DESARROLLOS DEL GRUPO DE DINÁMICA DEL PROYECTO HIRLAM-5: VÍAS HACIA MODELOS DE ALTA RESOLUCIÓN

Isabel Martínez Marco

Servicio de Modelización Numérica del Tiempo. INM

RESUMEN

La necesidad creciente de ir hacia modelos de alta resolución ha determinado la existencia de tres principales líneas de investigación dentro del grupo de Dinámica del proyecto HIRLAM5. Estos subgrupos son métodos de integración en el tiempo tanto para procesos dinámicos como físicos, condiciones de contorno laterales y superiores y ecuaciones no hidrostáticas. El esquema semilagrangiano de dos niveles en el tiempo es el escenario principal para estos desarrollos, ya que permite una ganancia en eficiencia y futuras mejoras como el acoplamiento física-dinámica. En los modelos de área limitada, los bordes laterales no son fronteras físicas sino que se imponen artificialmente. Estas fronteras deberían ser “transparentes”. El modelo HIRLAM no hidrostático utiliza las ecuaciones inelásticas en coordenadas verticales de tipo presión e incluyendo efectos no hidrostáticos pero filtrando las ondas de sonido.

1. Introducción

La interacción entre física y dinámica ha alcanzado una gran importancia en los últimos años según se incrementa la resolución de los modelos. En las versiones de HIRLAM de alta resolución aparecen problemas de inestabilidad numérica como consecuencia de una realimentación positiva con la dinámica. Esta nota describe una aproximación parcial de segundo orden de exactitud de las parametrizaciones físicas dentro de la versión semi-implícita y semilagrangiana de dos niveles en el tiempo (2TLSLSI) del modelo HIRLAM.

En los modelos de área limitada, los bordes laterales no son fronteras físicas sino que se imponen artificialmente y se les aplica un esquema de relajación (Davies, 1976). Pero existe un gran número de razones para establecer unas fronteras bien planteadas. Esto significa que nuestro tratamiento de las fronteras no amplifica los errores. Las fronteras deberían ser “transparentes”. Es decir, primero, todas las ondas que se aproximan desde el interior hacia ellas deberían salir sin reflexión; y segundo, en un entorno anidado, donde los datos de la frontera están suministrados por un modelo externo, todas las ondas procedentes del exterior del área limitada deberían entrar sin cambios en la amplitud y en la fase y sin excitar ondas espúreas de alta frecuencia (ruido).

El modelo HIRLAM no hidrostático utiliza las ecuaciones inelásticas en coordenadas verticales de tipo presión e incluyendo efectos no hidrostáticos pero filtrando las ondas de sonido. Este modelo se ha desarrollado dentro de un marco euleriano y con esquema semi-implícito. Posteriormente, se considerará un entorno semilagrangiano.

En la sección 2 se explica el acoplamiento física-dinámica dentro de los métodos de integración en el tiempo. En la sección 3 se desarrollan los últimos avances en condiciones de contorno bien planteadas y transparentes y , por último, en la sección 4 se muestra el estado actual del modelo HIRLAM no hidrostático.

2. Métodos de integración en el tiempo

El objetivo de este subgrupo es continuar desarrollando esquemas eficientes en el tiempo tanto para procesos dinámicos como físicos. En estos momentos, la principal prioridad es la formulación del acoplamiento física-dinámica.

Idealmente, la dinámica y la física deberían calcularse juntas. Sin embargo, se mantienen separadas por varias razones: primero, el sistema de ecuaciones primitivas es muy caro de resolver; segundo, los términos no lineales de la física pueden producir inestabilidad y tercero, algunos de los esquemas físicos necesitan las tendencias de la dinámica como dato de entrada.

La discretización temporal de las parametrizaciones es normalmente de primer orden de exactitud. Sin embargo, en la dinámica los esquemas semilagrangianos son al menos de segundo orden de exactitud y mucho más estables, permitiendo el uso de pasos de tiempo mayores. De ahí la necesidad de un nuevo cálculo de la física con la misma exactitud y con menor sensibilidad al paso de tiempo.

