

## FLUJOS TURBULENTOS EN ESTRUCTURAS PERIÓDICAS TURBULENT FLOWS THROUGH PERIODIC STRUCTURES

Nicolás M. Sosa<sup>a</sup>, William I. Machaca<sup>a,b</sup>, Ezequiel O. Fogliatto<sup>a,b</sup> y Federico E. Teruel<sup>a,b,c</sup>

<sup>a</sup>*Instituto Balseiro, Universidad Nacional de Cuyo, Av. Ezequiel Bustillo 9500, 8400 San Carlos de Bariloche, Rio Negro, Argentina*

<sup>b</sup>*Departamento de Mecánica Computacional, Centro Atómico Bariloche, Av. Ezequiel Bustillo 9500, 8400 San Carlos de Bariloche, <https://comunidades.cnea.gob.ar/new>, Rio Negro, Argentina.*

<sup>c</sup>*CONICET, Centro Atómico Bariloche, Av. Ezequiel Bustillo 9500, 8400 San Carlos de Bariloche, Rio Negro, Argentina.*

**Palabras clave:** RANS, DNS, modelado macroscópico, medios porosos.

**Resumen.** En este trabajo se cuantifica la pérdida de carga a lo largo de un medio poroso representativo en un rango amplio de números de Reynolds (entre 100 y 10000) con la finalidad de contrastar modelos de turbulencia con simulaciones numéricas directas (DNS). A su vez, utilizando resultados de DNS, se determinan propiedades macroscópicas que son relevantes para completar los modelos macroscópicos existentes para la descripción de flujos turbulentos en estructuras periódicas. Para este último propósito se realizaron simulaciones DNS que permitieron cuantificar la energía cinética turbulenta y disipación turbulenta en función del Re para porosidades de 75 y 55 por ciento. Se estudiaron también la energía cinética dispersiva y disipación dispersiva en la geometría utilizada. Se obtuvieron, además, los términos presentes en el balance de la energía cinética turbulenta, analizando su comportamiento en la celda en estudio.

**Keywords:** RANS, DNS, computational fluid dynamics, porous media.

**Abstract.** A contribution to the numerical data that allows to enrich the macroscopic modeling of flows in porous media was made. Pressure drag was quantified along the representative porous medium in studio over a wide range of Reynolds numbers, to contrast simulation results using turbulence models with direct numerical simulations (DNS). Also, macroscopic properties were determined for the purpose of completing existing models for turbulence, by using DNS simulations of a representative periodic cell in a range of Reynolds numbers from 100 to 10000. Turbulent kinetic energy and turbulent dissipation were quantified in function on the Re for porosities of 75 and 55 percent. Dispersive kinetic energy and dispersive dissipation were also studied in the geometry used. The terms present in the balance of the turbulent kinetic energy were obtained, analyzing their behavior in the cell under study.

## 1. INTRODUCCIÓN

El estudio de flujos en medios porosos resulta de interés tanto en la industria como en la academia debido a que este tipo de flujos aparece en un gran número de aplicaciones. [Kaviany \(1999\)](#) define un medio poroso como un sistema heterogéneo compuesto de una matriz sólida con espacios vacíos en los cuales es posible la circulación de fluidos.

Se pueden destacar aplicaciones químicas (p.ej. reactores catalíticos), ambientales (p.ej. flujo a través de vegetación), geológicas (p.ej. erosión de rocas), mecánicas (p.ej. intercambiadores de calor) y aplicaciones nucleares (p.ej. reactores de alta temperatura refrigerados por gas en los cuales combustible y moderador se encuentran dispuestos en arreglos de esferas apiladas), entre otras. Adicionalmente, se encuentra una vasta variedad de aplicaciones en la industria del petróleo y del gas, como ser el estudio de flujos en reservorios y producción de gas natural ([De Lemos, 2006](#)).

Tal como se establece en [Kaviany \(1999\)](#), en general, los espacios vacíos de un medio porosos no son uniformes entre sí en tamaño y distribución a lo largo de la matriz heterogénea. Para modelar dicho medio evitando una descripción exacta de los poros, se realiza un tratamiento estadístico en volúmenes de mayor tamaño que el volumen promedio del poro, pero sustancialmente inferiores al del sistema en consideración. Este volumen se denomina en la literatura como elemento representativo de volumen (REV) y es el volumen diferencial de menor tamaño que resulta en propiedades promediadas locales representativas del problema en análisis ([Kaviany, 1999](#)). Dicho REV debe ser tal, que si se añaden una determinada cantidad de poros al mismo, las magnitudes promediadas no presentan variaciones significativas. Realizando este tratamiento es posible construir modelos que describan lo que es denominado modelo macroscópico ([Kaviany, 1999](#)). Estos modelos intentan obtener una descripción adecuada del comportamiento de los fenómenos físicos en el medio poroso sin modelar explícitamente cada poro. En este trabajo trataremos de realizar contribuciones al modelado macroscópico de medios porosos utilizando herramientas numéricas.

El estudio y modelado de dichos medios porosos tuvo sus inicios con el modelo unidimensional planteado por Darcy ([Kaviany, 1999](#)). En la actualidad, debido a los avances en modelos matemáticos teóricos se encuentran en estudio fenómenos complejos como son efectos de porosidad variable, anisotropías en la permeabilidad del medio, condiciones de contorno no convencionales, efectos no lineales y turbulencia, entre otros ([De Lemos, 2006](#)). Un tema de actualidad es el estudio de la turbulencia en medios porosos, entre los cuales se pueden citar los trabajos de [Chu et al. \(2018\)](#), [Teruel y Uddin \(2009\)](#), [Kuwahara et al. \(2006\)](#), en los cuales se busca determinar cantidades turbulentas en la geometría en estudio con la finalidad de realizar un aporte al conjunto de datos numéricos que permiten enriquecer el modelado macroscópico de flujos en medios porosos. Diversos grupos de investigación se encuentran desarrollando modelos de turbulencia o adaptando los ya existentes. Esta resulta ser un área desafiante para los investigadores dado que combina la heterogeneidad de un medio poroso junto con los fenómenos complejos de la turbulencia ([De Lemos, 2006](#)). Se destaca el hecho de que no se encuentran ampliamente determinadas en la literatura cantidades turbulentas en medios porosos con simulaciones tipo DNS. Un estudio de la literatura vislumbró que existen trabajos de actualidad, como ser el de [Chu et al. \(2018\)](#), que utiliza DNS, lo cual motiva a continuar realizando aportes al emplear dicha técnica.

Si bien el uso intensivo de estructuras porosas en aplicaciones de la vida diaria requiere una diversidad de estudios básicos y desarrollos de sus aplicaciones, que abarcan flujos de una o dos fases, transferencia de calor y transporte de partículas, entre otros; en este trabajo nos focaliza-

mos en flujos isotérmicos y de una sola fase. Esto nos permitirá estudiar en detalle el flujo en las estructuras porosas sin que el mismo se vea afectado por otros fenómenos. Adicionalmente se utilizará el concepto de poros interconectados de forma tal de estudiar las características del flujo a lo largo de ellos. A su vez, en este trabajo se considera una matriz sólida rígida la cual no presenta variaciones de porosidad, es decir deformación, con gradientes de presión.

En las aplicaciones mencionadas anteriormente existe un rango diverso de números de Reynolds utilizados, por lo cual es conveniente obtener modelos y patrones de comportamiento de los medios porosos en diversos regímenes de flujo. Dada la complejidad intrínseca de la estructura porosa no hay gran disponibilidad de datos experimentales que permitan conocer aspectos locales del flujo en los poros de la estructura y son escasos los datos en el régimen turbulento. Por esto, y aprovechando la disponibilidad actual para realizar simulaciones numéricas directas del fenómeno en cuestión, es de gran interés disponer de resultados numéricos que permitan esclarecer aspectos del flujo a través de las estructuras.

