

شبیه‌سازی سه‌بعدی و غیرهم‌دمای اختلاط در مقیاس مزوسکوپی در میکروکانال الکترومغناطیسی حاوی گاز یونیزه شده

محمد رضا عرب‌یار محمدی^{1*}، احمد رضا رحمتی²، حسین خراسانی‌زاده³

1- دکتری، مهندسی مکانیک، دانشگاه صنعتی مالک اشتر، شاهین شهر
2- استادیار، مهندسی مکانیک، دانشگاه کاشان، کاشان
3- استاد، مهندسی مکانیک، دانشگاه کاشان، کاشان
* شاهین شهر، صندوق پستی 83145-115، yar440m@mut-es.ac.ir

چکیده

هدف از کار حاضر ارائه یک مدل در روش شبکه بولتزمن برای شبیه‌سازی سه‌بعدی جریان غیرهم‌دمای سیال عامل رقیق گازی است. مدل مطالعاتی یک میکروکانال با مقطع مربع است که در دو انتهای کانال، اختلاف ولتاژ DC و روی دو دیواره جانبی میکروکانال (روبروی هم)، میدان مغناطیسی توسط آهن‌ربا اعمال شده است. الکترودها روی دو دیواره دیگر تعبیه شده و فرض جریان پایدار و سیال تراکم‌پذیر برقرار و رفتار سیال در محدوده لغزشی ($Kn = 0.1$) و گذرا ($Kn = 0.15$) با هم مقایسه شده است. سیال نیوتنی و رسانای الکتریکی و مغناطیسی است. سرعت لغزشی و پرش دما لحاظ شده و اثر ضخامت لایه دوگانه الکتریکی و عدد هارتمن در دیواره مورد بررسی قرار گرفته است. معادله انرژی به دلیل غیرهم‌دمای بودن فرآیند با میدان سرعت و مغناطیس هم‌زمان حل شده و اثرات نیروهای برهم‌کنش لورنتس، الکتریکی و گرمایش الکتریکی به صورت عبارت مجزا در معادله شبکه بولتزمن وارد شده است. نتایج نشان داد که اثر متقابل میدان الکتریکی محوری و میدان مغناطیسی عرضی منجر به ماهیت سه‌بعدی جریان و اختلاط در حین پمپاژ می‌شود. سرعت لغزشی و پرش دما روی دیواره نقش مهمی را در شکل‌گیری گردابه درون جریان سیال ایفا می‌کند و توزیع دما در عرض کانال از حالت متقارن خارج می‌شود. افت دبی ناشی از افزایش رقت سیال و انحراف فشار از حالت خطی در عرض و طول کانال به دلیل تراکم‌پذیری مشاهده شده است.

اطلاعات مقاله

مقاله پژوهشی کامل
دریافت: 19 بهمن 1396
پذیرش: 04 فروردین 1397
ارائه در سایت: 07 اردیبهشت 1397
کلید واژگان:

روش شبکه بولتزمن
شرط مرزی لغزشی
اختلاط
نیروی الکترومغناطیس
تراکم‌پذیری

A 3D simulation of Thermal mixing on mesoscopic scale in an electromagnetic microchannel containing ionized gas

MohammadReza Arabyarmohammadi^{1*}, AhmadReza Rahmati², Hossein Khorasanizadeh²

1- Department of Mechanical Engineering, Malekashtar University of Technology, Shahinshahr, Iran.

2- Department of Mechanical Engineering, University of Kashan, Kashan, Iran

* P.O.B. 87145-115, Shahinshahr, Iran, yar440m@mut-es.ac.ir

ARTICLE INFORMATION

Original Research Paper
Received 08 February 2018
Accepted 24 March 2018
Available Online 27 April 2018

Keywords:

Lattice Boltzmann Method
Slip Boundary Condition
Mixing
Electromagnetic Force
Compressibility

ABSTRACT

The purpose of this work is to provide a model in lattice Boltzmann method for 3D simulating thermal rarified gas flows. The study model is a microchannel with a square cross section. The magnetic field flux was created by the magnets on two facing walls. The electrodes are embedded on the walls adjacent to that of the magnets and DC voltage is applied at both ends. Compressible fluid behavior is compared in slip ($Kn=0.1$) and transient ($Kn = 0.15$) regimes. There are assumptions of laminar and steady flow. Newtonian fluid is electrically and magnetically conductive. Slip and temperature jump on the microchannel walls are considered and the effects of electric double layer thickness and changes of Hartmann number are studied. Since the ionic process is non-isothermal, energy equation is coupled with that of the velocity and the magnetic field and the effects of interaction forces of Lorentz, electric and electrothermal have been entered into Boltzmann equations in separate terms. The outcomes show the interaction between an axial electric field and a transverse magnetic field results in three-dimensional nature of the flow. Navier-Maxwell second order slip boundary condition imposed on the electromagnetic channel walls plays an important role in the vortices formation and the temperature distribution across the channel goes out of the symmetric state. Mass flow rate loss along the channel, resulting from the fluid rarefaction, and pressure deviation from linearity, across and along the channel axis because of the compressibility, was observed.

مهندسی وجود دارد. پیشرفت‌های اخیر در تکنولوژی ساخت میکروتجهیزات منجر به توسعه آزمایشگاه‌های کوچک روی تراشه شده است. اختلاط سریع در سیستم‌های میکروسویالی برای بیشتر کاربردها ضروری است که از آن

1- مقدمه

جریان‌های چندجزئی و چند فازی مانند اختلاط به وسیله جریان‌های ضربانی و تولید گاز هیدروروژن در تانکرهای حمل آب پسماند در بیشتر کاربردهای

