

PERTURBACIONES ESTACIONARIAS SOBRE BOSQUES RALOS

Manuel Pulido, Nesvit Castellano y Giorgio Caranti

FaMAF, Universidad Nacional de Córdoba

Ciudad Universitaria, (5000) Córdoba, Argentina.

E-mail: pulido@roble.fis.uncor.edu

Abstract

En la interacción del viento con zonas arboladas, bosques, selvas, ocurren procesos de transferencia de momento y entidades escalares las cuales tienen influencia directa en numerosas variables del entorno. El presente trabajo estudia los efectos sobre la capa límite atmosférica que provocan bosques con densidad de follaje variable, en la dirección del flujo de aire que baña a la zona arbolada. Se desarrolla un sistema lineal el cual describe el comportamiento de ondas estacionarias largas sobre la zona en cuestión. Los resultados obtenidos muestran que existen diferencias cualitativas entre la forma de distribución del follaje y el perfil de los desplazamientos verticales generados por éste. Se observa además que el desplazamiento vertical de la interface está por debajo del bosque o encima de este dependiendo de la magnitudes de las velocidades involucradas.

1. Introducción

Los modelos climáticos necesitan de parametrizaciones que caractericen al viento en las cercanías de la tierra, con el fin de obtener resultados generales que tomen en cuenta los efectos que la interacción del suelo con los flujos que bañan a éste en el clima en general (Nappo and Johansson, 1998, LeMone et al. 2000). Además, el comportamiento de los vientos en la capa límite atmosférica resulta de suma importancia en procesos que ocurren sobre terrenos con vegetación arbolar, ya que en la interacción del viento con la vegetación ocurren procesos de transferencia de momento y entidades escalares (calor, vapor de agua, CO_2 , etc.) las cuales tienen influencia directa en numerosas variables del entorno (microclimas de bosques, temperaturas del suelo y la vegetación, deposición y mezclado de polvo y otras partículas, etc.). La importancia que los diferentes eventos descriptos tienen en la vida del hombre (clima, contaminación, etc.), manifiestan la necesidad de profundizar el conocimiento de los mecanismos involucrados en la interacción entre el flujo y plantaciones.

Son muchos los experimentos que se realizan con el fin de lograr la caracterización necesaria de estos campos de vientos, sin embargo, aún existe una serie de procesos físicos en zonas boscosas, observados experimentalmente, que no han sido comprendidos.

Particularmente, uno de los procesos que se observan está relacionado a la presencia de ráfagas de viento intermitentes, las cuales tienen características ondulatorias y ocurren frecuentemente sobre y dentro de zonas boscosas durante la noche (Fitzjarrald and Moore, 1990, Lee et al. 1997, Raupach, et al. 1996).

En general este tipo de perturbaciones se han denominado ondas de bosque y aún no es bien comprendido cual es el mecanismo de generación de éstas. Actualmente existen hipótesis encontradas respecto a la formación de estos movimientos coherentes. Por un lado Lee 1997 sugiere que grandes vientos de corte en el extremo superior del bosque podrían resultar en una inestabilidad tipo Kelvin Helmholtz (KH) y ésta inestabilidad disparar las ondas. Por otro lado, Pulido and Chimonas (2001), en base a un trabajo de Jeffreys, en el que se observa que la presencia de una fuerza de frenado puede producir inestabilidades, sugieren que la fuerza de frenado (fuerza de Drag), que el bosque realiza sobre la capa límite atmosférica, podría ser responsable de las ráfagas observadas. Ambos mecanismos propuestos, necesitan de un gran viento de corte, sin embargo el propuesto por Pulido and Chimonas es capaz de producir inestabilidades en rangos de condiciones atmosféricas, más extensos que la inestabilidad de KH (menores vientos de corte y/o mayor estratificación).

Mediciones de la fuerza de frenado en bosques muestran que esta fuerza puede ser expresada como un coeficiente de drag constante el cual caracteriza el tipo de vegetación y que esta fuerza también es proporcional a la distribución de área de follaje (Amiro, 1990). Estudios anteriores de la interacción de bosques con los flujos que bañan a éstos han asumido que esta distribución es independiente de la posición horizontal (Lee 1997, Pulido and Chimonas 2001), en este trabajo analizamos las consecuencias que las inhomogeneidades en la vegetación tienen sobre el flujo.

