ماهنامه علمى پژوهشى



mme.modares.ac.ir

# دلایل تفاوت نتایج مدلهای یکفازی و دوفازی در انتقال حرارت نانوسیالات: مطالعه موردي جريان درون يک ميکرو کانال موجي شکل

 $^{2}$  حواد رستمی $^{1*}$ ، عداس عداسی $^{2}$ ، محدد صفار او ل

1- استادیار، مهندسی مکانیک، دانشگاه رازی، کرمانشاه 2- استاد، مهندسی مکانیک، دانشگاه صنعتی امیرکبیر، تهران \*كرمانشاه، صندوق يستى jrostami@razi.ac.ir ،6714414971

چکیدہ	اطلاعات مقاله
در این مقاله انتقال حرارت مزدوج نانوسیالات در یک میکروکانال موجیشکل با استفاده از مدل یکفازی به روش همگن و مدل دوفازی به روش اویلری-لاگرانژی به صورت عددی بررسی و تفاوت نتایج با استفاده از تحلیل های فیزیکی مطالعه شده است. سیال پایه آب و نانوذرات از ده جنب اکسید آلمینیوه و میں است. غلظت حجم نانوذرات تا 2% و قط آنوا 100m است. معادلات سه بعدی حاکم شامل بیوستگی	مقاله پژوهشی کامل دریافت: 20 آبان 1396 پذیرش: 18 دی 1396 بندیش: 1200
و بیش طلیع او بیرم بیری و نش ست. ست عبلی عوارت و مراح و عرامه استان و سرامه استان و سرامه است بیری عام سان پرستی مومنتم و انرژی در سیال از دیدگاه اویلری به روش حجم کنترل (سیمپل) حل شدهاند. معادلات حاکم بر حرکت و انرژی ذرات نیز به روش لاگرانژی جداسازی و به روش رنگ-کوتای مرتبه چهار حل شدهاند. چون در روش لاگرانژی معادلات حرکت در سه بعد و معادله انرژی برای	ارائه در سایت: 10 اسفند 1396 <i>کلید واژگان:</i> نانوسیال
تکتک درات حل میشود، از روش پردازش موازی و با استفاده از ابر کامپیوتر این معادلات حل شدهاند. نتایج نشان میدهند که تحت تاثیر نیروی درگ توزیع ذرات بهصورت همگن نیست و این موضوع منشا اختلاف نتایج روش همگن و مدل دوفازی است. توزیع ناهمگن ذرات بر میدانهای سرعت و دما نیز تأثیر میگذارد و باعث میشود نتایج حاصل از مدل دوفازی متفاوت از نتایج مدل یکفازی (همگن) شود و در بعضی	مدل یکفاری روش همگن مدل دوفاری
حالات این اختلاف به حدود 20% نیز می رسد.	روش اویلری-لاگرانژی

## The reasons of differences between one phase and two phase models of nanofluids heat transfer characteristics: Case study flow in a wavy microchannel

#### Javad Rostami<sup>\*1</sup>, Abbas Abbassi<sup>2</sup>, Majid Saffar Avval<sup>2</sup>

1- Department of Mechanical Engineering, Razi University, Kermanshah, Iran.

2- Department of Mechanical Engineering, Amirkabir University of Technology, Tehran, Iran.

\* P.O.B. 6714414971 Kermanshah, Iran, jrostami@razi.ac.ir

#### **ARTICLE INFORMATION**

Original Research Paper Received 11 November 2017 Accepted 08 January 2018 Available Online 01 March 2018

Keywords: Nanofluid One phase model Homogeneous method Two-phase model Eulerian-Lagrangian method

ABSTRACT In this paper, conjugate heat transfer in wavy microchannels filled with nanofluid is studied numerically. Homogeneous single-phase models underestimate the experimental results. Then, nanofluid simulated by two-phase model using an Eulerian-Lagrangian approach. Nanofluids are water-Cu or water-Al2O3 suspensions with a particle diameter of 100-150nm and a volume fraction of up to 2%. The three-dimensional governing equations including continuity, Navier-Stokes and energy equations are solved by the well-known SIMPLE method. The governing equations for particles are solved by a 4th order Runge-Kutta algorithm. Due to the 3-D governing equation four equations including velocity components and energy should be solved for all particles. The computer program has been written in parallel processing method (MPI). Then a super computer with several CPU's should be used. In one phase model there some supposes, one of them is that the velocity and temperature of a particle is equal to the velocity and temperature of its surrounding fluid. But the main suppose is that the particle distribution is homogeneous. Results show that the main reason of difference between the results of Homogeneous single-phase models and two-phase model is non-homogeneous particle distribution in the domain.

می شوند باعث افزایش ضریب هدایت حرارتی نانوسیال نسبت به سیال پایه می شوند برای مدل کردن رفتار نانوسیالات دو مدل یکفازی و دوفازی وجود دارد. مدل یکفازی همراه با فرضیاتی است. از جمله برابر بودن سرعت و دمای

امروزه استفاده فراوان و متنوع نانو ذرات فلزی در صنعت بر کسی یوشیده نیست. یکی از کاربردهای این ذرات ریز، استفاده در علم انتقال حرارت است. فلزات به علت داشتن ضریب هدایت حرارتی زیاد وقتی در سیالی حل

1- مقدمه

Please cite this article using: يواى ارجاع به اين مقاله از عبارت ذيل استفاده نماييد: J. Rostami, A. Abbassi, M. Saffar Avval, The reasons of differences between one phase and two phase models of nanofluids heat transfer characteristics: Case study flow in a wavy U microchannel, Modares Mechanical Engineering, Vol. 18, No. 03, pp. 207-216, 2018 (in Persian)

ذرات با سیال اطراف آن و همگن بودن توزیع ذرات در ناحیه حل. از طرفی خواص غیرعادی نانوسیالات باعث شده است پیشبینی رفتار آنها در علم انتقال حرارت با پیچیدگیهائی همراه باشد. بعنوان نمونه با اینکه روابط زیادی برای پیشبینی ویسکوزیته و ضریب هدایت حرارتی نانوسیالات توسط محققان [1-5] ارائه شده است، اما نتایج حاصل از آنها در مدل یک فازی معمولاً با نتايج تجربي اختلاف قابل توجهي دارد. به همين دليل بعضي محققان بدنبال مدل دیگری غیر از مدل یکفازی برای مطالعه رفتار نانوسیالات هستند. مدل دو فازی با وجود پیچیدگیهای آن میتواند جایگزین بهتری برای مطالعه رفتار نانوسیالات باشد. در این مدل نیز دیدگاههای مختلفی مطرح میشود. یکی دیدگاه اویلری-اویلری است که هر دو فاز سیال و ذره را از دیدگاه اویلری بررسی می کند. یک روش معروف در این دیدگاه روش ترکیبی است. دیگری دیدگاه اویلری-لاگرانژی است. در دیدگاه اویلری-لاگرانژی تمام نیروهای وارد بر ذرات لحاظ شده و سیال و ذرات بهصورت واقعى و بدون هيچ تقريبي مدل مي شوند. اما اين روش با وجود دقت زیاد، مشکلات خاص خود را دارد. بطوریکه با توجه به اینکه باید برای تک تک ذرات معادلات حاکم بر حرکت و انرژی حل شود، فرآیند حل بسیار وقت گیر می باشد. در نتیجه برای حل می بایست از روش های پردازش موازی در امر برنامهنویسی استفاده کرد و برای اجرای آن نیز به کامپیوتری با تعداد هسته (پردازشگر) زیاد نیاز است که اصطلاحاً آنرا ابر کامپیوتر می نامند.