این منظور استفاده کرد. راندمان اختلاط گرمایی در کانال Y شکل همراه با مانع توسط چانگ و همکاران [17] با روش هم‌افزایی میدان و شبکه بولتزمن مورد مطالعه قرار گرفته و نتایج نشان می‌دهد که افزایش اختلاط با برهم‌کنش بردار سرعت و گرادیان دما داخل کانال به وجود می‌آید. اسوریو [18] جابه‌جایی آشفته ناشی از شیارهای میکرومقیاس داخل میکروکانال و ناپایداری ایجاد شده ناشی از شرایط غیرایزوتروپیک را مورد مطالعه قرار داده و ثابت کرد که انتقال حرارت می‌تواند با افزودن جریان ضربانی به این مکانیزم تا 3.9 برابر افزایش پیدا کند. شکل‌گیری ورتکس‌ها و رفتار جریان بین دو صفحه با شکل سینوسی توسط مارکوویچ [19] مورد بررسی قرار گرفته است. وانگ و همکاران [20] برای بررسی جنبندگی پرزها در عملکرد جذب روده کوچک جریان در یک کاویتی با مرز متحرک را بررسی کرده تا نشان دهند که حرکت نوسانی پرزها منجر به ایجاد یک میکروولایه با خاصیت اختلاط شده و ترکیب آن با جریان ماکرو منجر به افزایش جذب می‌شود. افزایش زمان اختلاط که یکی از معایب اثرات افزایش اختلاط توسط تانگ و همکاران [22,21] بررسی شده است. وانگ و همکاران [23] نشان دادند که مدل پواسون- بولتزمن تا حدی معتبر است که ضخامت لایه دوگانه الکتریکی به عرض کانال نزدیک شود. غلظت و والانس یونی مهم‌ترین پارامترها در تعیین توزیع پتانسیل الکتریکی و انتقال یون‌هاست. گوکالتون و همکاران [24] جریان چندفازی با نسبت چگالی بالا را برای بررسی حرکت گاز در تانکر حمل آب پسماند با استفاده از شبکه بولتزمن شبیه‌سازی کردند. موگلی و همکاران [25] اختلاط در جریان آرام را مدل‌سازی کرده و برهم‌کنش بین لایه‌های سیال را مورد بررسی قرار دادند. کنترل فعال اختلاط با استفاده از اختلاف دمای بین دیواره و سیال توسط علی‌زاده و همکاران [27,26] انجام شده و دریافته‌اند که گرده‌های متقارن ایجاد شده در طول کانال سبب افزایش اختلاط می‌گردد. مدل گرده بزرگ شبکه بولتزمن توسط فلینت و واهالا [28] برای جریان‌های مگنتوهیدرودینامیک ارائه شده است. زی و همکاران [29] جابه‌جایی ترمومغناطیسی ناشی از میدان چهار قطبی مغناطیسی را با کمک روش شبکه بولتزمن مدل‌سازی کردند. کار حاضر در ادامه مطالعه دوبعدی روی میکروکانال‌های مگنتوگازدینامیک است [30] که تلاش می‌کرد خطا را در محاسبه انحراف فشار و سرعت لغزشی در دیواره‌ها کاهش دهد.

2- تشریح مسأله

در مسأله میکروکانال الکترومگنتوگازدینامیک سه‌بعدی، شار میدان مغناطیسی با عدد هارتمن 4 و 16 روی مرزهای میکروکانال توسط آهن‌ربا به وجود آمده و در دو سر کانال، اختلاف ولتاژ DC اعمال شده است. سطح مقطع میکروکانال مربع است و با نسبت ابعادی $L/H = 2$ و 250000 نقطه محاسباتی شبیه‌سازی شد. عدد نادسن در انتهای محدوده جریان لغزشی $(Kn = 0.1)$ و ابتدای جریان گذرا $(Kn = 0.15)$ در نظر گرفته شده است. فرض جریان آرام با توجه به عدد رینولدز 1 در میکروکانال برقرار است. عدد ژول 0.5 و نسبت طول دیبای 5 و 15 انتخاب شده است. در شکل 1 شماتیک میکروکانال الکترومگنتوگازدینامیک سه‌بعدی نشان داده شده است.

شرط مرزی تناوبی در ورودی و خروجی با فرض نامتناهی بودن طول میکروکانال به کار رفته است و در ادامه با هدف مدل‌سازی شرایط واقعی و کنترل توزیع فشار در حجم میکروکانال از اختلاف فشار هیدرودینامیکی نیز در مرزهای خروجی برای شبیه‌سازی فشار مخالف استفاده شده است. لغزش در دیواره‌ها در صفحه دوبعدی اتفاق می‌افتد و باید اثرات لغزش

جمله می‌توان به آنالیزهای بیوشیمیایی، سنتز اسید نوکلئیک و فرآیندهای بیولوژیکی تجدیدپذیر اشاره کرد. در این بخش مروری بر کاربردهای شبکه بولتزمن در ایجاد و افزایش اختلاط ارائه می‌شود.

کاندهای و همکاران [11] فرآیند اختلاط در رآکتور مخلوط کن استاتیکی را به صورت سه‌بعدی با استفاده از روش‌های المان محدود و شبکه بولتزمن انجام داده و بایکدیگر مقایسه کردند. ماتنر [2] کاربرد جت مصنوعی برای افزایش اختلاط در بیوسنسورهای رینولدز پایین را با استفاده از شبکه بولتزمن مورد مطالعه قرار داد. محاسبات چیت‌ساز و هکاران نشان می‌دهد که میدان مغناطیسی خارجی ثابت سبب تغییر شکل گرده‌ها در راستای خطوط میدان می‌شود و با افزایش شدت میدان مغناطیسی این تغییر شکل افزایش می‌یابد [3]. تیان [4] از روش شبکه بولتزمن برای مقایسه پدیده اختلاط و انتقال سیال در میکروجرایان‌های سه‌بعدی الکترومگنتوگازدینامیک با پتانسیل زتا غیریکنواخت روی دیواره‌ها استفاده کرد. روش‌های متعدد افزایش اختلاط در میکروجرایان‌های الکترومگنتوگازدینامیک توسط وانگ و همکاران [5] مورد بررسی قرار گرفته که در آن برای محاسبه منحنی پتانسیل الکتریکی، میدان سرعت و توزیع غلظت یون‌ها در سیال از روش شبکه بولتزمن استفاده شده است. نتایج وانگ و همکاران [6] در جریان‌های الکترومگنتوگازدینامیک نشان می‌دهد که بیشینه مقدار دبی به‌زای یک عرض و غلظت یونی بهینه به دست می‌آید. کانگ و همکاران [7] از الکترودهایی با قدرت‌های مختلف و شکل‌های هندسی متفاوت استفاده کردند تا جریان‌های عرضی دوبعدی و سه‌بعدی در میکروکانال‌های الکترومگنتوگازدینامیک ایجاد کنند. با توجه به مزایای روش شبکه بولتزمن برای جریان‌های ناپایا با مرزهای متحرک، آن و همکاران [8] از این روش برای شبیه‌سازی اختلاط در یک همزن نوسانی و دورانی داخل یک میکروکانال بهره گرفته و توانستند به یک رینولدز و سرعت بهینه برای همزن برسند. بررسی جریان‌های حاوی حباب گاز دی‌اکسیدکربن و میکرومخلوط-کن‌ها که چالشی در تکنیک‌های مبتنی بر نایور- استوکس هستند توسط موناکو و همکاران [9] با استفاده از روش شبکه بولتزمن انجام گرفته است. وارنیک و همکاران [10] جریان‌های توربولانسی در میکروکانال‌ها را به کمک شبکه بولتزمن مورد مطالعه قرار داده‌اند. پارامترهای در نظر گرفته شده شامل اثرات زبری روی اختلاط در جریان‌های روان‌ساز و تعیین عدد بحرانی برای گذار از حالت آرام به ناپایا بوده است. وانگ و همکاران [11] از توزیع ناهمگن الکترودها با بارهای مخالف برای ایجاد سیرکولاسیون در میکروکانال‌ها استفاده کردند.

