

CAPÍTULO 4

OBSERVACIONES DE LA DINÁMICA DE LA CORRIENTE EN CHORRO MÁS INTENSA DE JÚPITER

4.1 INTRODUCCIÓN Y ANTECEDENTES HISTÓRICOS

Entre el 10 y el 17 de febrero de 1990 se produjo la última erupción clásica de la NTB (Banda Templada Norte) en la zona del pico del “jet” situado a 24°N , con la aparición de material blanco de origen convectivo y formaciones nubosas oscuras (Sánchez-Lavega y col. 1991). Durante la segunda mitad de 1990 la NTB se regeneró convirtiéndose en una banda de bajo albedo ancha y uniforme, bien distinta del aspecto que mostró en 1979 cuando fue fotografiada por los Voyager 1 y 2 (Figura 3.1). Dicho aspecto se prolongó durante casi todo 1991 hasta que a finales de 1991 fueron discernibles unas manchas oscuras en el límite sur de la NTBs.

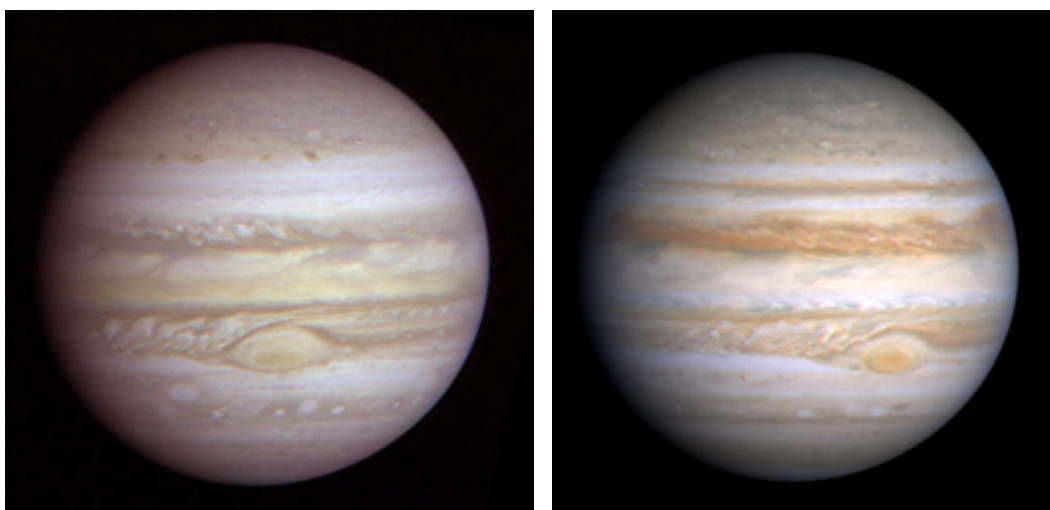


Figura 4.1. Izquierda: imagen de Júpiter tomada por la sonda Voyager 2 en 1979. Se aprecia como la banda templada norte es apenas visible poco antes de la erupción de 1979. Derecha: imagen de Júpiter tomada a finales de 2000 por la sonda Cassini diez años después de la erupción de 1990. Se aprecia claramente como la NTB es ancha y oscura.

Tanto los cambios de albedo de la NTB como las manchas oscuras de la NTBs han sobrevivido durante el período que abarca desde 1991 hasta finales de 2001. Los detalles oscuros, en realidad como se verá más adelante vórtices o remolinos, por lo general penetran en la NTrZ y tienen su centro en el límite sur de la NTBs a latitudes unas pocas décimas de grado más al sur que el máximo del jet a 24°N . Hemos seguido estas manchas de manera exhaustiva durante 8

años mostrando una longevidad mínima de cuatro años, aunque los indicios apuntan a que las *mismas* manchas han estado sobreviviendo durante todo el período de 8 años. La cota mínima de 4 años ya supone un récord de longevidad para cualquier detalle bien estudiado en esta zona, incluso para la mayoría de los detalles individuales observados en todo el planeta. La anormal longevidad de estos detalles para la región del planeta en la que se encuentran inmersos ya fue sugerida por García-Melendo y col. (1994), indicando también una posible alteración del perfil de vientos zonales.

Desde que se empezó la vigilancia telescópica de Júpiter a mediados del siglo XIX, no había evidencia observacional de la existencia de manchas oscuras (o claras) en el borde sur de la NTB que hayan sobrevivido durante tanto tiempo, pero si existía constancia histórica de la presencia de detalles semejantes, que posiblemente se mantuviesen durante meses o incluso más tiempo.

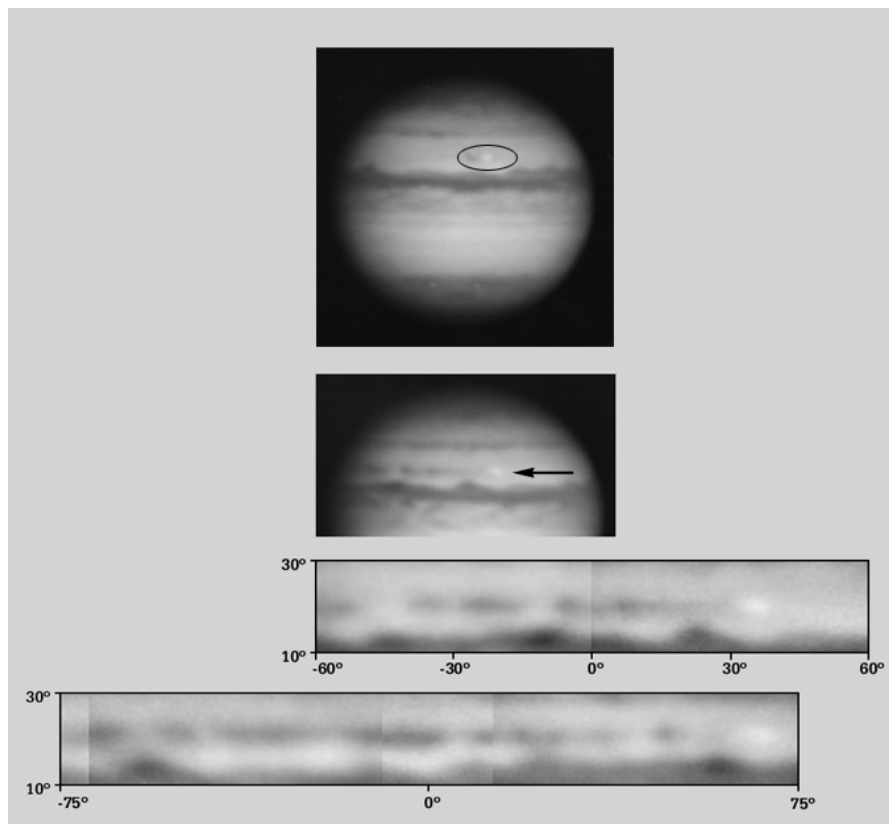


Figura 4.2. Figura superior: Imagen de Júpiter tomada el 15 de febrero de 1990 donde se aprecia claramente la aparición de una de las dos manchas brillantes (elipse, nube convectiva), origen de la perturbación en la NTB. Figura inferior: Imagen del hemisferio norte de Júpiter tomada el 9 de marzo de 1990, 20 días después de la erupción en la que se aprecia claramente como se forman manchas oscuras hacia el oeste de la mancha (flecha) con velocidades de deriva inferiores del orden de 120 ms^{-1} . Los dos planisferios inferiores (eje vertical latitud planetográfica y horizontal longitud tomando como referencia arbitraria el centro del planisferio), muestran parte del desarrollo de la perturbación en forma de estela hacia el oeste de manchas oscuras el 9 y 18 de marzo respectivamente, 20 y 29 días después de la aparición de la mancha blanca. Imágenes de I. Miyazaki.

Igual que los detalles que ocupan este trabajo, las manchas oscuras semejantes que han aparecido en otras épocas, están relacionadas con las denominadas *erupciones* de la NTB. Las erupciones que han podido ser estudiadas fotográficamente desde sus inicios mediante la obtención de imágenes de alta resolución, básicamente desde 1970 hasta hoy (la descripción que se da aquí está tomada de Sánchez-Lavega (1989), y para estudios particulares de algunas de ellas ver Reese (1971), Sánchez-Lavega y Quesada (1988), Josep M. Gómez (1978), Sánchez-Lavega y col. (1991)), se han caracterizado por la aparición al principio del fenómeno de manchas blancas formadas por nubes de origen probablemente convectivo, que obtienen su impulso ascensional de la liberación del calor latente durante el proceso de condensación de agua en capas nubosas más profundas. Su aspecto especialmente contrastado en imágenes tomadas tanto en luz ultravioleta (Reese 1972), como en la banda de 890nm del metano (Minton 1972), sugiere que estas estructuras blancas se sitúan por encima del techo de nubes circundante. Las dimensiones son del orden de 6.000 km, se localizan muy cerca del máximo del “jet” a 24°N y presentan velocidades de deriva $u \sim 165 \text{ ms}^{-1}$. En el caso particular de la erupción de 1975, se llegaron a detectar velocidades del orden de $u \sim 180 \text{ ms}^{-1}$ (Josep M. Gómez 1978).

Inmediatamente a la aparición de las manchas blancas, surgen cadenas de manchas oscuras con escalas longitudinales de 10.000 km y meridionales de 4.000 km, y velocidades de $u \sim 120 \text{ ms}^{-1}$. En las erupciones anteriores a 1970, no existe constancia de la aparición de manchas blancas, pero hay que tener en cuenta que el estudio de tales fenómenos fue básicamente visual, y la mayoría de los documentos fotográficos existentes presentan baja resolución y contraste. En el caso de la perturbación de 1990, pudo observarse claramente como las manchas oscuras aparecen en el lado oeste de las manchas brillantes propagándose hacia el oeste hasta circundar completamente el planeta (Figura 4.2).

Como ya se ha comentado anteriormente, existe constancia de la existencia de detalles semejantes, aunque aparentemente no tan duraderos, en épocas anteriores a 1970. Según Rogers (1995), en la erupción de 1891-1892 se pudieron seguir varias manchas oscuras durante varios meses en el borde sur de la NTBs. Algunos dibujos de la época (Figura 4.3), recuerdan el aspecto que presentan actualmente las manchas y la NTB (Figura 4.4). En otras erupciones como las de 1926 y 1929-1931 también afloraron manchas oscuras que pudieron seguirse durante varios meses (Figura 4.5). En la erupción de 1939, las manchas oscuras fueron observadas en el límite sur de la NTBs hasta 1943, aunque no existe un seguimiento continuo de las mismas y por tanto es imposible saber si algunas de ellas pudieron durar durante tantos años. Una fotografía de Júpiter tomada desde el Lick Observatory el 13 de octubre de 1939 (Figura 4.6), muestra nuevamente unas manchas y una NTB muy similar a la que se ha observado entre 1991 y 2001.

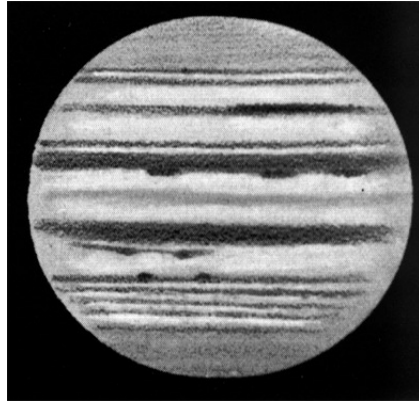


Figura 4.3. Dibujo realizado el 23 de octubre de 1891 por W. E. Jackson donde se aprecian las manchas oscuras en el borde sur de la NTBs, similares a las observadas desde 1991 (Rogers, 1995).

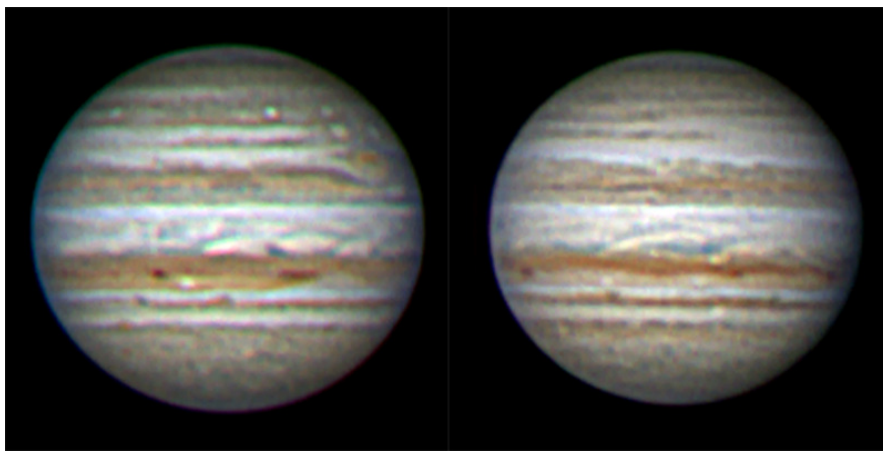


Figura 4.4. Imágenes de Júpiter tomadas por I. Miyazaki el 22 de agosto de 1997 (izquierda), y el 3 de octubre del mismo año (derecha).