Los modelos con distribución homogénea en la fuerza de drag podrían representar de manera adecuada un bosque tupido con alta densidad de follaje. Sin embargo, para representar un bosque donde los árboles estén ubicados de manera más espaciada o el follaje presente menor densidad con respecto a otras zonas del bosque, la hipótesis de una distribución de follaje uniforme podría dejar de ser adecuada.

En el presente trabajo las interacciones entre el bosque y el flujo son modeladas a través de perturbaciones a éste, las cuales son asumidas a ser lineales y con longitudes de onda mayores a la profundidad del bosque (aproximación de onda larga). Ambas hipótesis deberían ser relajadas para representar el real comportamiento de la heterogeneidad pero por otro lado éstas simplificaciones hacen que los mecanismos físicos de la interacción aparezcan claramente y esto permita realizar un análisis cualitativo como punto de partida al problema general.

Los resultados indican que el tipo de perturbaciones generadas por una distribución no uniforme del follaje presenta características cualitativamente distintas a las perturbaciones generadas por ondas de montaña como se demuestra en las próximas secciones.

2. Modelo

El sistema mas simple que permite modelar flujos en un bosque, consiste de un fluido de densidad constante limitado por dos contornos rígidos horizontales a una distancia $2h$ entre ellos. El fluido que llena este espacio es dividido en dos capas una capa baja de profundidad h y densidad ρ_1 donde se encuentran los arboles y por lo tanto el flujo dentro de esta interacciona con el bosque a través de fuerzas de drag. Mientras la capa alta con densidad ρ_2 es asumida en equilibrio a estar libre de estas fuerzas. La fig. 1 ilustra la estructura de este sistema.

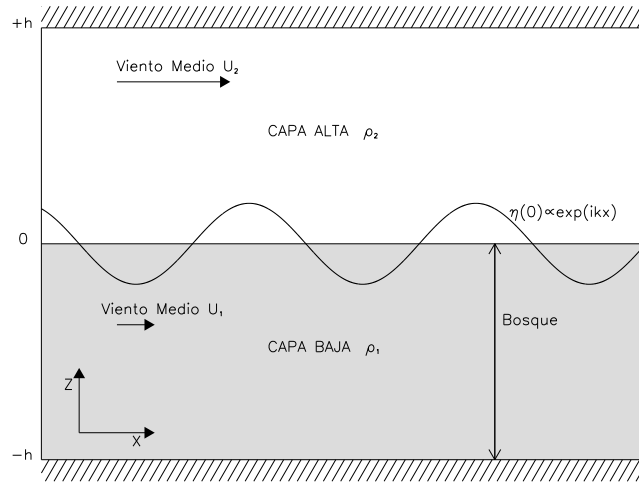


Figure 1: Estructura del modelo

El techo en la capa alta es asumido con el único objeto de simetrizar el problema, los casos de sin techo con campos que decaen con la altura y estratificación en la capa alta han sido también analizado pero estos no agregan ningún nuevo comportamiento cualitativo a los resultados.

La fuerza de drag por unidad de volumen generada por la fricción del flujo con el bosque, es dada por (Amiro, 1990),

$$\vec{F}_d = \rho C_d A(x, z) |\vec{u}| \vec{u} \quad (1)$$

donde $A(x, z)$ es el índice de área de follaje, C_d es el coeficiente de drag. La densidad de follaje es dependiente no solo de la altura sino que dado que usualmente existen variaciones de la densidad de follaje en la dirección del flujo ésta no siempre puede ser asumida constante en la horizontal; en este trabajo se supone que existe una dependencia en esta variable. El coeficiente de drag depende del tipo de bosque, aquí se toma un valor medio de $C_d = 0.05$ (Amiro, 1990).

En estado de equilibrio los gradientes de presión sinópticos son equilibrados en la capa baja por la fuerza de drag mientras en la capa alta estos gradientes son equilibrados presumiblemente por la fuerza de Coriolis (aproximación geostrófica). De esta manera la ecuación de momento horizontal media puede ser expresada por,

$$0 = -\partial_x \frac{\bar{p}}{\rho} - C_d \bar{A}(z) U(z)^2 + \Theta(z) F_c \quad (2)$$

donde $\Theta(z)$ es la función de Heaviside y $\bar{A}(z) = \frac{\Theta(-z)}{h}$ es el área de follaje media . En estado de equilibrio no hay vientos medios verticales por lo cual se satiface la ecuación hidrostática.