مطالعه روی افزایش اختلاط در میکروکانال‌های شیاردار حاوی جریان گازی رقیق توسط گزمن و همکاران [12] با روش شبکه بولتزمن انجام شده و خواص لاگرانژی و اویلری این جریان‌ها با عدد نادسن بین 0.01 تا 0.1 مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج نشان می‌دهد که در اعداد رینولدز بسیار پایین آشفتنگی لاگرانژی منجر به افزایش اختلاط می‌شود. سانهورا و همکاران [13] نشان دادند که خواص لاگرانژی با افزایش عرض کانال موج اتفاق خواهد افتاد، هنگامی که افزایش اختلاط در سیال تراکم‌ناپذیر و یا تراکم‌پذیر اتفاق می‌افتد. اختلاط به کمک ذرات جامد در جریان آرام با استفاده از روش دینامیک ملکولی و شبکه بولتزمن توسط درکسن [14] انجام شده است. کانگ و همکاران [15] مطالعه پارامتریک خود را روی فاکتورهای اختلاط در جریان الکترومگنتوگازدینامیک ادامه داده تا به یک مکانیزم بهینه دست یابند. دی [16] از نیروی مغناطیسی برای شتاب دادن به اختلاط در میکروکاویتی‌ها بهره گرفت و نشان داد که می‌توان از قدرت و ضریب انتشار مغناطیسی برای

$$Q_i = D_e \omega_i \beta \sinh\left(\frac{\alpha \Phi_e}{1 + \theta}\right) \quad (7)$$

$$S_i = \omega_i \frac{J \sigma_e}{PrRe} \left(1 + \frac{c_i \cdot U}{c_s^2}\right) + \frac{\omega_i \theta \beta}{Re} \sinh\left(\frac{\alpha \Phi_e}{1 + \theta}\right) \frac{c_i \cdot E_{ext}}{c_s^2 E} \quad (8)$$

F_i برابر با نیروهای حجمی الکتریکی و مغناطیسی است که در رابطه (9) تعریف شده است [33,32].

$$F_i = \frac{\omega_i \beta}{Re} \sinh\left(\frac{\alpha \Phi_e}{1 + \theta}\right) \frac{E_{ext}}{E} \cdot \left(\frac{c_i - U}{c_s^2} + \frac{c_i \cdot U}{c_s^4} c\right) + \omega_i \frac{\sigma_e c_i \cdot [(E + U \times B) \times B]}{c_s^2} \quad (9)$$

متغیرهای ماکروسکوپیک پتانسیل الکتریکی، چگالی، سرعت و دما از روابط (10-13) محاسبه می شوند. $U (U_x, U_y, U_z)$ از ممان مرتبه اول در رابطه (13) به دست آمده است.

$$\Phi_e = \sum_{i=0}^{18} p_i \quad (10)$$

$$\rho = \sum_{i=0}^{18} f_i \quad (11)$$

$$\rho \theta = \sum_{i=0}^{18} g_i \quad (12)$$

$$\rho U = \sum_{i=0}^{18} f_i c_i \quad (13)$$

تفاوت مهم در روش مدل سازی تابع توزیع میدان القای مغناطیسی نسبت به تابع ممنوم وجود دارد. معادله میدان القای مغناطیسی دارای دیورژانس غیرممتقارن $(uB - Bu)$ بوده در حالی که معادله ممنوم دارای دیورژانس متقارن $(\rho uu + pI + B^2 I / (2\mu_0) - BB / \mu_0)$ است. دلار [33] پیشنهاد کرد که هر یک از مؤلفه های میدان مغناطیسی به صورت جداگانه حل شوند. رابطه (15) مناسب ترین تابع توزیع تعادلی که می تواند رابطه (14) را در بازیابی معادله القای مغناطیسی کمک کند [33].

$$\frac{\partial h_{ia}}{\partial \tau} + c_i \cdot \frac{\partial}{\partial R} h_{ia} = -\frac{1}{\lambda_h} (h_{ia} - h_{ia}^{eq}) \quad (14)$$

$$h_{ia}^{eq} = \omega_i \left[B_a + \frac{1}{c_s^2} (u_b B_a - B_b u_a) \right], (a, b) = x, y, z \quad (15)$$

رابطه بین ضریب انتشار مغناطیسی و زمان آرامش میدان مغناطیسی در رابطه (16) معرفی شده است [33].

$$\frac{1}{\sigma_e} = (\lambda_h - 0.5) c_s^2 \quad (16)$$

از آنجا که میدان مغناطیسی با تابع توزیع برداری تعریف می گردد، ساختار شبکه برای تابع توزیع احتمال میدان مغناطیسی متفاوت از میدان جریان است. استفاده از توابع برداری بدین معنی است که توابع توزیع احتمال میدان مغناطیسی حامل اطلاعات کمتری است؛ بنابراین برای رسیدن به دقت قابل قبول برای هر بردار به ساختاری با پیچیدگی کمتر نیاز است. مدل D3Q7 در حالت سه بعدی ساختاری که نسبت به موارد دیگر از ارجحیت برخوردار است که در آن $\omega_0 = 1/4, \omega_{1...6} = 1/8$ ضرایب وزنی در حالت سه بعدی هستند. مقادیر میدان مغناطیسی با جمع توابع توزیع احتمال روی هر گره از ساختار شبکه از رابطه (17) به دست می آید [33].

