

SIMULACION NUMERICA DEL FLUJO ALREDEDOR DEL MODELO DE AHMED PARA UN ANGULO DE INCLINACION CRITICO

Gerardo Franck*, **Fernando Carazo†**, **Norberto Nigro†**, **Mario Storti†** y **Jorge D'Elía†**

*Becario Proyecto FOMEC 1055

Universidad Tecnológica Nacional (UTN), Facultad Regional Santa Fe (FRSF)
Lavaise 610, 3000-Santa Fe, Argentina

e-mail: gfranck@intec.unl.edu.ar, web page: <http://venus.ceride.gov.ar/CIMEC>

†Centro Internacional de Métodos Computacionales en Ingeniería (CIMEC)

Instituto de Desarrollo Tecnológico para la Industria Química (INTEC)

Universidad Nacional del Litoral - CONICET

Parque Tecnológico Litoral Centro (PTLC) s/n, 3000-Santa Fe, Argentina

e-mail: (jdelia, mstorti, nnigro)@intec.unl.edu.ar

web page: <http://venus.ceride.gov.ar/CIMEC>

Palabras claves: aerodinámica de vehículos, cuerpos obtusos, vórtices, flujo en la estela, LES, elementos finitos, cálculo paralelo, visualización del flujo.

Resumen.

El presente trabajo es una continuidad de la experiencia presentada en ENIEF 2003, sobre el modelo de referencia empleado para ensayos aerodinámicos en empresas automotrices, el cuerpo de Ahmed, con el objetivo de clarificar el comportamiento del flujo para diferentes valores del ángulo de inclinación de la superficie trasera.

Se efectuaron las simulaciones para un ángulo crítico inferior de $12,5^\circ$, donde el flujo cambia de un patrón bidimensional a uno tridimensional; y para un ángulo superior de aproximadamente 30° , donde el arrastre es máximo. En el comportamiento para valores inferiores al ángulo máximo, se observó la presencia de dos vórtices intensos, contra-rotantes y longitudinales, responsables de una parte significativa de la sustentación y el arrastre. La visualización de la estela muestra claramente la naturaleza no estacionaria y tridimensional del flujo.

Para discretizar el dominio se emplearon mallas no-estructuradas y pseudo-estructuradas y el código PETSc-FEM para la resolución del flujo. Los efectos turbulentos son estimados mediante Large Eddy Simulation (LES) y para la comparación de los resultados obtenidos, nos referimos en especial al trabajo experimental de Ahmed y sus colaboradores.

1. INTRODUCCION

Los avances logrados por la simulación numérica en la dinámica de los fluidos, desde hace más de una década, han logrado clarificar, en parte, el comportamiento del flujo alrededor de vehículos que se desplazan próximos al suelo. Aunque estos flujos de características turbulentas son adecuadamente descritos por las ecuaciones de Navier-Stokes, su resolución por métodos numéricos resulta costosa desde un punto de vista computacional.

Con el propósito de optimizar el trabajo experimental y disminuir los costos de diseño, los expertos en aerodinámica de vehículos buscan permanentemente respuestas a los objetivos planteados por el cada vez más exigente mercado de consumidores. En tal sentido, las propiedades aerodinámicas son significativas para el rendimiento, conducción, seguridad y confort de los automóviles actuales. Por ejemplo, un bajo valor del coeficiente de arrastre favorece una mayor economía de combustible y disminuye las emisiones de gases, lo que incide en el cuidado del medio ambiente.

Otros problemas de diseño se relacionan con el flujo alrededor y a través del vehículo, por ejemplo: la estabilidad direccional; la utilización eficiente del viento como medio de enfriamiento para la unidad motriz, los frenos, la caja de transmisión, la calefacción, la ventilación y el aire acondicionado; la disminución del ruido, la eliminación de partículas de polvo o agua sobre las ópticas, parabrisas, ventanillas laterales e incluso en la superficie trasera.

En los últimos años, han ido apareciendo resultados con la precisión suficiente como para colmar en parte las expectativas de la aerodinámica automotriz. Ello debido a la utilización conjunta, de la simulación numérica, los ensayos en túneles de viento y los ensayos en ruta, que permiten analizar el comportamiento del flujo.

Desde el estudio efectuado por Janssen y Hucho en el Congreso de la Volkswagen Golf I de 1975,¹ se puso especial énfasis en observar el efecto que provoca el ángulo de inclinación del extremo trasero (*base slant angle*) sobre el valor de la fuerza de arrastre (*drag force*) en modelos simplificados que simulen los comportamientos principales del flujo real.

La etapa de validación a través de la experimentación y del desarrollo de códigos computacionales, en lo que respecta a modelos aerodinámicos para vehículos, no es trivial, debido a la complejidad del flujo y a la escasez y confiabilidad de dichos ensayos.

Los automóviles pueden ser definidos como cuerpos obtusos (*bluff bodies*) que se desplazan a velocidades relativamente moderadas y próximos al piso de la carretera. Las fuerzas aerodinámicas que actúan sobre los mismos son el resultado de complicadas interacciones entre las separaciones de las capas de corte y las estructuras coherentes que se desarrollan en la zona posterior (estela) del flujo. Por consiguiente, los puntos claves a tener en cuenta y a observar son: las regiones donde se producen las separaciones, los puntos críticos, los núcleos y los vórtices. Atento la importancia, se observa con mayor detenimiento: la zona de la estela cercana, su influencia en el arrastre; las regiones con flujo cuasi-bidimensional o netamente tridimensional y los fenómenos de turbulencia, entre otros.

Por otra parte, el estudio de los modelos reales (para ensayos en ruta) o a escala (ensayos en túneles de viento) resultan costosos. Por estos motivos, entre otros, Ahmed² *et al.* analiza-

ron un modelo simplificado, con una configuración geométrica simple, libre de aditamentos o accesorios, con superficies suaves.

Un conocimiento detallado de los mecanismos físicos involucrados, tales como las estructuras disipativas, difusión, frotamiento, viscosidad, formación de torbellinos, fluctuaciones e inestabilidad, son también primordiales para el desarrollo de los códigos numéricos.

La resolución de las ecuaciones de Navier-Stokes para flujos de fluidos viscosos e incompresibles, la realizaremos mediante el método de elementos finitos (*FEM*), con un esquema estabilizado *SUPG-PSPG* (*Streamline Upwind Petrov Galerkin-Pressure Stabilized Petrov-Galerkin*).

La zona de la capa límite está caracterizada por un proceso de gran actividad, durante el cual, las partículas de fluido de baja velocidad son alejadas de la pared, generando una mayor turbulencia. El principal problema radica en que a medida que se incrementa el número de Reynolds, las estructuras turbulentas decrecen en dimensión.

El aumento de la potencia computacional, en estos últimos años, ha hecho posible resolver simulaciones dependientes del tiempo. Las grandes estructuras de flujo son calculadas y en nuestro caso, a través del modelo algebraico LES-Smagorinsky, se han resuelto aquellas más pequeñas que los elementos computacionales.

Intentamos reproducir y visualizar el comportamiento del flujo, principalmente en la región trasera, la estela cercana y el sector frontal del modelo. Para ello nos valemos de algoritmos de extracción de puntos críticos, de las líneas de separación y de reencauzamiento del flujo, mediante visualizaciones de las trazas sobre la superficie.

Mostramos, además, los resultados obtenidos con los modelos cuyos ángulos de inclinación están próximos a los críticos inferior y superior, previendo a futuro el análisis para otras inclinaciones.

2. DESCRIPCION GEOMETRICA DEL MODELO

En los diferentes ensayos experimentales²⁻⁷ y simulaciones numéricas⁸⁻¹⁰ sobre el modelo de auto genérico definido por Ahmed², se analizan los comportamientos para diferentes valores del ángulo de inclinación del extremo trasero.

Para una longitud total L del modelo de 1044 [mm], la relación *longitud: ancho: alto* es de 3,625 : 1,35 : 1.

Se consideran tres secciones: la anterior o frontal, de bordes redondeados (arcos de elipse), con el objetivo de lograr un flujo libre de separaciones; la media, con forma de caja, de aristas agudas con una sección transversal rectangular y el sector posterior o trasero, integrado por un conjunto de superficies inclinadas intercambiables, cuyo ángulo de inclinación, medido con respecto a la dirección del flujo, varía en un rango de 0° hasta 40°. La superficie inclinada tiene una longitud invariante de 222 [mm].

El sector posterior, del modelo original, es una simplificación del previamente definido en la conferencia Volkswagen Golf I.¹ Nuestra simulación se enfoca básicamente en dos de ellos: el crítico inferior de 12,5° y el superior de 30°. Además, se han elegido valores próximos a estos ángulos por debajo y por encima de los mismos, teniendo en cuenta que el flujo cambia de comportamiento para dichas configuraciones.

La Fig. 1 describe la geometría del modelo de Ahmed. Se especifican las dimensiones y los diferentes tipos de superficie inclinada, las que permiten estudiar su incidencia en la estela turbulenta y como contribuyen al valor de la fuerza de arrastre.

La Fig. 2 indica las dimensiones elegidas para el dominio computacional. El centro de coordenadas está ubicado a nivel de la superficie inferior, en el comienzo de la sección frontal. Con respecto a las componentes cartesianas: la coordenada y está orientada en la dirección de la corriente (*streamwise*), la x en la transversal (*spanwise*) y la z corresponde a la vertical (*stream-normal*).

La sección de entrada, se encuentra corriente arriba a $2,4L$ del centro de coordenadas. La posición del plano de salida es $6,6L$, corriente abajo, de la superficie base posterior.