A los fines de estudiar las perturbaciones suponemos que se produce un disturbio en la interface que divide las dos capas el cual puede ser representado por una integral de Fourier. Teniendo en cuenta un solo modo los desplazamientos verticales de la interface son,

$$\zeta = \hat{\zeta} \exp(ikx) \quad (3)$$

Solo disturbios estacionarios serán tenidos en cuenta a los fines de analizar el forzamiento producido por las dependencias de la distribución horizontal de plantas. Nótese que también habrá modos viajeros que a menudo son inestables (Pulido and Chimonas 2001, Lee 1997).

A los fines de clarificar la presentación del problema y obtener resultados analíticos se resuelve el caso más simple, en el que se asume que el flujo medio es constante en cada capa. Para casos mas complicados es necesario el desarrollo de modelos numéricos.

En equilibrio, el estado medio está equilibrado a través del balance entre los gradientes de presión y una fuerza de drag independiente de la posición horizontal, de esta manera las variaciones horizontales de la fuerza de drag son tratadas como perturbaciones de primer orden. La perturbación de los vientos horizontales en la capa baja satisface la ecuación lineal,

$$U_1 \partial_x u' = -\partial_x \frac{p'}{\rho_1} - \partial_x \frac{\bar{p}}{\rho_1} - C_d \bar{A}(z) U_1^2 - C_d A'(x, z) U_1^2 - 2C_d \bar{A}(z) U_1 u' \quad (4)$$

La capa alta también siente los efectos del drag cuando la interface desciende y se introduce en el bosque por lo cual la ecuación de momento horizontal para esta capa es,

$$U_2 \partial_x u' = -\partial_x \frac{p'}{\rho_2} - C_d \bar{A}(z) U_2^2 \Theta(z - \zeta) \quad (5)$$

Con respecto a la ecuación de momento vertical nos concentraremos en la aproximación de onda larga ($\lambda_x^2 > h^2$) la cual es equivalente a la aproximación hidrostática. En esta aproximación retenemos hasta el orden lineal para desarrollos en kz de los campos, en este caso, tanto la velocidad horizontal como la perturbación de la presión son independientes de la altura mientras los desplazamientos verticales son proporcionales a kz .

La ecuación de continuidad de la masa resultante en la capa baja será,

$$h \partial_x u' + w'(0) - w'(-h) = h \partial_x u' + U_1 \partial_x \zeta = 0 \quad (6)$$

en la capa de arriba,

$$h \partial_x u' - U_2 \partial_x \zeta = 0 \quad (7)$$

Seguendo a Jeffreys(1925) se integran las ecuaciones de momento horizontal, nótese que en la capa de arriba a través de esta integración los efectos del drag son esparcidos en toda la profundidad de la capa, presumiblemente como propusiera Jeffreys (ver también Chimonas, 1993) mediante turbulencia. Después de alguna manipulación algebraica, teniendo en cuenta la continuidad de la presión en la interface, podemos obtener las relación entre los desplazamientos verticales y la perturbación del drag,

$$(U_1^2 + U_2^2 - v_{sw}^2)\partial_{xx}\zeta + (3U_1^2 - 1/2U_2^2)C_d\bar{A}\partial_x\zeta - C_dU_1^2\partial_xA' = 0 \quad (8)$$

donde $v_{sw}^2 = \frac{\Delta\rho}{\rho}gh$ es la velocidad de ondas en aguas profundas. La solución homogénea de esta ecuación es de la forma $\zeta = C_1 \exp(C_2x)$ dado que los campos deben ser acotados para todo x se toma la constante C_1 igual a 0. Para obtener la solución particular proponemos que $(A', \zeta') = (\hat{A}, \hat{\zeta}) \exp(ikx)$; de esta manera podemos calcular la amplitud del desplazamiento vertical generado por la perturbación del área de follaje del modo k , es decir,

$$\hat{\zeta} = \frac{C_dU_1^2\hat{A}}{C_d\bar{A}(3U_1^2 - U_2^2/2) + ik(U_1^2 + U_2^2 - v_{sw}^2)} \quad (9)$$