2.1 Acoplamiento de las Parametrizaciones con la Dinámica

La ecuación de la advección unidimensional se puede escribir como:

$$\frac{\partial\varphi}{\partial t}+u\frac{\partial\varphi}{\partial x}=L(\varphi)+N(\varphi) \qquad [1]$$

Donde φ es un campo escalar, u es la velocidad de advección y L y N representan los términos lineales y no lineales, respectivamente. Siguiendo la notación de McDonald (1998), el método de discretización de 2TLSLSI se puede expresar como:

$$\varphi_I^{n+1}-\varphi_*^n=\frac{\Delta t}{2}(L^{n+1}+N^{n+1/2})_I+\frac{\Delta t}{2}(L^n+N^{n+1/2})_* \qquad [2]$$

Para cualquier campo ϕ, $\phi_I^n = \phi(I\Delta x,\ n\Delta t)$ y $\phi_*^n = \phi(x_*,\ n\Delta t)$. Los subíndices I y * representan, respectivamente, una evaluación en los puntos de llegada y de partida de la trayectoria semilagrangiana.

Si incluimos las parametrizaciones físicas P y seguimos la aproximación del Centro Europeo (Wedi, 1999) la ecuación resultante es:

$$\varphi_I^{n+1}-\varphi_*^n=\frac{\Delta t}{2}(L^{n+1}+N^{n+1/2}+P^{n+1})_I+\frac{\Delta t}{2}(L^n+N^{n+1/2}+P^n)_* \qquad [3]$$

Esta aproximación que calcula la mitad de las tendencias en el punto de llegada y la otra mitad en el punto de partida de la trayectoria es de segundo orden de exactitud. La versión de referencia del modelo HIRLAM calcula el total de las tendencias de la física en el punto de llegada, siendo, por tanto, la discretización en el tiempo sólo de primer orden de exactitud.

2.2 Acoplamiento de las Parametrizaciones

El modelo actual HIRLAM utiliza la aproximación “fractional stepping” (Beljaars, 1991). Los resultados dependen del orden en que se calculan las diferentes parametrizaciones. En el modelo HIRLAM la secuencia es: primero, difusión vertical; segundo, radiación; tercero, convección y por último, procesos de suelo. La convección utiliza las tendencias de la difusión vertical y de la radiación del mismo paso de tiempo. Esta dependencia del paso de tiempo es una clara desventaja de esta aproximación. Para reducir tal dependencia, se utiliza un predictor de las variables del modelo que se encarga de acoplar los esquemas de las parametrizaciones unos con otros:

$$\varphi_{predict}^{n+1}=\varphi_D^{n+1}+\alpha P_{*,rad+conv}^n\Delta t+P_{I,vdif}^{n+1}\Delta t \quad [4]$$

donde φ_D^{n+1} representa el campo de la dinámica en el punto de llegada. Se introduce el parámetro $\alpha = 0.5$ para conseguir un mejor balance entre las diferentes parametrizaciones.

En el esquema propuesto las parametrizaciones en el actual paso de tiempo se calculan según la siguiente secuencia (Martínez, 2001):

$$P_I^{n+1}=P_{I,vdif}^{n+1}(\varphi_D^{n+1})+P_{I,rad}^{n+1}(\varphi^n)+P_{I,conv}^{n+1}(\varphi_{predict}^{n+1}) \quad [5]$$

En el modelo actual HIRLAM la secuencia es:

$$P_I^{n+1} = P_{I,vdif}^{n+1}(\varphi_D^{n+1}) + P_{I,rad}^{n+1}(\varphi^n) + P_{I,conv}^{n+1}(\varphi_D^{n+1} + P_{I,rad}^{n+1}\Delta t + P_{I,vdif}^{n+1}\Delta t)\ [6]$$

Los esquemas de radiación y difusión vertical permanecen sin cambios. El principal cambio se encuentra en el esquema convectivo, y se debe al uso de las tendencias de la radiación y de la convección en el paso de tiempo anterior evaluadas en el punto de partida en lugar de la tendencia de la radiación en el actual paso de tiempo evaluada en el punto de llegada, para intentar disminuir la dependencia del paso de tiempo.

2.3 Conclusiones

En resumen, el acoplamiento física-dinámica:

- Conduce a resultados más estables, con la posibilidad de aumentar el tamaño del paso de tiempo;
- Produce resultados más exactos para el mismo tamaño de paso de tiempo;
- Se observan campos más suaves, especialmente los de precipitación y
- La mejora en la calidad de las predicciones de los nuevos métodos es pequeña en el muy corto plazo, siendo mucho más apreciable en el corto y medio plazo.