La separación entre el piso y la tapa inferior del modelo es de $h = 50 [mm]$, similar al utilizado por Ahmed en los ensayos experimentales. La escala es un cuarto de la longitud de un automóvil normal de calle.

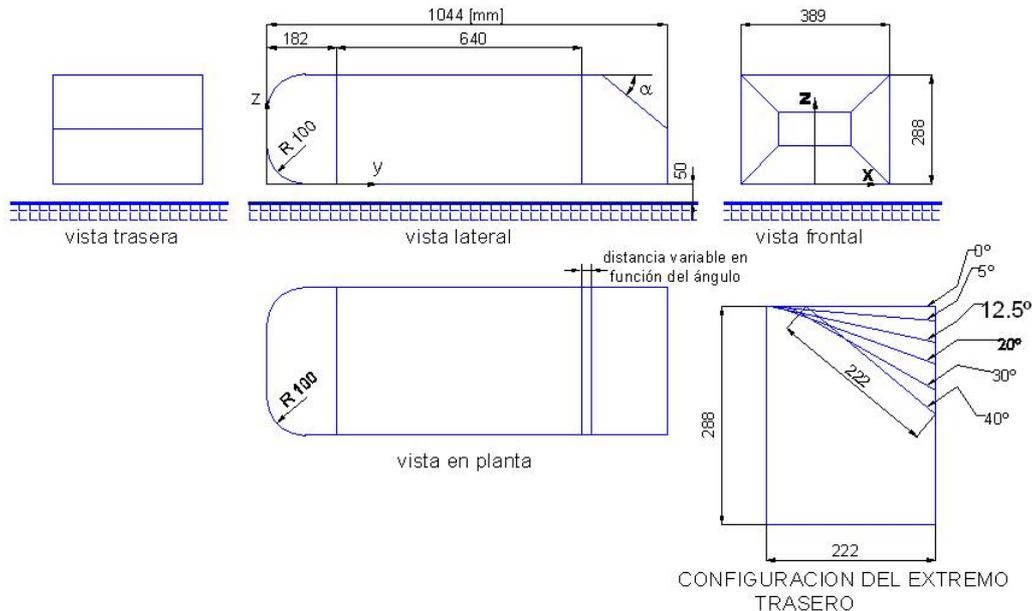


Figura 1: Modelo de Ahmed, dimensiones en [mm].

3. CONTEXTO AERODINAMICO

El análisis aerodinámico de este cuerpo se puede descomponer en dos partes: por un lado, la determinación de la fuerza de arrastre D y de sustentación L y por otro, el análisis de las características y del comportamiento del flujo, ya sea sobre la superficie del cuerpo como en la estela cercana al mismo.

Los efectos de la presión y la fricción viscosa producen las fuerzas de arrastre y sustentación. Estas fuerzas varían de manera importante según los ángulos críticos de inclinación en la luneta

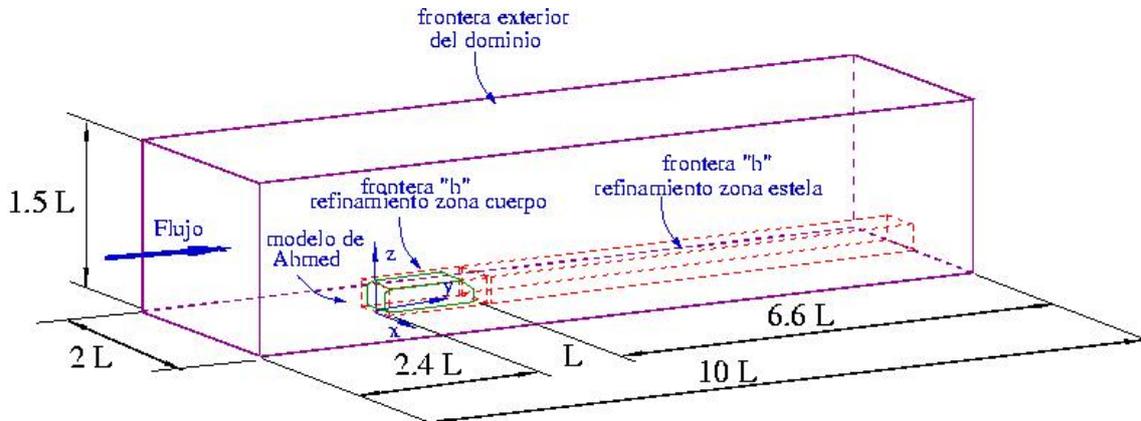


Figura 2: Dominio computacional, dimensiones en función de la longitud L del cuerpo.

trasera del cuerpo (*slant*)^{2,9}. Dichos ángulos se corresponden con un umbral inferior α_m y otro superior α_M , los cuales definen un intervalo donde el flujo cambia su estructura. Los valores experimentales encontrados por Ahmed *et al.* para estos ángulos han sido de aproximadamente de $\alpha_m = 12,5^\circ$ y $\alpha_M = 30^\circ$, respectivamente.

Con respecto al análisis cualitativo, la descripción del mapa de flujo evalúa el rol de los diferentes patrones de vórtices y torbellinos sobre el valor del arrastre total.

Si bien el primer análisis es más representativo desde el punto de vista del diseño, el último está cobrando cada vez mayor importancia ya que le indica a los estudiosos de la aerodinámica, donde concentrar los esfuerzos para reducir los coeficientes, mejorando así la eficiencia global y eliminando efectos no deseados tales como ruido, acumulación de polvo o suciedad, optimización del sistema de enfriamiento, entre otros.

4. DESCRIPCION MATEMATICA DEL MODELO

El flujo de aire creado por el vehículo genera un campo de presión y de velocidad, con zonas donde se acelera y otras en las que se frena. El campo de presión y el gradiente de velocidad resultante, dan lugar a fuerzas aerodinámicas que dependen, fundamentalmente, de la geometría del vehículo y de su velocidad de avance con relación al viento.

Los vehículos de calle, que se desplazan próximos al piso no presentan los efectos reales de compresibilidad, ya que son insignificantes hasta aproximadamente $350 [Km/h]$.

El flujo alrededor de este tipo de cuerpos es totalmente turbulento, con un número de Reynolds superior al millón. El utilizado en la simulación, para la velocidad media en la frontera de entrada U_∞ (equivalente a un valor real de $60 [m/seg.]$), es igual a $Re = U_\infty L/\nu = 4,290,000$, siendo ν la viscosidad cinemática del aire.

4.1. Modelo de turbulencia

El modelo de turbulencia algebraico LES-Smagorinsky es el adoptado para el presente trabajo. La expresión algebraica para la viscosidad turbulenta, en cada punto del dominio, está de-

finida como:

$$\nu_t = C_s \Delta h^2 \sqrt{\mathbf{S}(\mathbf{u}) : \mathbf{S}(\mathbf{u})}; \quad (1)$$

donde C_s es la constante de Smagorinsky; Δ una función de amortiguamiento, que tiende a disminuir la distribución turbulenta cuando el punto está próximo a objetos tendiendo a no duplicar los efectos viscosos propios de la formación de su capa límite; h es un tamaño típico de la malla y es el parámetro que define la separación entre las dimensiones de los vórtices, con respecto a aquellos que son modelados o filtrados.

Finalmente: $\sqrt{\mathbf{S}(\mathbf{u}) : \mathbf{S}(\mathbf{u})}$ es la traza del tensor velocidad de deformación e introduce una propiedad local en el tratamiento de la turbulencia, ya que de este factor depende la tensión en el corte local del flujo.

5. RESOLUCION NUMERICA - FORMULACION POR ELEMENTOS FINITOS

La resolución numérica de las ecuaciones de Navier-Stokes, para flujos incompresibles viscosos, se realiza mediante el método de elementos finitos (FEM) con un esquema SUPG-PSPG (*Streamline Upwind Petrov-Galerkin (SUPG) Pressure Stabilized Petrov Galerkin (PSPG)*) propuesto por Tezduyar¹¹ *et al.*, que tiene el atractivo de estabilizar numéricamente el problema, usando espacios de interpolación de igual orden. Una vez que estas ecuaciones son discretizadas en el espacio, resulta un sistema de ecuaciones diferenciales ordinarias en el tiempo, cuya solución numérica es obtenida mediante un esquema trapezoidal (diferencias finitas retro-Euler). A su vez, para cada paso de tiempo, el sistema no-lineal es resuelto mediante un método basado en subdominios, aplicando el código PETSc-FEM¹², ver detalles de la resolución en los trabajos^{13,14}.

6. GENERACION DE LA MALLA

La malla utilizada en estas aplicaciones es la misma que se utilizó en el trabajo presentado en el ENIEF 2003¹⁴, en donde se detalla la estrategia utilizada para su generación, como así también, la forma de incorporar elementos prismáticos en la zona de la capa límite.

7. MEDICIONES DEL CAMPO DE PRESION Y DE LA FUERZA DE ARRASTRE

La estela, que se visualiza detrás del modelo, constituye una de las principales fuentes del coeficiente de arrastre total C_D . Su formación se produce principalmente por las separaciones en el extremo trasero e implícitamente por las inestabilidades de la zona frontal. En la zona de la superficie base, la estela produce una región de baja presión generando intensos vórtices longitudinales y flujo transversal, que extraen energía cinética al flujo incidente y producen el fenómeno de las separaciones.

Con el objeto de mejorar el comportamiento aerodinámico del cuerpo se disminuye el valor del coeficiente de arrastre, siendo necesario conocer la estructura cualitativa de la estela.