## 2. MODELADO MATEMÁTICO

Con la finalidad de realizar un promediado volumétrico y de esa manera evitar una representación exacta de cada poro del sistema, se define una variable auxiliar  $\gamma_f$  como se ilustra en la Ec.(1), que presenta distintos valores dependiendo si se encuentra en la matriz sólida o en el fluido.

$$\gamma_f(\vec{r}) = \begin{cases} 1, \vec{r} \in V_f \\ 0, \vec{r} \in V_s \end{cases} \quad (1)$$

En la Ec.(2) se ejemplifica, con una variable  $\psi$  que puede representar cualquier propiedad, la metodología necesaria para obtener variables promediadas en el volumen representativo del medio poroso.

$$\langle \psi \rangle(\vec{x}, t) = \frac{1}{V} \int_V \psi(\vec{x} + \vec{\xi}, t) \cdot \gamma_f(\vec{x} + \vec{x}_i, t) dV_\xi \quad (2)$$

A partir de ella es posible definir analíticamente a la porosidad (efectiva), como la relación existente entre el volumen por el cual puede circular el fluido, respecto al volumen total del REV.

$$\phi(\vec{x}) = \frac{1}{V} \int_V \gamma_f(\vec{x} + \vec{\xi}) dV_\xi = \frac{V_f(\vec{x})}{V} \quad (3)$$

Es posible definir también la metodología necesaria para el promediado volumétrico intrínseco (esto es, normalizado con el volumen de fluido) de una magnitud  $\langle \psi \rangle^f$ , como se muestra en la siguiente ecuación:

$$\langle \psi \rangle^f(\vec{x}, t) = \frac{V}{V_f(\vec{x})} \langle \psi \rangle(\vec{x}, t) = \frac{\langle \psi \rangle(\vec{x}, t)}{\phi(\vec{x})} \quad (4)$$

Tal como se establece en [Teruel \(2007\)](#) y [Whitaker \(1999\)](#), el hecho de realizar dichos promediados se basa en la hipótesis de que a pesar de que las velocidades y presiones presenten variaciones e irregularidades a nivel del poro, mediciones locales promediadas que han sido obtenidas en experimentos presentan variaciones suaves.

En este trabajo, se utilizará la técnica de doble descomposición, es decir, tanto espacial como temporal. En la primera de ellas, una magnitud determinada puede ser analizada como un valor representativo promedio de la magnitud en la celda en estudio  $\langle \psi \rangle^f(\vec{x}, t)$  junto con perturbaciones alrededor de ella en cada uno de los puntos del REV  ${}^i\psi(\vec{r}, \vec{x}, t)$ . A su vez, cualquier magnitud que presente variaciones en el tiempo puede ser descompuesta en un valor medio en el tiempo

$\bar{\psi}(\vec{r}, t)$  y fluctuaciones alrededor del mismo  $\psi'(\vec{r}, t)$ . Al unificar ambas descomposiciones es posible obtener:

$$\psi(\vec{r}, t) = \overline{\langle \psi \rangle^f}(\vec{x}, t) + \langle \psi \rangle^{f'}(\vec{x}, t) + {}^i \bar{\psi}(\vec{r}, \vec{x}, t) + {}^i \psi'(\vec{r}, \vec{x}, t) \quad (5)$$

Con el promediado mencionado la ecuación de momento para flujos turbulentos en un medio poroso resulta:

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt} \langle \bar{u}_i \rangle^f &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle \bar{p} \rangle^f}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \langle \bar{u}_i \rangle^f}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \langle \bar{u}_i' u_j' \rangle^f - \\ &\frac{\partial}{\partial x_j} \langle {}^i \bar{u}_i \cdot {}^i \bar{u}_i \rangle^f - \frac{1}{\rho V_f} \int_{A_i} n_i \bar{p} dS + \frac{\nu}{V_f} \int_{A_i} n_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} dS \end{aligned} \quad (6)$$

El modelado de flujos turbulentos en medios porosos no se encuentra estudiado ampliamente en la literatura, a diferencia de los fenómenos turbulentos en otras geometrías. [Teruel \(2007\)](#) establece que el modelo ampliamente utilizado en el estudio de fenómenos turbulentos en medios porosos es el  $k - \epsilon$  adaptado a medios porosos.

Al realizar un estudio de literatura asociada a flujos a través de vegetaciones, se observaron técnicas similares de promediados volumétricos, en los cuales se remarca la existencia de la energía cinética dispersiva, la cual en conjunto con la energía cinética turbulenta permiten cumplir con el balance de energía. En la literatura de medios porosos, se suele despreciar dicho término sin justificación alguna. Esto es posible ilustrarlo al realizar el promediado espacial y temporal asociado a la energía cinética, tal como se ilustra en la Ec.(5).

$$\langle \bar{u}_i \bar{u}_i \rangle^f = \langle \bar{u}_i \cdot \bar{u}_i \rangle^f + \langle \bar{u}_i' u_i' \rangle^f = \overline{\langle u_i \rangle^f} \cdot \overline{\langle u_i \rangle^f} + \langle \bar{u}_i' u_i' \rangle^f + \langle {}^i \bar{u}_i \cdot {}^i \bar{u}_i \rangle^f \quad (7)$$

Donde, el segundo término del lado derecho es el promedio volumétrico de la energía cinética turbulenta y el tercer término es el denominado como energía cinética dispersiva según [Raupach y Shaw \(1981\)](#).

A partir de la implementación de la técnica de promediado espacial y temporal es posible obtener el promedio del término convectivo en análisis.

$$\overline{\langle u_i'' u_j'' \rangle^f} = \overline{u_i'' u_j''} \quad (8)$$

Es factible entonces definir la energía cinética turbulenta como la energía restante luego de realizar el promediado espacial y temporal:

$$k = \frac{\overline{u_i'' u_j''}}{2} = \frac{1}{2} \cdot \left( \overline{\langle \bar{u}_i \bar{u}_i \rangle^f} - \overline{\langle \bar{u}_i \rangle^f} \cdot \overline{\langle \bar{u}_i \rangle^f} \right) \quad (9)$$

Análogamente, es posible obtener una expresión para la disipación turbulenta, tal como se ilustra en la Ec.(10).

$$\epsilon = \nu \overline{\frac{\partial u_i''}{\partial x_j} \frac{\partial u_i''}{\partial x_j}} \quad (10)$$

Se debe destacar que los promediados volumétricos realizados en este trabajo fueron derivados manteniendo una porosidad constante.

### 3. PROBLEMA EN ESTUDIO

Se presenta el problema en estudio, cuya geometría se ilustra en la Fig.1. En dicha figura se realiza una representación bidimensional del problema, a partir de la cual es posible obtener una tridimensional al extender la representación en la dirección transversal. En ella se observa la celda característica con la cual se trabajará. A lo largo del tiempo se han estudiado diversas geometrías que representan a los poros, en este trabajo se consideran bloques rectangulares ordenados y, un REV representa una celda de las infinitas que se encuentran en el arreglo. Dicha celda representativa presenta condiciones de borde periódicas en cada una de sus caras.

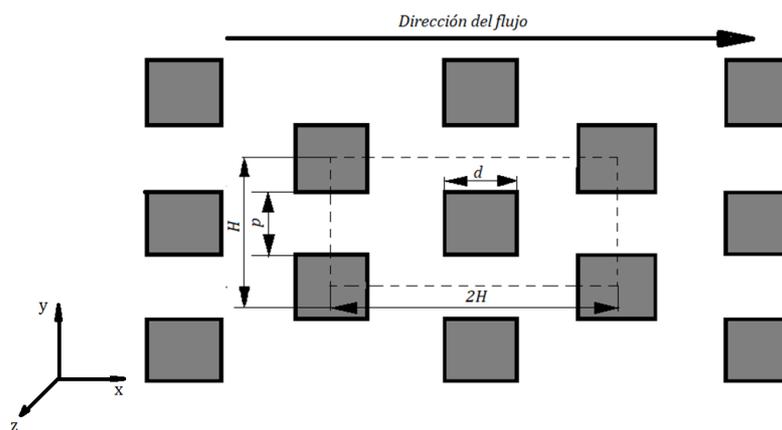


Figura 1: Esquema de la geometría en estudio. Imagen extraída de [Teruel \(2007\)](#).