روش ترکیبی توسط محققان متعددی بررسی شده است [6-8]. هندسه بکار رفته توسط ایشان هندسه سادهای میباشد و در کار خود به نتایج بدست آمده از این روش پرداختهاند اما به دلیل اختلاف نتایج یکفازی و دوفازی اشارهای نشده است.

روش اویلری-لاگرانژی با توجه به مشکلات آن توسط محققان معدودی مورد مطالعه قرار گرفته است. در کارهای فوق، هندسه یا کانال تخت یا لوله است. در این کارها نتایج حاصل از روش اویلری-لاگرانژی نسبت به نتایج حاصل از روش همگن به نتایج تجربی نزدیکتر میباشد [9–14].

اگرچه هدف از این مقاله پرداختن به دلایل اختلاف نتایج یکفازی و دوفازی است، اما در دو کار مختلف [17,16] روشهای مختلف مدلسازی نانوسیال شامل همگن، اویلری-اویلری، ترکیبی و اویلری-لاگرانژی با همدیگر مقایسه شدهاند.

با توجه به حجم حرارت تولید شده در بعضی قطعات میکرو الکترونیکی، برای خنک کاری این قطعات بر روی آنها تعدادی میکروکانال ایجاد کرده و با عبور سیالاتی مانند آب، اقدام به خنک کاری آنها میکنند. دو راهکار برای افزایش ضریب انتقال حرارت در این کانالها عبارتست از موجی شکل کردن بدنه میکروکانال و استفاده از نانوسیالات به جای سیالات معمولی [9]. به همین دلیل در این مقاله به دو روش همگن و اویلری-لاگرانژی مسأله انتقال حرارت مزدوج نانوسیالات در یک میکروکانال موجی شکل مورد مطالعه قرار گرفته است. مزیت و نقاط ضعف هر مدل بررسی شده و در پایان دلایل ضعف مدل یکفازی به روش همگن در پیش بینی رفتار نانوسیالات بیان می شود.

#### 2- معادلات حاكم

در مدل یکفازی معادلات حاکم همان معادلات پیوستگی، مومنتم و انرژی برای سیالات معمولی است با این تفاوت که به جای خواص سیال، خواص نانوسیال از روابط موجود [1-5] جایگزین میشوند. در این مقاله خواص نانوسیال از روابط کورسیونه [5] استخراج شده است. ناحیه حل، ناحیه تناوبی در یک کانال موجی مطابق شکل 1 است. یکی از تفاوتهای کانال موجی

شکل و کانال تخت عدد رینولدز بحرانی برای گذر جریان از رژیم آرام به درهم است. طبق یافته تولنتینو و همکاران [14] بر خلاف کانال تخت که عدد رینولدز بحرانی در آن 2300 است، این عدد برای کانال موجی شکل با نسبت 2 $a/\lambda = 0.18$  در حدود 250 است. رستمی و همکاران [15] ابعاد بهینه میکروکانال موجی شکل را استخراج کردهاند. طبق یافته آنها ابعاد هندسی بهصورت  $\lambda = 200\mu$ ,  $a = 20\mu$ ,  $S = 72\mu$ ,  $H = 120\mu$ 

با توجه به موجی شکل بودن بدنه میکروکانال و استفاده از شبکه منطبق بر بدنه همان طور که در کارهای قبلی [15,9] و نیز [18] شرح آن آمده است، معادلات حاکم برای حل به مختصات منحنی الخط نگاشته می شوند. لذا معادلات حاکم بی بعد به شرح زیر هستند:

#### 1-2- مدل يکفازي (روش همگن)

معادله پيوستگى:

 $\frac{\partial u^{c}}{\partial \xi} + \frac{\partial v^{c}}{\partial \eta} + \frac{\partial w^{c}}{\partial \varsigma} = 0$ (1)  $\sum_{\lambda \in \mathcal{L}} \sum_{i=1}^{n} \frac{\partial w^{c}}{\partial \varsigma} = 0$ 

 $u^{c} = J(\xi_{x}u + \xi_{y}v + \xi_{z}w)$   $v^{c} = J(\eta_{x}u + \eta_{y}v + \eta_{z}w)$   $w^{c} = J(\varsigma_{x}u + \varsigma_{y}v + \varsigma_{z}w)$ (2)  $I_{c}^{2} J_{c}^{2}$ 

$$\begin{aligned} I &= \delta V = +x_{\xi} y_{\eta} z_{\zeta} + x_{\zeta} y_{\xi} z_{\eta} + x_{\eta} y_{\zeta} z_{\xi} \\ &- x_{\xi} y_{\zeta} z_{\eta} - x_{\zeta} y_{\eta} z_{\xi} - x_{\eta} y_{\xi} z_{\zeta} \end{aligned}$$
(3)  
$$\begin{aligned} I \begin{bmatrix} \xi_{x} & \xi_{y} & \xi_{z} \\ \eta_{x} & \eta_{y} & \eta_{z} \\ \zeta_{x} & \zeta_{y} & \zeta_{z} \end{bmatrix} = \\ \begin{bmatrix} y_{\eta} z_{\zeta} - y_{\zeta} z_{\eta} & z_{\eta} x_{\zeta} - z_{\zeta} x_{\eta} & x_{\eta} y_{\zeta} - x_{\zeta} y_{\eta} \\ \end{bmatrix} \end{aligned}$$

$$\begin{bmatrix} y_{\zeta}z_{\xi} - y_{\xi}z_{\zeta} & z_{\zeta}x_{\xi} - z_{\xi}x_{\zeta} & x_{\zeta}y_{\xi} - x_{\xi}y_{\zeta} \\ y_{\xi}z_{\eta} - y_{\eta}z_{\xi} & z_{\xi}x_{\eta} - z_{\eta}x_{\xi} & x_{\xi}y_{\eta} - x_{\eta}y_{\xi} \end{bmatrix}$$
(4)



Fig. 1 The shape of the micro-device with its created wavy channels شکل 1 هندسه میکروقطعه و کانالهای موجی شکل تعبیه شده بر آن

$$u = v = w = 0$$
  
 $\frac{\partial p}{\partial n} = 0$  (15)  
 $\sum n$  بردار عمود بر بدنه است. برای شرایط مرزی دمائی نیز دیواره بالایی  
عایق فرض شده و شرط مرزی مزدوج شامل برابری دمای نانوسیال و بدنه در  
سطح مشترک آنها و برابری شار گذرنده از سطح مشترک برای دیوارههای

کناری اعمال شدہ است.

$$T_{\rm s} = T_{\rm nf}$$

$$k_{\rm s} \frac{\partial T_{\rm s}}{\partial n_{\rm s}} = k_{\rm nf} \frac{\partial T_{\rm nf}}{\partial n_{\rm nf}}$$
(16)