El coeficiente de arrastre se define en función de esa fuerza: $C_D = \mathbf{D}/(\rho U_\infty^2 A_{proy}/2)$, donde A_{proy} representa el área frontal o proyectada del cuerpo, sobre un plano transversal a la dirección

de la corriente; ρ es la densidad del fluido, en nuestro caso aire; y U_∞ corresponde a la velocidad de la corriente libre.

Examinando la contribución de las fuerzas de presión y las de fricción en el valor de coeficiente de arrastre total, tomamos las presiones normales superficiales que generan un arrastre, medido a través del coeficiente:

$$C_{Dp} = \frac{2}{\rho U_\infty^2 A_{proy}} \sum_{surf} \left[\int_{Area_{surf}} p_{surf} dS_{surf} \right] ; \quad (2)$$

el cual está formado por la presión actuante sobre las superficies (*surf*) y la componente normal al área de sección transversal a la dirección del flujo, siendo $Area_{surf}$ el área total de la superficie y dS_{surf} su valor por elemento.

Por otra parte, el coeficiente de fricción $C_{D\mu}$ lo definimos como:

$$C_{D\mu} = \frac{2}{\rho U_\infty^2 A_{proy}} \sum_{surf} \left[\int_{Area_{surf}} \tau_{surf} dS_{surf} \right] ; \quad (3)$$

formado por las fuerzas superficiales de fricción τ_{surf} , actuando en la dirección del flujo.

Comparando los resultados experimentales con los numéricos del coeficiente de arrastre, para un ángulo de $12,5^\circ$, observamos que oscilan entre un valor de 0,23 y de 0,2346 respectivamente, reflejando una aproximación adecuada. Ver Fig. 3.

Por otro lado, el arrastre viscoso experimental alcanza un valor de 0,057, mientras que el numérico es de 0,0066. Las discrepancias observadas, en este último caso, son atribuibles a la falta de un factor de amortiguamiento viscoso en nuestro modelo de turbulencia.

Para el ensayo con un ángulo de 28° , el valor experimental del arrastre es de aproximadamente 0,335, mientras que el numérico es de 0,36.

En cuanto a la fuerza de sustentación (o de elevación) L (*lift*), medida en una dirección perpendicular al flujo, da lugar al coeficiente correspondiente C_L , que definimos de la siguiente manera:

$$C_L = \frac{2}{\rho U_\infty^2 A_{proy}} \sum_{surf} \left[\int_{Area_{surf}} p_{Zsurf} dS_{surf} \right] ; \quad (4)$$

donde p_{Zsurf} es la componente de presión en dirección ortogonal a la superficie en la que actúa.

El valor numérico de C_L para los ángulos de $12,5^\circ$ y de 28° son ambos negativos y de $-0,0413$ y $-0,1308$ respectivamente, no contando con datos experimentales para la comparación.

La gráfica de la Fig. 4 muestra la distribución de presiones en el plano longitudinal medio del cuerpo, tanto en la parte superior como en la inferior, donde se observa como contribuye cada zona a la sustentación final.

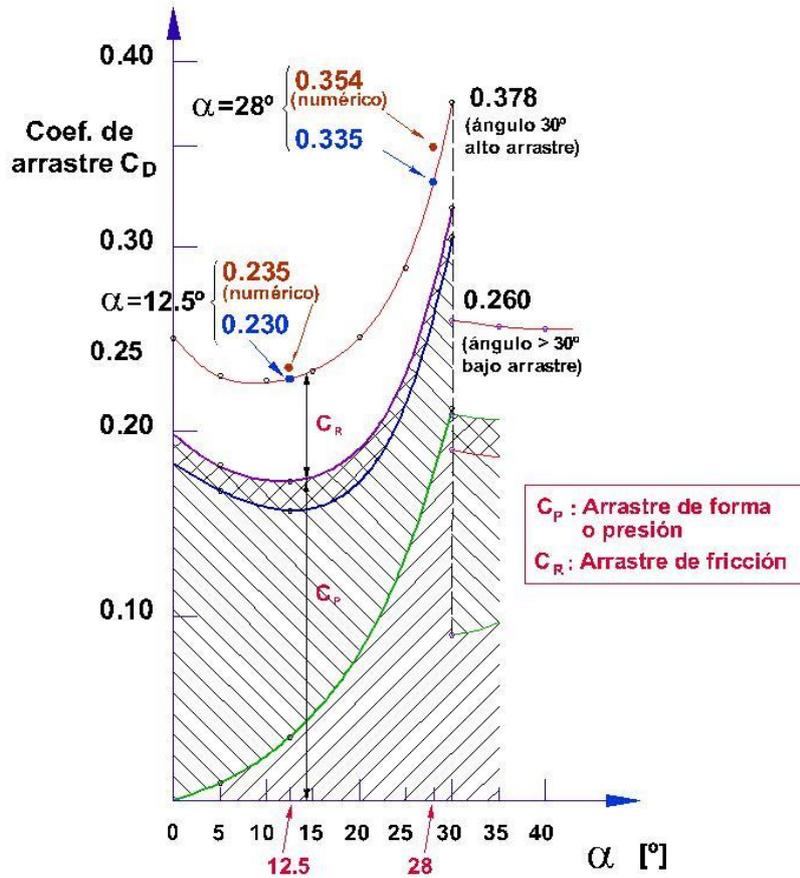


Figura 3: Curvas del coeficiente de arrastre C_D , numérico y experimental, para diferentes valores de los ángulos críticos inferior ($12,5^\circ$) y superior (28°).

En la Fig. 5 graficamos la variación del coeficiente de arrastre C_D , para un ángulo de inclinación de 28° , en función del tiempo t . El paso de tiempo utilizado es de $0,01$ [seg.], salvando un estado cada 2 pasos, teniendo en consecuencia, un total de ≈ 22 [seg.].

La fuerza utilizada para el cálculo del C_D es la resultante de sumar la fuerza de presión (arrastre de forma) más la de fricción (arrastre viscoso). La curva, luego de presentar una inestabilidad inicial, mantiene características fluctuantes.

La Fig. 6 (a) muestra la velocidad promediada en dirección de la corriente (*streamwise*). En el ancho del dominio, a una distancia, medida desde el plano de la base, de $y = 500$ [mm], corriente abajo del flujo, se efectuó un corte transversal. Se graficaron perfiles de velocidad, a las distancias de $z = -25, 100, 300, 700$ y 900 [mm], medidas en dirección positiva vertical desde la superficie inferior del modelo. Interpretando la figura, la velocidad media \hat{v} muestra que el flujo a los costados del cuerpo permanece con el valor de la corriente libre, en tanto que en el centro de la estela, es inferior a éste, que se corresponde con un incremento en los niveles de turbulencia.

Las Figs. 6(b-c) muestran los perfiles de velocidad medios en la dirección transversal \hat{u}

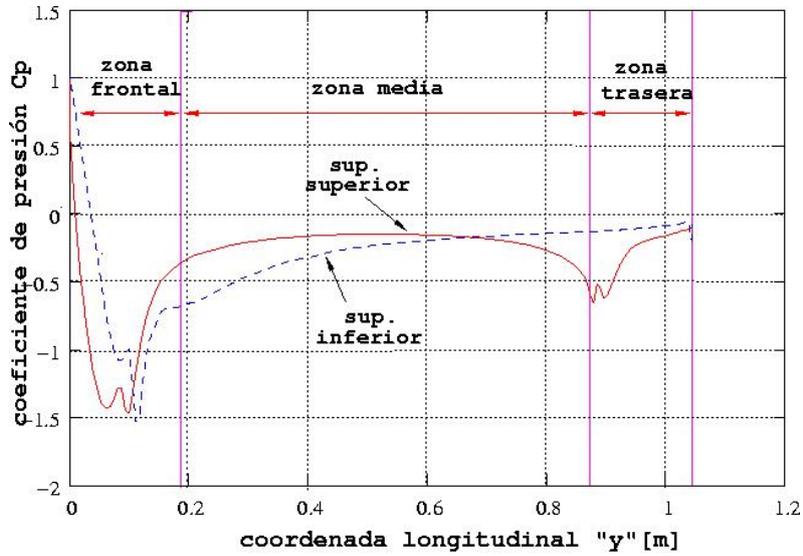


Figura 4: Coeficiente de presión sobre el modelo de Ahmed para un ángulo de $12,5^\circ$. El origen de coordenadas se encuentra ubicado como lo establece la Fig. 1.

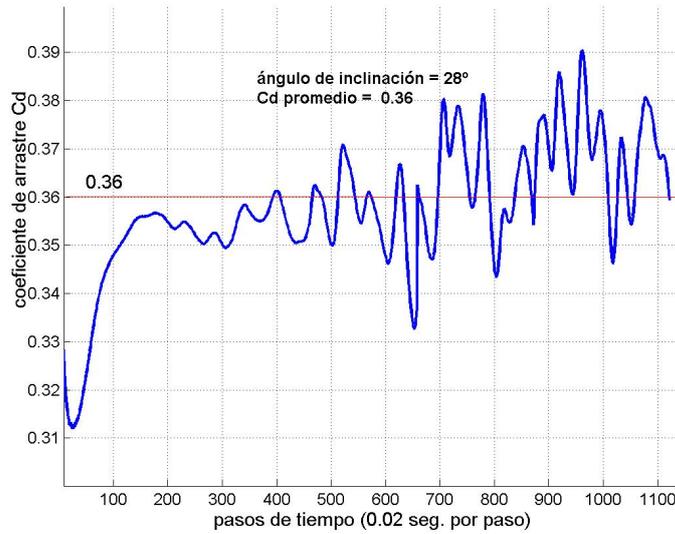


Figura 5: Comportamiento del coeficiente de arrastre C_D para 28° en el tiempo usando la fuerza total (coeficiente de forma y viscoso) sobre el modelo. El coeficiente de arrastre por fricción está calculado sobre todas las superficies del cuerpo.