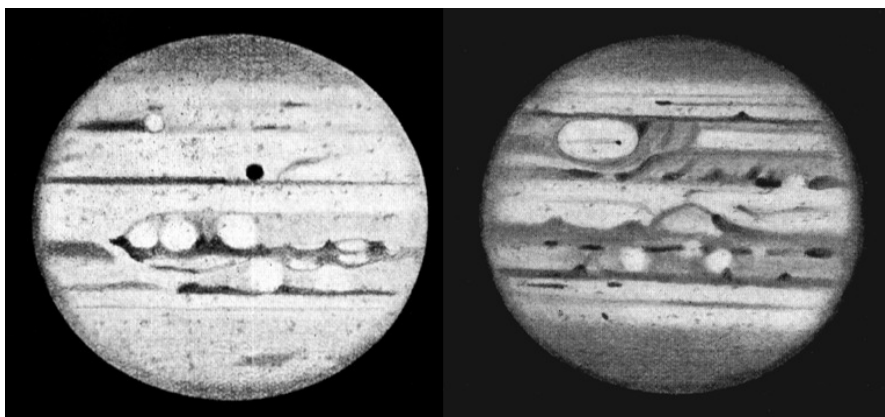


Figura 4.5. Izquierda: Júpiter dibujado por T. E. R. Phillips el 19 de septiembre de 1926. Derecha: Júpiter según B. M. Peek, el 30 de noviembre de 1929, según Peek (1958).

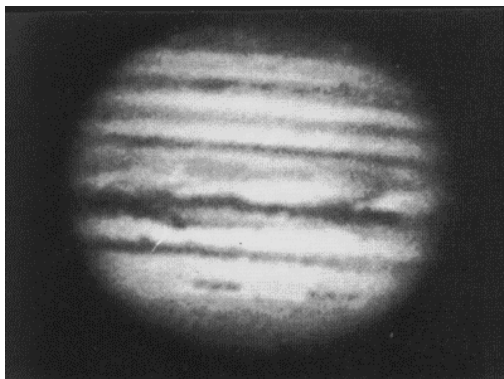


Figura 4.6. Manchas oscuras sobre el borde sur de la NTBs, fotografiadas desde el Lick Observatory el 13 de octubre de 1939. Es interesante comparar esta imagen con las de I. Miyazaki de 1997.

Es interesante comentar que en la erupción de 1939, las manchas oscuras prácticamente desaparecieron en la aparición de 1941-1942, pero que se observó un *revival* (aparición de nuevas manchas) de la erupción en 1943. Como ya se verá más adelante, los vórtices situados en el borde sur de la NTBs presentan un aspecto continuamente cambiante, y en muchas ocasiones se hacen prácticamente invisibles, hasta el punto de que sólo son detectables en imágenes de muy alta resolución, como las del HST y a longitudes de onda centradas alrededor del color azul y violeta.

Sin embargo la mancha mejor observada en la NTBs con anterioridad a 1970 es la descrita por Reese y Smith en un trabajo publicado en 1966, quienes siguieron con continuidad un detalle oscuro en las fotografías de Júpiter efectuadas en azul y ultravioleta (longitudes de onda sin especificar) desde el NMSUO, que sin embargo fue prácticamente invisible en longitudes de onda más largas. La mancha tuvo una vida de 268 días, se observó una deriva media diaria de $-1^{\circ}.7756$ relativa al sistema I, y se situó aproximadamente a 24°N . Según describen los autores este detalle presentó una serie de características que la hacen muy semejante a las manchas observadas entre 1991 y 1998. Las básicas son una velocidad zonal $u \sim 120 \text{ ms}^{-1}$, un tamaño aproximado de 6.000 km (unos 5°), y una interesante descripción morfológica que en algunos casos coincide con el aspecto de las manchas actuales. La característica más notable descrita incluye un festón que se prolongaba desde el borde sur de la mancha hacia la NTrZ, fenómeno habitual en las manchas modernas de la NTBs.

En resumen, y para acabar esta introducción histórica, puede decirse que con anterioridad a la erupción de 1990, existen evidencias de que han aparecido manchas de aspecto y comportamiento semejante a las estudiadas en este trabajo, aunque no hay pruebas de que su duración fuese tan prolongada. En este estudio se muestra que 7 manchas, o vórtices como se verá en un apartado posterior, situados en el límite sur de la NTBs, vivieron al menos durante cuatro años y que posiblemente pudieron subsistir durante 8 o 10 años.

Uno de los principales interrogantes es precisamente establecer si estos cambios en las nubes están relacionados con algún tipo de variabilidad tanto en la forma como en la intensidad de la corriente en chorro a 24°N . Las observaciones efectuadas desde Tierra sostienen la idea tradicional de que

aunque la variabilidad de albedo de las bandas y zonas es frecuente en una escala de unos pocos años, la situación en latitud de las corrientes en chorro no ha cambiado (al menos durante los últimos cien años, ver Rogers 1995). Sin embargo se desconoce hasta qué punto las corrientes en chorro son estacionarias (en forma e intensidad) y, en caso de producirse cambios, cómo afectan estos a la morfología de las nubes y viceversa.

Hasta ahora son pocos los estudios dirigidos a contestar estas preguntas (Vasavada y col. 1998, Simon 1999). La razón está en que aunque los cambios morfológicos son fácilmente observables incluso a baja resolución con pequeños telescopios desde la superficie de la Tierra, la estructura detallada de las corrientes en chorro que debe ser resuelta para dilucidar estas cuestiones, sólo es visible en imágenes de alta resolución tomadas por telescopios espaciales o sondas automáticas que pasen junto al planeta (como Voyager, Galileo o Cassini). Durante los encuentros de los Voyager 1 y 2 en 1979, la NTB pudo estudiarse en detalle tanto desde el punto de vista morfológico como desde la corriente en chorro asociada (Ingersoll y col. 1981, Maxworthy 1984, Limaye 1986, 1989). Desde entonces se han producido importantes cambios en la morfología de la NTB, el más reciente la erupción de 1990 ya descrita brevemente (Sánchez-Lavega y col. 1991). En un artículo publicado en 1999 por Simon se ataca esta cuestión utilizando las imágenes de alta resolución disponibles durante los años 90 tomadas tanto por la sonda Galileo como por el HST. En primer lugar Simon midió nuevamente las imágenes tomadas por los Voyager y llegó a la conclusión de que Ingersoll y col. (1981), y Limaye (1986, 1989) subestimaron las velocidades de pico de la corriente en chorro situada a 24°N . Sus resultados concuerdan con los de Maxworthy (1984) que indican que durante 1979 esta corriente en chorro alcanzó los 183 ms^{-1} . Posteriormente, y utilizando las imágenes de Galileo y HST de 1995 y 1997, demostró que la velocidad de pico de la corriente en chorro había decrecido hasta valores de $\sim 143 \text{ ms}^{-1}$, recobrando nuevamente el valor de $\sim 180 \text{ ms}^{-1}$ en 1998. Simon correlacionó los cambios de la corriente en chorro con variaciones en el albedo de la NTB. Más adelante mostraremos que la corriente en chorro en realidad no recuperó el valor de velocidad de la era Voyager en 1979.

En este capítulo se presenta un examen exhaustivo de esta familia de vórtices estudiando su morfología y propiedades dinámicas. Además se efectúa un análisis de los vientos zonales en torno al jet situado a 24°N para determinar el posible origen de estos objetos, y se comparan con otros vórtices clásicos como son la GRS, las WOS, o el WTrO. Los vientos zonales poseen sin duda la clave del origen de los vórtices, y también se mostrará como pese a que el máximo de la corriente en chorro a 24°N se ha mantenido prácticamente inamovible en latitud desde las misiones Voyager 1 y 2, (Limaye y col. 1982, Limaye 1986, Maxworthy 1984, Beebe y Hockey 1985, Magalhaes y col. 1990 y Simon 1999, por poner algunos ejemplos) la magnitud y forma de éste sí ha cambiado generando probablemente las alteraciones morfológicas que durante la última década han tenido lugar en esta parte del planeta. En el capítulo siguiente el estudio del perfil de vientos zonales se extenderá al resto del planeta para comprobar si realmente las alteraciones de la corriente en chorro a 24°N son locales o globales.

4.2 OBSERVACIONES Y COBERTURA TEMPORAL

El seguimiento de las manchas oscuras se ha realizado a través del análisis de decenas de miles de imágenes del planeta, tomadas todas ellas con diferentes instrumentos y detectores en un período que abarca desde 1991 hasta finales de 1998. Algunas mediciones se efectuaron sobre copias positivas en papel fotográfico durante el período 1991-1992, pero casi todo el trabajo se ha realizado sobre imágenes CCD, utilizando las herramientas de análisis planetario del programa LAIA (Laboratorio de Análisis de Imágenes Astronómicas) en un entorno PC (Cano 1998). Dicho análisis dio como resultado la obtención de casi 850 mediciones de posición (tanto latitud como longitud) de los vórtices.

Las diferentes técnicas de observación pueden distribuirse en los siguientes períodos:

1) *De 1991 a 1993.* Se utilizaron imágenes CCD tomadas con el telescopio planetario de 1 m de Pic du Midi (Francia), algunos documentos fotográficos (Japón) obtenidos con un telescopio de 40 cm, e imágenes CCD obtenidas con diversos telescopios de 40 cm desde Japón, España y los Estados Unidos. En general las imágenes se tomaron con varios filtros que abarcan desde el azul ($\lambda_{\text{eff}} \sim 450\text{nm}$) al infrarrojo cercano ($\lambda_{\text{eff}} \sim 900\text{nm}$), incluyendo tanto filtros de banda ancha como filtros interferenciales de banda estrecha centrados en 619nm, 725nm y 890nm.

2) *De 1994 a 1997.* Es un período en el que además de emplear imágenes CCD tomadas por el telescopio de 1 m de Pic du Midi y por diversos telescopios de 40 cm (Japón, España y Estados Unidos), se analizaron las imágenes de archivo del Hubble Space Telescope (HST) tomadas con la Wide Field Planetary Camera (WFPC). Las longitudes de onda centrales y los filtros utilizados por el HST comprenden los 332nm (336W), 409nm (410M), 435nm (439W), 548nm (547M), 588nm (588W), 673nm (673N), y 888nm (QCH₄N). Las secuencias de alta resolución que abarcan como mínimo una rotación, sirvieron para determinar las características dinámicas de los vórtices y estudiar el perfil de vientos zonales del jet a 24°N.

3) *1998.* Se utilizaron imágenes CCD tomadas por telescopios de 40 cm desde Japón, Estados Unidos y España, y secuencias realizadas con el telescopio planetario de 1 m de Pic du Midi. Es de destacar que gracias a la cobertura efectuada en B, G y R por I. Miyazaki (Japón), pudo determinarse la supervivencia de los vórtices hasta diciembre de 1998, coincidiendo con el final de la temporada de visibilidad de Júpiter poco antes de su conjunción con el Sol.

La Tabla 4.1 da la cobertura y el número de mediciones totales efectuadas para cada aparición.

Intervalo de observación (fecha/DJ)	Número de mediciones
17-11-1991 (2448577.9) a 02-06-1992 (2448776.0)	94
07-01-1993 (2448994.7) a 14-07-1993 (2449183.3)	70
24-11-1993 (2449315.8) a 25-08-1994 (2449589.6)	97
16-12-1994 (2449699.8) a 07-10-1995 (2449997.8)	133
13-01-1996 (2450095.9) a 15-12-1996 (2450433.2)	141
20-02-1997 (2450499.9) a 07-01-1998 (2450821.3)	196
07-05-1998 (2450940.8) a 30-12-1998 (2451178.0)	148

Tabla 4.1. Cobertura y número de observaciones.

4.3 IDENTIFICACIÓN DE LOS VÓRTICES Y MOVIMIENTOS

Las medidas de latitud de los vórtices y en general de todos los detalles oscuros de la NTB fueron planetográficas. El proceso de medición fue “ciego”, con ello se quiere decir que la reducción se efectuó sin conocimiento previo de la posición que debían tener éstas, y que a pesar de ello apareció un número relativamente pequeño de valores espurios. Dichas mediciones se concentraron además en los primeros años de 1993 a 1994, en cuyo período la calidad media de las imágenes tomadas con pequeños telescopios (40 cm de abertura), fue inferior a la de periodos posteriores.

Puesto que los vórtices se encuentran casi en el punto más rápido del jet a 24°N , presentan una velocidad de deriva considerable de unos -2° por día respecto del sistema I, muy superior a la velocidad de deriva del SIII que es de unos 9.4° por día más lenta, por lo que la representación directa en la forma (longitud SIII, tiempo) no suministra información por la gran pendiente de las rectas de deriva. Hay que pensar que estas manchas efectúan aproximadamente unas dos vueltas al planeta (respecto del SI), en el intervalo de tiempo que separan dos oposiciones, y que por tanto cualquier comportamiento que tuviesen durante el período de estudio es absolutamente indetectable.

Así que de acuerdo con la teoría expuesta en el capítulo 2, se procedió a representar los vórtices en un sistema especial cuya velocidad de rotación fuese igual al de la velocidad de deriva propia de los vórtices. De esta manera fue mucho más fácil identificar qué manchas observadas sobre la NTB correspondían a observaciones realizadas en diferentes días del mismo vórtice.

Puesto que las formaciones oscuras de la NTBs tienen en promedio una velocidad de deriva próxima a $-1.96^{\circ}\text{d}^{-1}$ respecto del SI, las medidas de longitud se pueden representar en un sistema especial que gira 9.36° por día más rápido que el SIII. La Figura 4.7 resume los resultados y da la identificación de los detalles, en donde se ha procedido a identificar solamente aquellos casos más claros asignando a cada uno de ellos un número. En la Figura 4.8 se muestran proyecciones cilíndricas centradas a la latitud planetográfica de 24°N , de imágenes a alta resolución tomadas por la WFPC2 (Wide Field Planetary

Camera 2) a bordo del HST y en los que se identifican los vórtices de larga vida.