با توجه به اینکه حل در ناحیه تناوبی انجام میشود، شرط مرزی تناوبی طبق شکل 1 بهصورت زیر برای نیم دوره تناوب برقرار است.  $u(0, v, z) = u(0.5\lambda, s - v. z)$ 

$$u(0, y, z) = u(0.3\lambda, s - y, z)$$
  

$$v(0, y, z) = -v(0.5\lambda, s - y, z)$$
  

$$w(0, y, z) = w(0.5\lambda, s - y, z)$$
  

$$m(0, y, z) = w(0.5\lambda, s - y, z)$$
  

$$m(0, y, z) = w(0.5\lambda, s - y, z)$$
  

$$m(0, y, z) = w(0.5\lambda, s - y, z)$$
  

$$m(0, y, z) = w(0.5\lambda, s - y, z)$$
  

$$m(0, y, z) = w(0.5\lambda, s - y, z)$$
  

$$m(0, y, z) = w(0.5\lambda, s - y, z)$$
  

$$m(0, y, z) = w(0.5\lambda, s - y, z)$$
  

$$m(0, y, z) = w(0.5\lambda, s - y, z)$$
  

$$m(0, y, z) = w(0.5\lambda, s - y, z)$$
  

$$m(0, y, z) = w(0.5\lambda, s - y, z)$$
  

$$m(0, y, z) = w(0.5\lambda, s - y, z)$$
  

$$m(0, y, z) = w(0.5\lambda, s - y, z)$$
  

$$m(0, y, z) = w(0.5\lambda, s - y, z)$$
  

$$m(0, y, z) = w(0.5\lambda, s - y, z)$$
  

$$m(0, y, z) = w(0.5\lambda, s - y, z)$$
  

$$m(0, y, z) = w(0.5\lambda, s - y, z)$$
  

$$m(0, y, z) = w(0.5\lambda, s - y, z)$$
  

$$m(0, y, z) = w(0.5\lambda, s - y, z)$$
  

$$m(0, y, z) = w(0.5\lambda, s - y, z)$$
  

$$m(0, y, z) = w(0.5\lambda, s - y, z)$$
  

$$m(0, y, z) = w(0, z)$$

$$\frac{\partial T_{s}}{\partial x}\Big|_{in} = \frac{\partial T_{s}}{\partial x}\Big|_{out}$$

$$\frac{\partial T_{nf}}{\partial x}\Big|_{in} = \frac{\partial T_{nf}}{\partial x}\Big|_{out}$$

$$\frac{\partial p}{\partial x}\Big|_{in} = \frac{\partial p}{\partial x}\Big|_{out}$$
(18)
$$\hat{u}(x) = \frac{\partial p}{\partial x}|_{out}$$

$$\hat{u}(x) = \frac{\partial p}{\partial x}|_{out}$$

$$q'' = -k_s \frac{\partial T_s}{\partial z}\Big|_{\text{bottom}}$$
(19)

2-2- مدل دوفازی (روش اویلری-لاگرانژی)

$$\frac{\partial(1-\phi)u^{c}}{\partial\xi} + \frac{\partial(1-\phi)v^{c}}{\partial\eta} + \frac{\partial(1-\phi)w^{c}}{\partial\zeta} = 0$$
(20)  

$$\frac{\partial(1-\phi)u^{c}\psi}{\partial\xi} + \frac{\partial(1-\phi)v^{c}\psi}{\partial\eta} + \frac{\partial(1-\phi)w^{c}\psi}{\partial\zeta} =$$

$$\frac{\partial(1-\phi)u^{c}\psi}{\partial\xi} + \frac{\partial(1-\phi)v^{c}\psi}{\partial\eta} + \frac{\partial(1-\phi)w^{c}\psi}{\partial\zeta} =$$

$$J(1-\phi)S_{p}^{\psi} - \frac{\pi}{6}d_{p}^{3}\frac{\rho_{p}}{\rho_{f}}\sum_{j=1}^{np}\frac{d\psi_{pj}}{d\tau} +$$

$$\frac{\partial}{\partial\xi}\left[\frac{(1-\phi)Jq_{11}}{Re}\psi_{\xi}\right] +$$

$$\frac{\partial}{\partial\xi}\left[\frac{(1-\phi)Jq_{22}}{Re}\psi_{\eta}\right] +$$

$$\frac{\partial}{\partial\eta}\left[\frac{(1-\phi)Jq_{22}}{Re}\psi_{\eta}\right] +$$

$$\frac{\partial}{\partial\eta}\left[\frac{(1-\phi)Jq_{33}}{Re}\psi_{\zeta}\right] +$$

$$\frac{\partial}{\partial\zeta}\left[\frac{(1-\phi)Jq_{33}}{Re}\psi_{\zeta}\right] +$$

$$\frac{\partial}{\partial\zeta}\left[\frac{(1-\phi)J}{Re}(q_{13}\psi_{\xi}+q_{23}\psi_{\eta})\right]$$
(21)

جمله دوم سمت راست معادله فوق، ترم چشمه ناشی از وجود نانوذرات در سلول اویلری [19] و np تعداد ذرات واقع در سلول است.

$$\frac{\partial (1-\phi)u^{c}T}{\partial \xi} + \frac{\partial (1-\phi)v^{c}T}{\partial \eta} + \frac{\partial (1-\phi)w^{c}T}{\partial \varsigma} = -\frac{\pi}{6}d_{p}^{3}\frac{(\rho Cp)_{p}}{(\rho Cp)_{f}}\sum_{j=1}^{np}\frac{dT_{pj}}{d\tau} +$$

معادله مومنتم:

(7)

معادله انرژی در نانوسیال:

$$\frac{\partial u^{c}\psi}{\partial\xi} + \frac{\partial v^{c}\psi}{\partial\eta} + \frac{\partial w^{c}\psi}{\partial\varsigma} = JS_{p}^{\psi} + \frac{\partial}{\partial\xi} \left[ \frac{Jq_{11}}{Re} \psi_{\xi} \right] + \frac{\partial}{\partial\xi} \left[ \frac{J}{Re} (q_{12}\psi_{\eta} + q_{13}\psi_{\varsigma}) \right] + \frac{\partial}{\partial\eta} \left[ \frac{Jq_{22}}{Re} \psi_{\eta} \right] + \frac{\partial}{\partial\eta} \left[ \frac{J}{Re} (q_{12}\psi_{\xi} + q_{23}\psi_{\varsigma}) \right] + \frac{\partial}{\partial\zeta} \left[ \frac{Jq_{33}}{Re} \psi_{\varsigma} \right] + \frac{\partial}{\partial\zeta} \left[ \frac{J}{Re} (q_{13}\psi_{\xi} + q_{23}\psi_{\eta}) \right]$$
(5)
$$\sum_{k=1}^{N} \sum_{j=1}^{N} \sum$$

$$JS_p^{\nu} = -J(p_{\xi}\xi_x + p_{\eta}\eta_x + p_{\varsigma}\varsigma_x)$$
  

$$JS_p^{\nu} = -J(p_{\xi}\xi_y + p_{\eta}\eta_y + p_{\varsigma}\varsigma_y)$$
  

$$JS_p^{w} = -J(p_{\xi}\xi_z + p_{\eta}\eta_z + p_{\varsigma}\varsigma_z)$$
(6)