Indicando que una variación del drag en la horizontal genera una perturbación vertical estando estas desplazadas entre sí, mas aún, la amplitud y este desfase dependen del número de onda del modo en consideración. Para ondas largas $k \rightarrow 0$ los campos estarán fasados y la amplitud de la onda es máxima (Fig. 2). En longitudes de onda mas corta (notar por hipótesis tenemos que $\lambda_x^2 \gg h^2$) el comportamiento de los modos depende de la velocidad de ondas en aguas profundas así el caso de v_{sw} cercano al valor crítico es mostrado en Fig. 3 para contrastar el caso $v_{sw} = 0$.

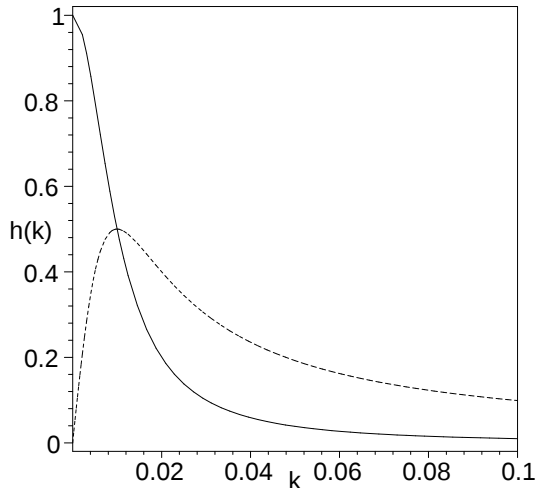


Figure 2: Dependencias del desplazamiento vertical con el número de onda para $\frac{U_2}{U_1} = 2$, $v_{sw} = 0$. Línea continua (a trazos) componente real (módulo de la imaginaria)

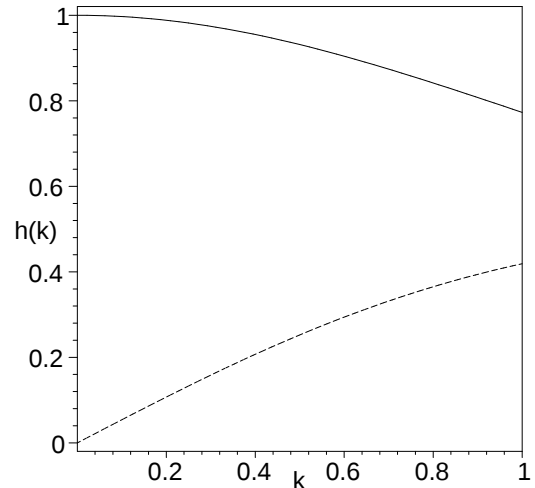


Figure 3: Idem Fig. 2 para $v_{sw} = 2.2$, en este caso el límite para ondas “pequeñas” se invierte el desfase (es dominante la componente real).

3. Resultados

A los fines de evaluar casos reales usamos teoría de Fourier, es decir descomponemos en modos a la forma que posea la distribución de follaje. En este trabajo ilustramos los comportamientos presentes de perfiles usuales en este tipo de análisis, pero con esta técnica el perfil puede complicarse tanto como sea necesario. El disturbio general viene dado por la expresión,

$$\tilde{\zeta}(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{C_d \hat{A}(\tilde{k})}{C_d \bar{A}(3 - \tilde{U}^2/2) + i\tilde{k}(1 + \tilde{U}^2 - \tilde{v}_{sw}^2)} \exp(-i\tilde{k}\tilde{x}) d\tilde{k} \quad (10)$$

donde los campos se han normalizado con h y U_1 según corresponda. Los efectos del área de follaje media sobre la perturbación dejan de estar presentes para una velocidad de $U_2 = \sqrt{6}U_1$.

En este trabajo analizaremos dos casos particulares de densidad de follaje, un salto de densidad de follaje y un pozo de densidad de follaje. Note que alternativamente al análisis de Fourier estos dos casos pueden ser analizado por pedazos, resolviendo la ecuación diferencial (8) en cada uno de estos y luego empalmando los desplazamientos verticales en cada tramo.