El flujo en análisis será incompresible e ingresa al REV por el lado izquierdo de la celda característica, con una dirección de flujo horizontal hacia la derecha. Se debe destacar que se considera también un flujo isotérmico y una matriz sólida rígida, que no presenta deformaciones.

El tamaño característico de cada bloque se denomina  $d$ , mientras que la distancia entre un bloque y otro consecutivo se denomina  $p$ . Por otro lado, la distancia entre dos centros de bloques será  $H$ , tal que  $H = d + p$ . La distancia  $p$  mencionada anteriormente es utilizada como una medida del tamaño de los poros. Es posible obtener una relación entre los parámetros geométricos mencionados anteriormente en función de la porosidad del REV. En consecuencia, se obtienen las siguientes relaciones:

$$\frac{p}{H} = 1 - \sqrt{1 - \phi} \quad (11)$$

$$\frac{d}{H} = \sqrt{1 - \phi} \quad (12)$$

Se define también el número de Reynolds como  $Re = \frac{U_p}{\nu}$ . Donde  $U_p$  es el flujo másico que ingresa a la celda. Se utiliza un  $H$  determinado, variando  $d$  con la finalidad de ajustar la porosidad.

En este trabajo se fija el flujo másico de ingreso al REV, siendo entonces el gradiente de presiones una magnitud a calcular a partir de las simulaciones. Es decir, se considera a la presión conformada por una función periódica de período  $2H$  y por una función que depende de la posición  $x$  en la cual se encuentre. Es decir:

$$P(\vec{r}, t) = P_{periodica}(\vec{r}, t) + \Delta P \cdot x. \quad (13)$$

Entonces, presentado el modelo macroscópico (Ec.(6)) y la geometría de estudio (Fig.1) es posible mediante simulaciones numéricas de la geometría real obtener los campos relevantes del problema en estudio. Luego, realizando un promediado volumétrico de estos campos, es posible obtener una representación macroscópica y determinar o caracterizar el modelo dado por la Ec.(6). Las herramientas numéricas empleadas en el trabajo son descriptas a continuación.

#### 4. DESCRIPCIÓN DE LAS HERRAMIENTAS NUMÉRICAS UTILIZADAS

En este trabajo se utilizó el código OpenFOAM, con el modelo RANS de Spalart-Allmaras y, por otro lado, el código Incompact-3D de simulación numérica directa. El modelo RANS fue utilizado con geometrías bidimensionales que son muy económicas desde un punto de vista computacional y fueron contrastadas con simulaciones tridimensionales realizadas con Incompact-3D.

Se realizó un estudio de convergencia en malla para flujos en régimen turbulento monitoreando la pérdida de carga en la celda representativa. Los resultados de dicho análisis al utilizar el modelo Spalart-Allmaras se muestran en la Tabla 1. Este análisis nos permite suponer que con mallas de aproximadamente  $n_x \times n_y = 400 \times 200$  elementos tendremos cálculos de pérdida de carga con errores menores a 2% en el rango de números de Reynolds considerado. Es importante destacar que el modelo RANS utilizado predice un flujo bidimensional y por esto se simuló en 2 dimensiones con OpenFOAM.

Porosidad	Grilla	Re	$\Delta P$
$\phi = 75\%$	$n_x \times n_y = 200 \times 100$	10000	1,531
	$n_x \times n_y = 300 \times 150$	10000	1,522
	$n_x \times n_y = 400 \times 200$	10000	1,512
	Valor Extrapolado(p=1,4)		1,492

Tabla 1: Estudio de independencia de grilla para una porosidad de 75% con  $Re = 10000$  utilizando el modelo de Spalart-Allmaras en la herramienta de cálculo OpenFOAM.

Por otro lado, los resultados aplicando el estudio de Freitas et al. (2003) para Incompact-3D se ilustran en la Tabla 2, donde se muestra dicho estudio para un  $Re = 2000$  y para  $Re = 10000$ . Notar que el dominio tridimensional es  $L_X \times L_Y \times L_Z = 2H \times H \times H$ .

Porosidad	Grilla	Re	$\Delta P$
$\phi = 75\%$	$n_x \times n_y \times n_z = 100 \times 50 \times 50$	2000	1,134
	$n_x \times n_y \times n_z = 200 \times 100 \times 100$	2000	1,104
	$n_x \times n_y \times n_z = 300 \times 150 \times 150$	2000	1,012
	Valor Extrapolado(p=3,4)		0,983
	$n_x \times n_y \times n_z = 200 \times 100 \times 100$	10000	1,1054
	$n_x \times n_y \times n_z = 300 \times 150 \times 150$	10000	1,024
	$n_x \times n_y \times n_z = 400 \times 200 \times 200$	10000	1,004
	Valor Extrapolado(p=2,9)		0,988

Tabla 2: Estudio de independencia de grilla para una porosidad de 75% con  $Re = 2000$  y  $Re = 10000$  utilizando Incompact-3D.

Es posible concluir que utilizando una grilla de  $n_x \times n_y \times n_z = 300 \times 150 \times 150$  correspondiente a un  $Re = 2000$  se obtendrán errores en la determinación de la pérdida de carga menores

a un 3 %. A su vez, para un  $Re = 10000$ , utilizando una grilla de  $n_x \times n_y \times n_z = 400 \times 200 \times 200$  se tendrán errores en la determinación de la magnitud de interés menores a un 2 %. Estudios más detallados de grillas computacionales se encuentran en [Sosa et al. \(2019\)](#).

## 5. RESULTADOS

### 5.1. Diagramas de pérdida de carga en función del número de Reynolds con RANS y DNS

Se realizaron simulaciones para una porosidad de  $\phi = 75\%$  barriendo un rango de  $0, 1 \leq Re \leq 10000$ , con la finalidad de poder cuantificar las pérdidas de carga asociadas a diversos regímenes, como ser flujos tipo Stokes, laminar, en transición y turbulento. Dichas simulaciones se realizaron utilizando la herramienta de cálculo OpenFOAM, con el modelo Spalart-Allmaras para trabajar con flujos turbulentos y, por otro lado, el código Incompact-3D de simulación numérica directa con el objetivo de contrastar los resultados de ambos. En la Fig.2 se ilustran los resultados obtenidos de la pérdida de carga adimensionalizada como  $\Delta P^* = \frac{\Delta P}{\rho U^2}$  en función del número de Reynolds, para una porosidad de  $\phi = 75\%$  con ambos códigos. Por otro lado, en la Fig.3 se muestran las pérdidas de cargas en función del número de Reynolds para porosidades  $\phi = 75\%$ ,  $55\%$  y  $95\%$  obtenidas con simulaciones en OpenFOAM.

Es posible observar una primera región de comportamiento lineal en escala logarítmica descrita por la ley de Darcy, para  $0, 1 \leq Re \leq 10$ , en la cual el producto  $\Delta P^* Re$  se mantiene aproximadamente constante. A su vez, en esta región se obtuvieron resultados cuya diferencia es menor al 2 % entre ambas herramientas numéricas. A medida que aumenta el número de Reynolds, se alcanza una zona de transición, la cual no se encuentra ampliamente estudiada en la literatura. Se determinaron a partir del estudio de las simulaciones desarrolladas los números de Reynolds para los cuales se observa un comportamiento de flujo oscilatorio, previo a la transición a la turbulencia. Esto se realizó al observar la pérdida de carga en el medio poroso en función del tiempo, simulando diversos  $Re$  y determinando el valor del mismo para el cual ya se observa un comportamiento oscilatorio en la variable en análisis. Se obtuvo un número de Reynolds distinto para cada una de las porosidades estudiadas, obteniéndose para una  $\phi = 55\%$  un  $Re = 100$ , para una  $\phi = 75\%$  un  $Re = 150$  y finalmente, para una  $\phi = 95\%$  un  $Re = 200$ . Cabe destacarse que se realizaron simulaciones para  $Re = 100, 150$  y  $200$ , y no para valores entre ellos, por lo que los números de Reynolds para los cuales comienzan las oscilaciones podrían no encontrarse exactamente en los valores dichos previamente, sino en algún valor intermedio. Estos números de Reynolds obtenidos, responden acorde a los resultados encontrados en la literatura, donde se establece que aproximadamente para un  $Re = 150$  se encuentran fenómenos de oscilación previos a la transición a turbulencia, según [Dybbs y Edwards \(1984\)](#).