$$q_{11} = \xi_x \xi_x + \xi_y \xi_y + \xi_z \xi_z$$

$$q_{22} = \eta_x \eta_x + \eta_y \eta_y + \eta_z \eta_z$$

$$q_{33} = \zeta_x \zeta_x + \zeta_y \zeta_y + \zeta_z \zeta_z$$

$$q_{12} = \xi_x \eta_x + \xi_y \eta_y + \xi_z \eta_z$$

$$q_{13} = \xi_x \zeta_x + \xi_y \zeta_y + \xi_z \zeta_z$$

$$q_{23} = \eta_x \zeta_x + \eta_y \zeta_y + \eta_z \zeta_z$$

$$\frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\partial v}{\partial \eta} + \frac{\partial w}{\partial \zeta} = \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ \frac{Jq_{11}}{Pe} T_{\xi} \right] + \frac{\partial}{\partial \xi} \left[ \frac{J}{Pe} \left( q_{12} T_{\eta} + q_{13} T_{\zeta} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ \frac{Jq_{22}}{Pe} T_{\eta} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[ \frac{J}{Pe} \left( q_{12} T_{\xi} + q_{23} T_{\zeta} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial \zeta} \left[ \frac{Jq_{33}}{Pe} T_{\zeta} \right] + \frac{\partial}{\partial \zeta} \left[ \frac{J}{Pe} \left( q_{13} T_{\xi} + q_{23} T_{\eta} \right) \right]$$
(8)

برای محاسبه اعداد رینولدز و پکلت در معادلات مومنتم و انرژی از خواص نانو سیال استفاده میشود.

$$\rho_{\rm nf} = (1 - \phi)\rho_{\rm f} + \phi\rho_{\rm p}$$

$$(\rho C p)_{\rm nf} = (1 - \phi)(\rho C p)_{\rm f} + \phi(\rho C p)_{\rm p}$$
(10)

$$\mu_{\rm nf} = \frac{\mu}{1 - 34.87\phi^{1.03} \left(\frac{D_{\rm p}}{2}\right)^{0.3}} \tag{11}$$

$$\frac{k_{\rm nf}}{k_{\rm f}} = 1 + 4.4\phi^{0.66} \left(\frac{T}{T_{\rm fr}}\right)^{0.369} \left(\frac{k_{\rm p}}{k_{\rm f}}\right)^{0.03} {\rm Re}_{\rm f}^{0.4} {\rm Pr}^{0.66}$$
(12)

معادلات (9) و (10) روابط شناخته شده در محلول دوفازی می اشند. معادلات (11) و (12) نیز توسط کورسیونه [5] ارائه شدهاند. در این روابط *d* قطر مولکول سیال پایه (در اینجا آب و برابر با 0.385nm دمای نقطه انجماد سیال پایه بر حسب کلوین و Ref از رابطه (13) بدست می آید:

$$\operatorname{Re}_{\mathrm{f}} = \frac{2\rho_{\mathrm{f}}k_{\mathrm{B}}T}{\pi d_{\mathrm{p}}\mu^{2}}$$
(13)

معادله انرژی در بدنه:

$$\frac{\partial}{\partial\xi}(Jq_{11}T_{\xi}) + \frac{\partial}{\partial\xi}(Jq_{12}T_{\eta} + Jq_{13}T_{\zeta}) + \frac{\partial}{\partial\eta}(Jq_{22}T_{\eta}) + \frac{\partial}{\partial\eta}(Jq_{12}T_{\xi} + Jq_{23}T_{\zeta}) + \frac{\partial}{\partial\zeta}(Jq_{33}T_{\zeta}) + \frac{\partial}{\partial\zeta}(Jq_{13}T_{\xi} + Jq_{23}T_{\eta}) = 0$$
(14)

شرایط مرزی:

با توجه به اینکه در میکروکانال عدد نادسن کمتر از 0.001 است، شرط عدم لغزش برای سرعت و عدم پرش برای دما روی بدنه برقرار است. در نتیجه روی دیوارهها برای سرعت و فشار میتوان روابط (15) را نوشت:

$$\frac{\partial}{\partial\xi} \left[ \frac{(1-\phi)Jq_{11}}{Pe} T_{\xi} \right] + \frac{\partial}{\partial\xi} \left[ \frac{(1-\phi)J}{Pe} (q_{12}T_{\eta} + q_{13}T_{\zeta}) \right] + \frac{\partial}{\partial\eta} \left[ \frac{(1-\phi)Jq_{22}}{Pe} T_{\eta} \right] + \frac{\partial}{\partial\eta} \left[ \frac{(1-\phi)J}{Pe} (q_{12}T_{\xi} + q_{23}T_{\zeta}) \right] + \frac{\partial}{\partial\zeta} \left[ \frac{(1-\phi)Jq_{33}}{Pe} T_{\zeta} \right] + \frac{\partial}{\partial\zeta} \left[ \frac{(1-\phi)Jq_{33}}{Pe} T_{\zeta} \right] + \frac{\partial}{\partial\zeta} \left[ \frac{(1-\phi)J}{Pe} (q_{13}T_{\xi} + q_{23}T_{\eta}) \right]$$
(22)

جمله اول سمت راست، ترم چشمه ناشی از وجود نانوذرات در سلول اویلری است [11]. در معادلات (21) و (22) برای محاسبه اعداد رینولدز و پکلت از خواص سیال پایه استفاده میشود.

#### 3-2- معادلات حاكم بر فاز ذرات

موقعیت ذرہ از رابطہ (23) بدست میآید (23)

$$\frac{dx_{\rm p}}{d\tau} = u_{\rm p}$$
و معادله مومنتم ذرات [12] بصورت رابطه (24) میباشد:

 $\frac{du_{\rm p}}{dt_{\rm p}} = F_{\rm D} + F_{\rm L} + F_{\rm g} + F_{\rm b} + F_{\rm br} + F_{\rm p} + F_{\rm T}$  $m_{\rm p} \frac{1}{d\tau}$ (24)در این رابطه تمامی نیروهای تأثیر گذار وارد بر ذره در نظر گرفته شده

است. این نیروها به ترتیب عبارتند از: درگ(نیروی ناشی از حرکت سیال)، بالابر سافمن(نیرویی که بر ذرات واقع در نواحی دارای گرادیان سرعت وارد می شود)، وزن، شناوری (نیروی ارشمیدس)، براونی (نوسانات ذره ناشی از دمای آن)، نیروی ناشی از وجود گرادیان فشار در اطراف ذرهو ترموفورتیک (نیروی ناشی از گرادیان دمادر اطراف ذره). روابط مربوط به هر کدام از نیروها در [15] ارائه شده است.