(*spanwise*) y en la vertical \hat{w} (*stream-normal*), respectivamente. Estos nos dicen que en las posiciones $z = 100$ y 300 [mm] existe un fuerte lavado en la región central. En la gráfica de velocidad transversal observamos valores de signo opuesto a un lado y a otro del centro, indicando la presencia de vórtices de rotación contraria a tiempo promediado. En las zonas cercanas al piso, la velocidad transversal revierte su signo. Además, cuando nos elevamos el

lavado se torna mucho más débil hasta desaparecer.

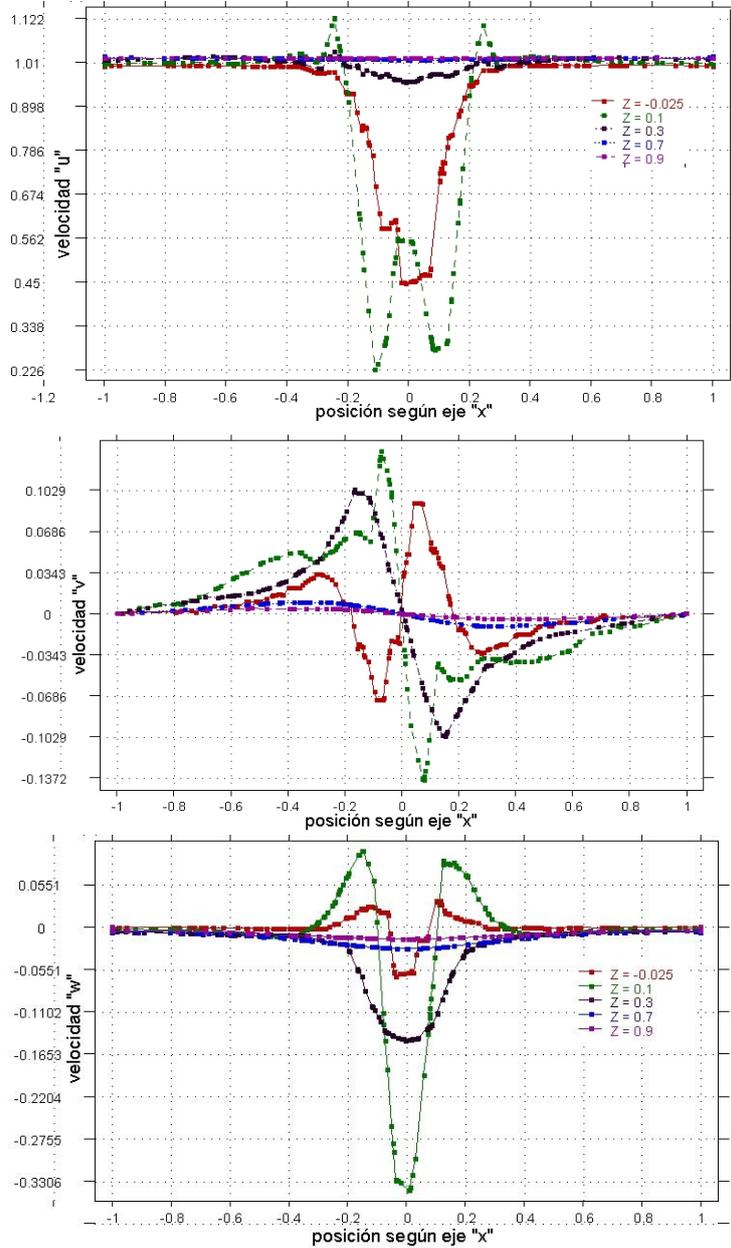


Figura 6: Perfiles de los componentes de velocidad sobre diferentes cotas en la dirección z , obtenidas en el plano ZX ubicado a $500 [mm]$ de la superficie base del extremo trasero, en la dirección del flujo: a) arriba: velocidad en la dirección de la corriente u ; b) centro: transversal v y c) abajo: en altura w .

8. FLUJO EN LA ESTELA CERCANA

Como ya fue expresado oportunamente, existen dos ángulos de inclinación críticos para la superficie trasera que, según los ensayos de Ahmed *et al.* y corroborado posteriormente por

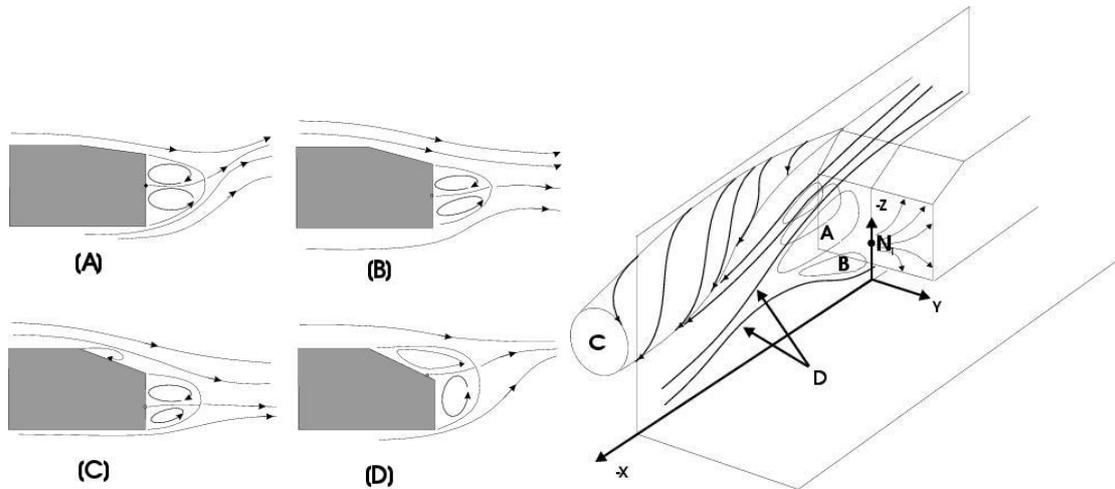


Figura 7: Representación esquemática del flujo en el sector trasero del cuerpo según diferentes ángulos de inclinación.

Gilliéron *et al.*, son de aproximadamente $\alpha_m = 12,5^\circ$ y $\alpha_M = 30^\circ$, respectivamente. El flujo es: cuasi-bidimensional cuando $\alpha < \alpha_m$, tridimensional cuando $\alpha_m < \alpha < \alpha_M$, y otra vez bidimensional cuando $\alpha > \alpha_M$. Las Fig. 7 arriba izquierda (A) y (B) están relacionadas con el primer caso planteado. El flujo proveniente del techo, permanece tangencial, ligado a la superficie inclinada, separándose en el área de la superficie base. Podemos notar la presencia de dos regiones de flujo recirculatorio, marcadas como A y B en la región de la estela. Observamos la presencia de dos vórtices que giran en sentido contrario. Este sistema de vórtices *toroidales* ejerce presión sobre la superficie base y posteriormente se disipan corriente abajo en la estela. Podemos suponer que ambos son vórtices tipo herradura (*horseshoes*), situados uno sobre el otro en la *burbuja* de separación, indicada como D en el esquema de la Fig. 7 derecha.

La Fig. 8 muestra líneas de color azul que representan los núcleos de los vórtices anteriores, aproximadamente paralelos a la superficie base. Estas líneas han sido extraídas por medio de la técnica del plano de fase (*phase plane*), propuesta por Kenwright¹⁵.

Sobre la superficie base, las líneas de corriente toroidales, generan un punto singular al que hemos denominado N (ver Fig. 7 derecha). Al incrementarse α hasta valores cercanos al crítico inferior, el flujo experimenta una inflexión descendente, moviéndose el punto N hacia abajo.

Cuando el valor del ángulo α se encuentra próximo al crítico inferior α_m , se observan dos nuevos fenómenos: comienza a formarse una burbuja en la región superior central de la superficie inclinada y las líneas de fricción convergen lateralmente hacia las aristas de esta superficie, alimentando a dos vórtices laterales contra-rotantes, que inducen a un lavado, denominados como C en la Fig. 7 derecha.

Cuando α se eleva sobre el valor crítico inferior α_m , el flujo repentinamente experimenta un comportamiento tridimensional y coincide con el segundo caso planteado ($\alpha_m < \alpha < \alpha_M$). Ver Fig. 7 (C). Dentro de la burbuja las líneas de corriente son alimentadas por un movimiento de rotación, centrado en un punto, formando una espiral. Este proceso genera dos nodos singulares

a los que hemos denominado S_{10} y S_{11} en la Fig. 15 y en el esquema de la Fig. 16. El contorno de esta burbuja va creciendo a medida que aumenta el ángulo de inclinación.

Además de la burbuja, otras líneas de corriente tienen la forma de una espiral y participan en la formación del sistema de vórtices de la base.

Los vórtices laterales C , más intensos, se separan en toda la arista de la superficie inclinada, incrementando su incidencia en el lavado. El flujo en la superficie base se combina con el correspondiente a la superficie inclinada formando un nodo de separación.