En la Fig.2 es posible observar que luego de la región lineal descrita previamente se presenta un aumento de la pérdida de carga para luego establecerse en un valor independiente del número de Reynolds. Esto es consistente a la región descrita por la aproximación de Darcy-Forchheimer, debido a que con la adimensionalización utilizada en este trabajo debería establecerse en un valor constante independiente del número de Reynolds. Esto fue verificado experimentalmente por [Macdonald y El-Sayed \(1979\)](#).

Para  $\phi = 75\%$  se simuló el régimen turbulento con ambas herramientas. Se observa una discrepancia considerable entre los resultados obtenidos por ambos códigos. En dicho régimen se han encontrado diferencias de hasta un 50 %. Esto es posible atribuirlo al hecho de que OpenFOAM plantea un modelo para resolver el tensor de Reynolds, mientras que al utilizar simulación numérica directa se resuelve aproximadamente todas las escalas de turbulencia. A partir de

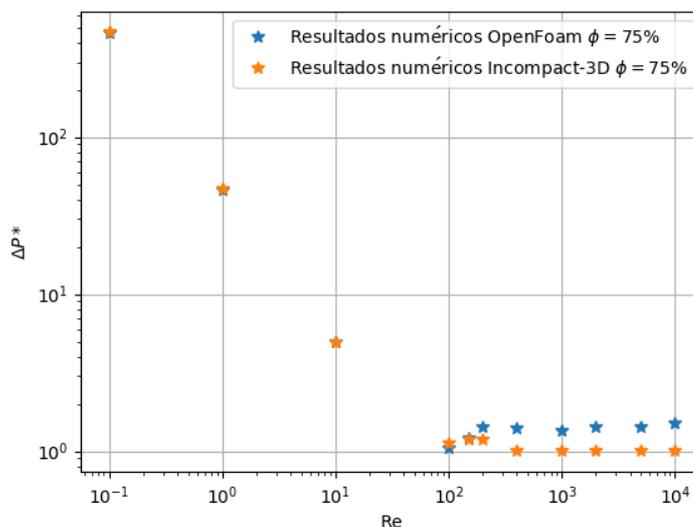


Figura 2: Pérdida de carga adimensionalizada en función del número de Reynolds, para una porosidad de  $\phi = 75\%$  obtenida con simulaciones en OpenFOAM e Incompact-3D.

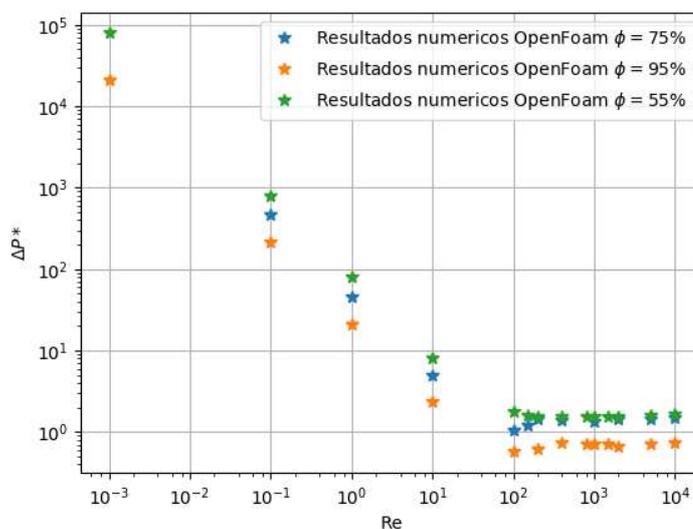


Figura 3: Pérdida de carga adimensionalizada en función del número de Reynolds, para porosidades de  $\phi = 55\%$ ,  $75\%$  y  $95\%$  obtenida con simulaciones en OpenFOAM.

la Fig.3 se concluye que al observar las pérdidas de carga en función del número de Reynolds para distintas porosidades, existe una dependencia notable de dicha magnitud con respecto a la geometría de la celda representativa. Conforme aumenta la porosidad el  $\Delta P$  disminuye, lo cual está asociado a una menor resistencia a fluir debido a un mayor volumen de espacio vacío por el cual el fluido puede circular. A su vez, a mayor superficie sólida, más longitud para la tensión de corte en la pared.

Se destaca también el hecho de que OpenFOAM para  $Re = 10000$  ilustró una tendencia de crecimiento respecto a los valores para  $Re$  menores, fenomenología no observada al utilizar

técnicas DNS.

Se concluye entonces que, como trabajo a futuro, deben calibrarse los coeficientes asociados al modelo Spalart-Allmaras, basándose en los resultados obtenidos mediante simulación numérica directa. Esto es así ya que ambos códigos presentan una física del problema similar en el comportamiento de la pérdida de carga en función del  $Re$ , pero difieren en sus valores. Si esto fuera factible de realizarse, sería una herramienta de gran interés en la industria debido a la diferencia en costos computacionales asociados al modelo Spalart-Allmaras respecto a las técnicas DNS. Las simulaciones DNS fueron llevadas a cabo en el cluster computacional del departamento de Mecánica Computacional del Centro Atómico Bariloche, donde los nodos utilizados son idénticos entre sí. En dichas simulaciones el tiempo más corto es de aproximadamente 6 días para  $Re = 2000$  y 4 nodos de 20 procesadores por nodo, mientras que el mayor es de aproximadamente 27 días correspondiente a  $Re = 10000$  y 1 nodo. Por otro lado, cabe destacar que los costos computacionales asociados a OpenFOAM son considerablemente menores que el caso de Incompact-3D. En este trabajo, las simulaciones realizadas con OpenFOAM no fueron paralelizadas. Es posible realizar las mismas en una computadora personal con tiempos de simulación en el caso más costoso de un día.

## 5.2. Contraste del perfil de velocidad en diversas regiones obtenidos por técnicas RANS y DNS

Se desean analizar los perfiles de velocidad en el elemento representativo de volumen en diversas regiones del mismo. Es por esto que se grafican las velocidades en una línea, para una posición en  $x$  y en  $z$  determinadas, variando la posición  $y$ . La finalidad de dicho análisis es contrastar los resultados obtenidos por Incompact-3D y OpenFOAM.

La Fig. 4 ilustra un caso turbulento y, si bien existen discrepancias entre los resultados obtenidos entre ambas herramientas de cálculo, las cuales son consecuencia de contrastar simulaciones bidimensionales con un modelo de turbulencia que plantea una isotropía en el tensor de Reynolds con simulaciones tridimensionales, utilizando técnicas DNS donde existe una anisotropía asociada al mismo, se observa un acuerdo razonable en la representación de las fenomenologías físicas del problema.

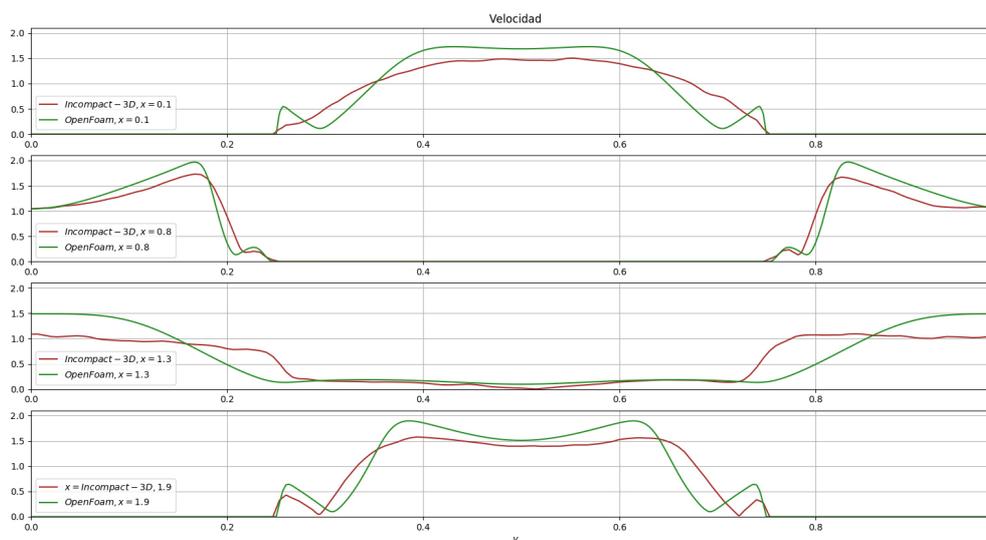


Figura 4: Magnitud de la velocidad obtenidas de simulaciones en el REV para  $Re = 5000$  con OpenFOAM e Incompact-3D.