برای هر دو مؤلفه سرعت در صفحه در نظر گرفته شوند، در غیر این صورت خطای محاسباتی با توجه به حرکت گردابی جریان در طول میکروکانال وارد مسأله می شود که قابل اغماض نیست. برای حل این مسأله معادله پواسون-بولتزمن، میدان سرعت، میدان دما و میدان مغناطیسی برای جریان رقیق همزمان با روش شبکه بولتزمن و استفاده از مدل D3Q19 حل شده است. برای هر یک از مؤلفه های میدان مغناطیسی یعنی B_x, B_y, B_z یک معادله جداگانه با مدل D3Q7 به کار رفته است. در مجموع شش معادله در این مسأله همزمان حل می شود که انتخاب پارامترهای ورودی را در همگرایی بسیار با اهمیت می سازد.

3- معادلات حاکم- مدل گسسته شبکه بولتزمن گرمایی برای جریان الکترومگنتوگاز دینامیک

برای استخراج مدل شبکه بولتزمن، معادلات سه بعدی گسسته با تقریب خطی بی جی کی که در رابطه (3-1) نشان داده شده اند ارائه می شود.

$$\frac{\partial p_i}{\partial \tau} + c_i \cdot \frac{\partial}{\partial R} p_i = -\frac{1}{\lambda_p} (p_i - p_i^{eq}) + Q_i \quad (1)$$

$$\frac{\partial f_i}{\partial \tau} + c_i \cdot \frac{\partial}{\partial R} f_i = -\frac{1}{\lambda_u} (f_i - f_i^{eq}) + F_i \quad (2)$$

$$\frac{\partial g_i}{\partial \tau} + c_i \cdot \frac{\partial}{\partial R} g_i = -\frac{1}{\lambda_t} (g_i - g_i^{eq}) + S_i \quad (3)$$

که $\rho c_s^2 \lambda_t = \mu / (PrRe)$ و $\mu / Re = \rho c_s^2 \lambda_u$ ، $\varepsilon_e = \lambda_p c_s^2 / D_e$ توابع توزیع میدان پتانسیل الکتریکی، چگالی و دما هستند. یک شکل گسسته در زمان و مکان که به دو بخش برخورد و انتشار تقسیم می شود برای هر تابع وجود دارد. $\lambda_p, \lambda_u, \lambda_t$ نشان دهنده زمان آرامش هستند و تابعی از خواص سیال و جریان هستند. c_i بردار سرعت های گسسته است. توابع توزیع تعادلی محلی در رابطه (4-6) به وسیله $p_i^{eq}, f_i^{eq}, g_i^{eq}$ تعریف شده اند [31].

$$p_i^{eq} = \omega_i \Phi_e \quad (4)$$

$$f_i^{eq} = \omega_i \rho \left[1 + \frac{c_i \cdot U}{c_s^2} + \frac{(c_i \cdot U)^2}{2c_s^4} - \frac{U^2}{2c_s^2} \right] \quad (5)$$

$$g_i^{eq} = \omega_i \rho \theta \left[1 + \frac{c_i \cdot U}{c_s^2} + \frac{(c_i \cdot U)^2}{2c_s^4} - \frac{U^2}{2c_s^2} \right] \quad (6)$$

ضرایب وزنی به صورت $\omega_0 = 1/3$ و $\omega_{1,2,...,6} = 1/18$ و $\omega_{7,8,...,18} = 1/36$ تعریف می شوند. در رابطه (7) Q_i نشان دهنده چگالی بار الکتریکی (ρ_e) بوده و به صورت بی بعد بیان می شوند [32] که در آن D_e پارامتری برای تنظیم مقدار λ_p است و S_i نشان دهنده گرمایش ژول در رابطه (8) است [32].

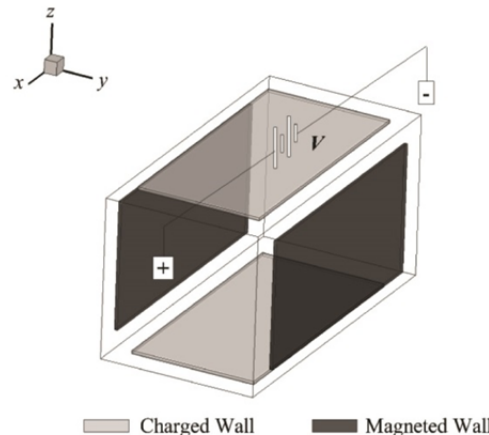


Fig. 1 Study model of electromagnetogasdynamic microchannel
شکل 1 مدل مطالعاتی میکروکانال الکترومگنتوگاز دینامیک

3- رابطه $T_{wall} + k_{Tj} Kn \nabla T_{wall}$ روی مرزهای صلب به عنوان دمای پرش یافته دیواره [37] مناسب‌ترین راه حل برای مقادیر مرزی میدان دماست.

$$g_{i+2} = g_{i+2}^{eq} - (g_i - g_i^{eq}) \quad (26)$$

از آنجا که مقدار پتانسیل بی‌بعد روی مرزهای میکروکانال برابر یک است ($\Phi_e = 1.0$)، تابع توزیع غیرتعدالی روی دیواره کانال برای پتانسیل الکتریکی در رابطه (27) تابعی از ضرایب وزنی D3Q7 می‌شود.

$$p_{i+2} = \omega_{i+2} - (p_i - \omega_i) \quad (27)$$

5- معادلات بازیابی شده در مقیاس ماکروسکوپیک

روابط (3-1) با بسط چابمن-انزکوگ معادلات حاکم در مقیاس ماکروسکوپیک را برای پواسون-بولتزمن در رابطه (28)، برای بقای جرم و ناویر-استوکس در رابطه (32,33) و برای انرژی در رابطه (34) بازیابی می‌کنند [31]. برای کانالی که با یک محلول الکترولیت پر شده است، توزیع یون‌ها در محلول منجر به ایجاد لایه دوگانه الکتریکی نزدیک دیواره شده که ناشی از بارهای الکتریکی روی مرز جامد است. در یک حجم، چگالی بار و پتانسیل الکتریکی از طریق معادله پواسون ($-\rho_e(r) = \epsilon_e \nabla^2 \phi_e(r)$) به هم مرتبط می‌شوند. رابطه دیفرانسیلی پواسون بولتزمن در رابطه (28) [38] از رابطه (1) بازیابی شده است.

$$\epsilon_e \nabla^2 \phi_e(r) = 2z e c_0 \sinh \left[\frac{ze}{k_B T_0} \phi_e(r) \right] \quad (28)$$