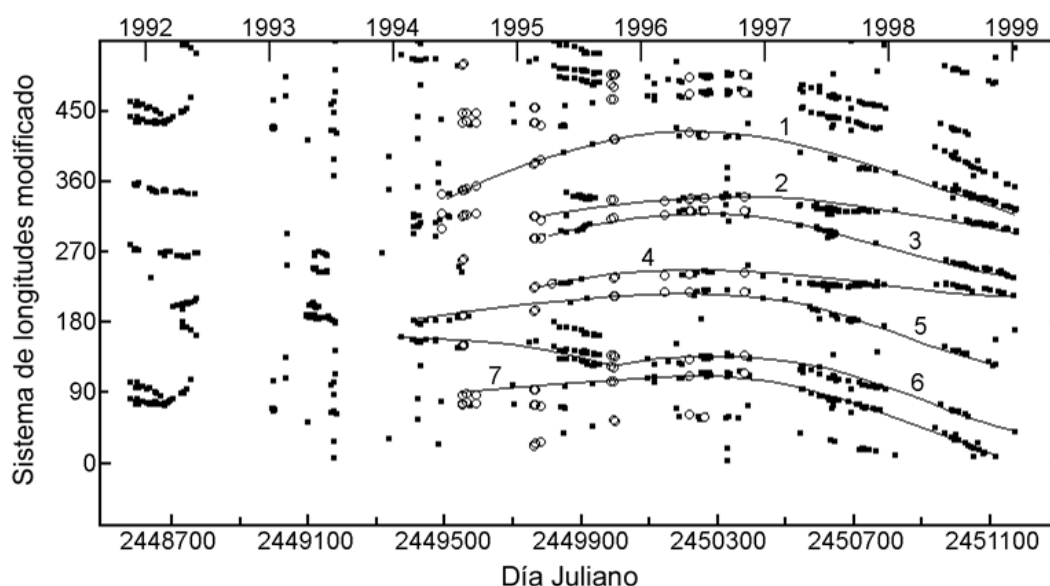


Figura 4.7. Gráfica de derivas de los detalles oscuros de la NTB representados según un sistema especial con una deriva diaria de $-1^{\circ}.96d^{-1}$ respecto del SI. Los puntos negros representan las mediciones realizadas sobre imágenes del planeta tomadas desde tierra, mientras que los círculos son las mediciones efectuadas sobre imágenes tomadas por el HST. Las líneas numeradas representan la identificación de los vórtices individuales.

El primer resultado inmediato es la existencia de una continuidad para todas las manchas oscuras en el período de cuatro años comprendido desde 1995 a 1998, y tal vez la continuidad de algunos de los detalles pueda prolongarse incluso hasta 1994. Debido a lo fragmentarias que son las observaciones en el período que va de 1993 a 1994, no es posible prolongar la vida de ningún detalle desde 1991 a 1998 de forma fiable, pero es muy probable que alguno de los vórtices haya sobrevivido durante todo ese tiempo. En cualquier caso el período de 1995 a 1998 ya representa un récord de longevidad para cualquier estructura observada en esta zona del planeta.

Para cada uno de estos objetos, la Tabla 4.2 da una lista de las magnitudes dinámicas de interés. Las latitudes planetográficas están calculadas a partir del promedio de las mediciones de latitud obtenidas a partir de imágenes del HST. Puesto que las manchas no poseen una velocidad de deriva constante, como se desprende de sus trayectorias curvadas en la gráfica de derivas, también se han incluido estimaciones de las fluctuaciones máximas u' de velocidad zonal sobre los detalles 1, 2, 3, 4, 5, 6 y 7, que son los que pueden seguirse durante más tiempo, suponiendo que la latitud de las manchas se ha mantenido constante, hipótesis esta última, que como se verá más adelante al obtener el perfil de velocidades zonales, puede considerarse aceptable. Por supuesto la estimación de la vida en días es una cota inferior, ya que por un lado la falta de mediciones impiden establecer si alguno de estos detalles sobrevivió desde 1991 hasta 1998, y por otro sabemos que continuaron presentes en la NTB

hasta la primavera del año 2001. Aunque no hay mediciones de posición de los detalles a partir de 1999, las imágenes a baja resolución sugieren que se tratan de los mismos detalles.

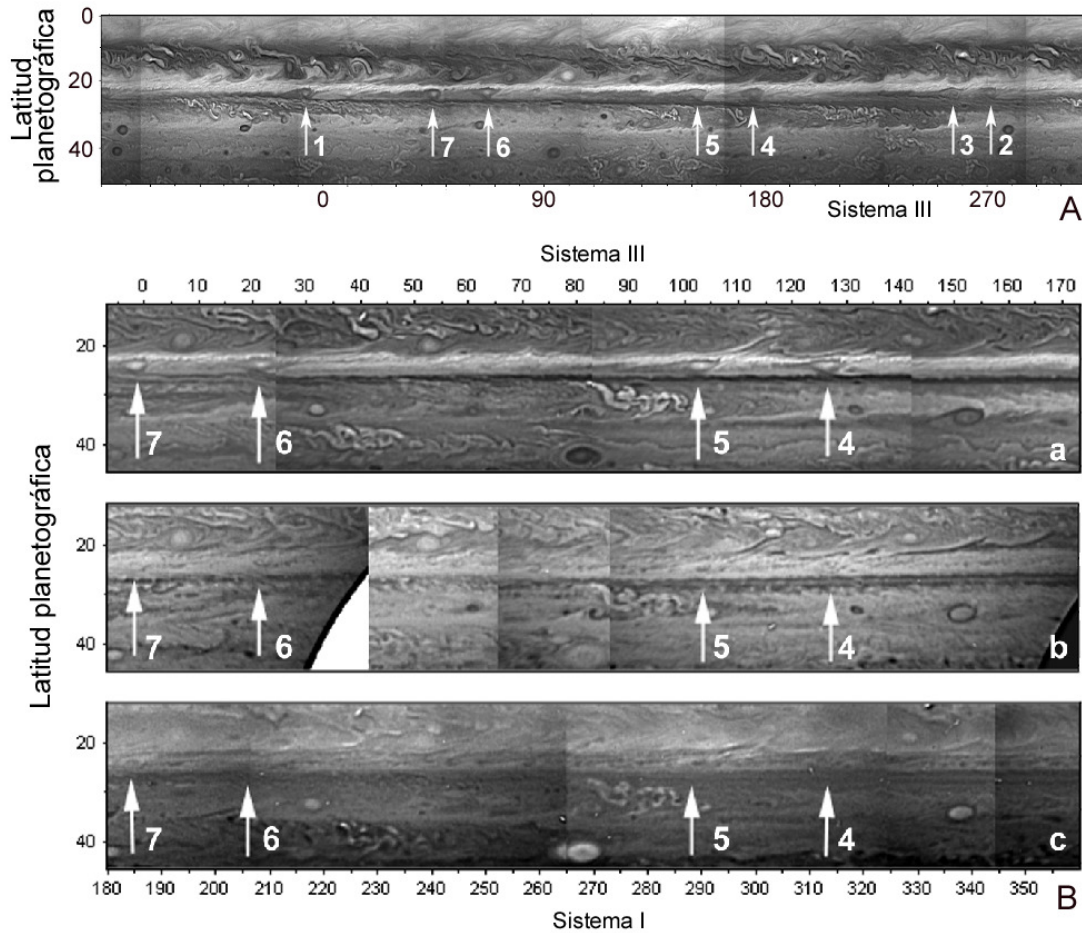


Figura 4.8. (A) Proyección cilíndrica del hemisferio norte de Júpiter creado a partir de imágenes del HST tomadas con la WPFC2 en luz azul (filtro 410N) el 14 de mayo de 1996, en el que se muestran con flechas blancas los vórtices de larga vida de la NTBs (North Temperate Belt south). La latitud planetográfica se representa en función de la longitud en el sistema III. La numeración de los vórtices corresponde con la de la figura 4.7. (B) proyección cilíndrica de la región centrada en torno a la NTBs compuesta por imágenes del HST tomadas en (a) luz azul (filtro 410N), (b) luz roja (filtro 673N), y (c) infrarrojo cercano (filtro QCH4N), mostrando los albedos de los vórtices a tres longitudes de onda diferentes el 21 de octubre de 1996.

Un resultado con consecuencias importantes de la Tabla 4.2, es el hecho de que todos los detalles más longevos se sitúan prácticamente a una misma latitud entre $23^{\circ}1'N$ y $23^{\circ}3'N$ con una dispersión por debajo de $0^{\circ}1'$, muy inferior a los errores de medidas individuales. También las velocidades de deriva son muy semejantes (prácticamente idénticas), lo que es perfectamente coherente con el hecho de que los detalles se encuentren todos a una misma latitud.

La Figura 4.7 también puede utilizarse como una herramienta para sondear el comportamiento del jet, ya que las manchas oscuras se sitúan en longitudes que efectúan un muestreo de prácticamente toda la circunferencia. Estas se mueven muy aproximadamente en fase, es decir, a la misma velocidad. Dicho

comportamiento indica que a esa latitud los vientos zonales son prácticamente independientes de la longitud. Si la velocidad zonal no lo fuese, entonces los detalles presentarían movimientos de deriva distintos para distintas longitudes, que no es lo que se observa. Este comportamiento, sin embargo, no clarifica el problema de si en general el régimen de vientos zonales para todo el planeta es independiente de la longitud. Simon y col. (1996) indican que sus mediciones de los vientos zonales sobre imágenes de los Voyager 1 y 2 no evidencian variaciones con la longitud, mientras que Limaye (1986) y Magalhaes y col. (1990), tras analizar el mismo conjunto de datos, sugieren que si existen variaciones del perfil con la longitud. Lo único que puede afirmarse con seguridad en este caso es que en el entorno sur del máximo de la corriente en chorro a 24°N, los vientos zonales se mantienen constantes con la longitud dentro de un margen de unos 2ms^{-1} . Más adelante se comprobará, tras medir el perfil de vientos, cómo muy ligeras derivas en latitud por debajo de los errores de medición, son suficientes para provocar alteraciones importantes en las velocidades de deriva.

Detalle	Vida mínima (en días)	Latitud media	ω_I (grados. d^{-1})	ω_{III} (grados. d^{-1})	$\langle u \rangle$	u'
1	1682	23.20 +/- 0.31	-2.00	-9.36	123.20 +/- 0.29	2.39
2	1295	23.25 +/- 0.34	-1.99	-9.35	123.95 +/- 0.32	0.64
3	1404	23.30 +/- 0.26	-2.00	-9.36	124.03 +/- 0.26	1.32
4	1371	23.32 +/- 0.44	-1.97	-9.30	123.62 +/- 0.42	0.74
5	1698	23.27 +/- 0.37	-1.98	-9.34	123.80 +/- 0.35	1.45
6	1626	23.11 +/- 0.26	-2.00	-9.36	124.21 +/- 0.25	1.06
7	1603	23.18 +/- 0.25	-1.98	-9.39	124.50 +/- 0.22	1.30
8	-	23.37 +/- 0.60	-2.03	-9.37	124.30 +/- 0.58	-
9	-	23.53 +/- 0.62	-1.98	-9.32	123.60 +/- 0.60	-
10	-	23.51 +/- 0.53	-2.13	-9.47	125.60 +/- 0.52	-
11	-	23.42 +/- 0.53	-1.86	-9.22	122.10 +/- 0.50	-

Tabla 4.2. Características dinámicas de las manchas oscuras de la NTB según la identificación de la Figura 4.7. La vida en días sólo se da para aquellos detalles cuya continuidad e individualidad están bien establecidas. La latitud media planetográfica está basada en imágenes tomadas por el HST para los detalles del 1 al 7, y en imágenes tomadas desde tierra para el resto. ω_I es la deriva media en grados por día respecto al SI tras efectuar un ajuste por mínimos cuadrados. ω_{III} es la deriva media respecto del SIII. La conversión de ω_I a ω_{III} se efectuó teniendo en cuenta que el SI se adelanta -7.36 grados por día respecto del SIII. La velocidad zonal media $\langle u \rangle$ está basada en la latitud media y en ω_I , y el error probable viene dado por la incertidumbre en la medida de la latitud. u' representa las variaciones de velocidad zonal máximas ($\pm u'$), ver el Capítulo 2 para detalles de su cálculo. Tanto $\langle u \rangle$ como u' vienen dados en ms^{-1} .

La medida de los vientos zonales confirmará que los vórtices se mueven arrastrados por el flujo circundante, aunque dichas velocidades son sensiblemente inferiores a las medidas a partir de los datos suministrados por los Voyager 1 y 2 en 1979. Aunque estos detalles son pequeños, conviene recordar que para vórtices más grandes, como la GRS y las WOS, la discrepancia entre sus velocidades de deriva y la de los vientos zonales en los que se encuentran pueden ser debidas a diversas causas: 1) El óvalo se mueve no a la latitud de su centroide geométrico sino a la de otro punto. 2) Los óvalos tienen una componente de movimiento propio, de origen desconocido, respecto del flujo medio circundante de forma que no actúa como trazadores pasivos del fluido. 3) Los óvalos tienen masa suficiente, una vez formados,

como para ser arrastrados más lentamente que otras nubes pequeñas que se suponen trazan el flujo zonal. 4) Se mueven como una onda con velocidad de fase $c = u(\text{flujo medio}) - u(\text{observada}) = \langle u \rangle - u_{\text{observado}}$.

4.4 MORFOLOGÍA

Las imágenes tomadas del archivo del HST con la WFPC2 y liberadas tras el año de moratoria científica que se han utilizado en este estudio, abarcan desde 1994 a 1997. Las tomas de más alta resolución y que son comparables en calidad a las enviadas por los Voyager antes de su máximo acercamiento al planeta, presentan una resolución típica de 190 km pix^{-1} (Simon 1999).

Por un lado se han efectuado mediciones sobre las dimensiones de los vórtices para luego extraer valores promedio, y por otro se han examinado las principales características morfológicas. Las mediciones siempre se han realizado con el filtro azul a 410 nm, que es a la longitud de onda a la cual los detalles se muestran mejor contrastados. Para estudiar la morfología se ha procedido a examinar imágenes a 410, 547, 673 y 890 nm con el fin de comprobar el comportamiento del albedo a diversas longitudes de onda.