Es posible observar que en ambos casos las velocidades mínimas se encuentran en cercanías a la pared izquierda del bloque central, ya que en esa pared representa una zona de estancamiento, mientras que la otra región de valores mínimos es la zona cercana a la pared derecha del bloque central. Por otro lado, los máximos de velocidad se encuentran en la región donde se contrae el canal, como es en el espacio adyacente a la pared superior del bloque central. A su vez, las áreas bajo ambas curvas deben ser iguales por conservación de masa.

### 5.3. Cantidades turbulentas en estructuras periódicas

Se estudian y cuantifican cantidades turbulentas en una celda representativa, con la finalidad de completar y realizar un aporte al conjunto de datos numéricos que permiten enriquecer el modelado macroscópico de flujos turbulentos en medios porosos. Se trabajó con simulaciones numéricas directas realizadas a partir de la herramienta de cálculo Incompact-3D.

#### 5.3.1. Cantidades turbulentas macroscópicas

#### 5.3.2. Energía cinética turbulenta $k$

En la Fig.5 se ilustra la energía cinética turbulenta promediada en el volumen del elemento representativo en estudio y en el tiempo para porosidades  $\phi = 75\%$  y  $\phi = 55\%$ , analizando  $1 \leq Re \leq 10000$ . Como es esperable, para el caso de números de Reynolds bajos,  $k$  tiene valores cercanos a cero, dado que en flujos laminares sin perturbación alguna, no se presentan fenómenos de turbulencia. [Se realiza la aclaración de flujos sin perturbaciones, ya que se ha demostrado la influencia de las mismas en la transición a turbulencia como se detalla en Machaca y Teruel (2016).] Se observa una tendencia a aumentar conforme crece el número de Reynolds, en la cual se destacan dos regiones, la primera de ellas hasta un  $Re = 2000$  donde dicha magnitud crece con su máxima pendiente, y luego, para  $Re > 2000$  continúa su crecimiento pero con una pendiente menor. Cabe destacar la influencia de la geometría en los valores analizados, obteniéndose mayores valores para una porosidad menor. Esto es consistente, ya que si se imagina el caso de porosidad  $100\%$ , es decir donde no exista sólido, la energía cinética turbulenta tendería a cero.

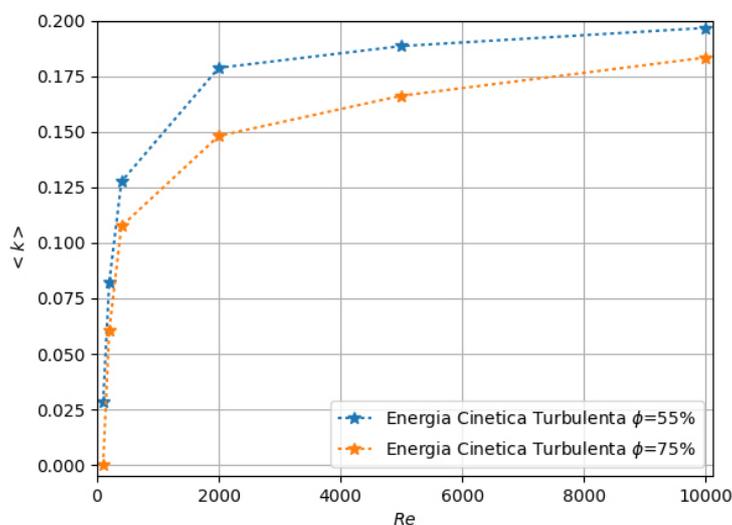


Figura 5: Energía cinética turbulenta promediada en el volumen y en el tiempo para porosidades  $\phi = 75\%$  y  $\phi = 55\%$  y  $1 \leq Re \leq 10000$ .

Se contrastaron dichos resultados con la bibliografía, en la cual se encuentran diversos comportamientos conforme aumenta el número de Reynolds. El estudio de estas magnitudes en medios porosos es un tema que se encuentra en análisis y no existen todavía soluciones definitivas y concretas de los problemas en cuestión. Probablemente esto es debido a que la mayoría de los resultados disponibles está basado en modelos de turbulencia y, tal como se detalla en el capítulo 2 de Sosa et al. (2019), estos modelos presentan grandes variaciones respecto a simulaciones DNS. Teruel (2007) presenta resultados obtenidos para la geometría en estudio con un modelo RANS, en los cuales encuentra que dicha magnitud tiene un máximo para un  $Re = 1000$ , luego decrece y finalmente se establece en un valor constante. A su vez, Kuwahara et al. (2006) argumentan que dicha magnitud incrementa continuamente su valor hasta llegar a un valor asintótico independiente del número de Reynolds. Por otro lado, Chu et al. (2018), ilustran una tendencia de crecimiento de la energía cinética turbulenta conforme aumenta el número de Reynolds, para la geometría analizada en este trabajo, utilizando simulación numérica directa. Los resultados obtenidos en este trabajo presentan un comportamiento similar al descrito por Chu et al. (2018). Por lo que parece posible argumentar que la presencia de máximos en la cantidad en estudio para un determinado número de Reynolds se debe al uso de modelos RANS.

#### 5.4. Disipación turbulenta $\epsilon$

Se obtuvo también la disipación turbulenta  $\epsilon$  a partir de simulaciones tipo DNS en Incompact-3D, junto con un promediado en el volumen y en el tiempo para una porosidad  $\phi = 75\%$  y  $1 \leq Re \leq 10000$ . Como es esperable para el caso de números de Reynolds bajos,  $\epsilon$  tiene valores cercanos a cero, dado que en flujos laminares sin perturbación alguna, no se presentan fenómenos de turbulencia. Dichos resultados se ilustran en la Fig.6, en la cual es posible observar la presencia de un máximo en  $\epsilon$  para un valor de  $Re = 2000$ , y luego tiene un valor aproximadamente constante para números de Reynolds altos. Se puede conjeturar que no presenta una dependencia considerable con dicho parámetro para valores del mismo mayores a 5000.

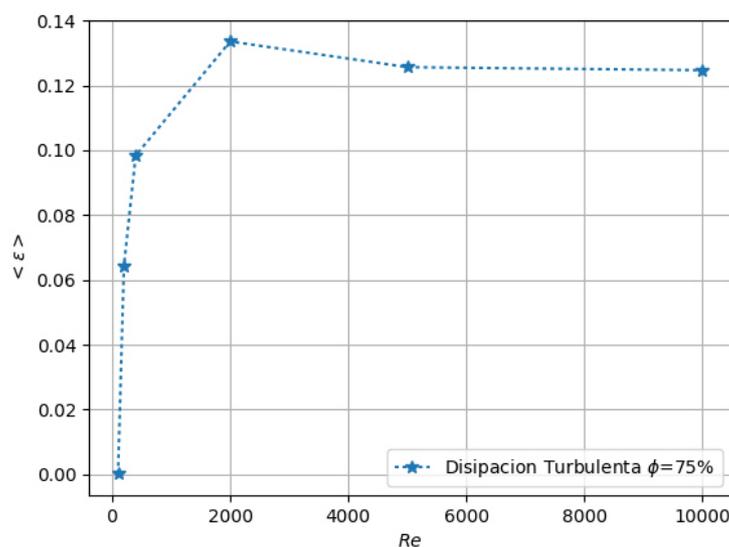


Figura 6: Disipación turbulenta promediada en el volumen y en el tiempo para una porosidad  $\phi = 75\%$  y  $1 \leq Re \leq 10000$ .