Salto de densidad de follaje

Un caso particular de interés es cuando el flujo encuentra un sector de denso follaje el cual puede ser representado por un función cuadrada de longitud L . Uno de los comportamientos observados es para el caso cuando tenemos velocidades en la capa alta pequeñas

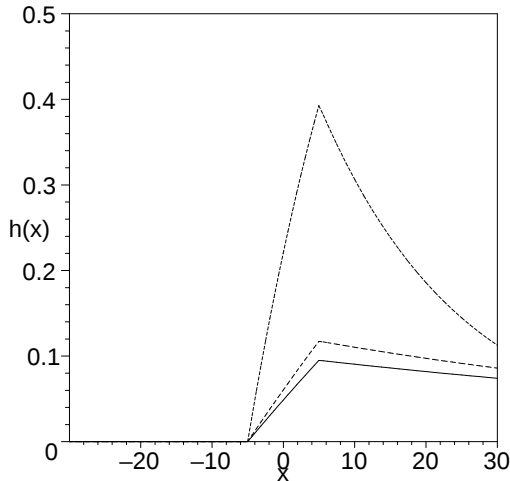


Figure 4: Perturbación del desplazamiento vertical generada por un salto $\frac{U_2}{U_1} = 2$, $v_{sw} = 0, 1, 2$ (línea continua, a trazos y punteada respectivamente); el salto en el área de follaje es considerado unitario en unidades de profundidad del bosque ($1/h$)

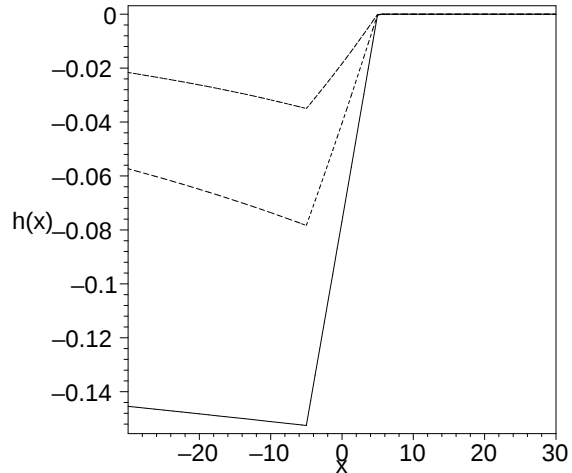


Figure 5: Ídem Fig. 4 para $v_{sw} = 2$ y $\frac{U_2}{U_1} = \sqrt{6} + 0.05, 3, 4$ (línea continua, a trazos y punteada respectivamente).

con respecto al caso critico ($\tilde{U} < \sqrt{6}$, y la estratificación es lo suficientemente debil como para que el numero de Froude se mayor a uno, ($Fr > 1$, flujo supercrítico). Al encontrar el salto la interface se levanta y luego desciende lentamente. Mientras mas cercano a $Fr = 1$ se está, más grande es la perturbación al flujo medio (Fig 4). Sin embargo la perturbación en el caso sin estratificación ($N^2 \approx 0$, $Fr \rightarrow \infty$) es la que mas lejos del salto se encuentra, en la posición $10L$ después del salto la perturbación es un 40

El valor de la constante de decaimiento por unidad de h , puede ser calculado a partir de (8), este es,

$$\tilde{\chi} = -\frac{1 + \tilde{U}^2 - \tilde{v}_{sw}^2}{(3 - \tilde{U}^2/2)C_d\tilde{A}} \quad (11)$$

Nótese que para un flujo supercrítico mientras mas cerca de $Fr = 1$ mas rápido decaerá la perturbación. En este caso la forma de los desplazamientos verticales se asemeja mas a la forma de la distribución de follaje, hecho este que puede ser explicado por que el término dependiente del número de onda tiene menos influencia cuando estamos con número Froude cercanos a la unidad.

El ascenso de la interface hace que, por conservación de la masa, las velocidades horizontales abajo, de (7), sean negativas (en sentido contrario al flujo) y en la capa alta positivas, de (6). Por supuesto como era de esperar de (9) el hecho que haya una polarización compleja y dependiente del número de onda hace que la forma del desplazamiento vertical sea cualitativamente distinta de la distribución del follaje.

