impacto.

en la que cualquier indicio de vorticidad irá disminuyendo según pase el tiempo [18].

La turbulencia en la atmósfera de un planeta está regida por las ecuaciones que hemos visto anteriormente, pero, de una forma sencilla, podemos reducir su dinámica a una inestabilidad estática cuando existe una excesiva cizalladura del viento horizontal o vertical, o es altamente convectiva. En general, es evidente que, cuando se inicia un proceso turbulento, la energía asociada se tiene que disipar mediante fricción o transferencia de energía al medio. Como también hemos visto, bastantes formas de turbulencia persisten en el tiempo.

Hay tres mecanismos fundamentales en el transporte de dicha energía: conducción, convección y radiación.

- **Conducción:** La energía se transmite por medio de la colisión entre partículas. Este tipo de transporte es importante en la parte superior de la termosfera y en la exosfera. Las colisiones tienden a equilibrar la distribución de temperaturas en la atmósfera, dando como resultado una exosfera aproximadamente isoterma.
- **Convección:** El transporte de energía en la troposfera de un planeta está gobernado por la convección, que provoca un perfil de temperaturas plenamente adiabático. Se trata de un método extremadamente eficiente de transporte de energía siempre y cuando el gradiente vertical de temperaturas sea superadiabático. Por otro lado, el gradiente vertical de la adiabática seca facilita la formación de nubes, pero esta formación nubosa provoca un descenso en el gradiente de temperaturas debido al calor latente de la condensación.
- **Radiación:** Este proceso es más eficiente cuando el gradiente de temperaturas en la atmósfera sigue la relación $-dT/dz$. Bajo condiciones de equilibrio, éste nunca puede superar al adiabático seco. Si el gradiente de temperatura en una atmósfera radiativa, $(-dT/dz)_{rad}$, es mayor que en una atmósfera convectiva, $(-dT/dz)_{conv}$, la atmósfera será superadiabática y la convección provocará que el gradiente de temperatura tienda al del adiabático seco.

En las partes más tenues de la termosfera el transporte de energía está dominado por la conducción. En capas más profundas, por debajo de 0,5 bar, se encuentra en equilibrio radiativo, y por debajo domina la convección.

Este transporte vertical de materia se puede ver perfectamente en las siguientes fotografías (figura 10). En la imagen

del 19 de julio de 2009, se puede ver una mota oscura en la zona sur del planeta. Esta mota se debió al impacto de un cuerpo de tipo asteroidal; en la imagen del 3 de agosto es fácil ver su evolución y cómo la propia atmósfera ha ido alargando los restos del impacto. El color oscuro de la nube de restos se debe a la pluma generada por el cuerpo impactador y a la aparición de material más profundo.

3.3. Movimientos a gran escala y circulación

La circulación a nivel superficial en los planetas gaseosos está dominada por *jets* que circulan hacia el Este o hacia el Oeste. Los *jets* de la zona ecuatorial discurren de Este a Oeste debido a la rotación del planeta y están flanqueados por numerosos *jets* de direcciones alternas, siendo los de la banda ecuatorial los más rápidos, con una velocidad en torno a los 100 m/s. Esta circulación en bandas está directamente relacionada con el parámetro de Coriolis [19].

Cuando observamos la atmósfera joviana se puede ver cómo predominan, de forma alterna, dos colores en las bandas, el rojizo y el blanco. La diferencia de color de unas bandas a otras se debe a la opacidad de las nubes. En las bandas claras la concentración de amoníaco es mucho mayor que en las oscuras. Este compuesto, al reaccionar con la radiación UV del Sol, forma cristales de hielo que dan lugar a nubes blancas a gran altura que impiden ver las capas inferiores. De esta forma, las nubes de amoníaco periódicamente ocultan las bandas oscuras tal y como se puede ver en la figura 11.

Esta circulación y desaparición de bandas sugiere que la circulación en el planeta está regida por sucesivos cilindros

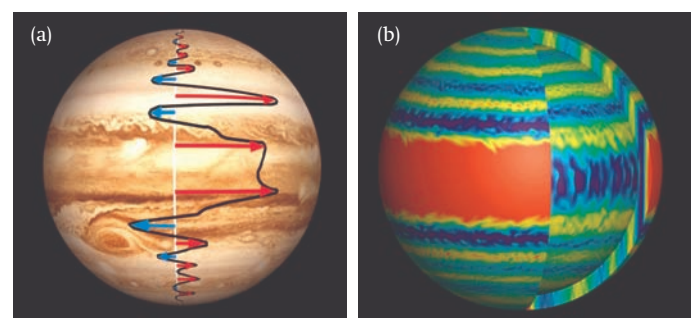


Fig. 10. Circulación y movimientos a gran escala [19]. (a) Perfil de vientos en capas altas. (b) Modelo dinámico de vientos zonales.