Por último, cuando $\alpha > \alpha_M$, el flujo se separa en la región superior de la superficie inclinada y el nodo de acoplamiento N , de los vórtices toroidales de la estela, se encuentra ubicado sobre esta superficie. El flujo nuevamente revierte su carácter a bidimensional (ver Fig. 7 (D)).

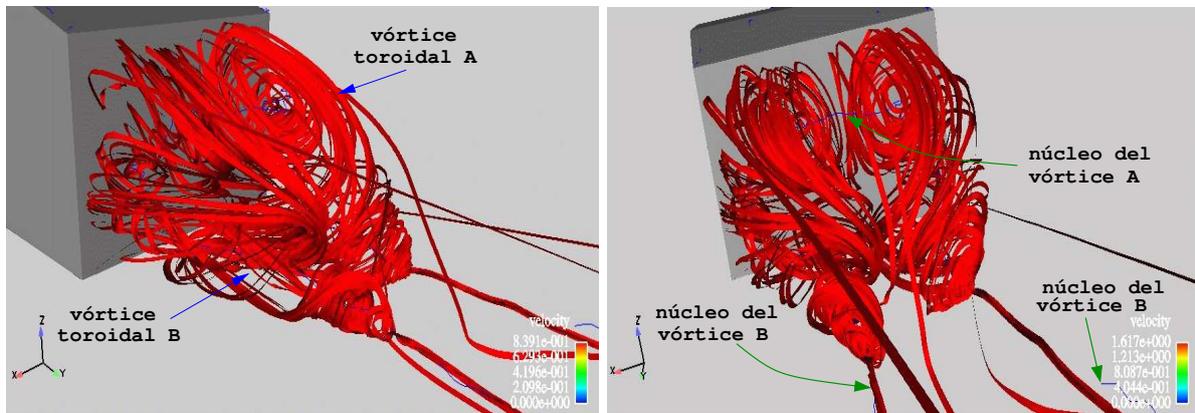


Figura 8: Vórtices toroidales (*horseshoes*) de giro contrario, generados en la burbuja de separación. Las líneas azules corresponden a los núcleos de los mismos (*vortex core*).

9. RESULTADOS OBTENIDOS

9.1. Extracción del comportamiento y visualización del flujo

En esta sección, presentamos un serie de visualizaciones sobre el comportamiento del flujo sobre el modelo de Ahmed. Los datos experimentales a nuestro alcance están relacionados con la región trasera. La información en cuanto a la región frontal es escasa y no tenemos certeza en cuanto a si el flujo permanece ligado o no en dicha zona.

Los resultados los visualizamos usando una promediación temporal de la solución. El tiempo utilizado para dicho promedio debe ser lo suficientemente largo, de manera que los valores medios no sean función del mismo. Para tal fin, calculamos el tiempo requerido para que una partícula de fluido se desplace desde la parte frontal hasta el extremo trasero, es decir, una longitud o cuerda del modelo.

Para determinar el flujo promedio, hemos utilizado una longitud temporal de aproximadamente 5 a 7 cuerdas. El comienzo del cálculo se realizó cuando se corroboró que no existían diferencias significativas entre la información media y la instantánea, medida entre dos pasos de tiempo.

9.2. Flujo instantáneo y promediado

El flujo se separa sobre las aristas rectas y afiladas del modelo, principalmente en las regiones frontal y trasera. En la región frontal, observamos que la unión del frente con el techo del modelo, presenta estas características. De igual manera ocurre con ambos laterales del cuerpo. En cuanto al sector trasero, lo visualizamos en la arista superior, unión entre el techo y la superficie inclinada.

Para extraer las separaciones y reencauzamiento del flujo, nos valemos del segundo invariante del tensor gradiente de velocidad Q , definido por Hunt¹⁶ *et al.* y por Lesieur¹⁷.

Las Figs. 9 muestran, en las regiones frontal y trasera inclinada, el nacimiento de remolinos instantáneos después de la separación. Las iso-superficies del segundo invariante corresponden a un valor de Q en el umbral de 40 a 50 [$1/seg^2$].

Además, visualizamos la formación de vórtices paralelos a las líneas de separación. Estos, al ser convectados corriente abajo del flujo, son arrastrados modificando su fisonomía, transformándose en vórtices tipo *hairpin*, marcados como λ en la figura.

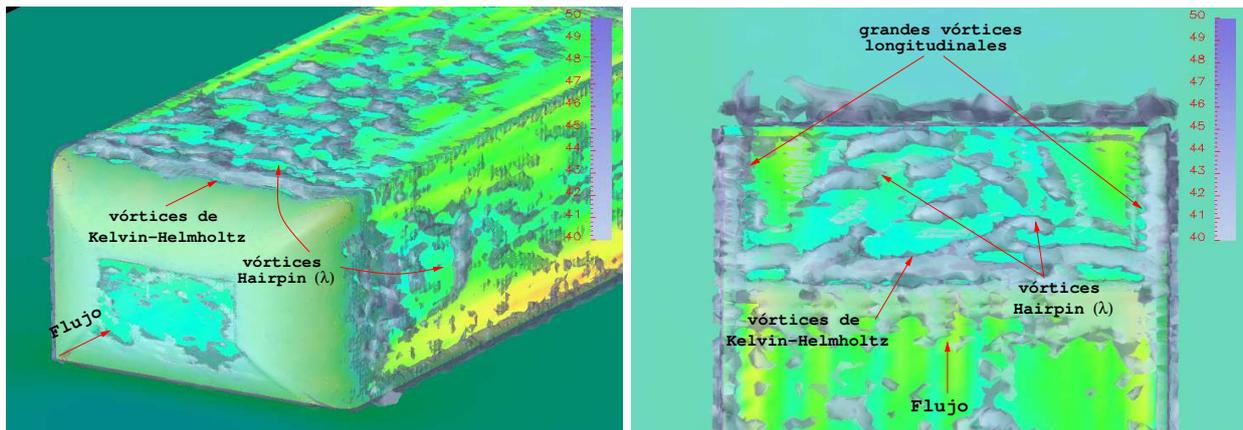


Figura 9: Isosuperficies instantáneas del segundo invariante del tensor gradiente de velocidad Q para el umbral de 40 – 50 [$1/seg.^2$] en la parte frontal, lateral y en la superficie inclinada trasera. La dirección del flujo es de izquierda a derecha.

La Fig. 9 derecha, muestra en detalle la región de la superficie inclinada. Se visualizan los dos grandes vórtices laterales contra-rotantes cónicos, del tipo longitudinal, que se extienden corriente abajo en la estela cercana. Los vórtices laterales interactúan con las estructuras λ , más pequeñas, sobre la superficie inclinada, las que a su vez, empujan a las vecinas hacia el centro de la superficie. Como consecuencia de ello, las estructuras λ , cambian la orientación de sus ejes hacia una posición paralela con la arista de separación. Este proceso de lavado es el que presenta mayores cambios al variar el ángulo de inclinación.

En cuanto a la región frontal, el flujo resulta dependiente de la geometría del cuerpo, sobre todo del arco de elipse y del número de Reynolds. La separación se produce sobre los arcos, como así también en la zona de unión del frente con el techo. En este último sector se forman

vórtices transversales, similares a los de Kelvin-Helmholtz. Los mismos son convectados corriente abajo transformándose posteriormente en vórtices del tipo *harpin* (λ), de igual manera como ocurre en la superficie inclinada trasera.

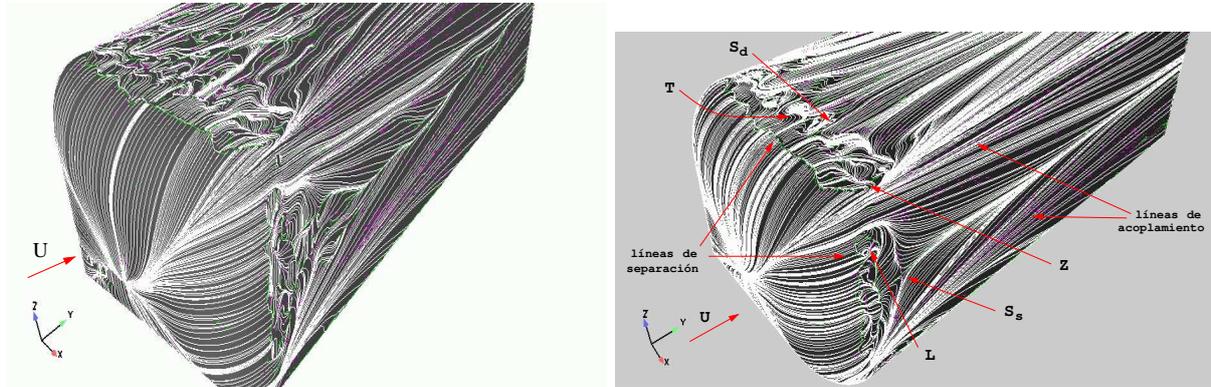


Figura 10: a) Trazas instantáneas y b) promediadas mostrando los vórtices del techo, T, y los laterales, L. Vista desde la cara frontal del cuerpo.

En el trabajo realizado por Spohn/Gilliéron,³ se visualizan y esquematizan los comportamientos del flujo en las regiones mencionadas.

De acuerdo a nuestro trabajo, observamos en la región frontal, tres regiones de separación. Una denominada **T** en la parte superior y otras dos a ambos lados del modelo. A su vez, en cada zona lateral distinguimos dos sectores: el **Z** que se encuentra rodeando el punto triple frontera formado por el frente, techo y lateral y el sector **L** en el medio del plano lateral. Ver las Figs. 10 (a) y (b).