En la Figura 4.9 puede verse un vórtice típico de la NTBs, en el que se indican cómo se han efectuado las medidas de los tamaños N-S y E-W. En la Tabla 4.3 se dan las dimensiones de todos los vórtices en grados de longitud y latitud planetográfica, así como sus dimensiones en kilómetros y su excentricidad e suponiendo que los detalles poseen forma elíptica, lo cual supone una aproximación muy simple.

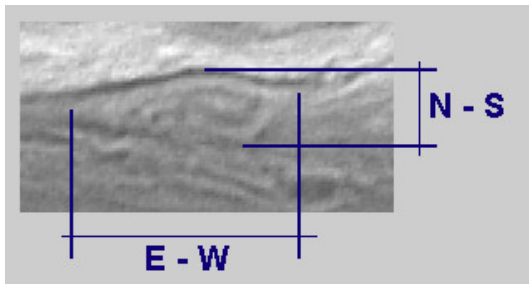


Figura 4.9. Estimación de las longitudes N-S y E-W de un vórtice típico. En ocasiones es difícil decidir sobre los límites del vórtice, sobre todo en la medida E-W, donde no está claro en qué punto el detalle se funde con el límite sur de la NTBs.

Detalle	Tamaño N-S	Tamaño E-W	Extensión N-S	Extensión E-W	Excentricidad (e)
1	2.66 ± 0.20	5.35 ± 0.96	3.300 ± 250	6.100 ± 1.100	0.84
2	2.50 ± 0.46	4.97 ± 1.49	3.100 ± 600	5.700 ± 1.700	0.84
3	2.25 ± 0.27	6.03 ± 1.63	2.800 ± 350	6.900 ± 1.900	0.91
4	2.53 ± 0.20	6.14 ± 1.20	3.200 ± 250	7.000 ± 1.400	0.89
5	2.65 ± 0.33	6.04 ± 1.24	3.300 ± 400	6.900 ± 1.400	0.88
6	2.49 ± 0.34	5.63 ± 1.52	3.100 ± 450	6.500 ± 1.700	0.88
7	2.78 ± 0.37	5.79 ± 1.56	3.500 ± 500	6.600 ± 1.800	0.85

Tabla 4.3. Medidas de los tamaños de los distintos vórtices de larga vida de la NTBs. Tanto los tamaños N-S como E-W se dan en grados, y la extensión en kilómetros.

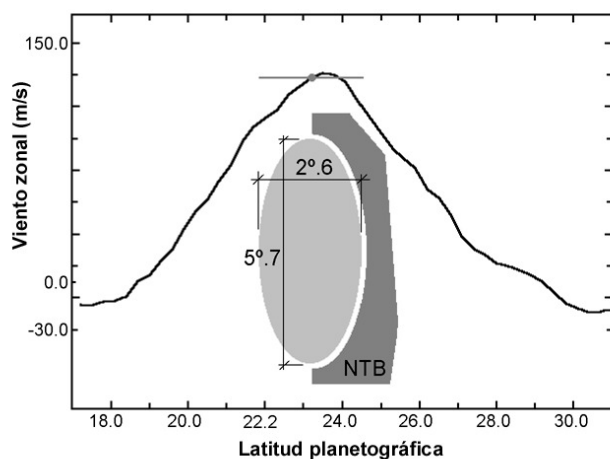


Figura 4.10. Representación a escala del tamaño y situación sobre el perfil de vientos zonales de un vórtice “medio”. La barra horizontal representa la extensión en latitud del vórtice. El perfil de vientos zonales de la corriente en chorro de la NTB es el obtenido utilizando técnicas de correlación a partir de imágenes tomadas a bordo del HST con la WFPC2.

En promedio se obtiene que el detalle típico posee unos $5^{\circ}.7$ de extensión en longitud y $2^{\circ}.6$ en latitud, lo cual representa unas dimensiones para el eje mayor de unos 6.500 km y de unos 3.200 km para el eje menor, lo que da una excentricidad de 0.87 (Figura 4.10). Es interesante apuntar que Reese y Smith (1966), dan unos tamaños para el “spot” que observaron de unos 6.000 km, tamaño que se asemeja al de las manchas observadas actualmente. En cuanto a la excentricidad, se aprecia que es parecida a la de otros vórtices jovianos clásicos. Por ejemplo la GRS y la WOS BC cuando fueron vistas por los Voyager arrojaron unas excentricidades de 0.89 y 0.80 respectivamente (Mitchell y col. 1981). Para la WTrO se observó que se encontraba entre 0.77 y 0.83 (Sánchez-Lavega y col. 1998).

Se realizaron diversas observaciones morfológicas de las que cabe destacar las siguientes:

1) Aunque los vórtices presentan casi siempre un albedo bajo en azul (410nm) contrastando con el fondo más claro, suelen presentar fuertes variaciones de reflectividad en otras longitudes de onda como son en el rojo (673nm) y en la banda de absorción del metano a 890nm. Este comportamiento explica porque a veces éstos se hacen prácticamente invisibles desde Tierra aunque realmente sigan presentes. En la Figura 4.11a puede verse que el vórtice 7, mientras que era bien contrastado a 673nm el 17 de febrero de 1995, era prácticamente invisible incluso a la alta resolución del HST 8 meses más tarde, al ser su albedo del mismo orden que el de la NTrZ. Puesto que las imágenes de mayor resolución tomadas desde tierra son en luz roja (por ejemplo con el telescopio planetario de 1 m de Pic du Midi), es poco probable que fuese visible en este caso. En la banda de 890nm también se observan fluctuaciones de albedo pero menores que en rojo. La Figura 4.11b es un ejemplo muy claro de este fenómeno, donde se muestra que en ocasiones pueden incluso desaparecer a determinadas longitudes de onda. Reese y Smith (1966), también indican que el detalle de larga vida que observaron en la NTB, era prácticamente invisible en V y R, pero bien detectable en azul y violeta. Mediciones fotométricas sin calibrar realizadas sobre imágenes con el

histograma modificado debido a un pretratamiento de realce de contraste, sugieren que en azul el brillo por unidad de superficie de los vórtices puede ser del orden de 0.6 magnitudes más débil con respecto al techo de nubes de la NTrZ, mientras que en rojo es de tan sólo unas 0.1 magnitudes¹, lo que justifica por qué los vórtices son casi invisibles a longitudes de onda más largas.

2) En ocasiones los vórtices de larga vida se ven seguidos por otros vórtices más pequeños y de duración más efímera que sólo son visibles en las imágenes de alta resolución del HST pero no desde tierra a baja resolución, como es el ejemplo del detalle 1 (Figura 4.12), el cual ha presentado en las imágenes de alta resolución y durante más de un año pequeños vórtices “aguas abajo”, desde el punto de vista de deriva del detalle más importante. En algunas ocasiones estos vórtices han sido suficientemente importantes como para verse a baja resolución.

3) En muchos casos, los vórtices muestran una estructura claramente en anillo. También es constante la visión de filamentos que se prolongan desde el mismo detalle hacia latitudes más meridionales cruzando la NTrZ, posiblemente formados por materia arrancada debido a la fuerte cizalladura que ejercen los vientos zonales. La Figura 4.13 muestra algunos de estos fenómenos.

4) Finalmente, y tal y como se aprecia en las figuras 4.11 y 4.13, los detalles suelen presentar un albedo bajo en la banda principal de absorción del metano, lo que sugiere que se trata de estructuras nubosas que no deben extenderse muy por encima del techo de nubes circundante, al contrario de lo que ocurre, por ejemplo, con la mancha roja.

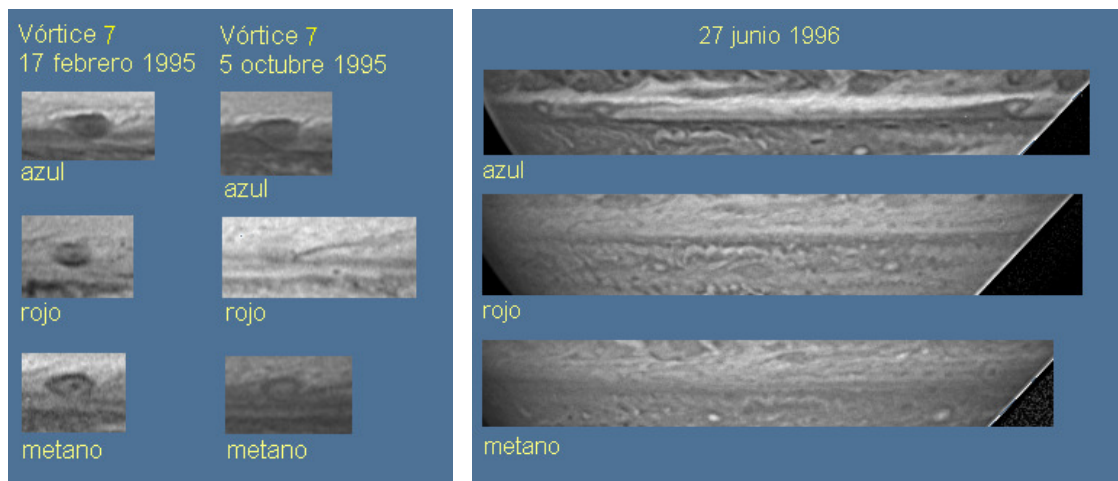


Figura 4.11. a, (izquierda), cambios de albedo de un mismo detalle en azul (410nm), rojo (673nm), y en la banda de 890nm de absorción del metano. b, (derecha), los cambios de albedo pueden hacer que los detalles prácticamente se hagan invisibles a longitudes de onda más largas, como se muestra en este ejemplo del HST.

¹ La estimación del brillo superficial se realizó midiendo el valor de gris medio en un diafragma de 7 píxeles de radio, y restando una estimación del valor del fondo del cielo en la imagen del planeta. Tras efectuar dicha medición sobre una zona inmediata de la NTrZ, se aplicó la expresión $\Delta m = -2.5 \log(F_v/F_{NTrZ})$, donde F_v es el valor de gris medio del vórtice y F_{NTrZ} es el valor de gris medio de la NTrZ.

4.5 ESTUDIO DE LA VORTICIDAD

De la misma manera que en la dinámica de partículas materiales el momento angular es una cantidad conservativa que impone restricciones a los sistemas mecánicos, bajo determinadas circunstancias la vorticidad, y especialmente la *vorticidad potencial*, también es un parámetro conservativo de gran importancia en la dinámica de fluidos.

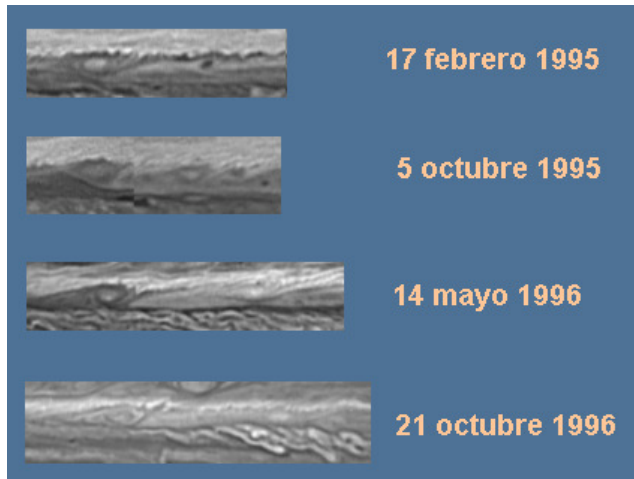


Figura 4.12. Imágenes en luz azul (410nm) del detalle 1 en diferentes instantes, donde se aprecia la presencia de otros vórtices más pequeños.

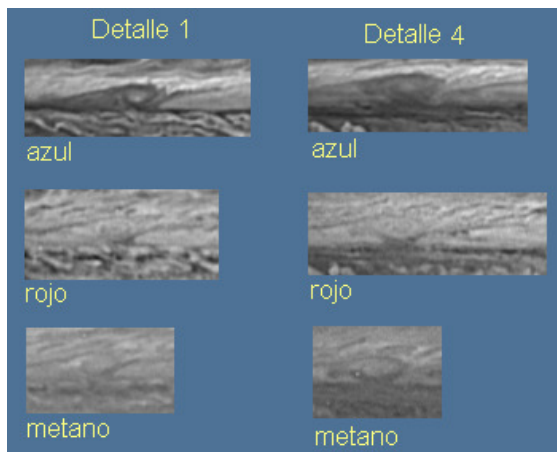


Figura 4.13. Estructuras en anillo y filamentos visibles en un par de vórtices a distintas longitudes de onda. Las longitudes de onda centrales de los diferentes filtros son las mismas que las de la Figura 4.11.

La vorticidad de una partícula de fluido se define como el rotacional de la velocidad, es decir:

$$\vec{\omega} = \nabla \times \vec{u} \quad (4.1)$$

y por tanto define un campo vectorial al igual que la velocidad.

Las atmósferas planetarias son en general capas de fluido muy delgadas donde los movimientos horizontales son en general mucho más importantes que los verticales. En la atmósfera de la Tierra, por ejemplo, los sistemas meteorológicos de interés como son los anticiclones, borrascas y huracanes tienen dimensiones horizontales del orden de centenares o miles de kilómetros, mientras que el espesor de la troposfera es de unos 10 km, y lo mismo puede suponerse para el manto de nubes de Júpiter. Por este motivo y con muy buena aproximación bastará con suponer que los movimientos de los paquetes de aire son horizontales con respecto a superficies isobáricas², por lo que la vorticidad tendrá una sola componente paralela a la vertical local y perpendicular al plano del movimiento, como se deriva de la definición de $\vec{\omega}$, ya que $\vec{\omega} \perp \vec{u}$.