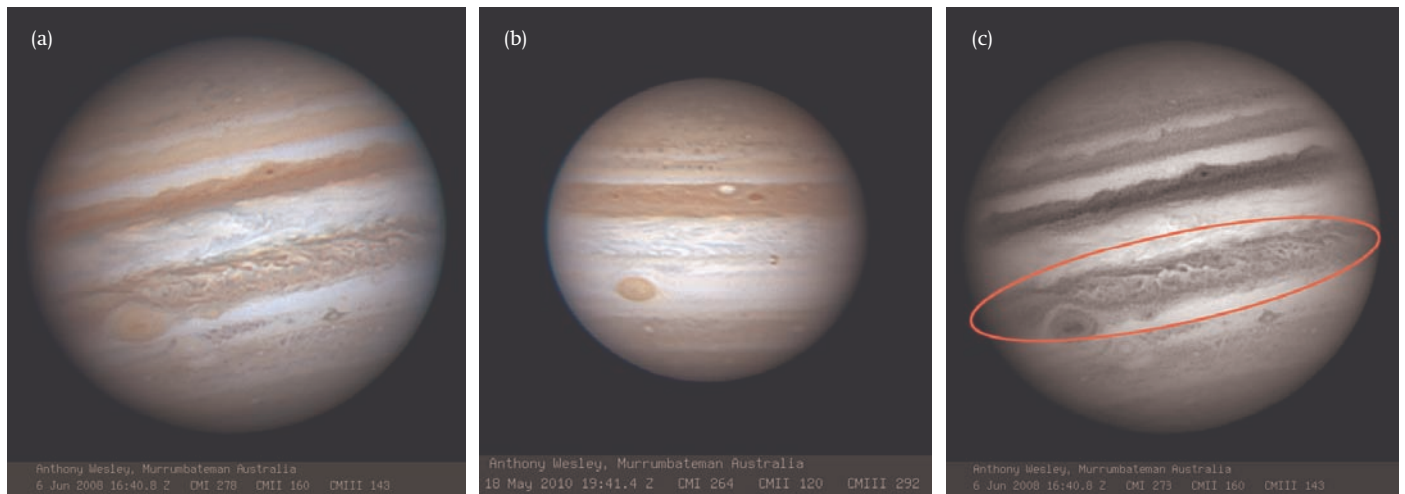


Fig. 11. Desaparición de la banda ecuatorial sur [11]. (a) 6 de junio de 2008 —SEB en pleno apogeo—. (b) 18 de mayo de 2010 —SEB completamente cubierta por nubes—. (c) Esquema de situación de la SEB.

de distintas velocidades, y lo que nosotros vemos es la proyección de dichos cilindros, de ahí que exista una simetría respecto al ecuador en la circulación de las bandas, como se puede ver en la figura del modelo dinámico de vientos zonales (figura 10).

Pero no las bandas son la única forma de circulación en la atmósfera joviana. También podemos encontrar numerosas tormentas convectivas embebidas en las bandas nubosas, de ahí que estas regiones estén dominadas por movimientos de subsidencia; esto provoca una fuerte convección desde las capas más profundas en áreas muy localizadas. Dicha profundización de la convección explica por qué tanto la GRS como la LRS tienen el color rojizo.

También existen los denominados “puntos calientes”. Estas zonas están relativamente libres de nubes altas, lo que facilita que el calor interno de Júpiter escape con muy poca absorción debida al medio, provocando así una fuerte emisión en el infrarrojo. Los puntos calientes no son más que manifestaciones de la vorticidad, en concreto, de las ondas de Kelvin Helmholtz, y aparecen de forma natural en las ecuaciones de Rossby.

Volviendo a las imágenes de Wesley, si comparamos una secuencia desde 2008 hasta 2010 (figura 11), se ve sin ningún problema un espectacular cambio en la coloración de las bandas del planeta. En las primeras imágenes se observa

perfectamente la SEB ya que prácticamente no existen nubes altas de amoníaco en la parte ecuatorial debido a su alta temperatura. En cambio, en 2009 las nubes de amoníaco hacen su aparición hasta que la cubren por completo en 2010. Esta desaparición de la SEB sólo es aparente. En las últimas dos imágenes, se ve cómo bajo la capa de nubes altas de amoníaco aún se encuentra esta banda nubosa. Los tres puntos brillantes corresponden a un *outbreak* o punto caliente.

Agradecimientos

Queremos agradecer a don Francisco Domínguez-Adame Acosta su disponibilidad para resolver dudas sobre dinámica de fluidos, a don Enrique Maciá Barber por su ayuda en las ecuaciones de vorticidad así como a don Carlos Yagüe Anguís por su ayuda en los perfiles de temperatura y la aproximación geostrofica.

Pero también queremos agradecer la ayuda de don Anthony Wesley al permitirnos utilizar sus fotografías en el trabajo y también a toda la comunidad que comparte recursos docentes en Internet.

Referencias

[1] Perfiles de presión y cobertura nubosa: I. DE PATER y J. J. LIS-SAYUER, *Planetary Sciences* (Cambridge University Press, 2001).