Para determinar las separaciones y reencauzamientos, utilizamos las trazas de líneas de corriente sobre la superficie del cuerpo. Comparamos los resultados obtenidos entre un flujo instantáneo y otro promediado. En las figuras anteriores, distinguimos una serie de puntos críticos, corriente abajo de las zonas **T** y **L**, a los que hemos denominado puntos silla S_d y S_s . En la **Z** observamos un pequeño canal donde el flujo escurre debido a un elevado gradiente de presión adverso, para luego separarse o acoplarse, de acuerdo con los colores verde ó magenta de las líneas de separación o reencauzamiento, respectivamente.

La Fig. 11 (a), muestra en detalle el lateral derecho, en el cual, aparte de las líneas de separación y acoplamiento, podemos apreciar diferentes tipos de nodos: corriente abajo se visualiza un punto silla S_s , un nodo centro C y el foco inestable R .

Las Figs. 11 (b-c), permiten visualizar corriente abajo de la línea de separación, un foco inestable R y uno estable F , a ambos lados de una línea de reencauzamiento; también observamos el punto silla S_d .

Los cuadros de la Fig. 12 grafican las líneas de corriente a tiempo promediado proyectadas sobre el plano ZY en $x = 0$. Se observan los medios nodos silla S_1 , S_2 y el foco N_1 en la parte superior y los S_3 , S_4 y el foco N_2 , en la zona frontal inferior.

La denominación de *nodo media-silla* se debe a que se encuentran ubicados sobre la frontera

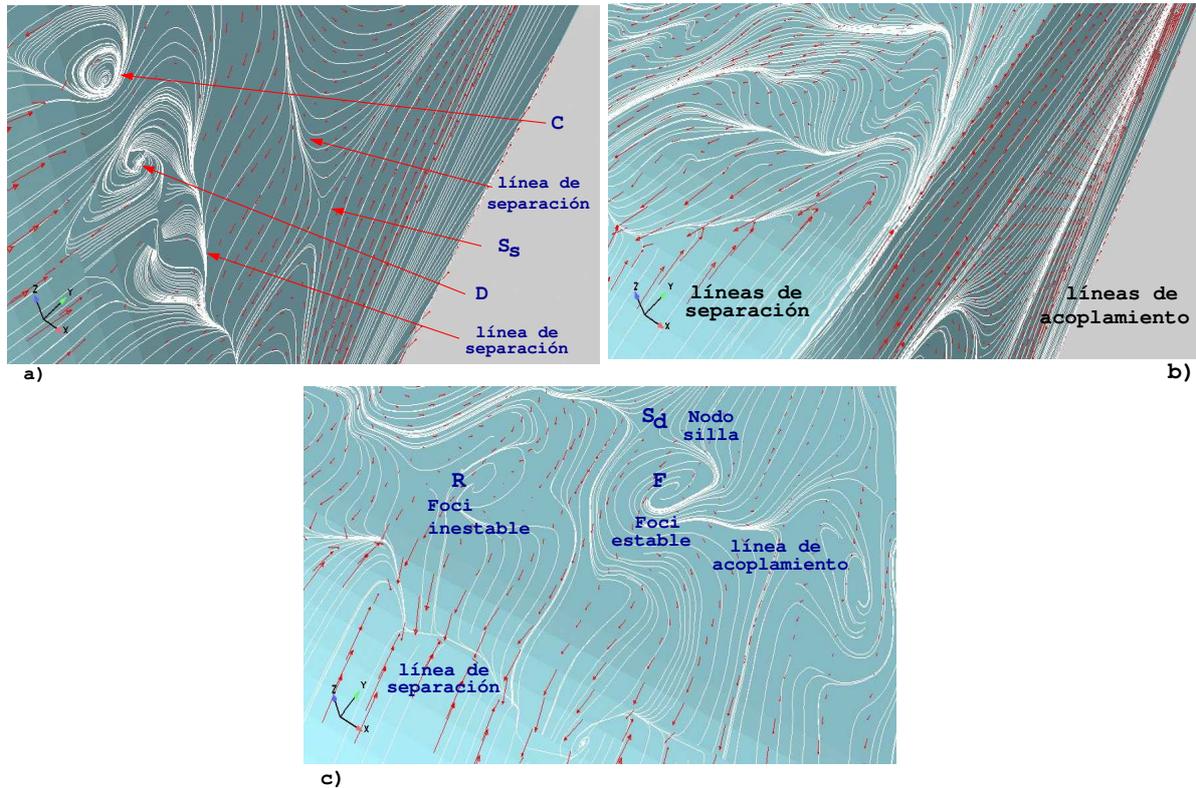


Figura 11: a: Trazas de líneas a tiempo promediado sobre la superficie del cuerpo mostrando el punto silla S_s , corriente abajo de la región de separación, el foco inestable R y el centro C en la zona lateral L . b y c: El punto silla S_d , el foco inestable R y el estable F en la zona del techo. En todas ellas visualizamos las líneas de separación y acoplamiento. La velocidad es graficada sobre una superficie paralela a la del cuerpo en la primera capa de prismas.

entre dos superficies. El *nodo media-silla* S_0 , es áquel que corresponde a un estancamiento del flujo en el punto de impacto.

Vórtices longitudinales similares sobre el techo fueron observados en trabajos experimentales con el cuerpo de Ahmed^{3,8}, mientras que vórtices longitudinales en la zona inferior, fueron registrados en los estudios numéricos realizados por Han¹⁸.

La región de la estela instantánea contiene estructuras coherentes de gran escala, con sus ejes paralelos a la arista de separación sobre la cara trasera del cuerpo. Estas estructuras promedian los vórtices toroidales mostrados en la Fig. 13 y estan bastante de acuerdo con los resultados experimentales. Los hemos denominado F_1 al superior y F_2 al inferior y a sus núcleos N_4 y N_5 respectivamente.

Además de estos grandes vórtices, se visualizan en la Fig. 14 cuatro vórtices delgados y pequeños, próximos a la superficie base trasera. Se encuentran dos de ellos en el sector superior y los otros dos en el inferior. Los hemos denominado B , cuyos núcleos N_2 y N_3 rotan en sentido horario y antihorario, respectivamente. Junto a ellos marcamos los medios nodos-silla correspondientes. Además de dichas estructuras, podemos ver la burbuja con un nodo silla D , corriente abajo de los grandes vórtices F_1 y F_2 . Próximo al F_2 , se encuentra un punto de libre

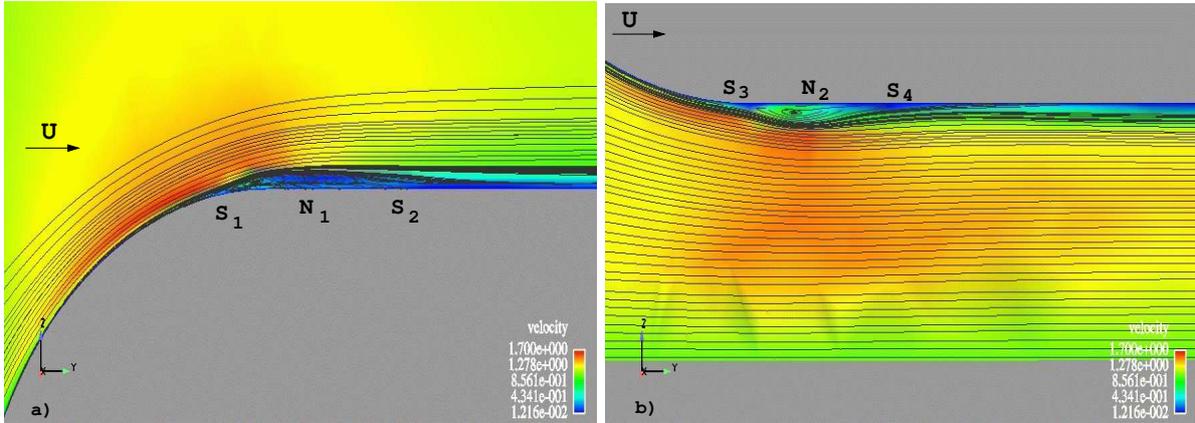


Figura 12: Líneas de corriente a tiempo promediado sobre la superficie superior e inferior en la zona frontal. a) nodos media-silla S_1 y S_2 , y el foco N_1 en la superficie superior; b) los nodos media-silla S_3 y S_4 , y el foco N_2 en la superficie inferior.

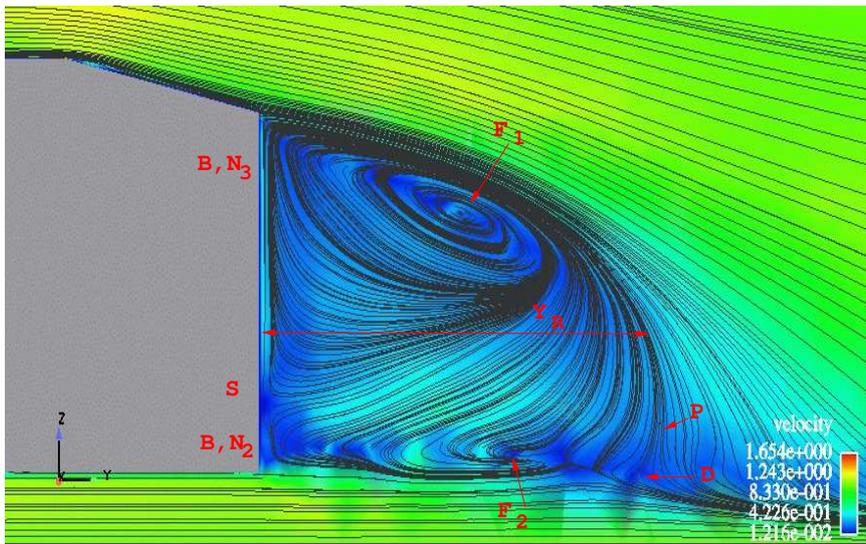


Figura 13: Líneas de corriente a tiempo promediado proyectadas sobre el plano de simetría $x = 0$: S es un punto de estancamiento sobre la base, P un punto de libre estancamiento, D un nodo silla en la región de la burbuja, mientras que F_1 y F_2 son los *foci* de los vórtices superior e inferior, respectivamente.

estancamiento al que hemos denominado P . La longitud de separación de la burbuja Y_R , en dirección de la corriente, mide aproximadamente $343 [mm]$.