Al realizar un estudio de la literatura, no se logró encontrar información detallada sobre la disipación turbulenta promediada en el volumen y en tiempo para la celda en estudio. Se contrastó el comportamiento con el calculado por Teruel (2007), en el que se observa la presencia de un máximo y luego la magnitud en análisis se establece en un valor prácticamente constante e independiente del número de Reynolds.

#### 5.4.1. Energía cinética dispersiva $k_{Disp}$ y Disipación dispersiva de energía $\epsilon_{Disp}$

El objetivo de esta sección es estudiar y cuantificar información que no se ha considerado luego de realizar el promediado volumétrico en el elemento representativo en consideración. La motivación para este análisis es la escasa presencia de dichos estudios en la literatura de medios porosos. Se realizó, por ejemplo, un estudio de la literatura de trabajos desarrollados en flujos a través de vegetación, dado que dicho tema ha cuantificado estas magnitudes (López y García, 2001).

En los trabajos de Teruel y Uddin (2009) y Drouin et al. (2013) se establece que la energía cinética macroscópica está compuesta por la adición de la energía cinética turbulenta estudiada en la sección anterior y la energía cinética dispersiva. Como afirma Teruel (2007), dicha magnitud representa la correlación en el espacio de la dispersión espacial del promedio temporal de la velocidad. A su vez, es de interés cuantificar  $k_{Disp}$ , ya que previo a disiparse en turbulencia, la energía cinética abastece a la denominada energía cinética dispersiva mediante un proceso denominado de producción subfiltrada, según un estudio realizado por Pinson et al. (2006). Tal como se establece en Drouin et al. (2013), cuando un flujo se ve sometido a perturbaciones considerables, como es el caso del ingreso a un medio poroso, tanto la  $k$  como la  $k_{Disp}$  presentan desbalances respecto a sus valores en equilibrio. Consecuencias de dicho fenómeno pueden ser variaciones en los coeficientes de fricción y en el coeficiente de intercambio de calor (Drouin et al., 2013).

Los resultados obtenidos se ilustran en la Fig.7, donde se puede observar un comportamiento creciente de  $k_{Disp}$  con el número de Reynolds. Es factible observar que dicha magnitud se encuentra inclusive en flujos laminares, dado que surge exclusivamente del promediado volumétrico utilizado para el modelado de medios porosos. Es por esto que en este trabajo se ratifica la importancia de dicho análisis y se recomienda cuantificarla. Se debe destacar que la influencia de dicha magnitud en el balance está asociada a la variación de  $k_{Disp}$ , por lo que, incluso si tiene valores mayores a la  $k$  obtenida en secciones anteriores, podría no aportar considerablemente si dicha magnitud no presenta variaciones espaciales significativas en el flujo macroscópico.

En Teruel (2007) se define la disipación de energía como la suma de la disipación turbulenta estudiada en secciones anteriores y la disipación dispersiva obtenida al realizar el promediado volumétrico en el elemento representativo de volumen. En el balance de energía las variaciones de  $\epsilon_{Disp}$  son las que aportan. En la Fig.7 se observa una tendencia a decrecer en la  $\epsilon_{Disp}$  a medida que aumenta el número de Reynolds y luego manteniéndose constante. Por lo dicho anteriormente se puede concluir que para  $Re \geq 5000$  toda la información asociada a la disipación de energía se encontrará en  $\epsilon$ . Por otro lado, para números de Reynolds tendiendo a cero, la disipación turbulenta es nula, y, a partir de lo deducido en esta sección, la disipación en estos casos podrá cuantificarse con la tasa de cambio de  $\epsilon_{Disp}$ .

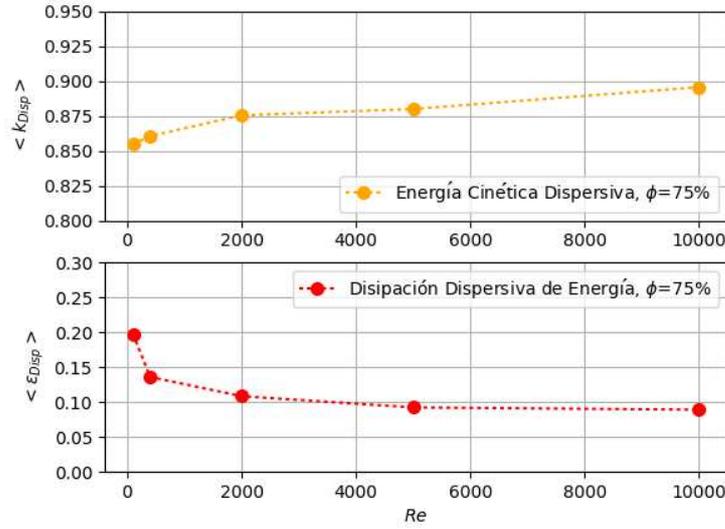


Figura 7: Energía cinética dispersiva y disipación dispersiva de energía obtenidos a partir de simulaciones DNS en Incompact-3D para una porosidad  $\phi = 75\%$ .

### 5.5. Términos del balance de la energía cinética turbulenta

La ecuación microscópica que representa el balance de la energía cinética turbulenta es la siguiente:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \overline{u_j} \cdot \frac{\partial k}{\partial x_j} = -\nu \cdot \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x'_j} \cdot \frac{\partial u'_i}{\partial x'_j}} - \overline{u'_i \cdot u'_j} \cdot \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{u'_j \cdot p'}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \cdot \left( \nu \cdot \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) - \frac{1}{2} \cdot \overline{\frac{\partial u'_i \cdot u'_i \cdot u'_j}{\partial x_j}} \quad (14)$$

donde:

- Término de advección:  $\overline{u_j} \cdot \frac{\partial k}{\partial x_j}$ ,
- Término de disipación turbulenta:  $-\nu \cdot \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x'_j} \cdot \frac{\partial u'_i}{\partial x'_j}}$ ,
- Término de producción:  $-\overline{u'_i \cdot u'_j} \cdot \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j}$ ,
- Término de difusión turbulenta:  $-\frac{1}{2} \cdot \overline{\frac{\partial u'_i \cdot u'_i \cdot u'_j}{\partial x_j}}$ ,
- Término de difusión viscosa:  $\frac{\partial}{\partial x_j} \cdot \left( \nu \cdot \frac{\partial k}{\partial x_j} \right)$ ,
- Término de difusión de presión:  $-\frac{\partial \overline{u'_j \cdot p'}}{\partial x_j}$ .

En este trabajo se desarrolló un código de posprocesamiento que permite ilustrar las distribuciones de cada uno de los términos mencionados anteriormente, como se observa en las figuras 9 y 10. El interés de realizar este análisis radica en generar una mayor comprensión del

comportamiento del flujo turbulento dentro del poro. Los datos utilizados para hacer este análisis surgieron de una simulación numérica directa con la herramienta de cálculo Incompact-3D, para una porosidad del  $\phi = 75\%$ ,  $Re = 5000$  y una grilla de  $n_x \times n_y \times n_z = 300 \times 150 \times 150$ .

A partir de una simulación tipo DNS con Incompact-3D, y realizando el posprocesamiento adecuado, es posible obtener la energía cinética turbulenta y la disipación turbulenta promediadas en el tiempo en cada punto del elemento representativo de volumen. La energía cinética turbulenta se ilustra en la Fig.8, en donde los valores máximos de  $k$  se encuentran en las regiones cercanas a las paredes horizontales del elemento representativo, y se observa un mínimo en la región posterior al bloque central. A su vez, se destaca el hecho de que el aporte más considerable en la energía cinética turbulenta es el correspondiente a la componente  $\overline{u'_x \cdot u'_x}$ , siendo este superior a  $\overline{u'_y \cdot u'_y}$  y  $\overline{u'_z \cdot u'_z}$ . Esto se determinó evaluando la magnitud de las correlaciones en cada dirección que no son mostradas en este trabajo.