La vorticidad puede separarse en la denominada *vorticidad relativa* y *vorticidad absoluta*. Si \vec{u}_a es la velocidad *absoluta*, es decir, teniendo en cuenta tanto el movimiento de rotación del planeta, la componente azimuthal (o vertical) de la vorticidad absoluta se denomina η y vale:

$$\eta = \vec{k} \cdot (\nabla \times \vec{u}_a). \quad (4.2)$$

La componente vertical de la vorticidad resultante del movimiento del paquete del fluido respecto de la superficie planetaria, es la denominada vorticidad relativa ζ que se define como:

$$\zeta = \vec{k} \cdot (\nabla \times \vec{u}), \quad (4.3)$$

con \vec{u} la velocidad relativa. La diferencia entre la vorticidad absoluta (o total), y la relativa es la denominada *vorticidad planetaria*. Y es precisamente la componente vertical local de la vorticidad del fluido debido a la rotación planetaria cuyo valor es:

$$\vec{k} \cdot (\nabla \times \vec{u}_p) = 2\Omega \sin \varphi \equiv f. \quad (4.4)$$

Aquí f es precisamente el parámetro de Coriolis. Ω es la velocidad angular del planeta, \vec{u}_p la velocidad de la partícula de fluido debida a la rotación, y φ la latitud. Esta expresión se debe a que $\nabla \times \vec{u}_p$ es un vector de magnitud 2Ω (es independiente del radio de giro), y orientación según el eje de rotación del planeta cuyo sentido viene dado por la regla de la mano derecha. Como el ángulo que forma \vec{k} con $\nabla \times \vec{u}_p$ es de $90^\circ - \varphi$, se obtiene la expresión anterior. Por tanto resulta finalmente que:

² El término *superficie isobárica* es utilizado aquí de manera general, y se refiere a cualquier superficie en la que el potencial efectivo, constituido por la suma de la gravedad y la fuerza centrífuga, sea constante. En el caso de Júpiter es el elipsoide de revolución que contiene al volumen del planeta.

$$\eta = \zeta + f. \quad (4.5)$$

Si \vec{u} está dado en coordenadas cartesianas entonces

$$\nabla \times \vec{u} = \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}, \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}, \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right), \quad (4.6)$$

donde u es la componente zonal de la velocidad, v la meridional, w la vertical, y x , y y z son las coordenadas naturales.

Para una capa delgada de fluido homogéneo en rotación, donde el número de Rossby $R_o \ll 1$, se demuestra (ver Pedlosky, 1987), que la vorticidad potencial Π :

$$\Pi = \frac{\zeta + f}{\rho H}, \quad (4.7)$$

es una magnitud que se conserva para las partículas de fluido. ρ es la densidad y H el espesor de la capa de fluido. Como el fluido es homogéneo ρ es constante. En ausencia de topografía y en primera aproximación las fluctuaciones de H también pueden despreciarse, por lo que también puede considerarse como constante, por lo que al final resulta que $\zeta + f$ es constante.

En primera aproximación esta propiedad se utilizará como herramienta de diagnóstico en el caso de los remolinos de la NTBs. Las observaciones demuestran que estos objetos siempre se encuentran confinados en longitud, por lo que la vorticidad planetaria f es constante. Por tanto la única cantidad conservativa que es necesario examinar es ζ . Si la vorticidad relativa medida es comparable a la del fluido circundante, entonces puede suponerse que no existe aporte de energía, y que la existencia de estos detalles se debe a algún tipo de inestabilidad del fluido, en la que habrá una conversión directa de energía de los vientos zonales. Si ζ es significativamente distinta de la vorticidad relativa ambiente, entonces puede pensarse en alguna fuente de energía adicional como pudiera ser la debida a la liberación de calor latente (Sánchez-Lavega y Rodrigo 1985), donde la atmósfera ya no se comporte de forma barotrópica, exista divergencia horizontal, etc. Por tanto el trabajo impuesto debe ser el de medir la vorticidad y compararla con la del fluido circundante.

4.6 TRABAJO EXPERIMENTAL

En las secuencias de imágenes del HST, la resolución es lo suficientemente elevada como para poder distinguir estructuras internas en los vórtices. De todas las secuencias, las del 14 de mayo de 1996 y del 25 de junio de 1997 permitieron seguir marcadores internos durante al menos una rotación para los detalles 3 y 7 respectivamente. En concreto, en la serie del 14 de mayo de

1996, se dispusieron de secuencias de imágenes en la banda de 410nm que abarcaron dos rotaciones, mientras que en la serie del 25 de junio de 1997, aunque las secuencias de imágenes a 410nm cubrieron cinco rotaciones, sólo fueron útiles las imágenes de la primera rotación.

Para medir vorticidad fue necesario identificar marcadores internos y seguirlos. El proceso de identificación se vio enormemente favorecido al crear animaciones con imágenes sucesivas separadas por una o dos rotaciones. La secuencia de mayo de 1996 permitió crear una animación a partir de tres fotogramas, mientras que en la de junio de 1997 la animación que finalmente dio resultados medibles resultó del montaje de dos fotogramas. Puesto que el ojo humano es especialmente eficaz en la detección de movimientos, las animaciones permitieron seguir la rotación de los vórtices e identificar las estructuras nubosas que de un fotograma al siguiente crearon la percepción de rotación.

En las medidas de la vorticidad relativa, es necesario calcular las velocidades de desplazamiento de marcadores en el interior de los vórtices. Para ello debe tomarse como referencia el núcleo del vórtice alrededor del cual gire el fluido. A continuación deben efectuarse mediciones de posición de las estructuras internas que giren. Las diferencias entre las medidas de posición del núcleo del remolino y el resto de las estructuras internas dan las posiciones relativas a partir de las cuales deben calcularse los vectores velocidad de los trazadores, que posteriormente se utilizará en el cálculo de la vorticidad relativa. La Figura 4.14 ilustra el proceso. Es evidente que para un cálculo preciso de la vorticidad es necesario conocer la distribución de líneas de corriente en el interior del vórtice, lo que en la práctica no es posible. De lo único de que se dispondrá será de algunas estimaciones de velocidades tangenciales en algunos puntos de algunas líneas de corriente. Para poder hacer un cálculo de la vorticidad se siguieron dos procedimientos distintos. En ambas se hizo la simplificación de que los trazadores siguen trayectorias elípticas estacionarias en el tiempo. El primero de ellos es debido a Sanchez-Lavega y col. (1998).

Puede demostrarse (ver por ejemplo Borisenko 1979, o Aris 1989), que dado un contorno cerrado L en un campo de velocidad que encierra una superficie A , la componente vertical de la vorticidad es el límite

$$\zeta = \lim_{A \rightarrow 0} \frac{1}{A} \oint_L \vec{u} \cdot d\vec{l}, \quad (4.8)$$

donde \vec{u} es la velocidad que posee el campo en el segmento del contorno $d\vec{l}$.

Es decir, que la integral expresa la circulación del campo \vec{u} en el contorno L . Teniendo en cuenta el teorema de Stokes,

$$\oint_L \vec{u} \cdot d\vec{l} = \iint_A (\nabla \times \vec{u}) \cdot \vec{n} dA, \quad (4.9)$$

la circulación del vector velocidad sobre cualquier trayectoria cerrada L , es igual a la integral de la componente vertical de la vorticidad calculada sobre el

área A encerrada por el contorno. Por consiguiente, para un área finita A , la circulación dividida por el área da la componente normal *media* de la vorticidad en la región:

$$\zeta = \frac{1}{A} \oint_L \vec{u} \cdot d\vec{l} \quad (4.10)$$

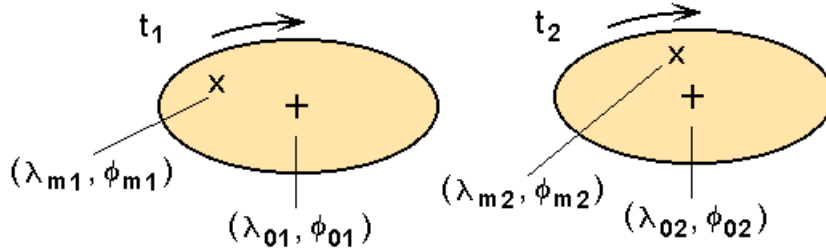


Figura 4.14. Ilustración de la medición del vector desplazamiento. La posición relativa del marcador (x) respecto del núcleo del vórtice (+) en el instante t_1 es: $\Delta\lambda_{m1} = \lambda_{m1} - \lambda_{o1}$, $\Delta\phi_{m1} = \phi_{m1} - \phi_{o1}$. En el instante t_2 es $\Delta\lambda_{m2} = \lambda_{m2} - \lambda_{o2}$, $\Delta\phi_{m2} = \phi_{m2} - \phi_{o2}$. La componente horizontal (en km) del vector desplazamiento es $l_h = 2\pi R \cos(\phi_a) (\Delta\lambda_{m2} - \Delta\lambda_{m1}) / 360$ con $\phi_a = (\phi_{m1} + \phi_{m2}) / 2$, mientras que la componente vertical es $l_v = 2\pi R (\Delta\phi_{m2} - \Delta\phi_{m1}) / 360$. Finalmente las componentes vertical y horizontal de la velocidad relativa son $u = l_h / (t_2 - t_1)$ y $v = l_v / (t_2 - t_1)$.

Si se supone que las medidas de las velocidades internas de los marcadores son tangenciales a las trayectorias elípticas, y que además la velocidad es constante en todo el contorno de integración, entonces la integral de línea vale

$$\oint_L \vec{u} \cdot d\vec{l} = u \oint_L dl = u L_e, \quad (4.11)$$

con u el módulo de la velocidad y L_e la longitud de la elipse. La longitud de una elipse de semieje mayor a y excentricidad e no puede calcularse analíticamente, ya que se obtiene una integral irreducible, que en coordenadas polares es

$$L_e = 4a \int_0^{2\pi} \sqrt{1 - e^2 \sin^2(\theta)} d\theta. \quad (4.12)$$

Esta es una integral elíptica de segunda especie de parámetro e (Spiegel 1969), que sin embargo puede evaluarse numéricamente a través del desarrollo en serie

$$L_e = 2\pi a \left\{ 1 - \left(\frac{1}{2}\right)^2 e^2 - \left(\frac{1 \cdot 3}{2 \cdot 4}\right)^2 \frac{e^4}{3} - \left(\frac{1 \cdot 3 \cdot 5}{2 \cdot 4 \cdot 6}\right)^2 \frac{e^6}{5} - \dots \right\}. \quad (4.13)$$

El área A de la elipse si es calculable analíticamente y vale πab , con a y b los semiejes mayor y menor respectivamente.

Un segundo método para el cálculo de la vorticidad es el de Mitchell y col. (1980). Los autores establecen un modelo de vórtice de forma elíptica, según el cual todas las partículas de fluido dentro del mismo siguen trayectorias que son elipses concéntricas con la misma excentricidad (es decir, la misma forma), que la del propio vórtice. En dicho modelo se establece que la velocidad tangencial para cada trayectoria es constante, pero que ésta depende del tamaño de la elipse, y por tanto de su distancia al centro del vórtice. Este modelo es aplicado por los autores a la medida de vorticidad de la GRS y el óvalo WOS BC, ya que las imágenes a muy alta resolución tomadas por los Voyager 1 y 2 para ambos detalles, permiten identificar un número suficiente de trazadores como para poder establecer la dependencia de la velocidad tangencial con la distancia al centro del remolino. Si se utilizan coordenadas polares (a, θ) , la vorticidad relativa viene entonces dada por

$$\zeta(a, \theta) = \frac{a}{b^2 \eta^3} V_T + \eta \frac{dV_T}{da}, \quad (4.14)$$

con a el semieje mayor de la elipse, V_T la velocidad tangencial, b el semieje menor y η un parámetro cuya expresión es

$$\eta = \left[\frac{\cos^2 \theta + (a/b)^4 \sin^2 \theta}{\cos^2 \theta + (a/b)^2 \sin^2 \theta} \right]. \quad (4.15)$$

En el caso específico de los detalles de la NTBs, no se tiene suficiente información como para establecer como varía V_T con a , y se efectuará la simplificación de que V_T es constante en todo el vórtice, y que por tanto $dV_T/da=0$, lo que reducirá la vorticidad relativa para a fijo a la expresión

$$\zeta(\theta) = \frac{a}{b^2 \eta^3} V_T. \quad (4.16)$$

Tras analizar las animaciones de los días 14 de mayo de 1996 y 25 de junio de 1997, se identificaron varios marcadores señalados en las figuras de la 4.15 a la 4.19, junto con las medidas de posición realizadas en las tablas 4.4, 4.5, 4.6, 4.8 y 4.9. Las tablas 4.7 y 4.10 dan una lista de las velocidades relativas medidas, mientras que la Figura 4.20 muestra los desplazamientos medidos en ambos vórtices.

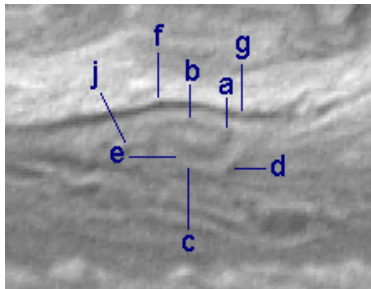


Figura 4.15.
Vórtice 3 de la NTBs.
14 de mayo de 1996
Imagen HST: 2yh1505
DJ: 2450218.05713
Norte hacia abajo.