معادله انرژی ذرات [10]:

$$\rho_{\rm p} C p_{\rm p} \frac{dT_{\rm p}}{d\tau} = \frac{6h_{\rm p}}{d_{\rm p}} (T - T_{\rm p}) \tag{25}$$

که در ان 
$$h_p$$
 از رابطه زیر محاسبه میشود [19]:  
Nu<sub>p</sub> =  $\frac{h_p d_p}{k_f} = 2 + 1.1 \text{Re}_p^{0.6} \text{Pr}^{0.333}$  (26)

مقدار 
$$\operatorname{Re}_{\mathrm{p}}$$
 نیز از رابطه زیر بدست میآید:  
 $\operatorname{Re}_{\mathrm{p}} = \frac{\rho_{\mathrm{f}} |u - u_{\mathrm{p}}| d_{\mathrm{p}}}{u}$ 
(27)

$$=\frac{\mu}{\mu}$$
(27)

$$k_{\rm nf} = \frac{\partial T}{\partial n}\Big|_{\rm int}$$
 (28)

$$\mathrm{Nu}_{x} = \frac{\kappa_{\mathrm{nf}}}{k_{\mathrm{f}}} \frac{\sigma n_{\mathrm{int}}}{(T_{\mathrm{w}} - T_{\mathrm{b}})} \tag{2}$$

$$T_{\rm b} = \frac{(\rho C p)_{\rm f} \int (1 - \phi) u T d(\delta V) + \frac{\pi}{6} d_{\rm p}^3 (\rho C p)_{\rm p} \sum_{j=1}^{np0} u_{\rm pj} T_{\rm p}}{\rho_{\rm f} C p_{\rm nf} \int (1 - \phi) u d(\delta V) + \frac{\pi}{6} d_{\rm p}^3 \rho_{\rm p} C p_{\rm nf} \sum_{j=1}^{np0} u_{\rm pj}}$$
(29)

که در این رابطه np0 تعداد ذرات در تمام سلولهای اویلری واقع در یک مقطع است.

#### 3- روش حل عددی

در این مقاله به دو روش یکفازی همگن و دوفازی اویلری-لاگرانژی مسأله حل شده است. برای حل روش همگن و حل سیال از دیدگاه اویلری از روش

👔 مېندسې مکانيک مدرس، خرداد 1397، دوره 18 شماره 03

حجم كنترلى سيمپل [20] همراه با طرح اختلاف پيوندى اسپالدينگ [21] برای تقریب جملات جابجایی استفاده شده است. شبکه تولید شده دارای فشردگی در نزدیکی دیوارهها است. از آنجا که معادلات حاکم سه بعدی هستند و برای حل از شبکه متمرکز استفاده شده است، بطوریکه تمامی متغیرهای سرعت و فشار و دما در نقاط اصلی ذخیره میشوند، لذا برای پرهیز از شطرنجی شده میدان فشار، از میانیابی رای و چو [22] در معادله تصحیح فشار برای مقادیر سرعت در وجوه حجم کنترلها استفاده شده است. در روش اویلری-لاگرانژی برای حل ذرات نیز از روش رنگ-کوتای مرتبه چهار استفاده شده است.

روند حل به اینگونه است که ابتدا ذرات به صورت تصادفی، بطوریکه توزيع نسبتاً يكنواختي را داشته باشند، داخل ناحيه حل كه يكبار ميدانهاي سرعت، فشار و دما بدون حضور ذرات حل شده است توزیع می شوند. در این توزيع با قرارگيری هر ذره در هر سلول اسکالر مقدار غلظت حجمی آن سلول محاسبه می شود، چنانچه مقدار غلظت حجمی از غلظت حجمی متوسط ده درصد بیشتر بود ذره از آن محل حذف شده و مجدداً توسط توابع تصادفی جایابی می شود. سپس ذرات به تعداد هسته های ابر کامپیوتر تقسیم شده و هر هسته حل سرعت و دمای تعدادی از ذرات را بر عهده خواهد داشت. بعنوان نمونه برای غلظت حجمی %2 و قطر ذرات 100nm تعداد ذرات در حدود 32 میلیون است که چنانچه این تعداد ذره بین 64 هسته تقسیم شود، هر هسته وظيفه حل 500 هزار ذره را بر عهده دارد.

برنامه به روش پردازش موازی در ساختار حافظه توزیع شده (MPI) نوشته شده است. ابتدا هسته شماره صفر سيال را حل مى كند و نتايج، شامل میدان های سرعت، دما و فشار را به تمامی هستهها میفرستد. هر هسته مبادرت به حل سرعت و دمای تعدادی از ذرات میکند. ترم چشمه ایجاد شده توسط هر ذره در سلول اویلری که قرار دارد محاسبه می شود. ترمهای چشمه محاسبه شده به هسته شماره صفر ارسال شده و این هسته با جمع کردن ترمهای چشمه جدید مجدداً میدانهای سرعت، فشار و دمای سیال را حل می کند و عدد ناسلت را محاسبه می کند. مجدداً نتایج به هستهها ارسال شده و این فرآیند تا زمانی که اختلاف عدد ناسلت محاسبه شده در هر مرحله نسبت به مرحله قبل، به کمتر از 2% برسد، ادامه خواهد داشت.

#### 4- بحث در نتایج

استقلال نتایج از تعداد نقاط شبکه و صحت سنجی نتایج نیز در کار قبلی نویسندگان [15] انجام شده است. نتیجه صحتسنجی نشان میدهد که نتایج حل دوفازی نسبت به حل تکفازی به نتایج تجربی نزدیکتر است. تعداد نقاط لازم برای استقلال نتایج از شبکه 58 × 36 × 45 با فشردگی نقاط در نزدیکی دیوارهها بدست آمده است.

برای پرهیز از افت فشار زیاد، رژیم جریان در میکروکانالها معمولاً آرام است. لذا نتایج برای رینولدز 200 که در کانال موجی شکل مورد مطالعه آرام است، ارائه شده است. غلظت نانوذرات تا %2 حجمي و قطر آنها 100nm در نظر گرفته شده است.

قبل از ارائه نتایج نانوسیال، ابتدا شکل خطوط جریان و خطوط همدما در کانالهای موجی شکل بررسی می شود و از آن ها در تحلیل توزیع ذرات استفاده می شود. در این کانال ها به علت هندسه کانال و موجی شکل بودن بدنه، هم سطح انتقال حرارت بيشتر است، هم پديدههائي مانند تشكيل گردابه و جریانهای ثانویه باعث اختلاط بیشتر سیال و در نتیجه انتقال حرارت بیشتر در این کانالها میشوند. جریانهای ثانویه به صورت مارپیچی

درون کانال حرکت کرده بطوریکه جهت چرخش جریانهای ثانویه از ورود (x = 0) تا خروج (x = 0.5) تغییر میکند. شکل 2 بردارهای سرعت را در رینولدز 50 در دو سطح مقطع کانال نشان میدهد. دو حلقه جریان ثانویه در کانال ایجاد میشود. وجود جریان ثانویه یکی از دلایل بیشتر بودن عدد ناسلت در کانالهای موجی شکل نسبت به کانالهای تخت است.

شکل 3 خطوط جریان در رینولدز 200 را در مقطع 0.5H- =z نشان میدهد. به علت گرادیان فشار معکوس، جریان از دیواره پایینی جدا شده و بر دیواره بالایی به علت گرادیان فشار مطلوب مجدداً به سطح می پیوندد. به این



**Fig. 2** Velocity vectors (v, w) in "*yz*" plane for Re=50 at inlet and outlet of the domain

**شکل 2** بردارهای سرعت (v,w) برای رینولدز 50 در صفحه yz و مقاطع ورود و خروج



**Fig. 3** Streamlines in "*xy*" plane for Re=200 at *z*= -0.5*H z*= -0.5*H* شکل 3 خطوط جریان در صفحه *xy* برای رینولدز 200 در مقطع

ترتیب در هر نیم پریود یک گردابه در کانال وجود دارد.