La Fig. 15 grafica la burbuja formada inmediatamente después de la arista superior de la superficie inclinada, tal como lo hemos comentado en la sección 8.

Sus dimensiones varían a medida que crece el ángulo de inclinación, al cambiar las condiciones del flujo.

La Fig. 16 esquematiza el patrón de flujo a tiempo promediado de las líneas de corriente, como así también, los puntos críticos sobre el plano de simetría $x = 0$. Los puntos S_0 a S_{13} son

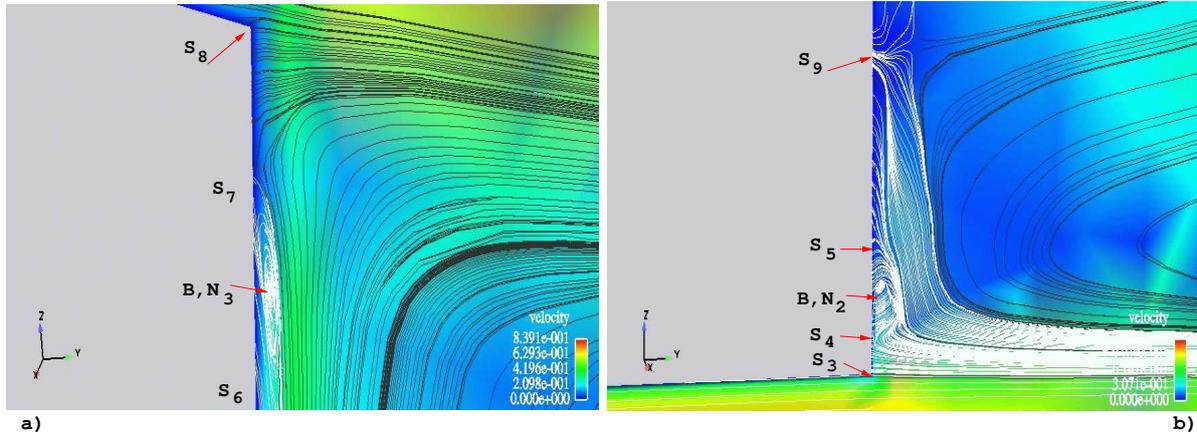


Figura 14: Vórtices delgados sobre la superficie base del modelo: (a) superior B, N_3 y (b) inferior B, N_2 .

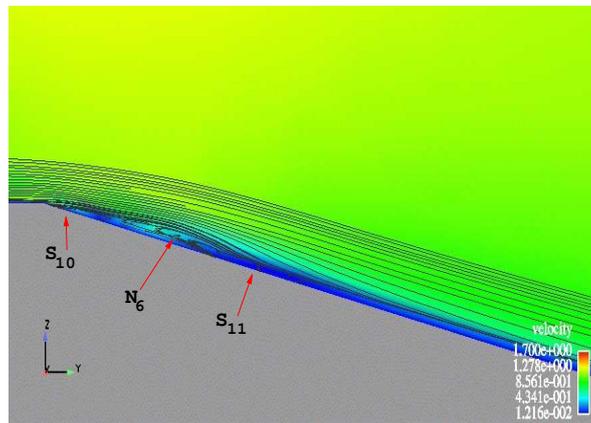


Figura 15: Visualización de la burbuja de separación sobre la superficie inclinada trasera. Los nodos S_{10} y S_{11} son medio-silla, y N_6 su núcleo.

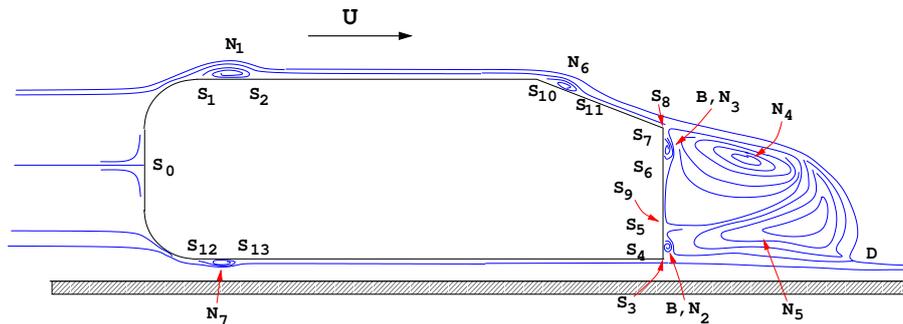


Figura 16: Esquema de las líneas de corriente a tiempo promediado y puntos singulares sobre el plano de simetría $x = 0$, donde S_0 a S_{13} son nodos medio-silla, D es un nodo silla, mientras que N_1 a N_7 son focos (*foci*) en los núcleos de vórtices.

los nodos medio silla, los N_1 a N_7 representan núcleos de vórtices y D es un nodo silla completo.

De acuerdo con Hunt¹⁶ *et al.*, en una sección bidimensional del flujo, sólo puede haber un cierto número de puntos sillan para un número dado de nodos, es decir:

$$\left(\sum_N + \frac{1}{2} \sum_{N^*} \right) - \left(\sum_S + \frac{1}{2} \sum_{S^*} \right) = 1 - n ; \quad (5)$$

donde \sum_N es el número de nodos y de focos (*foci*), \sum_{N^*} es el número de medios nodos, \sum_S el de puntos sillan enteros y \sum_{S^*} el de medios sillan, mientras que n representa la conectividad de las superficies. Para una región simplemente conexa $n = 1$ (e.g. un flujo sin un cuerpo), mientras que en otra con un único cuerpo (que es nuestro caso) $n = 2$. Analizando la figura vemos que los puntos críticos satisfacen la restricción topológica, ya que: $\sum_N = 7$, $\sum_{N^*} = 0$, $\sum_S = 1$ y $\sum_{S^*} = 14$, por lo que la Ec. (5) es una igualdad de valor -1 .

Podemos observar en la figura un flujo que es cinemáticamente posible, en base a esto, concluimos que aunque estamos utilizando un malla bastante gruesa, con poca resolución en la zona de la capa límite, el modelo turbulento calcula representaciones bastantes precisas de las estructuras coherentes y explica su formación e iteración.

El flujo por debajo del cuerpo tiene un carácter tridimensional. El fluido que se desplaza en esta zona, interactúa con los laterales formando dos vórtices longitudinales, cercanos a la arista inferior del modelo. La Fig. 17 muestra una secuencia del vórtice lateral izquierdo, graficado en diferentes planos transversales, desde $y = 200$ [mm], medido a partir del centro de coordenadas, hasta el plano de la superficie base. Este vórtice rota en sentido horario y el del lateral derecho en sentido antihorario. Claramente visualizamos una contracción en su diámetro, en la posición $y = 400$ [mm]. También ocurre lo mismo a la salida, cuando interactúa con la estela cercana al cuerpo.

Cuando los vórtices del tipo *harpin* son derramados de la superficie inclinada trasera, ver Fig. 9, se forma una región de separación que se visualiza en la Fig. 18. En la misma, podemos observar un carácter cuasi-bidimensional del flujo para un ángulo de inclinación de $12,5^\circ$, similar al observado en el trabajo experimental de Ahmed². De lo anterior, podemos concluir que LES predice bastante bien los dos vórtices longitudinales contra-rotantes sobre ambas aristas laterales y el comportamiento del flujo en la dirección transversal *spanwise*, sobre la superficie inclinada, donde se aprecia el proceso de derramamiento hacia la arista inferior de esta superficie. La Fig. 19 grafica las trazas instantáneas sobre la superficie de la base. Observamos el nodo N inestable donde se encuentran los dos vórtices *horseshoes* visualizados en la Fig. 13, junto con un nodo-silla S_b y los focos estable F_e e inestable F_i . El nodo N se sitúa por debajo de la línea media de dicha superficie como es característico para esta inclinación.