3. Condiciones de Contorno

En la mayoría de las integraciones operativas es prácticamente inalcanzable la total transparencia, pero existen varios métodos para hacer las fronteras tan transparentes como sea posible. La idea básica es: primero, analizar una versión lineal de las ecuaciones del movimiento. A partir de este análisis se separan las ondas que salen de las que entran del área. Con esta información se fuerza a las fronteras a obedecer ecuaciones que describen solo ondas que viajan en una única dirección hacia fuera o hacia dentro del área.

McDonald (2001) explica como derivar condiciones de contorno transparentes de varios niveles de exactitud para las ecuaciones de aguas someras. La exactitud depende de dos parámetros. El primero es el ángulo con el que la velocidad de grupo de las ondas incide con la frontera. La transparencia es total cuando la onda es perpendicular a la frontera. El segundo parámetro es $f/(K\ \phi_0^{1/2})$ donde f es el parámetro de Coriolis, ϕ_0 el geopotencial medio y K el número de ondas. Se espera que $f/(K\ \phi_0^{1/2}) \ll 1$ para la mayor parte de las ondas en un modelo de área limitada, y en particular para las longitudes de onda más cortas que se mueven más rápidamente y que no deseamos, especialmente, sean reflejadas en las fronteras.

3.1 Tests Numéricos

McDonald (2001) estudia las ecuaciones de aguas someras linealizadas y compara las predicciones utilizando su discretización y tratamiento de condiciones de contorno con la conocida solución analítica de un caso de advección.

Estudia cuatro diferentes conjuntos de condiciones de contorno. Tres bien planteados: (1) impone el geopotencial ϕ_0 en todas las fronteras y la velocidad tangencial v_t en los puntos de frontera con flujo hacia dentro. (2) Se impone $(\phi - \phi_0^{1/2}\ v_n)$ en todos los puntos de la frontera y v_t en los puntos de frontera con flujo hacia dentro; (v_n es la velocidad normal en la frontera). (3) Se impone $(\phi - \phi_0^{1/2}\ v_n)$ en los puntos con flujo hacia dentro y $d(\phi - \phi_0^{1/2}\ v_n)/dt = 0$ en los puntos con flujo hacia fuera; se impone v_t en los puntos con flujo hacia dentro. (4) Se sobreespecifican los campos en las fronteras y se amortiguan los errores resultantes mediante la relajación de dichos campos en la vecindad de las fronteras utilizando el método de relajación de Davies (1976).

3.2 Resultados

Se considera la solución analítica de las ecuaciones de las aguas someras linealizadas que describe la advección de una campana con velocidad constante. Así tiene una solución exacta que puede comparar con las diferentes integraciones. El sistema está en balance geostrófico y la divergencia es casi cero, proporcionando un adicional test de la eficacia de las integraciones. También se estudia los errores cuadráticos medios entre la predicción a 48 horas y la solución analítica, obteniendo los resultados de la siguiente tabla:

	TEST(1)	TEST(2)	TEST(3)	TEST(4)
Rms de ϕ	6.75	1.36	0.15	0.89
Rms de u	0.227	0.058	0.003	0.044
Rms de v	0.247	0.064	0.004	0.032

Tabla 1: Errores cuadráticos medios de la diferencia entre la predicción a 48 horas y la solución analítica.

En el primer experimento se observa que las ondas de ajuste fueron reflejadas en la frontera y que se desarrollaron "trailing waves" (pequeñas ondas que aparecen como consecuencia de la reflexión). En el segundo experimento, la exactitud mejoró claramente. La reflexión de ondas de ajuste se redujo significativamente, y el fenómeno "trailing waves" se eliminó. En el tercer experimento, la transparencia mejoró significativamente para las soluciones advectivas en el flujo hacia fuera.

El esquema de relajación es muy competitivo para estos simples tests. Reduce la reflexión de las ondas de gravedad y el fenómeno de las "trailing waves". Sus errores cuadráticos medios son menores que los de los dos primeros experimentos y sólo pierde marginalmente frente al tercer experimento. Sin embargo, se observa un gran aumento de la divergencia absoluta media según la campana atraviesa la frontera.