در این میکروکانال به غیر از فشار هیدرودینامیکی اعمال شده، دو نیروی مهم لورنتس و الکتریکی (همراه با اثرات الکتروترمال ناشی از گرمایش ژول) وجود دارند. برخلاف جریان‌های گازی الکترومغناطیسی قبلی که در آن میدان الکتریکی به صورت عرضی اعمال می‌شده در میکروکانال الکترومغناطیسی کار حاضر، قدرت میدان الکتریکی در امتداد محور طولی کانال است که یون‌های جمع شده در اطراف دیواره را حرکت داده و منجر به جریان سیال می‌شود. وقتی که شار میدان مغناطیسی عمود بر دیواره کانال در سیال نفوذ پیدا می‌کند، مؤلفه‌های سرعت ناشی از عبارتهای نیرویی $B_z E_x$ و $B_y E_x$ در جریان الکترومغناطیس به وجود می‌آیند که باعث ایجاد گردابه در کانال شده و ماهیت جریان را از دو به سه بعد تغییر می‌دهد (این دو مؤلفه عرضی در کانال‌های رایج EMGD، برابر صفر هستند). در نتیجه این برهم‌کنش یک

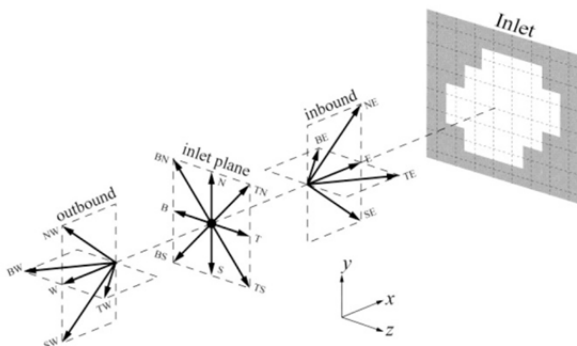


Fig. 2 Variable declaration of 3D hydrodynamic boundary conditions [35]

شکل 2 تعریف متغیرهای شرط مرزی هیدرودینامیکی سه بعدی [35]

از ممان مرتبه صفر در معادله (17) به دست آمده است.

$$B_a = \sum_{i=0}^7 h_{ai}, a = x, y, z \quad (17)$$

4- شرایط مرزی

در روش شبکه بولتزمن، روابط شرایط مرزی در دو و سه بعدی تفاوت قابل ملاحظه‌ای ندارند و فقط تعداد متغیرهای نامعلوم افزایش می‌یابد. شرط مرزی هیدرودینامیکی که در روابط (18-22) ارائه شده تنها موردی است که روابط آن در سه بعد فرق می‌کند [35].

$$f_E = f_W + \frac{\rho u_x}{3} \quad (18)$$

$$f_{NE} = f_{SW} + \frac{\rho u_x}{6} - \frac{1}{2} (f_{BN} + f_N + f_{TN} - f_{BS} - f_S - f_{TS}) + \frac{\rho u_y}{2} \quad (19)$$

$$f_{SE} = f_{NW} + \frac{\rho u_x}{6} + \frac{1}{2} (f_{BN} + f_N + f_{TN} - f_{BS} - f_S - f_{TS}) - \frac{\rho u_y}{2} \quad (20)$$

$$f_{TE} = f_{BW} + \frac{\rho u_x}{6} - \frac{1}{2} (f_{TS} + f_T + f_{TN} - f_{BS} - f_B - f_{BN}) + \frac{\rho u_z}{2} \quad (21)$$

$$f_{BE} = f_{TW} + \frac{\rho u_x}{6} + \frac{1}{2} (f_{TS} + f_T + f_{TN} - f_{BS} - f_B - f_{BN}) - \frac{\rho u_z}{2} \quad (22)$$

شکل 2 پارامترهای هر یک از این روابط را معرفی می‌کند. منظور از 'inlet' در شکل 2، هر یک از صفحات $x=0$ ، $y=0$ و یا $z=0$ باشد و این بستگی دارد که در کدام جهت باید مقادیر نامعلوم تعیین شوند.

سرعت لغزشی دوبعدی روی دیواره‌ها با استفاده از روابط (23,24) محاسبه می‌شوند [36]. u_{slip} نشان‌دهنده هر یک از مؤلفه‌های سرعت غیرصفر روی مرزهاست؛ به عبارت دیگر u_x و u_y در صفحات $z=0,1$ و همچنین u_x و u_z در صفحات $y=0,m$ است.

$$u_{a,slip} = 1.26 Kn \left(\frac{\partial u_a}{\partial z} \right)_{wall} + 0.17 Kn^2 \left(\frac{\partial^2 u_a}{\partial z^2} \right)_{wall}, a = x, y \quad (23)$$

$$u_{b,slip} = 1.26 Kn \left(\frac{\partial u_b}{\partial y} \right)_{wall} + 0.17 Kn^2 \left(\frac{\partial^2 u_b}{\partial y^2} \right)_{wall}, b = x, z \quad (24)$$

مدل گسسته D3Q7 برای هر یک از مؤلفه‌های میدان مغناطیسی (B_x, B_y, B_z) باعث می‌شود که تعداد مقادیر مجهول روی هر مرز فقط یکی باشد [33] که از رابطه (25) محاسبه می‌شود.

$$h_{y_4} = B_0 - (h_{y_0} + h_{y_1} + h_{y_2} + h_{y_3} + h_{y_5} + h_{y_6}) \quad (25)$$

با توجه به تجربیات عددی به دست آمده در کار حاضر میدان دما دارای بیشترین ناپایداری در همگرایی است و استفاده از شرط مرزی باز و دمای توسعه یافته در داخل کانال، معمولاً باعث بروز مشکل در همگرایی می‌شود؛ بنابراین به کارگیری 1- شرط برابری توابع توزیع غیرتعدالی هم‌راستا در رابطه (26) و 2- مقادیر دمای نزدیک خروجی به عنوان مقدار دمای خروجی و نیز

الکتروهیدرودینامیک و در عدد هارتمن 20 شبیه سازی شده است. شکل های 4-6 به مقایسه نتایج میکروکانال الکتروهیدرودینامیک با روابط تحلیلی در مرجع [31] و مقایسه میکروکانال مگنتوهیدرودینامیک با رابطه تحلیلی در مرجع [41] می پردازد.