Cuando en la capa alta tenemos altas velocidades $\tilde{U} > \sqrt{6}$, la interface se comporta totalmente distinta, descendiendo e introduciendose sobre el bosque (Fig 5). La amplitud de los desplazamientos se maximiza cuando la velocidad de la capa alta tiene valores cercanos, pero mas grandes que el valor crítico $\sqrt{6}$, además para este caso también la constante de decaimiento es mas grande. Estas intruciones de la interface en la capa superficial resultan extremadamente peligrosas no solo para la región de denso follaje sino para las plantaciones que existen alrededor de ésta.

Pozo de densidad de follaje

Analicemos ahora el caso contrario, es decir un bosque denso donde hay un sector con muy baja vegetación; una pradera, un sector del bosque quemado, etc, estarían representados por este caso. Este pozo de distribución de follaje es considerado negativo, de tal manera que reduzca el follaje medio el cual es el que equilibra las ecuaciones medias.

Cuando tenemos velocidades menores que la crítica y el flujo tiene un numero de Froude mayor a 1, como es de esperarse la interface desciende sobre la capa superficial introduciendose en el pozo y luego permanece por debajo con un decaimiento de (11). Para altas velocidades por el contrario existe un ascenso de la interface y por lo tanto el bosque en este caso es ajeno a los fuertes vientos que posee la capa alta, mientras mas grande es la velocidad mas pequenos son los desplazamientos de la interface y las perturbaciones de la velocidad.

Entonces, de figs. 6 y 7, se deduce que en regiones donde la densidad de follaje disminuye las condiciones meteorológicas que producen mas daño son cuando la velocidad de la capa alta es levemente menor a la del umbral y por otro lado la velocidad de ondas

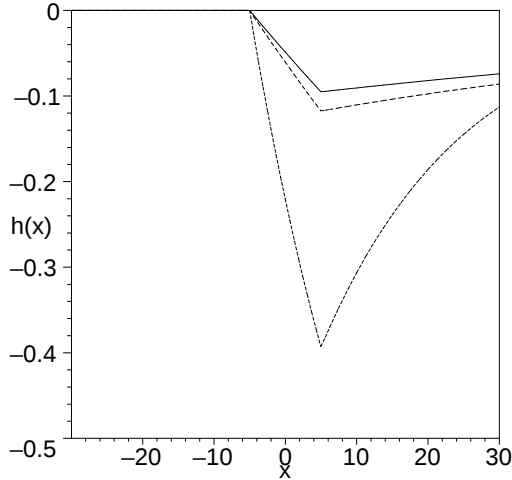


Figure 6: Perturbación del desplazamiento vertical generada por un pozo $\frac{U_2}{U_1} = 2$, $v_{sw} = 0, 1, 2$ (línea continua, a trazos y punteada respectivamente). El pozo en el área de follaje es considerado unitario en unidades de profundidad del bosque ($1/h$)

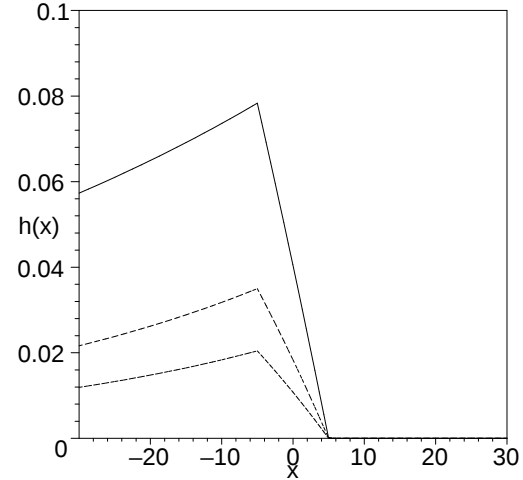


Figure 7: Ídem Fig. 4 para $v_{sw} = 2$ y línea continua $\frac{U_2}{U_1} = 3$, a trazos $\frac{U_2}{U_1} = 4$ y punteada $\frac{U_2}{U_1} = 5$.

en aguas pandas es cercana a la suma de las velocidades medias de ambas capas.