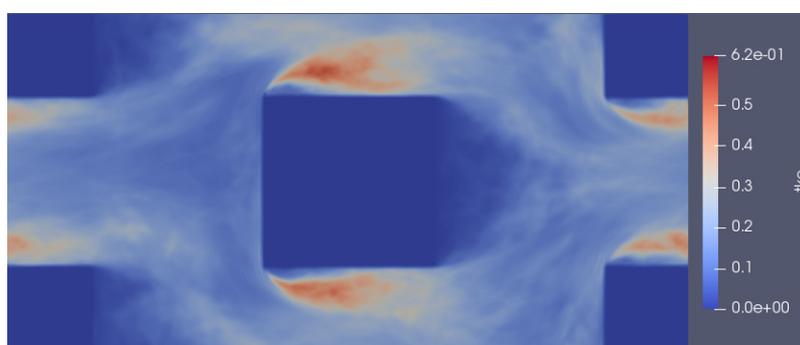
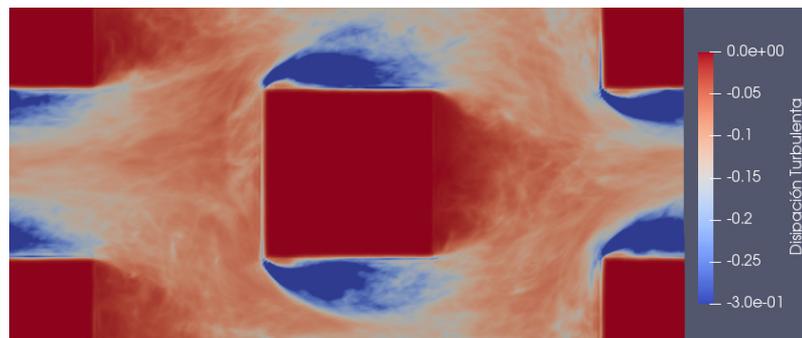


Figura 8: Energía cinética turbulenta promediada en el tiempo, para cada punto del elemento representativo de volumen, obtenida para  $Re = 5000$ ,  $\phi = 75\%$  y una grilla de  $n_x \times n_y \times n_z = 300 \times 150 \times 150$ .

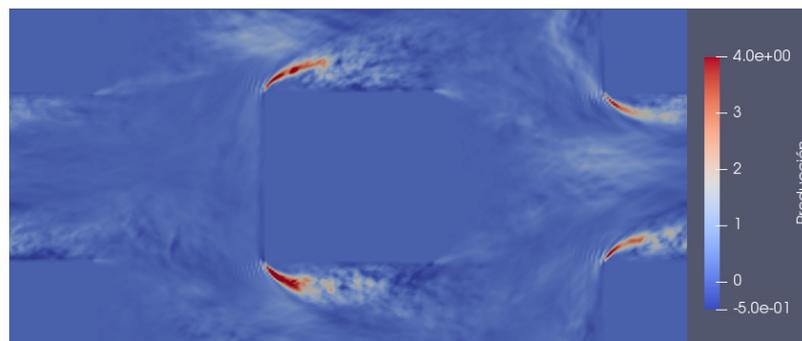
Los primeros dos términos de la ecuación de balance cuantificados fueron la disipación turbulenta (Fig.9a) y la producción (Fig.9b) ya que son los términos con una influencia preponderante en el balance de la energía cinética turbulenta. La primera de ellas fue estudiada previamente. Por otro lado, al analizar el término de producción se observa que su máximo se encuentra en las regiones cercanas a las paredes superior e inferior del bloque central y del canal de finalización de la celda en consideración. Según lo detallado por Pope (2000) para flujos entre canales, la producción se incrementa desde valores cercanos a cero en las paredes, logrando su valor máximo en la capa buffer. A su vez, el pico de producción se produce en la región de la celda representativa en la cual la difusión viscosa y la disipación turbulenta se anulan entre sí. En consecuencia, la producción será mayor a la disipación y dicho exceso será transportado hacia otras regiones. Se concluye que los máximos se encuentran en las regiones cercanas a las paredes superior e inferior del bloque central. Como es esperable, el mínimo de dicha magnitud se encuentra en la pared derecha del bloque central.

Se ilustra en la Fig.9c que la difusión viscosa tendrá una importancia considerable en las regiones de interfaz entre sólido y líquido, debido a que presenta sus valores máximos en las paredes. A su vez, se puede observar que tanto en la pared derecha del bloque central como en el resto de las regiones por las que circula el fluido este término no será preponderante. El hecho de que la difusión viscosa sea máxima en las paredes responde a lo estudiado en la literatura cuando Pope (2000) analiza el flujo entre canales. Por ende, si se quisiera realizar un modelo de turbulencia para esta geometría, este debería responder al hecho de que en la pared los términos predominantes son la disipación viscosa y la difusión viscosa, que tienen signos opuestos. Debe

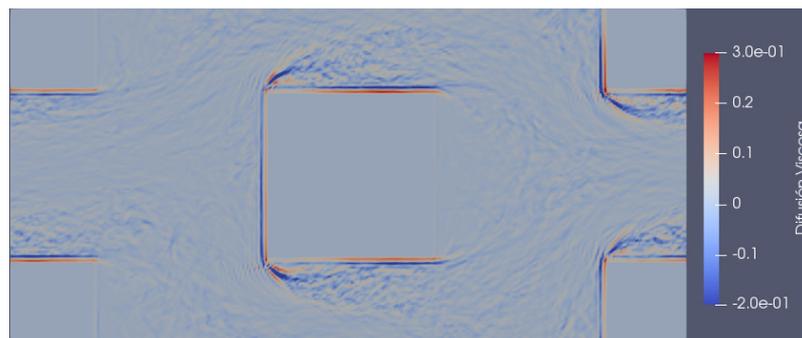
destacarse que la difusión viscosa de este trabajo presenta un máximo en exactamente la pared, y un mínimo valor contiguo al máximo dicho previamente. Estas inhomogeneidades obtenidas, se observaron también en el trabajo de [Chu et al. \(2018\)](#), en la cual no se detalla la fenomenología física del fenómeno observado. Esto podría deberse al método del sólido inmerso. Se sugiere realizar la simulación de un canal turbulento con una pared modelada con dicho método y comparar el resultado con un canal turbulento.



(a) Disipación Turbulenta.



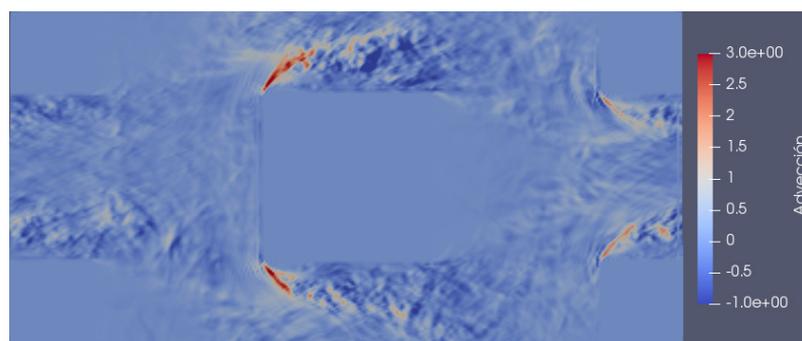
(b) Término de producción.



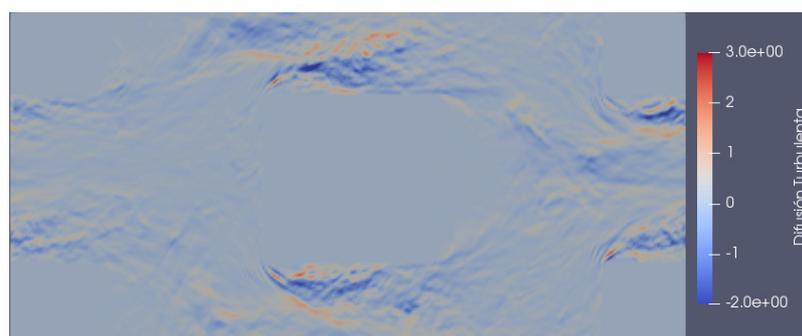
(c) Término de difusión viscosa.