Marcador	Longitud (SI) λ_l	Latitud planetográfica ϕ
a	347°.33	23°.08
b	346°.26	22°.48
c	346°.17	24°.24
d	348°.23	24°.56
e	346°.01	23°.95
f	345°.01	21°.74
g	348°.23	22°.21
j	343°.87	23°.78
Centro del vórtice: $\lambda_l = 346°.33$, $\phi = 23°.22$		

Tabla 4.4. Posición de los marcadores señalados en la Figura 3.15.

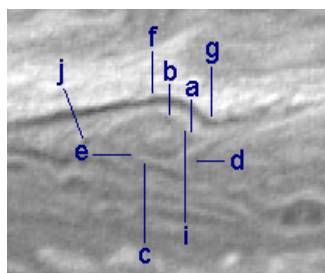


Figura 4.16.
Vórtice 3 de la NTBs.
14 de mayo de 1996
Imagen HST: 2yh151s
DJ: 2450218.46755
Norte hacia abajo.

Marcador	Longitud (SI) λ_l	Latitud planetográfica ϕ
a	347°.13	23°.32
b	346°.25	22°.44
c	345°.37	24°.34
d	347°.38	24°.35
e	345°.15	23°.89
f	345°.51	21°.56
g	347°.72	22°.60
i	347°.22	22°.88
j	342°.65	23°.43
Centro del vórtice: $\lambda_l = 345°.92$, $\phi = 23°.17$		

Tabla 4.5. Posición de los marcadores señalados en la Figura 3.16.

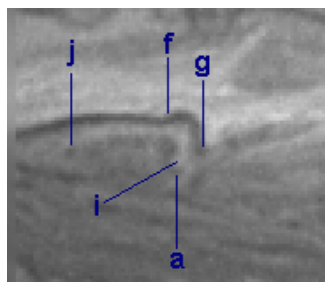


Figura 4.17.
Vórtice 3 de la NTBs.
15 de mayo de 1996
Imagen HST: 2yha706
DJ: 2450218.92727
Norte hacia abajo.

Marcador	Longitud (SI) λ_l	Latitud planetográfica ϕ
a	346°.50	24°.12
f	346°.67	21°.93
g	347°.72	23°.22
i	346°.75	23°.68
j	342°.14	23°.47
Centro del vórtice: $\lambda_l = 345°.60$, $\phi = 23°.55$		

Tabla 4.6. Posición de los marcadores señalados en la Figura 3.17.

Del DJ 2450218.05713 al DJ 2450218.46755		Del DJ 2450218.46755 al 2450218.92727	
Marcador	Velocidad ms ⁻¹	Marcador	Velocidad ms ⁻¹
a	13.0	a	18.2
b	13.0	f	42.5
c	13.4	g	9.1
d	15.2	i	10.2
e	14.5	j	14.3
f	30.0	Tabla 4.7. Velocidades relativas para las parejas de imágenes de las figuras 3.15-3.16 y 3.16-3.17.	
g	15.8		
j	25.1		

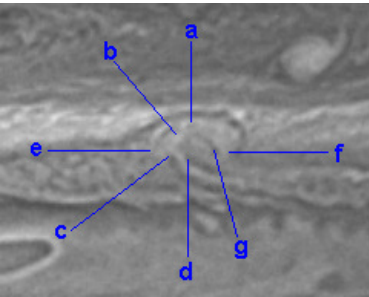


Figura 4.18.
Vórtice 7 de la NTBs.
25 de junio de 1997
Imagen HST: u3ap0609m
DJ: 2450624.90919
Norte hacia abajo.

Marcador	Longitud (SI) λ_l	Latitud planetográfica ϕ
a	26°.76	22°.23
b	26°.23	23°.05
c	25°.92	24°.15
d	27°.16	24°.42
e	25°.28	23°.88
f	29°.08	23°.87
g	28°.63	23°.87
Centro del vórtice: $\lambda_l = 27°.64$, $\phi = 23°.46$		

Tabla 4.8. Posición de los marcadores señalados en la Figura 4.18.

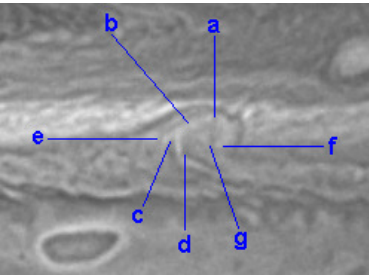


Figura 4.19.
Vórtice 7 de la NTBs.
26 de junio de 1997
Imagen HST: u3ap0709
DJ: 2450625.3140
Norte hacia abajo.

Marcador	Longitud (SI) λ_l	Latitud planetográfica ϕ
a	26°.98	21°.84
b	25°.73	22°.25
c	24°.46	23°.07
d	25°.43	23°.89
e	24°.02	23°.07
f	27°.60	23°.47
g	27°.10	23°.34
Centro del vórtice: $\lambda_l = 26°.67$, $\phi = 22°.93$		

Tabla 4.9. Posición de los marcadores señalados en la Figura 4.19.

Del DJ 2450624.90919 al DJ 2450625.3140	
Marcador	Velocidad ms^{-1}
a	39.2
b	18.3
c	25.3
d	24.9
e	13.8
f	17.3
g	19.9

Tabla 4.10. Velocidades relativas para las parejas de imágenes de las figuras 4.18-4.19.

En primer lugar se pone de manifiesto que el giro de los vórtices es anticiclónico, como cabría esperarse para su situación en el lado sur del pico del jet (Figura 4.20). Dado lo fragmentarias que son las estimaciones de velocidad, hay que tomar un valor medio que pueda aplicarse sobre el modelo de la elipse. Aunque no es algo concluyente, las mediciones de velocidad relativa parecen sugerir que dentro de un anillo periférico de grosor aproximadamente la mitad el semidiámetro del vórtice, la velocidad no decrece, lo que implica que hacia el interior del remolino se obtendrán vorticidades más elevadas que en la periferia. También parece que los vientos del vórtice 7 de junio de 1997 giran sensiblemente más deprisa que los del vórtice 3 de mayo de 1996.

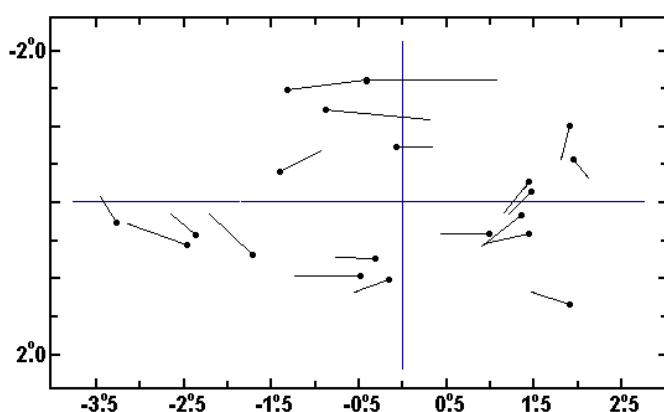


Figura 4.20. Campo de desplazamientos relativos de los detalles internos de los vórtices 3 y 7. En esta gráfica, para cada par de imágenes, se dibuja el desplazamiento relativo de cada detalle referido al centro del vórtice. El desplazamiento está representado por un segmento de recta donde la “cabeza de alfiler” es el origen del desplazamiento. Las ordenadas son el incremento de latitud planetográfica, y las abscisas el incremento de longitud. Aunque el incremento de tiempo no es el mismo para cada par de imágenes, y por tanto los desplazamientos no están medidos exactamente sobre la misma escala temporal, la figura ilustra bien el movimiento del fluido dentro de los vórtices. De hecho, entre las figuras 4.15 y 4.16, $\Delta t=0.4104$ días, entre la 4.17 y 4.18 $\Delta t=0.4597$ días, y entre las figuras 4.18 y 4.19 $\Delta t=0.4048$ días.

Para aplicar la expresión (4.10), y puesto que no es posible obtener precisión en el cálculo de la vorticidad sino más bien el orden de magnitud, se promediaron todos los valores de las velocidades relativas de los marcadores excepto los de los más periféricos, ya que posiblemente estos están más afectados por el movimiento general del perfil que por la rotación del propio

vórtice (marcador f en mayo de 1996, Figura 4.17). La velocidad media de todos ellos es de $17.8 \text{ ms}^{-1} \pm 7.2 \text{ ms}^{-1}$. Tomando las dimensiones medias del apartado anterior para el semieje a de 3.250km y de 1.600km para el b , la vorticidad media ζ resultante es de $1.7 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1} \pm 0.7 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$.

En la expresión (4.16) y al igual que en (4.10), la vorticidad depende del tamaño de la elipse y del ángulo azimutal θ , tal y como se muestra en la Figura 4.21.

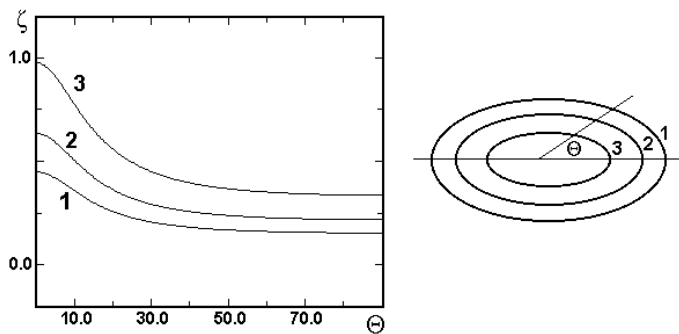


Figura 4.21. Vorticidad normalizada ζ para varios tamaños de elipse y en función del ángulo azimutal Θ , según la expresión (4.11). Puede verse que para cualquier elipse la vorticidad es máxima para $\Theta=0$.

Para poder comparar los resultados se ha tomado como tamaño de la elipse el mismo que para la expresión (4.10), resultando un valor máximo de la vorticidad de $2.2 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1} \pm 0.9 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. Promediando ambos resultados resulta finalmente que en la periferia de los remolinos, la vorticidad es del orden de $\zeta \sim 2.0 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. Valor que habrá que comparar con el de la vorticidad ambiente. En la Tabla 4.11 se da una lista de las vorticidades observadas para distintos detalles de la atmósfera joviana.

Objeto	$\zeta (\times 10^{-5} \text{ s}^{-1})$
GRS	6.1
WOS BC	6.4
WTrO	1.35
Vórtices NTBs	2.0

Tabla 4.11. Vorticidades para distintas estructuras nubosas en Júpiter. GRS y WOS BC de Mitchell y col. (1980), WTrO de Sánchez-Lavega y col. (1998).

En el siguiente apartado, donde se obtiene el perfil de vientos zonales para el jet a 24°N , podrá compararse dicho valor de vorticidad con la ambiente.

4.7 EL PERFIL DE VIENTOS ZONALES EN TORNO A 24°N

En torno a los 24°N se sitúa una de las corrientes en chorro más intensas del planeta, con velocidades de los vientos zonales en el pico medidas a partir de las imágenes de los Voyager 1 y 2 (Limaye 1986, Beebe y Hockey 1986, Maxworthy 1984, Magalhaes 1990, Simon 1999) entre los 160 ms^{-1} y los 180 ms^{-1} . Sin embargo la morfología de esta zona del planeta tal y como se ha

mantenido desde 1991, está siendo muy distinta de la encontrada en 1979 durante los vuelos de los Voyager. ¿Puede haber cierta relación entre la morfología y el perfil de vientos zonales?. Esta es una pregunta sin una respuesta clara, pero la medición de los vientos zonales puede dar una gran cantidad de información ya que: 1) Permitirá comprobar si ha existido variación en $\langle u \rangle$ desde la época Voyager en 1979. 2) A partir del perfil de vientos podrá medirse la vorticidad ambiente relativa ζ a la latitud de las manchas de la NTBs, y comprobar si ambas son comparables, lo que puede dar pista sobre el origen de los vórtices. 3) Podrá estimarse si el jet es barotrópicamente inestable. El perfil de vientos zonales de la NTB se obtuvo a partir de trazadores nubosos y usando la técnica de correlación entre perfiles.

Para obtener el perfil de vientos zonales basándose en trazadores, se tomaron medidas de posición de casi 370 parejas de detalles. Con el fin de poder utilizar más adelante el perfil obtenido para estimar la vorticidad ambiente y sobre todo la segunda derivada $\partial^2 u / \partial y^2$ para analizar el criterio de inestabilidad barotrópica (Pedlosky 1987), fue necesario ajustar una función analítica que representara correctamente el perfil de vientos.

Inicialmente ya se descartó la posibilidad de trabajar directamente con un perfil “promedio” o “filtrado”, ya que la utilización de diversas técnicas de “alisado”, desde una media móvil hasta la aplicación de técnicas de deconvolución sometida a condiciones como la de minimización de la derivada segunda (Rosenfeld y Kak, 1982), siempre proporcionaron un nuevo perfil con demasiadas discontinuidades entre punto y punto como para poder aplicar una derivada segunda.

De todas las posibles funciones analíticas de ajuste, se optó por una serie de Fourier con la expresión

$$u(\phi) = \sum_{k=1}^N A_k \sin(2\pi k f(\phi - \phi_0) + \alpha_k), \quad (4.17)$$

ya que la forma del perfil de vientos zonales en el entorno de 24°N es “semejante” a un arco de senoide. A_k es la amplitud de cada armónico, f su frecuencia que vendrá dada en unidades de la inversa de la latitud $1/\phi$, ϕ es la latitud planetográfica, ϕ_0 una latitud de origen, y α_k la fase de cada término.

El número de términos N se seleccionó de acuerdo con las amplitudes A_k . Cuando A_k era del orden de la dispersión de los datos, entonces se consideró que el número de términos ya era suficiente. En la Figura 4.22 se representa el perfil de vientos promedio obtenido a partir de la medida de trazadores junto con las barras de error en las velocidades.