En general por continuidad de la masa un desplazamiento vertical hacia arriba en la interface hace que las perturbación de la velocidad horizontal en la capa alta sea en la dirección positiva (ver (7)) mientras en la capa baja la perturbación es negativa, (6) generando así una discontinuidad en el campo de velocidades horizontales. A pesar de que esta discontinuidad es intrínseca del modelo, si existieran campos continuos lo que aparecerá en el tope de los arboles es un punto de inflexión el cual para ondas de amplitud suficiente será inestable.

4. Conclusiones

Este trabajo a través de un tratamiento analítico muestra que el viento medio que fluye en una región boscosa con una distribución de follaje que no es uniforme en la dirección del viento, genera perturbaciones estacionarias forzadas por la fuerza de drag las cuales tienen comportamientos distintos a las ondas de montaña.

La relación de proporcionalidad existente entre la perturbación excitada y la fuerza de drag que la genera, es encontrada a ser una función compleja dependiente del número de onda por lo cual la forma de las perturbaciones es cualitativamente distinta a la forma de la fuerza de drag que la produce. De hecho como ha sido mostrado pueden aparecer perturbaciones en regiones muy alejadas de la variación del follaje que las genera.

Contrariamente a lo que la creencia popular presupone, las zonas de denso follaje lejos de proteger las regiones aledañas le aumentan la posibilidad de grandes daños. Como

ha sido demostrado en este trabajo para altos vientos externos el sector de denso follaje hace que estos fuertes vientos se introduzcan en la región donde hay plantaciones. Por el contrario una zona de baja densidad de follaje hace que si los vientos en la capa alta superan el valor del umbral la interface asciende haciendo que los fuertes vientos no dañen la vegetación. El hecho de que el flujo superior baje antes o después del pozo de follaje esta dominado por el número de Froude. Para valores por arriba de uno la intrusiones en el bosque se realizan después de que el flujo encuentre al pozo (Fig. 6) mientras que para un fluido subcrítico la interface desciende antes de encontrar el pozo.

Estas perturbaciones generadas por las variaciones de la densidad de follaje producen altos vientos de corte en la capa de transición, interface, alimentado así a las inestabilidad del flujo y su consecuente generación de movimientos coherentes, es decir que existe un mecanismo de alimentación y transferencias de energía del flujo medio a escalas menores.

Si los campos medios no fueran estacionarios estos podrían dar lugar a generación de ondas de drag estacionarias y viajeras (Lott and Teitelbaum, 1993) las cuales pueden ser una importante componente en las numerosas observaciones de eventos ondulatorios en bosques (Lee et al. 1997, Fitzjarrald and Moore, 1990). El tratamiento de estos vientos transitorios y la consecuente generación de ondas forman parte de nuestro trabajo actual.

Referencias

- Amiro, B. 1990: Drag coefficients and turbulence spectra within three boreal forest canopies. *Bound.-Layer Meteor.*, **52**, 227-246.
- Chimonas G., 1993: Surface-drag instabilities in the atmospheric boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 1914-1924.
- Fitzjarrald D. and K. Moore, 1990: Mechanisms of nocturnal exchange between the rain forest and the atmosphere. *J. Geophys. Res.*, **95**, 16839-16850.
- Jeffreys H., 1925: The flow of water in an inclined channel of rectangular section. *Phil. Mag.*, **11**, 793-807.
- Lee X., 1997: Gravity waves in a forest: A linear analysis. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 2574-2585.
- Lee X. and coauthors, 1997: Observation of gravity waves in a boreal forest. *Bound.-layer meteorol.*, **84**, 383-398.
- LeMone R., and coauthors, 2000: Land-atmosphere interaction research, early results, and opportunities in the Walnut river watershed in southeast Kansas: CASES and ABLE. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **81**, 757-779.
- Lott F. and H. Teitelbaum, 1993: Topographic waves generated by a transient wind. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 2607-2624.
- Nappo and Johansson, 1998: Summary report of the Lovanger international workshop on turbulence and diffusion in the stable planetary boundary layer. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **79**, 1401-1405.
- Pulido M. and G. Chimonas, 2001: Canopy waves: the long wavelength component. *Bound.-Layer Meteor.*, en prensa.
- Raupach M., J. Finnigan and Y. Brunet, 1996: Coherent eddies and turbulence in vegetation canopies: the mixing-layer analogy. *Bound.-Layer Meteor.*, **78**, 351-382.