3.3 Planteamiento del problema

Una vez demostrada la bondad de las condiciones de contorno transparentes para el conjunto de ecuaciones de aguas someras linealizadas, la pregunta sería qué ocurrirá cuando introduzcamos los términos no lineales con su potencial para crecimientos explosivos. Si estos tests dan buenos resultados, el siguiente paso sería preguntarse si estas ideas se pueden aplicar directamente a un modelo de ecuaciones primitivas. Oliger and Sundström (1978) establecen las condiciones necesarias para un problema bien planteado de las ecuaciones hidrostáticas linealizadas mediante una descomposición en modos normales. Para cada modo vertical se proyecta una ecuación de aguas someras para la cual las condiciones de contorno bien planteadas son conocidas. Cada modo tiene un valor de $\phi_0^{1/2}$ asociado, que permite aplicar las condiciones de contorno transparentes a cada una de las ecuaciones de aguas someras proyectadas. Y una vez que se calculan las condiciones de contorno se vuelve al espacio físico.

4. Ecuaciones no hidrostáticas

En el caso del modelo HIRLAM no hidrostático (NH), el modo acústico se filtra antes de la discretización, haciendo uso de la aproximación física de que la velocidad de las ondas acústicas tiende a infinito (que es la esencia de la aproximación inelástica en coordenadas de presión). De esta manera, las ondas más rápidas son las ondas de gravedad que poseen una velocidad de propagación $c_b \approx 100$ m/s.

4.1 Tests Numéricos

Aarne Männik y Rein Room (2001) evaluan el modelo NH de dos formas distintas: (a) en modo no hidrostático en baja resolución (hidrostático) con datos iniciales reales y con el paquete de la física incluido. (b) simulaciones no hidrostáticas en alta resolución en régimen adiabático sin el paquete de la física , con orografía y condiciones iniciales y de contorno artificiales.

El paso de tiempo Δt se escoge en todos los experimentos el máximo permitido de acuerdo con la condición de Courant-Friedrichs-Lewy (marco euleriano con esquemas explícitos):

$$\Delta t < \Delta x/(U + C) \quad [7]$$

donde Δx es el brazo de la rejilla horizontal, U es la velocidad dominante del viento horizontal, y C es la típica velocidad de fase de las ondas de gravedad. Como las ondas externas son excluidas, C representa la velocidad de fase de las ondas de gravedad internas. Es alrededor de 100 – 150 m/s en gran escala y disminuye rápidamente según decrece la escala horizontal. Seguramente, en el límite de alta resolución (Δx, $\Delta y \leq 5$ km), donde $C \ll U$, el esquema explícito alcanza el límite teórico superior $\Delta x/U$.

(A). Test con baja resolución y física

El objetivo de esta integración es chequear la influencia del ajuste de la presión superficial y demostrar que esto no reduce la calidad del modelo en el dominio hidrostático. Otro propósito es mostrar que la aproximación plana en la parte principal del operador elíptico no influye en los resultados del modelo en el caso de un área de tamaño moderado (lado del cuadrado menor que 5000 km). Las características del modelo son 22km de resolución horizontal (194 x 140 puntos), 31 niveles en la vertical y paso de tiempo 90 s. Se comparan las predicciones a 6 horas de la presión a nivel del mar con el modelo no hidrostático euleriano (paso de tiempo 20 s). Los campos son muy parecidos, aunque no idénticos. La comparación muestra que no hay una distorsión sistemática de las predicciones de presión no hidrostática en los bordes del área debido a la aproximación cuasi-plana de la ecuación elíptica.

Si se usa una resolución de 11 km (114 x 100 puntos), se observa que el esquema NH produce una distribución de vientos más suave en la troposfera media que el modelo hidrostático. Al mismo tiempo, el esquema no hidrostático muestra anomalías del viento en los niveles superiores, que es causada por reflexión residual de ondas de gravedad en la frontera superior. Sin embargo, la coincidencia tan cercana de los dos modelos durante la integración muestra que el núcleo del esquema NH funciona y produce buenos resultados.

(B) Tests adiabáticos en alta resolución

El objetivo de esta integración es estudiar la calidad del esquema y la herramienta para encontrar posibles errores. Estos experimentos poseen orografía y estado inicial de la atmósfera artificiales.

Las resoluciones horizontales estudiadas son 2.2 km, 1 km y 0.4 km.