Figura 9: Términos del balance de energía cinética turbulenta, obtenidos a partir de simulaciones DNS junto con  $\phi = 75\%$ ,  $Re = 5000$  y una grilla de  $n_x \times n_y \times n_z = 300 \times 150 \times 150$ .

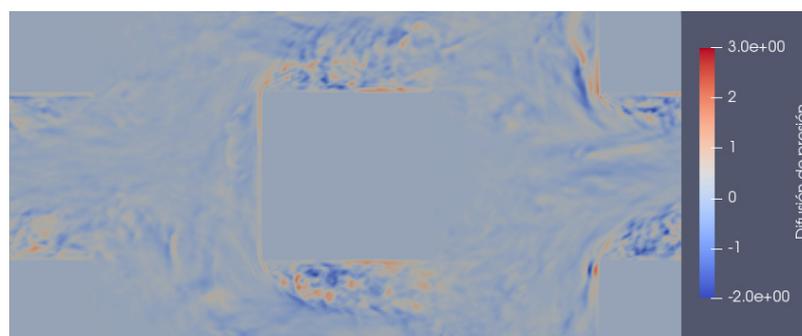
El término de advección presenta sus valores dominantes en las regiones cercanas a los vértices, tal como se ilustra en la Fig.10a. A su vez, la difusión turbulenta muestra valores preponderantes en la región central por la que circula el fluido. Finalmente, la difusión de presión presenta sus valores predominantes en regiones cercanas a las paredes superior, izquierda e inferior del bloque central, observándose un mínimo en la pared derecha del mismo.



(a) Término de advección.



(b) Término de difusión turbulenta.



(c) Término de difusión de presión.

Figura 10: Términos del balance de energía cinética turbulenta, obtenidos a partir de simulaciones DNS junto con  $\phi = 75\%$ ,  $Re = 5000$  y una grilla de  $n_x \times n_y \times n_z = 300 \times 150 \times 150$ .

## 6. CONCLUSIONES

Se realizó un contraste entre la utilización de OpenFOAM e Incompact-3D. El primero de ellos utiliza el modelo de Spalart-Allmaras para representar la turbulencia, mientras que Incompact-3D realiza simulación numérica directa.

Se contrastaron las componentes de velocidad obtenidas para flujos turbulentos, con la finalidad de destacar que si bien existen discrepancias entre un caso bidimensional y uno tridimensional, el modelo Spalart-Allmaras presenta un acuerdo razonable con respecto a las velocidades promediadas obtenidas con Incompact-3D. Considerando las diferencias de costo computacional y el razonable acuerdo en la comparación local de velocidades entre ambos códigos el modelo RANS se presenta como una herramienta de interés.

Se analizó cómo responden ambos códigos en la determinación de un parámetro macroscó-

pico de relevancia en el modelado de medios porosos como es la pérdida de carga a través de él, lo cual corresponde a la suma del drag viscoso y al drag de presión. Se realizó un estudio en un rango de  $0,1 \leq Re \leq 10000$ . Se observaron congruencias en los resultados obtenidos para números de Reynolds menores a los cuales se produce un flujo oscilatorio, mientras que para flujos turbulentos se observaron diferencias de hasta un 50%. Las diferencias en la determinación de la pérdida de carga en la celda representativa podrían ser remediadas con una recalibración del modelo a partir de los resultados obtenidos con técnicas DNS.

Se determinaron los números de Reynolds para los cuales se observó un comportamiento oscilatorio del flujo, obteniéndose para una  $\phi = 55\%$  un  $Re = 100$ , para una  $\phi = 75\%$  un  $Re = 150$  y finalmente, para una  $\phi = 95\%$  un  $Re = 200$ . A su vez, se encontró una dependencia de la magnitud en estudio con la geometría, presentando mayores valores de la misma a menores porosidades.

Las simulaciones realizadas fueron simulaciones numéricas directas, con la herramienta de cálculo Incompact-3D. Se cuantificó la energía cinética turbulenta promediada en el volumen y en el tiempo para porosidades  $\phi = 75\%$  y  $\phi = 55\%$ , donde se ilustró la dependencia de la geometría en la determinación de dicha magnitud. Se analizó la dependencia con el número de Reynolds, observando una tendencia a aumentar la energía cinética turbulenta a medida que aumenta el mismo.

Se obtuvo también la disipación turbulenta promediada en el volumen y en el tiempo para una porosidad de  $\phi = 75\%$ , determinando que esta magnitud presenta un máximo para  $Re = 2000$ , y para  $Re$  mayores parece estabilizarse en un determinado valor.

Se estudió y cuantificó la influencia de magnitudes como la energía cinética dispersiva y la disipación dispersiva, que surgen del promediado volumétrico y que no son tenidas en cuenta en la literatura analizada para el modelado de flujos en medios porosos.

Se realizó un estudio y cuantificación de cantidades turbulentas en la celda representativa utilizada en este trabajo. El objetivo de dicho estudio es el aporte de datos numéricos que permitan enriquecer el modelado macroscópico de flujos turbulentos en medios porosos, debido a la escasez encontrada en la literatura de datos basados en simulaciones numéricas directas. Se destaca también el hecho de que al ser una rama de la ciencia que se encuentra en desarrollo, no existe una definición ampliamente aceptada por los investigadores en relación a que magnitudes utilizar en el análisis. Tampoco es claro el comportamiento de las mismas en la geometría en estudio para diferentes regímenes de flujo.

## AGRADECIMIENTOS

Los autores agradecen al Instituto Balseiro, a la CNEA y al CONICET por los recursos brindados.

## REFERENCIAS

- Chu X., Weigand B., y Vaikuntanathan V. Flow turbulence topology in regular porous media: From macroscopic to microscopic scale with direct numerical simulation. *Physics of Fluids*, 2018.
- De Lemos M. *Turbulence in Porous Media, Modeling and Applications*. Elsevier Ltd., 2006.
- Drouin M., Gregoire O., y Simonin O. A consistent methodology for the derivation and calibration of a macroscopic turbulence model for flow in porous media. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2013.

- Dybbs A. y Edwards R. A new look at porous media fluid mechanics. *Fundamentals of Transport Phenomena in porous media*, 1984.
- Freitas C., Ghia U., Celik I., Roache P., y Raad P. Asme's quest to quantify numerical uncertainty. *American Society of Mechanical Engineers*, 2003.
- Kaviany M. *Principles of Heat Transfer in Porous Media*. Springer-Verlag, 1999.
- Kuwahara F., Yamane T., y Nakayama A. Large eddy simulation of turbulent flow in porous media. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 2006.
- López F. y García M. Mean flow and turbulence structure of open-channel flow through non-emergent vegetation. *Journal of Hydraulic Engineering*, 2001.
- Macdonald I. y El-Sayed M. Flow through porous media-the ergun equation revisited. *Industrial Engineering Chemical Fundamentals*, 1979.
- Machaca W. y Teruel F. Estudio de las estructuras de vorticidad en la transición espacial laminar-turbulenta en canales angostos. *Asociación Argentina de Mecánica Computacional*, 2016.
- Pinson F., Gregoire O., y Simonin O.  $k-\epsilon$  macro-scale modeling of turbulence based on a two scale analysis in porous media. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2006.
- Pope S. *Turbulent Flows*. Cambridge University Press, 2000.
- Raupach M. y Shaw R. Averaging procedures for flow within vegetation canopies. *Boundary-Layer Meteorology*, 1981.
- Sosa N.M., Machaca W., y Teruel F. *Flujos Turbulentos en Estructuras Periódicas*. Instituto Balseiro-Universidad Nacional de Cuyo, 2019.
- Teruel F. *Macroscopic turbulence modeling and simulation for flow through porous media*. University of Illinois at Urbana Champaign, Urbana, Illinois, U.S.A., 2007.
- Teruel F. y Uddin R. A new turbulence model for porous media flows. part i: constitutive equations and model closure. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2009.
- Whitaker S. *Advances in theory of fluid motion in porous media*. Industrial and Engineering Chemistry, 1999.