Por otro lado la Figura 4.23 muestra directamente el conjunto de datos junto con la serie de Fourier ajustada. La Tabla 4.12 da la lista de amplitudes, fases y frecuencias para los distintos términos senoidales. La serie de Fourier se obtuvo haciendo un ajuste simultáneo por mínimos cuadrados de una serie de 6 términos tras identificar la frecuencia fundamental de forma automática

utilizando el algoritmo PERDET (Breger 1990). Para ello se supone que el perfil es periódico desde $+\infty$ a $-\infty$. Como ya se discutirá más adelante, tanto el perfil de vientos zonales obtenido usando marcadores como correlación, presenta algunas diferencias significativas con el previamente observado en 1979 por los Voyager.

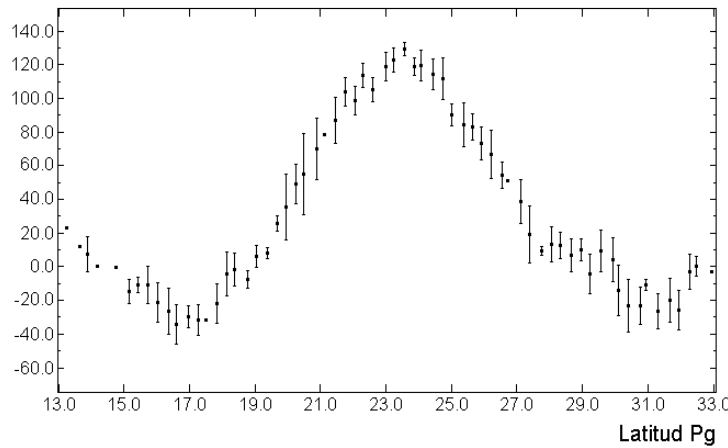


Figura 4.22. Perfil de vientos zonales promedio obtenido a partir de pares de marcadores sobre imágenes del HST. Las medias se efectuaron según intervalos de 0.3° , y las barras de error representan la desviación estándar dentro de cada intervalo. Las barras de error pequeñas pueden ser debidas a la existencia de pocos (o un sólo) puntos en cada intervalo, ya que la dispersión típica de los datos es de $\pm 13 \text{ ms}^{-1}$.

El perfil resultante empleando la técnica de correlación se calculó a partir de perfiles de albedo obtenidos de imágenes del HST en luz azul y en la banda del metano. Se examinaron las latitudes situadas entre 15°N y 35°N en intervalos de 0.1° . Por otro lado el muestreo en longitud también se realizó en intervalos de 0.1° , y los límites vinieron impuestos por el recorte que experimentaron las imágenes del planeta al emplear la WFPC2, cuyo chip CCD cubría un campo inferior al abarcado por el disco del Júpiter. La Tabla 4.13 da la lista de días observados por el HST así como los filtros empleados.

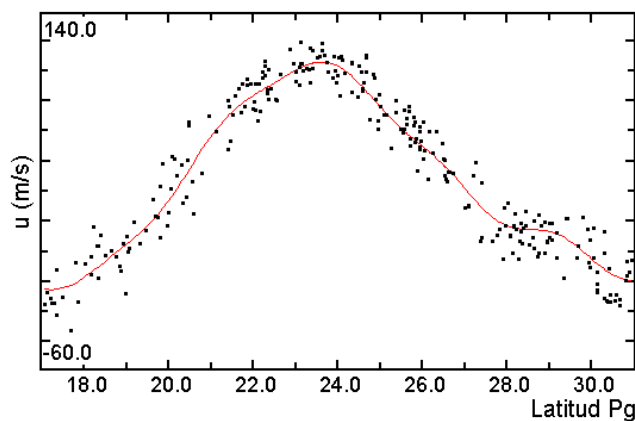


Figura 4.23. Perfil de vientos zonales en torno a los 24°N obtenido por el seguimiento de pares de marcadores. Junto a las medidas individuales de velocidad se dibuja la serie de Fourier ajustada, cuyos datos se dan en la Tabla 12.

k	Frecuencia ($1/\phi$)	Período (ϕ)	Amplitud (ms^{-1})	Fase (rad)
1	0.062334	16.042525	26.970670	2.145374
2	0.124669	8.021263	15.916419	3.366172
3	0.187003	5.347508	1.333327	3.638348
4	0.249337	5.347508	1.913598	2.283085
5	0.311672	3.208505	1.343583	6.058516
6	0.374006	2.673754	3.785003	4.526074

Tabla 4.12. Parámetros de los seis término de la serie de Fourier ajustada y representada en la Figura 4.23.

Fecha	Número de pares de imágenes	Filtro
5 octubre 1995	2	890 nm
14 mayo 1996	1	890 nm
14 mayo 1996	1	410 nm

Tabla 4.13. Rotaciones y filtros empleados en la estimación de perfil de vientos zonales en torno a los 24°N a partir de imágenes del HST.

Antes de proceder a utilizar directamente los perfiles de vientos obtenidos por correlación a partir de imágenes del HST, se comprobó si existía alguna diferencia significativa entre ambos, ya que al utilizar diferentes longitudes de onda cabe la posibilidad de que se estén utilizando distintos marcadores a diversas alturas en la atmósfera joviana. La Figura 4.24 muestra los perfiles medios en metano y azul y puede comprobarse que son virtualmente idénticos, tal y como se especifica en detalle en el capítulo 3. Por tanto podremos mezclar todos los perfiles y calcular un perfil medio que pueda compararse con el estimado a partir de trazadores. La Figura 4.25 muestra el perfil medio calculado por correlación con las bandas de error tras efectuar promedios en intervalos de 0°.3. La dispersión media de velocidades que resulta de aplicar el método de autocorrelación es de $\pm 8 \text{ ms}^{-1}$.

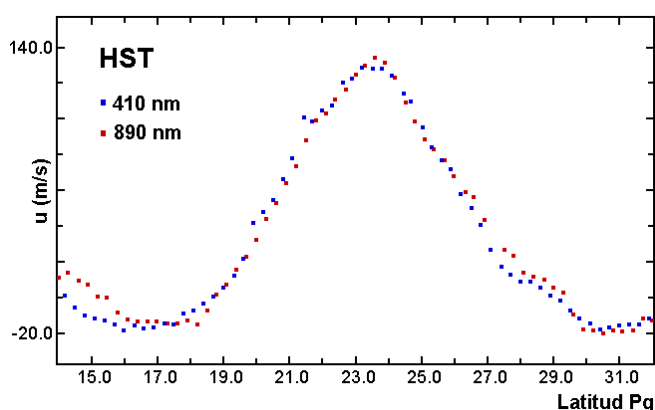


Figura 4.24. Perfiles de vientos medios en azul y metano tras efectuar un promedio cada 0°.3. Puede comprobarse que son prácticamente indistinguibles.

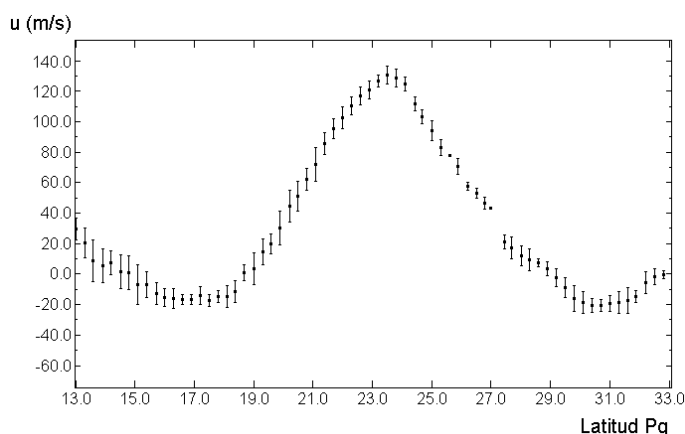


Figura 4.25. Perfil de vientos promedio obtenido a partir de las rotaciones especificadas en la Tabla 13 junto con las barras de error. La dispersión media se sitúa en este caso a unos 11 ms^{-1} y es más uniforme que la mostrada en la Figura 4.22.

La Figura 4.26 revela que mientras el perfil de vientos zonales en torno a los $23^{\circ}.7N$ a $23^{\circ}.8N$ presenta un máximo casi exactamente donde fue encontrado en 1979, su forma y amplitud son distintos. El aspecto más característico es la diferencia de velocidades en el máximo del jet. La curva ajustada por Fourier sobre las velocidades obtenidas siguiendo trazadores, da un pico a $125 \text{ ms}^{-1} \pm 13 \text{ ms}^{-1}$, mientras que mediante correlación se obtiene $130 \text{ ms}^{-1} \pm 5 \text{ ms}^{-1}$ ($\pm 11 \text{ ms}^{-1}$ si se considera globalmente la dispersión de todos los datos). Estas son las velocidades máximas medidas para el jet entre 1994 y 1997, y concuerda con la velocidad de deriva de los vórtices de larga vida, lo que hace suponer que estos también actúan como trazadores pasivos. Estos valores están notablemente por debajo de los 160 ms^{-1} a los 180 ms^{-1} medidos por varios autores en 1979 según datos de los Voyager (Limaye, 1986 y Maxworthy, 1984). Con estos datos se puede afirmar que desde la erupción de 1990, momento en que se midieron velocidades entre 165 y 170 ms^{-1} , la velocidad del la corriente en chorro a $24^{\circ}N$ disminuyó su intensidad en cerca de 50 ms^{-1} .

4.8 VORTICIDAD AMBIENTE Y ESTABILIDAD DE LA CORRIENTE EN CHORRO

Ya se ha señalado en el capítulo dedicado a la vorticidad que es necesario calcular $\partial u / \partial y$ para poder comparar la vorticidad ambiente con la de los propios remolinos y determinar si se tienen unos vórtices débiles (inestabilidad hidrodinámica), $\zeta(\text{vórtices}) \approx \zeta(\text{ambiente})$, o si bien al igual que la GRS y las WOS $\zeta(\text{vórtices}) > \zeta(\text{ambiente})$, lo que supondría un aporte de energía para su mantenimiento.

El cálculo de $\partial u / \partial y$ se ha efectuado analíticamente para la serie de Fourier ajustada al perfil obtenido a partir del seguimiento de trazadores, y numéricamente para el perfil calculado por correlación. Ambas derivadas luego se comparan con la derivada numérica del perfil de los vientos zonales de 1979.

La expresión (4.17) obtenida por el ajuste de Fourier da la velocidad zonal en función de la latitud $u = u(\phi)$, pero debe calcularse $\partial u / \partial y$, es decir, la variación de u con respecto al espacio en la dirección meridional y .

Está claro que con buena aproximación³ la longitud de un arco a lo largo de un meridiano es

$$l = \frac{2\pi}{360} R \phi, \quad (4.18)$$

Con R el radio del planeta y ϕ el ángulo en grados abarcado meridionalmente sobre su superficie, luego

³ Aquí se desprecia el hecho de que el planeta es un elipsoide de revolución.

$$d\phi = \frac{360}{2\pi R} dl . \quad (4.19)$$

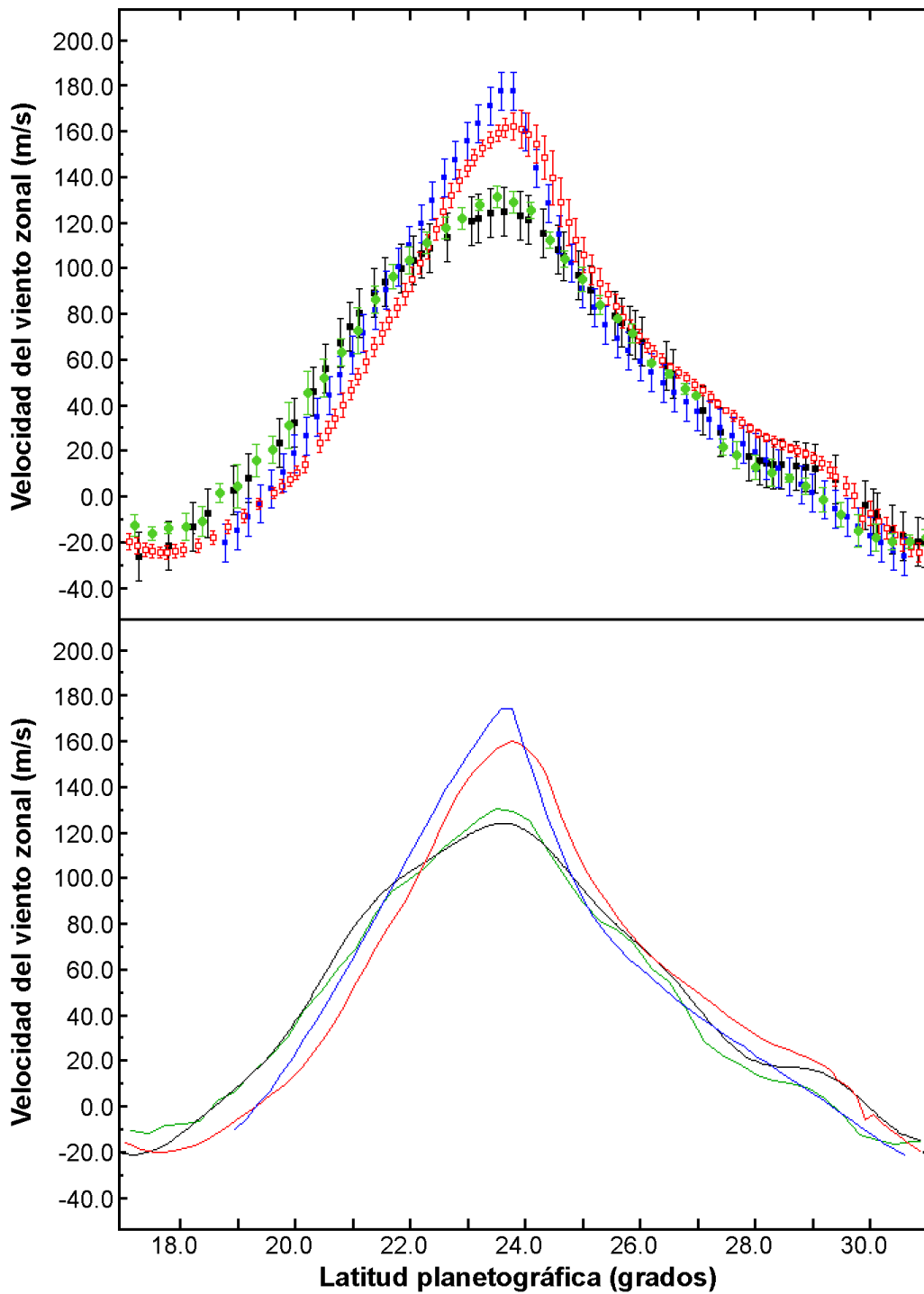


Figura 4.26. Perfiles zonales de vientos en el entorno de la latitud planetográfica de 24°N a partir de imágenes tomadas con el Telescopio Espacial Hubble y la WFPC2 entre 1994 y 1997, según la técnica de correlación (verde) y el seguimiento de trazadores individuales (negro) (García-Melendo y col. 2000), comparados con los perfiles de Maxworthy (azul, 1984) y Limaye (rojo, 1986). En el cuadro superior se representan los errores de medida, mientras que en inferior se muestran los perfiles medios.