7- نتایج و بحث

7-1- تعیین اثرات رقت سیال و ضخامت لایه دوگانه الکتریکی

با توجه به این که دو دیواره کانال دارای بار الکتریکی هستند و یون های با بار مخالف در مجاورت این مرزها تجمع می کنند؛ بنابراین اثر نیروی مولد حرکت

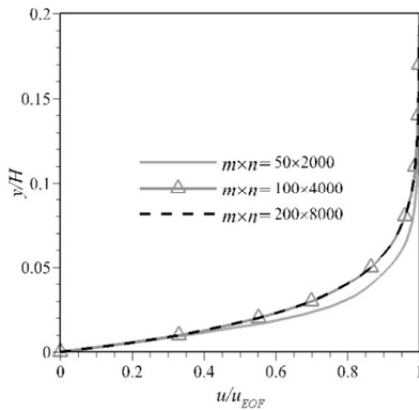


Fig. 3 mesh dependency evaluation by increasing sectional division across the microchannel

شکل 3 ارزیابی استقلال مش با افزایش تعداد تقسیمات در مقطع عرضی کانال

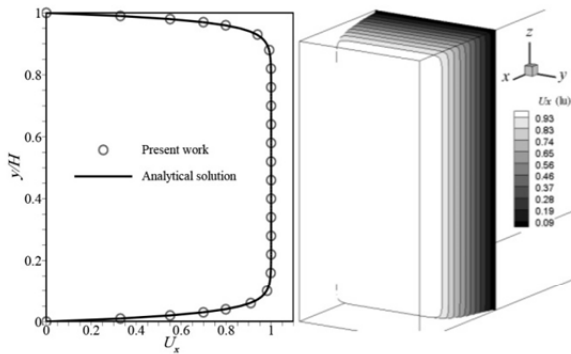


Fig. 4 Comparing EOF velocity with analytical solution

شکل 4 مقایسه توزیع سرعت با نتایج تحلیلی در میکروکانال الکتروهیدرودینامیک

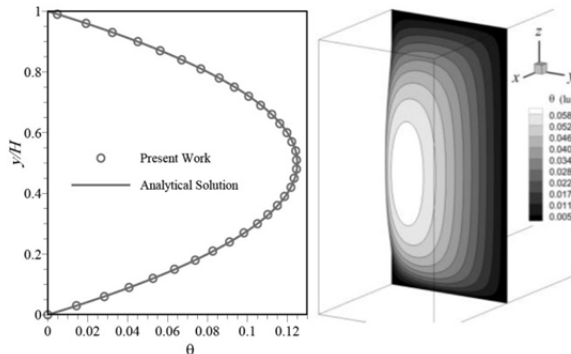


Fig. 5 Comparing EOF temperature with analytical solution

شکل 5 مقایسه توزیع دما با نتایج تحلیلی در میکروکانال الکتروهیدرودینامیک

حرکت گردابی روبه جلو خواهد بود که ترکیبی از پمپاژ و اختلاط را به وجود آورده است. نیروهای اعمال شده به سیال $(U \cdot B \cdot B + E_{ext} \cdot B, \rho_e E)$ توسط معادلات (29-31) تعریف می شوند که شکل گسسته عبارت $(E_{ext} + U \cdot B) \cdot B$ در رابطه (9) هستند و برای این که در مقیاس شبکه مورد ارزیابی قرار گیرند در عبارت $\omega_i c_i / c_s^2$ ضرب می شوند [34].

$$F_x = +\sigma_e (-B_z(u_x B_z - u_z B_x) - B_y(u_x B_y - u_y B_x)) + \rho_e E_x \tag{29}$$

$$F_y = -\sigma_e (+B_z(u_y B_z - u_z B_y) - B_x(u_x B_y - u_y B_x)) - \sigma_e B_z E_x \tag{30}$$

$$F_z = +\sigma_e (+B_y(u_y B_z - u_z B_y) + B_x(u_x B_z - u_z B_x)) + \sigma_e B_y E_x \tag{31}$$

معادلات الکترومگنتوگازدینامیک گرمایی که به ترتیب از روابط (14.3,2) بازیابی می شوند به صورت روابط (32-36) نوشته می شوند [40,39]. عبارت مربوط به کار تراکمی و اتلاف ویسکوز در معادله انرژی در نظر گرفته نشده اند، زیرا در شبیه سازی های مقیاس نانو اهمیت پیدا می کنند [32].

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u) = 0 \tag{32}$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + u \cdot \nabla \rho u = \mu \nabla^2 u - \nabla p - \nabla \left(\frac{B^2}{2\mu_0} \right) + \frac{1}{\mu_0} (B \cdot \nabla) B + \rho_e E \tag{33}$$

$$\frac{\partial \rho c_p T}{\partial t} + u \cdot \nabla \rho c_p T = k \nabla^2 T + \sigma_e E^2 \tag{34}$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} + u \cdot \nabla B = \frac{\eta}{\mu_0} \nabla^2 B + B \cdot \nabla u \tag{35}$$

$$\nabla \cdot B = 0 \tag{36}$$

6- اعتبارسنجی

استقلال مش برای کانال الکتروهیدرودینامیک سه بعدی انجام گرفته است. نسبت ابعادی ثابت بوده و سه حالت $500 \cdot 100 \cdot 100$ ، $500 \cdot 50 \cdot 50$ و $500 \cdot 200 \cdot 200$ در شکل 3 مورد بررسی قرار گرفته اند. معیار هم گرایی در محاسبات به صورت تعداد تکرارها و روابط (37-39) معرفی شده اند.

$$\frac{\sum_{k=0}^l \sum_{j=0}^m \sum_{i=0}^n \frac{(u_{x,t+\Delta t} - u_{x,t})_{i,j,k}^2 + (u_{y,t+\Delta t} - u_{y,t})_{i,j,k}^2 + (u_{z,t+\Delta t} - u_{z,t})_{i,j,k}^2}{mnl}}{< 1 \times 10^{-7}} \tag{37}$$

$$\frac{\sum_{k=0}^l \sum_{j=0}^m \sum_{i=0}^n \frac{(B_{x,t+\Delta t} - B_{x,t})_{i,j,k}^2 + (B_{y,t+\Delta t} - B_{y,t})_{i,j,k}^2 + (B_{z,t+\Delta t} - B_{z,t})_{i,j,k}^2}{mnl}}{< 1 \times 10^{-7}} \tag{38}$$

$$\frac{\sum_{k=0}^l \sum_{j=0}^m \sum_{i=0}^n \frac{(T_{t+\Delta t} - T_t)_{i,j,k}^2}{mnl}}{< 1 \times 10^{-7}} \tag{39}$$