خطوط همدما در بدنه و سیال در صفحه xx و مقطع H.5- = z در شکل 4 نشان داده شده است. ملاحظه میشود با توجه به وجود گردابه و جریان ثانویه خطوط همدما هم در سیال و هم در بدنه شکل پیچیدهای به خود می گیرند. در مرز پایین به علت جدایش جریان لایه مرزی ضخیم تر شده و یک ناحیه داغ در قسمت بعد از جدایش جریان ایجاد میشود و در مرز بالا به علت پیوستن مجدد جریان به بدنه و ایجاد حالتی همانند جت مایل، لایه مرزی حرارتی نازکتر شده و خطوط همدما به هم نزدیک میشوند. در ناحیه گردابی، جایی که جریان از بدنه جدا میشود ناحیه داغی ایجاد میشود که سیال داخل گردابه که از ناحیه داغ عبور می کند با ترمهای جابجایی (هر چند ضعیف) حرارت این ناحیه را با خود به داخل جریان انتقال میدهد. سپس هنگامیکه با جریان مرکز کانال همسو میشود با مکانیزم پخش حرارت را به سیال مرکز کانال منتقل می کند.

در شکل 5 خطوط همدما در بدنه و سیال در صفحه yz و مقطع خروجی نشان داده شده است. به علت اختلاط بیشتر سیال، دما یکنواخت تر شده و شکل خطوط همدما پیچیده تر می شود. نفوذ شار حرارتی در تیغههای اطراف کانال بیشتر بوده و قسمت ریشه دمای بیشتری دارد.

حال که فیزیک جریان در کانال موجی شکل بررسی شد به نتایج مدل های یک فازی و دوفازی پرداخته می شود. در مدل یک فازی به روش همگن فرضیاتی وجود دارد. یک فرض این است که سرعت و دمای ذره با سرعت و دمای سیال اطراف آن برابر است. فرض دیگر این است که توزیع ذرات در ناحیه حل به صورت همگن و یکنواخت است. برای بررسی درستی این فرض ها، نتایج بدست آمده در روش اویلری - لاگرانژی را که بدون انجام هیچ فرضی و بطور جداگانه و دقیق معادلات حاکم بر هر دو فاز سیال و ذره را حل می کند، بررسی می شود.

شکل 6 سرعت یک ذره به همراه سرعت سیال اطراف آن را نشان می دهد. ملاحظه می شود که سرعت ذره نسبت به سرعت سیال مقداری نوسان دارد. دلیل این نوسان نیروی براونی وارد بر ذره است. این نیرو باعث حرکت تصادفی و نوسانی ذره می شود. اما اگر در بازه زمانی مشخص از سرعت ذره و سیال اطراف آن متوسط گیری شود، مقدار آن ها تقریباً با هم برابر است. این شکل نشان می دهد که فرض برابری سرعت ذره و سیال اطراف آن فرض



Fig. 4 Temperature contours in "xy" plane for Re=200 at z= -0.5Hشکل 4 خطوط همدما در صفحه xy برای رینولدز200 در مقطع z= -0.5H

Downloaded from mme.modares.ac.ir at 12:09 IRDT on Tuesday May 29th 2018







Fig. 6 Magnitude of u-component for a sample particle and its surrounding fluid

**شکل 6** اندازه مؤلفه افقی سرعت برای یک ذزه نمونه و سیال اطراف آن

درستی است.

شکل 7 دمای یک ذره به همراه دمای سیال اطراف آن را نشان میدهد. در این شکل نیز مشخص است که در بازه زمانی مشخص متوسط دمای ذره و سیال اطراف آن تقریباً با هم برابر هستند. این شکل نیز نشان میدهد که فرض برابری دمای ذره و سیال اطراف آن فرض درستی است.

فرض سوم در روش همگن، توزیع همگن ذرات است. شکل 8 نحوه توزیع ذرات در ناحیه طول ورودی یک کانال مستقیم را نشان میدهد. در



 Fig. 7 Temperature of a sample particle and its surrounding fluid

 شكل 7 دماى يك ذزه نمونه و سيال اطراف آن

کانال مستقیم به علت وجود مؤلفه عمودی سرعت در ورودی کانال، نانوذرات به سمت مرکز کانال فرستاده می شوند و غلظت در نزدیکی دیواره صفر است، غلظت در لایهای نزدیک دیواره بیشتر از مقدار متوسط و در مرکز کانال توزیع یکنواختی دارد. اگرچه غلظت ذرات در نزدیکی دیواره تقریباً صفر است و در نزدیکی دیواره افزایش knf محسوسی نداریم، اما غلظت زیاد ذرات در لایهای نزدیک دیواره و بیشتر بودن چگالی نانوذرات فلزی نسبت به سیال پایه باعث می شود که اینرسی حرکتی سیال در این ناحیه زیاد شود و گرادیان سرعت نزدیکی دیواره افزایش یابد. این پدیده علت بیشتر بودن عدد ناسلت نانوسیال نسبت به سیال خالص می باشد.

در شکل 9 توزیع ذرات در صفحه xx برای دو نانوسیال مختلف با غلظت حجمی 2% نشان داده شده است. ملاحظه می شود که توزیع ذرات کاملاً تابع نیروی درگ بوده بطوریکه در نزدیکی محل جدایش جریان روی دیواره پایینی، غلظت ذرات به حداقل رسیده و در نزدیکی نقطه پیوستن مجدد جریان به بدنه روی دیواره بالایی، غلظت افزایش می یابد. چند مسیر دارای غلظت های کمتر و بیشتر از متوسط در شکل وجود دارد که نشان می دهد. غلظت در هر مکان به جهت بردارهای سرعت در بالادست بستگی دارد.



(c)

**Fig. 8** Particles distribution in a direct channel (a) flow direction (b) cross sectional (c) by Mirzaei et. al. [6] شکل 8 توزیع ذرات در یک کانال مستقیم (a) در راستای جریان (d) عمود بر جریان

(c) توزیع ذرات در کار میرزائی و همکاران [10]

بعنوان نمونه از آنجا که قبل از رسیدن جریان به قله (مرز پایین) جهت مؤلف ه عمودی سرعت (v) به سمت بالا (v+) است لذا غلظت در مکانهای با v کمتر از v ورودی، کمتر از غلظت متوسط است. در شکل 10 توزیع ذرات در مقطـع خروجی رسم شده است. تقارن تقریبی توزیع غلظـت ذرات در ایـن شکل با توجه به تقارن هندسی مسأله قابل مشاهده است. در این شکل نیز توزیع غیـر یکنواخت ذرات به علت تفاوت در جهت سرعت بالادست به چشـم مـی خـورد. این تحلیل برای کانال مستقیم در (شکل 8) نمود بیشتری دارد.

ناهمگن بودن توزیع ذرات در صفحه عمود بر جهت جریان در شکل 10



Fig. 9 Particle distribution for Re=200 and dp=100nm for two types of nanofluids

**شکل 9** کانتور غلظت برای رینولدز 200 و قطر نانوذرات 100nm برای دو نوع نانوسیال مختلف



Fig. 10 Particle distribution for Re=200 at outlet for Cu nanoparticles شكل 10 كانتور غلظت براى رينولدز 200 و در مقطع خروجى براى نانوذرات مس

نیز نشان داده شده است. به این ترتیب ملاحظه می شود با اینکه نانوسیال اولیه تهیه شده در آزمایشگاه که به روش های مختلف تهیه می شوند همگن و یکنواخت است، اما حین حرکت در داخل کانال به علت نیروی درگ وارد شده بر ذره از طرف سیال و بیشتر بودن چگالی نانوذرات نسبت به سیال پایه، توزیع ذرات تحت تأثیر جهت سرعت سیال در بالادست ذره به صورت غیرهمگن خواهد بود.