La conclusión general de estos experimentos es que el modelo es capaz de simulaciones no hidrostáticas. En comparación con el modelo lineal aparece alguna reducción de la amplitud de las ondas y un estrechamiento de las alas de las ondas debido a la difusión espectral (especialmente cerca del tope de la atmósfera) pero tanto el modelo general de ondas como el cambio a sotavento no hidrostático se reproducen perfectamente.

4.2 Versión euleriana semi-implícita del modelo HIRLAM no hidrostático

Se trata de una generalización del modelo euleriano explícito no hidrostático comentado anteriormente (Room y Männik, 2001). Comparando las versiones semi-implícita y explícita del esquema no hidrostático, el nuevo modelo es en media dos o tres veces más económico en tiempo de cálculo.

Sin embargo, se observan problemas en el tope de la atmósfera, donde se desarrollan ondas de gravedad espúreas que quedan bloqueadas. Esto no es crucial pero disminuye la calidad del modelo y deberían ser eliminadas en un futuro.

4.3 Conclusiones

La máxima resolución horizontal del modelo actualmente es aproximadamente 0.5 km. Este límite es debido a la reflexión de ondas de gravedad en las fronteras laterales. Para conseguir esta resolución sin reflexión es necesaria una zona de relajación de 15 – 20 puntos. Para resoluciones más altas, esta anchura debería aumentarse (lo cual no es realista) o debería utilizarse condiciones de contorno transparentes para ondas de gravedad.

El modelo es económico en términos de resolución vertical. Los 31 niveles estándar proporcionan una resolución suficiente para la dinámica adiabática en todas las escalas horizontales. Sin embargo, para procesos diabáticos se necesita más resolución vertical.

Debido a la aplicación del ajuste de la presión superficial, el paso de tiempo es bastante grande y hace al modelo aplicable en simulaciones de alta resolución. La versión semi-implícita permite incluso doblar o triplicar el paso de tiempo necesario.

Otra ventaja práctica del modelo es que permite la inclusión del paquete de física existente en el modelo HIRLAM hidrostático. Sin embargo, en las escalas más finas, a partir de 11 km de resolución, las parametrizaciones físicas deberían ser revisadas.

Referencias

Beljaars, A., 1991: Numerical Schemes for Parametrizations, Proceedings of the ECMWF Seminar on Numerical Methods in Atmospheric Models, Reading, pp. 1-42.

Davies, H.C., 1976: A lateral boundary formulation for multi-level prediction models. Q. J. Roy. Met. Soc., 102, 405-418.

Männik, A., Room, R., 2001: Nonhydrostatic adiabatic kernel for HIRLAM. Part II. Anelastic, hybrid-coordinate, explicit-Eulerian model. HIRLAM Technical Report, No 49, SMHI, Norrköping, 55 p.

Martínez, I., 2000: Preliminary Tests on Coupling Physics to Dynamics. HIRLAM Newsletter nº 36, pp. 55-62.

Martínez, I., 2001: Assessment of the Coupling of Physics to Dynamics: ECMWF approach. HIRLAM Newsletter nº 38, pp. 144-150.

McDonald, A., 2001: Well-posed boundary conditions for semi-Lagrangian schemes: the two-dimensional case. HIRLAM Technical Report 47.

McDonald, A., 2001: A step toward transparent boundary conditions for meteorological models. IMS Technical Note 57.

McDonald, A., 2001: Lateral boundary conditions; a progress report. HIRLAM Newsletter nº 38, pp. 151-155.

Oliger, J., y A. Sundström, 1978: Theoretical and practical aspects of some initial boundary value problems in fluid dynamics. S.I.A.M. J. Appl. Math., 35, 419-446.

Room, R., 2001: Nonhydrostatic adiabatic kernel for HIRLAM. Part I. Fundamentals of nonhydrostatic dynamics in pressure-related coordinates. HIRLAM Technical Report, No 48, SMHI, Norrköping, 25 p.

Room, R., Männik, A., 2001: Semi-Implicit Eulerian Version of Nonhydrostatic HIRLAM. HIRLAM Newsletter nº 38, pp 156-161.

Wedi, N.P., 1999: The Numerical Coupling of the Physical Parametrizations to the Dynamical Equations in a Forecast Model. Technical Memorandum No. 274, ECMWF.