اعتبارسنجی برای میدان الکتریکی و میدان مغناطیسی با روابط تحلیلی به صورت مجزا در یک میکروکانال با سطح مقطع مستطیل، 50 گر محاسباتی در عرض میکروکانال و نسبت ابعادی 4 انجام شده است. عدد رینولدز و عدد ژول در میکروکانال الکتروهیدرودینامیک، به ترتیب برابر با 1 و 0.5 در نظر گرفته شده اند و پارامتر انرژی یونی 0.01 و عدد β برابر با $1/6 \cdot 10^5$ هستند. میکروکانال مگنتوهیدرودینامیک از لحاظ هندسی مشابه کانال

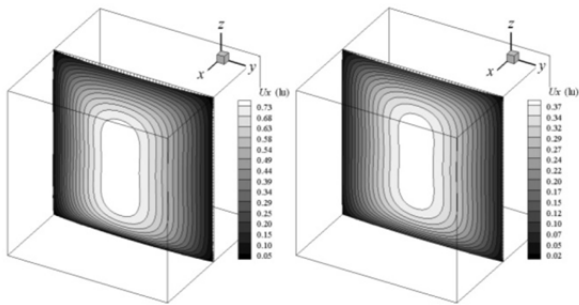


Fig. 8 Electrohydrodynamic x-velocity for $H/H_D = 5$ at $Kn=0.1$ (Left) and $Kn=0.15$ (Right)

شکل 8 مؤلفه افقی سرعت در مقطع میکروکانال الکتروهیدرودینامیک با نسبت طول دیبای 5 در عدد نادسن 0.1 (چپ) و عدد نادسن 0.15 (راست)

جدول 1 مقایسه سرعت لغزشی بی بعد بیشینه در راستای محور x
Table 1 variation of dimensionless slip x-velocity with debye length

عدد نادسن	سرعت لغزشی	تغییرات سرعت لغزشی	نسبت عرض میکروکانال به طول دیبای
$Kn = 0.1$	0.514	27.4%	$H/H_D = 15$
$Kn = 0.15$	0.655		
$Kn = 0.1$	0.295	34.2%	$H/H_D = 5$
$Kn = 0.15$	0.396		

الکتروهیدرودینامیک و فشاری، حول محور طولی و مرکزی کانال اتفاق نمی افتد. شکل های 9 و 10 بردار سرعت و مؤلفه القایی میدان مغناطیسی را در راستای محور Z در مقطع میکروکانال الکترومغناطیسی با عدد نادسن 0.1 و عدد هارتمن 16 در نسبت طول دیبای 5 و 15 نشان می دهند. سطح مقطع میکروکانال به دو قسمت تقسیم شده است که در هر یک گردابه جداگانه ای مشاهده می شود.

شکل گرفتن گردابه ها به دلیل رفتار نوسانی مؤلفه های میدان مغناطیسی B_x و B_y است که در محیط سطح مقطع دارای مقادیر مثبت و منفی هستند. وقتی مؤلفه های میدان مغناطیسی در میدان الکتریکی (E_x) ضرب می شوند، نیروهای قابل ملاحظه ای به وجود می آیند که جریان را مجبور به چرخش می کنند. همان طور که مشاهده می شود با زیاد شدن ضخامت لایه دوگانه الکتریکی، سرعت عمودی سیال و در نتیجه قدرت گردابه ها کاهش یافته است، به عبارت دیگر قدرت اختلاط جریان در میکروکانال افت می کند. آن چه که مانع از بین رفتن گردابه ها می شود، مؤلفه محوری نیروی لونتز در طول کانال است که اجازه افزایش قابل توجه ممنوم در ناحیه وسط کانال را نمی دهد. وجود گردابه ها در عرض میکروکانال الکترومگنتوگازدینامیک نشان دهنده سرعت لغزشی در جهات مختلف روی صفحات دیواره است که لزوم اعمال شرط مرزی لغزشی روی هر دو مؤلفه سرعت در هر صفحه را ایجاب می کند.

3-3- اعمال میدان مغناطیسی در رژیم گذرا

شکل 11 مؤلفه افقی سرعت را در مقطع میکروکانال الکترومغناطیس با نسبت طول دیبای 15 و عدد هارتمن 16 در اعداد نادسن 0.1 و 0.15 نشان داده است. ویژگی جریان الکتروهیدرودینامیک در ابتدای محدوده گذرا، توزیع یکنواخت تر سرعت در سطح مقطع کانال است. در مقایسه با شکل 7 اثر اعمال میدان مغناطیسی در محدوده گذرا (نادسن 0.15) کمتر از محدوده

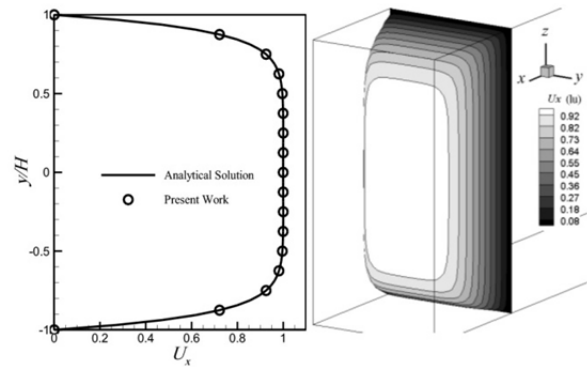


Fig. 6 Comparing MHD velocity with analytical solution

شکل 6 مقایسه توزیع سرعت با نتایج تحلیلی میکروکانال مگنتو هیدرو دینامیک

سیال در محیط سطح مقطع کانال یکنواخت نیست و لغزش در مرزهای مجاور با دیواره های باردار کاهش دارد؛ مگر این که توزیع چگالی یونی، با زیاد شدن ضخامت لایه دوگانه الکتریکی، محل اثر نیروی حاصل از میدان الکتریکی را به سمت ناحیه مرکزی جابه جا کند تا اثرگذاری بر مرزها مانند یک جریان فشاری به حالت متقارن نزدیک شود.