همانطور که در شکل 9 مشخص است. غلظت ذرات در مجاورت دیواره بالایی بیشتر از غلظت ذرات در نزدیکی دیواره پایینی است. در نتیجه با توجه به رابطه (12) ضریب هدایت حرارتی نانوسیال در نزدیکی دیواره بالایی بیشتر از سایر نواحی است. در نتیجه میتوان از رابطه (28) استنباط کرد که عدد ناسلت بر اساس دمای این دیواره مقدار بیشتری دارد. در شکل 11 توزیع ناسلت در مقطع (1.50- =z) بر روی دیواره پایینی برای حالتی که سیال آب خالص است و حالتی که سیال عامل نانوسیالات آب اکسید آلومینیوم و آب مس با غلظت دو درصد است، رسم شده است.

برای آب خالص، ناسلت محلی بر دیواره پایینی به علت جدایش جریان از یک مقداری شروع به کاهش میکند. سپس از میانههای کانال با شیب کم افزایش مییابد. بر دیواره بالایی به علت تشکیل مجدد لایه مرزی (نقطه تماس مجدد جریان با بدنه) ناسلت افزایش مییابد و در نواحی نزدیک خروجی به علت آماده شدن جریان برای جدایش در نیم پریود بعدی شروع به کاهش میکند. برای نانوسیال نیز همین روند وجود دارد با این تفاوت که بجز



**Fig. 11** Local Nusselt number on (a) lower wall (b) upper wall شكل 11 ناسلت محلى بر (a) ديواره پائين (b) ديواره بالا

در ناحیه محدودی از محل جدایش جریان که غلظت نانوذرات در آن محل تقريبا صفر است، در ساير نواحي ناسلت نانوسيال بيشتر است. علت آن مربوط به تأثیر عدم حضور ذرات بر میدانهای سرعت و دما در محل جدایش جریان از دیواره پایینی میباشد. بطوریکه به علت تفاوت در اینرسی نانوسیال و سیال پایه، برای آب خالص محل جدایش جریان در فاصله بیبعد x=0.324 و محل تماس مجدد جریان با بدنه بالایی در x=0.46 روی میدهد. در حالیکه برای نانوذرات اکسید آلومینیوم محل جدایش در x=0.3 و محل تماس مجدد در x=0.486 اتفاق میافتد. همین محلها برای نانوذرات مس به ترتیب برابر با x=0.27 و x=0.5 است. در نتيجه استفاده از نانوذرات باعث افزايش اندازه گردابه می شود و اندازه گردابه برای نانوذرات مس از اندازه گردابه برای نانوذرات اكسيد آلومينيوم بيشتر است. در نتيجه تغيير يافتن محل جدايش جریان باعث می شود در یک ناحیه ای نزدیک به محل های جدایش جریان مقدار عدد ناسلت محلی برای نانوسیال کمتر از سیال پایه شود. بر دیواره بالایی عدد ناسلت نانوسیال در تمام مقاطع از ناسلت آب خالص بیشتر است. در نقطه تماس مجدد سیال با بدنه به علت بالا بودن غلظت نانوذرات در این نواحی ناسلت نانوسیال افزایش چشمگیر تری نسبت به سایر نواحی دارد.

در کار حاضر عدد ناسلت برای نانوسیال آب-مس در غلظت حجمی %2 و قطر 100nm در روش یکفازی برابر با 10.4 و در روش دوفازی برابر با 12.55 (در حدود %20 بیشتر) است. لازم به ذکر است با استفاده از روابط ارائه شده برای محاسبه خواص ترموفیزیکی نانوسیال در مراجع [1-5] می-توان از روش همگن نیز به نتایج نزدیک به نتایج تجربی رسید، به شرطی که مقدار غلظت حجمی در این روابط را از مقدار محلی آن مقداردهی کرد. با اینکه فرضیاتی وجود دارد که دلیل خطای نتایج روش همگن را عدم توجه به نیروهائی مانند براونی میدانند اما بونجورنو [23] با مقایسه بزرگی نیروهای از بر ذره دلیل اختلاف نتایج را نه نیروی براونی بلکه نیروی درگ و تأثیر آن بر توزیع ذرات میداند. به عبارتی، یکی از دلایل تفاوت نتایج یکفازی و خواص ترموفیزیکی است. در حالیکه در روش اویلری-لاگرانژی توزیع غلظت خود از نتایج حل مسأله است. با این حال توزیع غلظت ناهمگن تنها دلیل تفاوت نتایج یکفازی و دوفازی نیست بلکه دلایل آنرا میتوان بهصورت زیر خلاصه کرد:

- 1- توزيع ناهمگن ذرات؛
- 2- تأثیر این توزیع ناهمگن بر میدانهای سرعت و دما؛
  - 3- تأثير اين توزيع بر ضريب هدايت حرارتي محلي.

### 5- نتیجه گیری

مسأله انتقال حرارت مزدوج نانوسیال در ناحیه تناوبی یک میکروکانال موجی شکل به روش عددی با استفاده از مدل های یک فازی به روش همگن و دوفازی به روش اویلری لاگرانژی حل شده است. دو نوع نانوسیال شامل آب اکسید آلومینیوم و آب مس بررسی شده و قطر نانوذرات 100 نانومتر و غلظت حجمی آنها تا 2% متغیر می باشد. از روش سیمپل برای حل سیال و از روش رنگ کوتای مرتبه چهار برای حل ذرات استفاده شده است. با توجه به تعداد زیاد ذرات از روش های پردازش موازی استفاده شده و برنامه توسط ایک ابر کامپیوتر با بیش از 1400 هسته اجرا شده است. مقایسه نتایج روش اویلری لاگرانژی و همگن نشان می دهد که دلیل تفاوت نتایج همگن با تجربی به فرض تقریبی توزیع همگن ذرات برمی گردد. با اینکه نانوسیال تهیه شده معمولاً همگن است اما نتایج نشان می دهد که ذرات به علت داشتن

چگالی بیشتر نسبت به سیال تحت تأثیر نیروی درگ دارای توزیع ناهگنی می باشند. این توزیع ناهمگن بر خواص ترموفیزیکی نانوسیال به صورت محلی تأثیر می گذارد. همچنین تأثیر این توزیع بر میدان های سرعت و دما باعث تفاوت در مقدار عدد ناسلت محاسبه شده از هر دو روش می شود. به این ترتیب چنانچه انتظار داشته باشیم که مدل های ارائه شده توسط محققان برای محاسبه خواص نانوسیال در محاسبات به نتایج واقعی نزدیک شود باید به جای غلظت حجمی متوسط از غلظت حجمی محلی در این روابط استفاده کرد.