10. CONCLUSIONES

El patrón de flujo es cualitativamente similar al observado experimentalmente (Ahmed *et al.*, Gilliéron). La comparación del valor del coeficiente de arrastre de forma con los experimentales es bastante buena, tanto para el ángulo crítico inferior como superior. El coeficiente de arrastre viscoso, si bien tiene menor participación en el resultado final, es aproximado con

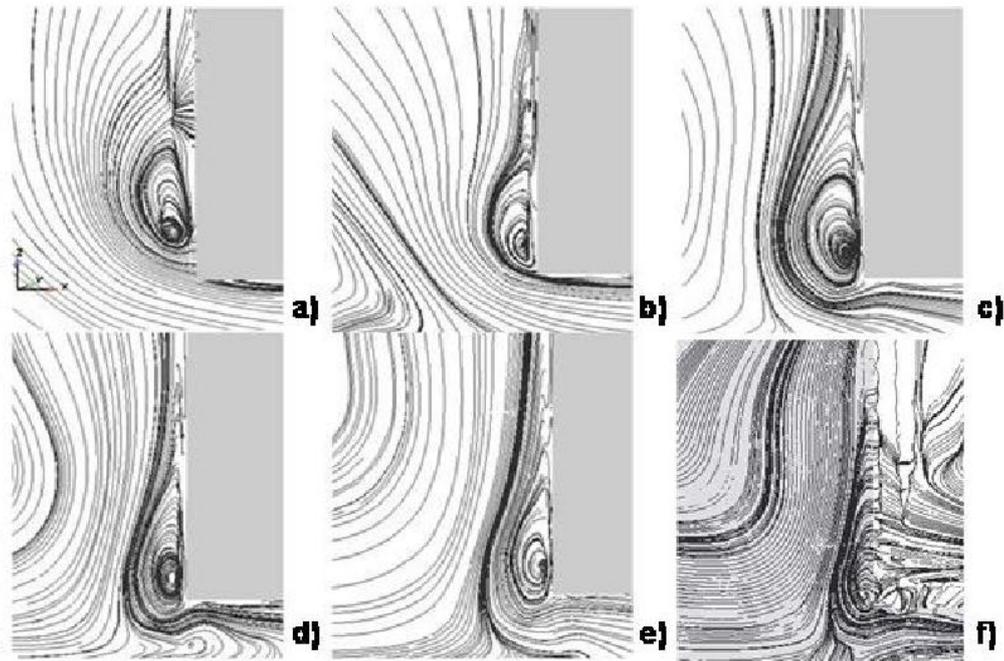


Figura 17: Secuencia de planos transversales, en la región lateral izquierda. Representación esquemática de las líneas de corriente a tiempo promediado, proyectadas sobre los planos transversales a) $y = 200$, b) $y = 400$, c) $y = 600$, d) $y = 800$, e) $y = 1000$ y f) $y = 1044$ [mm] respectivamente. El sentido de rotación del vórtice es horario y está ubicado en la arista inferior del modelo.

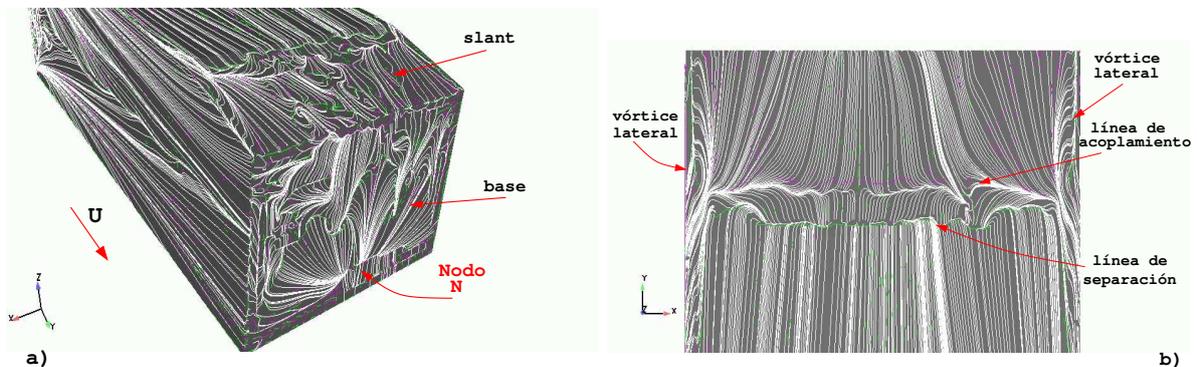


Figura 18: a) Trazas a tiempo promediado sobre la región trasera del cuerpo; b) Vista en planta de la superficie inclinada.

mayor error. La densidad de datos obtenida no es de magnitud suficiente, de manera tal que nos permita un estudio delicado de la topología del flujo, pero resulta interesante como primera aproximación. Los puntos críticos y las líneas de bifurcación sobre la superficie del modelo, pueden ser visualizadas y nos proveen de bastante información sobre el posible movimiento de las partículas cercanas a esta superficie. El análisis puede ser útil para futuros trabajos ya sea sobre este modelo o bien con otros más desarrollados.

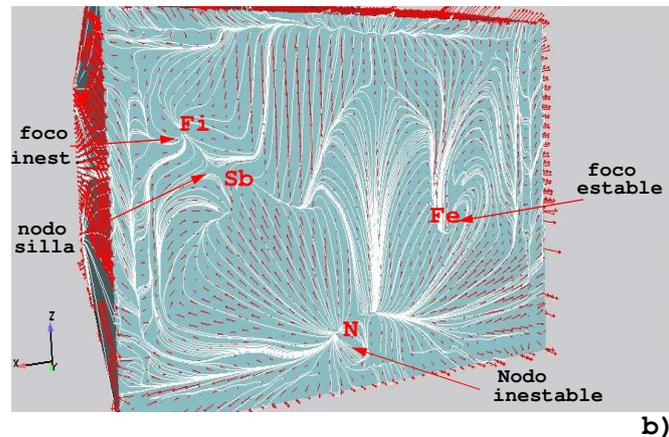


Figura 19: Trazas y vectores a tiempo promediado con los puntos críticos sobre la superficie base del cuerpo.

Agradecimientos

Este trabajo ha sido financiado dentro de los proyectos ANPCyT-FONCyT-PME-209: *CLUSTER*, ANPCyT-FONCyT-PID-99/74: *FLAGS*, ANPCyT-PICT6973-BID-1201/OC-AR: *PROA*, CONICET-PIP-02552/2000 y CAI+D-UNL-2000-43. Se ha hecho uso extensivo de programas de la *Free Software Foundation/GNU-Project* tales como GNU/Linux OS y GNU/Octave, así como otros de tipo *Open Source* tales como PETSc, MPICH y OpenDX. También se ha empleado *GiD*¹⁹ e *Ensign 76* en algunas de las visualizaciones.

REFERENCIAS

- [1] L.J. Janssen and W.H. Hucho. Aerodynamische formoptimierung der typen vw - golf und vw - scirocco. *Volkswagen Golf I ATZ*, **77**, 1–5 (1975).
- [2] S.R. Ahmed, G. Ramm, and G. Faltn. Some salient features of the time-averaged ground vehicle wake. Technical Report 840300, Society of Automotive Engineers, (1984). pp. 1-31.
- [3] P. Gilliéron and A. Spohn. Flow separations generated by a simplified geometry of an automotive vehicle. Technical report, Technocentre Renault - CNRS, Laboratoire d' Etudes Aérodynamiques de Poitiers, (2002).
- [4] S. Becker and H. Lienhart. Flow and turbulence structures in the wake of a simplified car model. *SAE Paper*, **2003-01-0656** (2003).
- [5] D. B. Sims-Williams and B. D. Duncan. The ahmed model unsteady wake: Experimental and computational analyses. *SAE Paper*, **2003-01(1315)** (2003).
- [6] D. B. Sims-Williams and R. G. Experimental investigation into unsteadiness and instability in passenger car aerodynamics. *SAE Paper 980391*, **980391** (1998).
- [7] D. Bayraktar, D. Landman, and O. Baysal. Experimental and computational investigation of ahmed body for ground vehicle aerodynamics. *SAE Paper*, **2001-01-2742** (2001).
- [8] S. Krajnović and L. Davidson. Development of large-eddy simulation for vehicle aerodynamics. In *Proceedings of IMECE2002 ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition, New Orleans, IMECE2002, paper 32833*, (November 17-22 2002).
- [9] P. Guilliéron and F. Chometon. Modelling of stationary three-dimensional separated air flows

around an Ahmed reference model. pp. 1-8.

- [10] R.J.A. Howard and M. Pourquie. Large eddy simulation of an Ahmed reference model. *Journal of Turbulence*, pages 1–17 (2002).
- [11] Tezduyar T., Mittal S., Ray S., and Shih R. Incompressible flow computations with stabilized bilinear and linear equal order interpolation velocity-pressure elements. *Comp. Meth. Applied Mechanics and Engineering*, **95**(95), 221–242 (1992).
- [12] PETSc-FEM: A general purpose, parallel, multi-physics FEM program. GNU General Public License (GPL), <http://minerva.arcrude.edu.ar/petscfem>.
- [13] M. Storti, L. Dalcín, R. Paz, A. Yommi, V. Sonzogni, and N. Nigro. An interface strip preconditioner for domain decomposition methods. *Journal of Computational Methods in Sciences and Engineering*, **2**(3), 1–14 (2003).
- [14] Franck G., Nigro N., Storti M., and D'Elía J. Modelización del flujo del viento en el modelo de Ahmed. In *ENIEF 2003, XIII Cong. On Num. Meth.*, ISSN 1666-6070, pages 124–142, Bahía Blanca, Argentina, (November 4-7 2003).
- [15] D. Kenwright. Automatic detection of open and closed separation and attachment lines. In *Proceedings of IEEE Visualization '98*, (1998).
- [16] Hunt J.C.R., Wray A.A., and Moin P. Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows. *Report CTR-S88, Center For Turbulent Research*, (1988).
- [17] Lesieur M. *Turbulence in Fluids*. Dordrecht: Kluwer, (1997).
- [18] T. Han. Computational analysis of three-dimensional turbulent flow around a bluff body in ground proximity. *AIAA Journal*, **27**, 9 (1989).
- [19] GiD. *International Center for Numerical Methods in Engineering (CIMNE, Barcelona)*, <http://www.cimne.upc.es/>. Universidad Politécnic de Catalunya, (Barcelona, 2003).