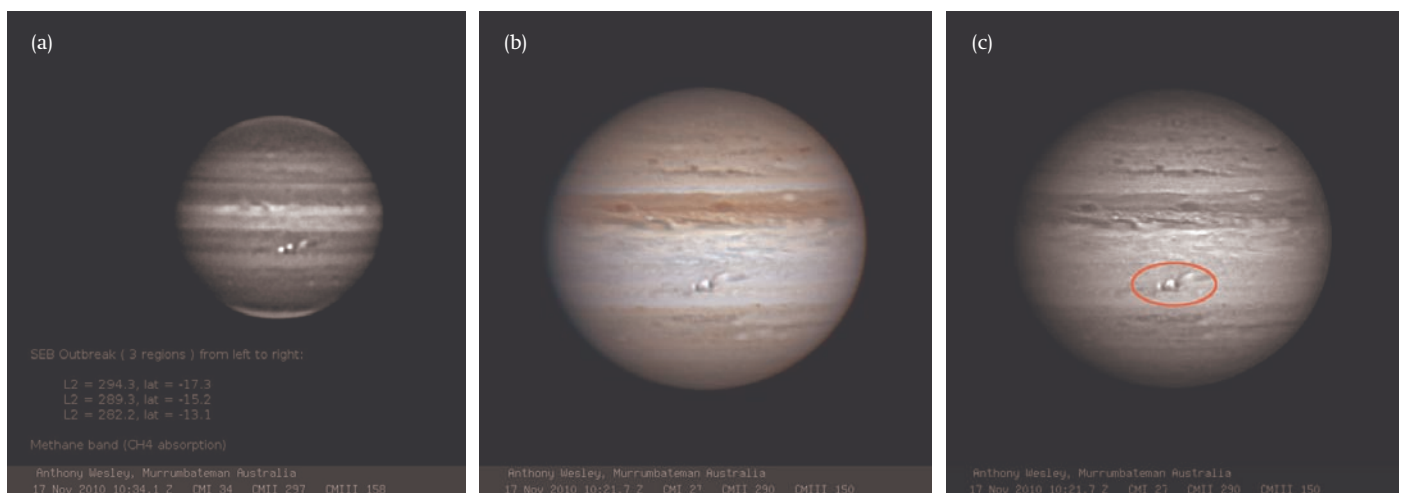


Fig. 12. Aparición de los puntos calientes en la banda ecuatorial sur [11]. (a) 17 de noviembre de 2010 —banda CH₄—. La SEB está cubierta pero hay dos puntos calientes. (b) 17 de noviembre de 2010 —Puntos calientes en color real. (c) Esquema de situación de los puntos calientes.

- [2] Cobertura nubosa: P. R. WEISSMAN, L. A. MCFADDEN y T. V. JOHNSON, *Encyclopedia of the solar system* (Academic Press, 1999).
- [3] Ecuación de Navier Stokes: <http://icon.enes.org/current/SW-a/index.html>
- [4] Ecuaciones de Navier Stokes: I. M. COHEN y P. K. KUNDU, *Fluid Mechanics* (Elsevier Academic Press, 2008), pp. 97-100.
- [5] Ecuaciones del movimiento: I. M. COHEN y P. K. KUNDU, *Fluid Mechanics* (Elsevier Academic Press, 2008).
- [6] Ecuación de vorticidad: <http://www.atm.damtp.cam.ac.uk/mcintyre/papers/ENCYC/epv-times.pdf>
- [7] Ondas de gravedad: <http://rammb.cira.colostate.edu/wmovl/VRL/Tutorials/euromet/courses/>
- [8] Ondas de Rossby: <http://rammb.cira.colostate.edu/wmovl/VRL/Tutorials/euromet/courses>
- [9] Ondas en planetas gaseosos: <http://www.nature.com/nature/journal/v460/n7255/pdf/nature08194.pdf>
- [10] Fotografía de ondas de Kelvin Helmholtz en la Tierra: NOAA/Forecast Systems Laboratory, Scatcat 2001 (<http://www-frd.fls.noaa.gov/mab/scatcat>).
- [11] Fotografías de Júpiter: Anthony Wesley (<http://acquerra.com.au/astro/>) (<http://www.pvol.ehu.es/index.jsp?action=iopw>).
- [12] Inestabilidades: P. IRWIN, *Giant planets of our solar system: an introduction* (Springer, 2006).
- [13] Aproximación del viento del gradiente: C. DONALD AHRENS, *Meteorology Today: an introduction to weather, climate, and the environment* (Brooks Cole, 2010).
- [14] Kármán Vortex Street: S. TANEDA, *Album of Fluid Motion* (Van Dyke, 1982).
- [15] Imágenes de Júpiter de alta resolución: Nasa/Johns Hopkins University Applied Physics Laboratory. Southwest Research Institute.
- [16] Fotografía de la Gran Mancha Roja en alta resolución: NASA/JPL. *Voyager 1*, 1979. Procesada por Bjorn Jonsson.
- [17] Dinámica de la Pequeña Mancha Roja: <http://spacespin.org/article.php/80544-storm-wind-jupiter-little-red-spot>
- [18] Transporte vertical de materia y tormentas de larga duración: <http://web.gps.caltech.edu/faculty/ingersoll/>
- [19] Movimientos a gran escala: <http://www.mps.mpg.de/projects/planetary-dynamics/athmospheres.html>



Anahí Villalba Pradas



Carlos Eugenio Tapia Ayuga