Aplicando la regla de la cadena

$$\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial u}{\partial \phi} \frac{\partial \phi}{\partial y} = \frac{360}{2\pi R} \frac{\partial u}{\partial \phi}. \quad (4.20)$$

Por tanto

$$\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{360}{R} \sum_{k=1}^N A_k k f \cos(2\pi k f (\phi - \phi_0) + \alpha_k). \quad (4.21)$$

En cuanto a la determinación numérica de la primera derivada, se ha utilizado una aproximación en diferencias centradas

$$\frac{\partial u}{\partial y}(\phi_i) = \frac{360}{2\pi R} \frac{u(\phi_i + h) - u(\phi_i - h)}{h}, \quad (4.22)$$

con h el paso o intervalo con el que están separados los datos. Si h no es el mismo para tres datos sucesivos, entonces se toma como paso el promedio de los dos intervalos que separan el primero del segundo dato, y el segundo del tercero.

En cuanto al cálculo de la derivada segunda para aplicar el criterio de inestabilidad se tiene nuevamente que el perfil de vientos medido lo es en función de la latitud, es decir $u=u(\phi)$, por lo que

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial u}{\partial \phi} \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) = \frac{\partial^2 u}{\partial \phi^2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 + \frac{\partial u}{\partial \phi} \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \quad (4.23)$$

Pero de la expresión (4.18), $\partial^2 \phi / \partial y^2 = 0$, quedando finalmente que $\partial^2 u / \partial y^2 = (360/2\pi R)^2 \partial^2 u / \partial \phi^2$.

Para el caso de la serie de Fourier ajustada al perfil de los trazadores resulta que

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = - \sum_{k=1}^N A_k \left(\frac{360 k f}{R} \right)^2 \sin(2\pi k f (\phi - \phi_0) + \alpha_k). \quad (4.24)$$

Puesto que la determinación numérica de $\partial u / \partial y$ proporciona una función totalmente discontinua, el cálculo numérico de $\partial^2 u / \partial y^2$ se traduce casi exclusivamente en una señal ruidosa sin significado físico. Únicamente el perfil calculado por Limaye es suficientemente suave como para calcular numéricamente su derivada segunda. En tal caso pueden utilizarse otra vez diferencias centradas resultando

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}(\phi_i) = \left(\frac{360}{2\pi R} \right)^2 \frac{u(\phi_i + h) - 2u(\phi_i) + u(\phi_i - h)}{2h}. \quad (4.25)$$

En el cálculo de la derivada segunda del perfil de vientos zonal obtenido a partir de las imágenes del HST entre 1994 y 1997 sólo se empleó la expresión analítica.

Tanto el perfil medido utilizando la técnica de correlación como el obtenido a través de trazadores fueron utilizados para calcular la vorticidad ambiente $\partial u / \partial y$ y su derivada $\partial^2 u / \partial y^2$. En la Tabla 4.14 volvemos a describir la Tabla 4.11, pero en este caso completada con los cálculos de vorticidad ambiente. Los valores similares entre la vorticidad relativa ζ y la ambiente $\partial u / \partial y$ para los remolinos de la NTBs nos sugiere que el mantenimiento de los vórtices es debido puramente a una inestabilidad hidrodinámica del jet, y que no hay aportaciones significativas de energía desde otras fuentes.

Objeto	$\zeta (\times 10^{-5} \text{ s}^{-1})$	$\partial u / \partial y (\times 10^{-5} \text{ s}^{-1})$	$f (\times 10^{-5} \text{ s}^{-1})$	Latitud
GRS	6.1	1.5	13.5	-22.5
WOS BC	6.4	1.5	19.2	-33.0
WTrO	1.35	1.4	12.9	-21.5
Vórtices NTBs	2.0	1.5	14.0	23.2

Tabla 4.14. Tabla 4.11 ampliada.

Por otro lado en la Figura 4.27 se representan los valores de $\partial u / \partial y$ para los perfiles de 1979 (Limaye 1986 y Maxworthy 1984) y para el perfil medido en imágenes del HST en el período 1995-1996, donde se marca la latitud de 23.2°N en la que se sitúan los vórtices, mostrando gráficamente que en ese punto de la corriente en chorro la vorticidad es anticiclónica y próxima al valor promedio de la Tabla 4.14 de $2.0 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$.

Por otro lado, las desviaciones de la velocidad de deriva respecto de su valor medio son del orden de $u' = 2 \text{ ms}^{-1}$ (ver Tabla 4.2). A partir de este valor pueden estimarse las variaciones de latitud del centro de los vórtices sobre el perfil zonal de vientos para obtener una variación u' . Como u' es una variación sobre $\langle u \rangle$, se tiene que

$$u' = \Delta u \cong \frac{\partial u}{\partial y} \Delta y \cong \frac{\partial u}{\partial y} \frac{2\pi R}{360} \Delta \phi. \quad (4.26)$$

Por consiguiente,

$$\Delta \phi \cong \frac{1}{\partial u / \partial y} \frac{360}{2\pi R} u'. \quad (4.27)$$

Tomando $\partial u / \partial y \approx 1.5 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ y $u' \approx 2 \text{ ms}^{-1}$ se obtiene que $\Delta \phi \approx 0.1^\circ$. Este resultado es importante, porque indica que los vórtices de la NTBs se encuentran fuertemente anclados en latitud como muestran las medidas de posición realizadas en imágenes HST. De lo contrario los vórtices sufrirían grandes variaciones de velocidad. Como se ha mencionado anteriormente, el

mecanismo de formación de vórtices se debe tener una fuerte dependencia de la latitud y por consiguiente de la forma del perfil de vientos.

Con los datos obtenidos también puede estudiarse la estabilidad barotrópica del jet. Suponiendo que la atmósfera es un fluido no viscoso, y aplicando el modelo de capa delgada, se puede demostrar (Pedlosky 1987, Salby 1996) que la condición necesaria para que un fluido con cizalla meridional se convierta en inestable es que $\beta - \partial^2 u / \partial y^2$ presente variaciones de signo dentro del dominio del fluido, con

$$\beta = \frac{2\Omega \cos(\phi)}{R(\phi)}, \quad (4.28)$$

donde Ω es la velocidad angular de rotación del planeta (sistema III) y $R(\phi)$ es el radio de Júpiter a la latitud ϕ . Ingersoll y Pollard (1982) reelaboraron este criterio para el caso en que la capa fuese gruesa y las corrientes en chorro se extendiesen hacia las capas profundas del planeta. Estos autores demostraron que las inestabilidades eran máximas cerca de las corrientes en chorro dirigidas hacia el este si $\partial^2 u / \partial y^2 < -3\beta$. Los resultados del cálculo de las derivadas primera y segunda se muestran en la Figura 4.27 para la corriente en chorro de la NTB observada en 1979 por Voyager 2 según Maxworthy y Limaye, y la medida en entre 1995 y 1996 a partir de las imágenes del HST.

Estos resultados sugieren dos tipos de comportamientos diferentes para la corriente en chorro de la NTB. Por un lado, el perfil de 1979 (Voyager) y el obtenido entre 1995 y 1997 (HST) presentan una mayor inestabilidad en la región donde se sitúan los vórtices ($\beta = 4.5 \times 10^{-12} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$), según tanto el criterio clásico de inestabilidad debido a la existencia de cizalladura en un fluido homogéneo y poco profundo, como al derivado por Ingersoll y Pollard para un fluido profundo. Por otro, el perfil de 1979 parece presentar una mayor tendencia a la inestabilidad que el del período HST si también atendemos a los dos criterios antes mencionados, lo cual indicaría que la corriente en chorro de la NTB es más inestable cuando su velocidad de pico es más elevada.

En el capítulo siguiente se presentará un modelo de formación de vórtices de la NTB que será resuelto numéricamente. Los resultados obtenidos, esta vez siguiendo el criterio del gradiente de la vorticidad potencial, nos volverán a sugerir nuevamente que la corriente en chorro es inestable cuando su velocidad de pico es más elevada.

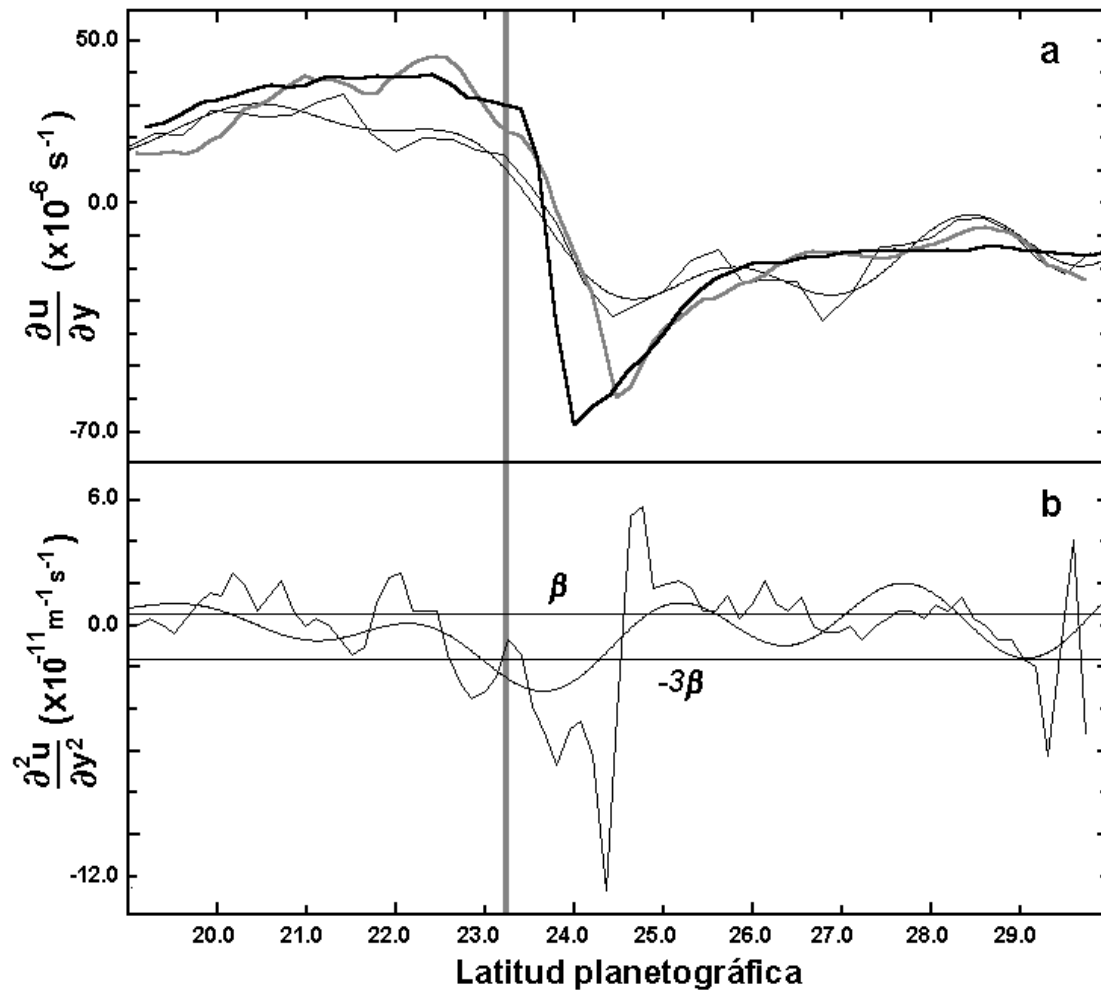


Figura 4.27. (a) Vorticidad ambiente según los diferentes perfiles zonales de vientos. La Línea más gruesa está derivada del perfil de Maxworthy (1984), la línea gris gruesa del perfil de Limaye (1986), mientras que las líneas finas representan la vorticidad ambiente a partir de los perfiles derivados de imágenes del HST (García-Melendo y col. 2000). La línea ondulada más suavizada representa a la derivada del ajuste de la serie de Fourier. (b) Representación de $\partial^2 u / \partial y^2$. La línea ondulada se ha calculado a partir del ajuste de la serie de Fourier, mientras que la otra línea corresponde al perfil obtenido por Limaye. La línea gris vertical marca la posición media en latitud de los vórtices. Se observa que éstos se sitúan al comienzo de la zona más inestable del lado anticiclónico según el criterio de Ingersoll y Pollard (1982).