#### 6- فهرست علايم

دامنه موج (m)	а
قطر ذرات (m)	$d_{ m p}$
نیروی شناوری (N)	$F_{ m b}$
نیروی براونی (N)	$F_{ m br}$
نیروی درگ (N)	$F_{\mathrm{D}}$
نیروی وزن (N)	$F_{ m g}$
نيروى بالابر سافمن (N)	$F_{ m L}$
نیروی گرادیان فشار (N)	$F_{ m p}$
نیروی ترموفورتیک (N)	$F_{\mathrm{T}}$
ارتفاع کانال (m)	Н
ژاکوبین	J
ضریب هدایت حرارت (Wm <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )	k
ابعاد ميكرو قطعه (m)	Lx,Ly,Lz
جرم (kg)	m
بردار یکه عمود بر سطح	n
عدد ناسلت	Nu
تعداد ذرات	np
فشار بیبعد	p
عدد پکلت	Pe
شار حرارتی (Wm <sup>-2</sup> )	<i>q"</i>
پارامترهای معادله (7)	q
عدد رينولدز	Re
عرض دهانه کانال (m)	S
ضخامت دیواره کانال (m)	t
دمای بیبعد	Т
سرعتهای بیبعد	<i>u</i> , <i>v</i> , <i>w</i>
	علايم يونانى
مؤلفه عمومى سرعت بىبعد	$\psi$
غلظت حجمي ذرات	$\phi$
طول موج (m)	λ
ويسكوزيته (Pas)	μ
چگالی (kgm <sup>-3</sup> )	ρ
زمان (s)	τ
مؤلفههاى دستگاه منحنىالخط	ξ,η,ς
حجم سلول اویلری (m <sup>3</sup> )	$\delta V$
	بالانويسها
سرعت در دستگاه منحنه الخط	C

laminar developing flow of nanofluidsin a Microchannel Based On Eulerian-Lagrangian Approach, The Canadian Journal of Chemical Engineering, Vol. 92, No. 6, pp. 1139-1149, 2014.

- [11] V. Bianco, F. Chiacchio, O. Manca,S. Nardini, Numerical investigation of nanofluids forced convection in circular tubes, Applied Thermal Engineering, Vol. 29, No. 17-18, pp. 3632-3642, 2009.
   D. Wen, L. Zhang, Y. He, Flow and migration of nanoparticle in a single
- channel, Heat and Mass Transfer, Vol. 45, No. 8, pp. 1061-1067, 2009.
- [13] Y. He, Y. Men, Y. Zhao, H. Lu, Y. Ding, Numerical investigation into the convective heat transferof TiO2 Nanofluidsflowing through a straight tube under the laminar flow conditions, Applied Thermal Engineering, Vol. 29, No. 10, pp. 1965-1972, 2009.
- [14] F. O. Tolentino, R. R. Mendez, H. Guerrero, B. G. Palomares, Experimental study of fluid flow in the entrance of a sinusoidal channel, International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 29, No. 5, pp.1233-1239, 2008.
- [15] J. Rostami, A.Abbassi, M. Saffar-Avval, Optimization of conjugate heat transfer in wavy walls microchannels, Applied Thermal Engineering, Vol. 82, pp. 318-328, 2015.
- [16] S. Goktepe, K. Atalik, H. Erturk, Comparison of single and two-phase models for nanofluid convection at the entrance of a uniformly heated tube, International Journal of Thermal Sciences, Vol. 80, pp. 83-92, 2014. [17] I. Behroyan, P. Ganesan, S. He, S. Sivasankaran, Turbulent forced
- convection of Cu-water nanofluid: CFD model comparison, International Communications in Heat and Mass Transfer, Vol. 67, pp. 163-172, 2015.
- [18] M. Raisee, Computation of Flow and Heat Transfer Through Two- and Three-Dimensional Rib-Roughed Passages, PhD Thesis, Department of Mechanical Engineering, University of Manchester (UMIST), 1999.
- [19] M. Kalteh, A. Abbassi, M. Saffar-Avval, J. Harting, Eulerian-Eulerian twophase numerical simulation of nanofluid lamina forced convection in a microchannel, International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 32, No. 1, pp. 107-116, 2011.
- [20] S. V. Patankar, D. B. Spalding, A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 15, No. 10, pp. 1787-1806, 1972.
- [21] D. B. Spalding, A novel finite difference formulation for differential expressions involving both first and second derivatives, Journal of Numerical Methods for Engineering, Vol. 4, No. 4, pp. 551-559, 1972.
- [22] C. M. Rhie, W. L. Chow, Numerical study of the turbulent flow past an airfoil with trading edge separation, AIAA Journal, Vol. 21, No. 11, pp. 1525-1535, 1983.
- [23] J. Buongiorno, Convective transport in nanofluids, Journal of Heat Transfer, Vol. 128, No.3, pp. 240-250, 2006.

#### 7-تشكر و قدرداني

نویسندگان از وزارت علوم، تحقیقات و فناوری بابت حمایت مالی جهت انجام این پروژه و نیز از پروفسور ینس هارتینگ و دانشکده فیزیک کاربردی دانشگاه صنعتی آیندهون TU/e بابت حمایت مالی از نویسنده مسئول و در اختیار گذاشتن ابر کامپیوتر آن دانشکده کمال تشکر را دارند.

#### 8- مراجع

- [1] S. E. B. Maiga, C. T. Nguyen, N.Galanis, G. Roy, T. Mare, M. Coqueux, Heat transfer enhancement in turbulent tube flow using Al2O3nanoparticle suspension, International Journal of Numerical Method for Heat and Fluid Flow, Vol. 16, No. 3, pp. 275-292, 2006.
- H. Patel, T.Sundararajan, T.Pradeep, A. Dasgupta, N. Dasgupta, S. K. Das, A [2] micro-convection model for thermal conductivity of nanofluids, Journal of Physics, Vol. 65, No. 5, pp. 863-869, 2005.
- [3] H. C. Brinkman, The viscosity of concentrated suspension and solution, the Journal of Chemical Physics, Vol. 20, No. 4, pp. 571-581, 1952.
- [4] C. Chon, K. Kihm, S. Lee, S. Choi, Empirical correlation finding the role of temperature and particle size for nanofluid Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> thermal conductivity enhancement, Applied Physics Letter, Vol. 87, No. 15, ID:153107, 3 pages, 2005
- [5] M. Corcione, Empirical Correlating equations for predicting the effective thermal conductivity and dynamic viscosity of nanofluids, Energy Conversion and Management, Vol. 52, pp. 789-793, 2011.
- A. Behzadmehr, M. Saffar-Avval, N. Galanis, Prediction of turbulent forced convection of a nanofluid in a tube with uniform heat flux using a two phase [6] approach, International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 28, No. 2, pp. 211-219, 2007.
- [7] N. Masoumi, N. Sohrabi, A. Behzadmehr, A new model for calculating the effective viscosity of nanofluids, Journal of Physics (D: Applied Physics), Vol. 42, No. 5, pp. 55501-55506, 2009.
- M. Akbari, N. Galanis, A.Behzadmehr, Comparative analysis of single and two-phase models for CFD studies of nanofluid heat transfer, International Journal of Thermal Sciences, Vol. 50, No. 8, pp. 1343-1354, 2011.
- [9] J. Rostami, A. Abbassi, Conjugate heat transfer in a wavy microchannel using nanofluid by two-phase Eulerian-Lagrangian method, Advanced Powder Technology, Vol. 27, No. 1, pp. 9-18, 2016.
- [10] M. Mirzaei, M. Saffar-Avval, H.Naderan, Heat transfer investigation of