در شکل های 7 و 8 اثر عدد نادسن در ضخامت مشخص از لایه دوگانه الکتریکی نشان داده شده است. دلیل استفاده از اعداد 5 و 15 این است که جریان برای نسبت بیش از 10 به سمت توزیع سهموی پیش می رود و برای کمتر از 10، شبیه درپوش می شود. دلیل M شکل شدن توزیع سرعت، مقدار کم پارامتر انرژي یونی به عنوان نماینده پتانسیل زتا در دیواره است. با افزایش عدد نادسن و کاهش موضعی فشار در جریان، دبی جرمی کاهش می یابد. این رفتار در اعداد نادسن کمتر از عدد نادسن کمینه (0.8) صدق می کند. اگر طول دیبای تغییر کند میزان کاهش دبی جرمی ثابت می ماند، زیرا قدرت میدان الکتریکی تغییر نکرده است. در جدول 1 مقایسه سرعت لغزشی بی بعد بیشینه در راستای محور x نشان داده شده است. سرعت لغزشی با افزایش رقت بالا می رود و هر چه طول دیبای بزرگ تر باشد کاهش می یابد.

7-2- آنالیز اثر ضخامت لایه دوگانه الکتریکی در حضور میدان مغناطیسی

چیدمان میدان الکتریکی و مغناطیسی در کار حاضر علاوه بر پمپاژ منجر به چرخش جریان نیز می شود که به دلیل تفاوت بین جریان

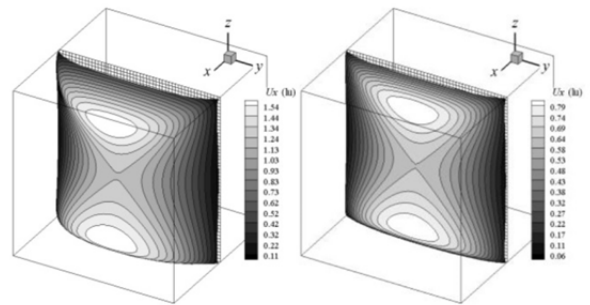


Fig. 7 Electrohydrodynamic x-velocity for $H/H_D = 15$ at $Kn=0.1$ (Left) and $Kn=0.15$ (Right)

شکل 7 مؤلفه افقی سرعت در مقطع میکروکانال الکتروهیدرودینامیک با نسبت طول دیبای 15 در عدد نادسن 0.1 (چپ) و عدد نادسن 0.15 (راست)

است. نکته قابل توجه عدم تغییر مقدار بیشینه گرمایش ژول ناشی از اعمال میدان مغناطیسی است. به بیان دیگر میدان مغناطیسی توزیع ممنتوم سیال را تغییر داده است، ولی نقشی در تعیین مقدار ماکزیمم گرمایش ژول ندارد. شکل 12 تاثیر میدان مغناطیسی را روی توزیع دما در مقطع میکروکانال الکترومغناطیسی با عدد ژول 0.5، عدد نادسن 0.15 و نسبت طول دیبای 15 نشان می دهد. از بین سه مؤلفه سرعت، مؤلفه های عرضی در نزدیک دیواره های میکروکانال اهمیت پیدا کرده اند و گرمایش ناشی از حرکت محیطی سیال بر گرمای ناشی از مؤلفه محوری سرعت غلبه کرده است.

5-7- اثر فشار هیدرودینامیکی معکوس

یکی از پدیده های قابل توجه در میکروجران هایی با مولد حرکت فشاری، تغییر فشار غیرخطی در طول کانال است. در جریان های الکترو هیدرودینامیک نمی توان انتظار چنین رفتاری را برای توزیع فشار در سیال داشت، زیرا نیروی فشاری به عنوان محرک جریان از دو انتهای کانال حذف شده و نیروی الکترواسموتیک از طریق مرزهای جانبی به صورت یکنواخت به جریان سیال در طول میکروکانال اثر می گذارد. در شکل 13 توزیع انحراف فشار در دو نوع جریان الکترومغناطیسی و مگنتوگازدینامیک ارائه شده است. در جریان مگنتوگازدینامیک، توزیع فشار غیرخطی را می توان مشاهده کرد، ولی در راستای عرضی عاملی برای ایجاد گرادیان فشار وجود ندارد. در جریان الکترومغناطیسی به سبب وجود مولفه عرضی سرعت که از برهم کنش میدان مغناطیسی و الکتریکی به وجود آمده است، اختلاف فشار عرضی اجتناب ناپذیر است. مطابق شکل 13- چپ انحراف فشار دارای رفتار نوسانی است که برای تشریح این موضوع باید به شکل های 9 و 10 مراجعه شود. جریان در سطح مقطع میکروکانال از صفحه $z=H$ به $z=0$ است؛ در ناحیه نزدیک به دیواره بالایی، که محل برخورد جریان های گردابی است، تراکم فشاری به وجود می آید و افت فشار در راستای جریان عرضی کمتر از مقدار پیش بینی به دست می آید. افت فشار با رسیدن به گردابه ها و افزایش مؤلفه عمودی سرعت، بسیار بیشتر از مقدار مطلوب است؛ بنابراین در ناحیه دیوار بالایی، انحراف مثبت و در ناحیه گردابه ها، انحراف منفی به وجود می آید. جریان الکترومغناطیسی با نیروی فشاری معکوس، ترکیب دو جریان بیان شده است با این تفاوت که اختلاف فشار در خلاف جهت جریان الکترو هیدرودینامیک است؛ بنابراین ترکیبی از دو رفتار غیرخطی در شکل 13- راست و شکل 13- چپ را می توان انتظار داشت.

8- نتیجه گیری

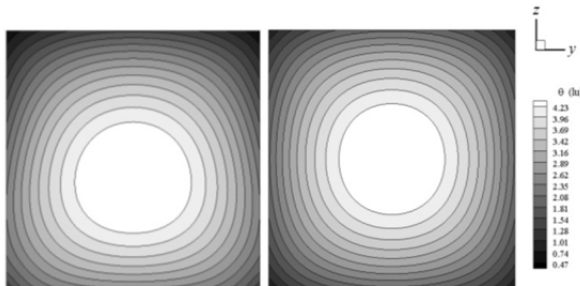


Fig. 12 Electromagnetic temperature for $H/H_D = 15$, $Kn=0.15$ and $J=0.5$ at $Ha=4$ (Left) and $Ha=0$ (Right)

شکل 12 دما در میکروکانال الکترومغناطیسی با عدد ژول 0.5، عدد نادسن 0.15 و نسبت طول دیبای 15؛ با عدد هارتمن 4 (چپ) و بدون میدان مغناطیسی (راست)

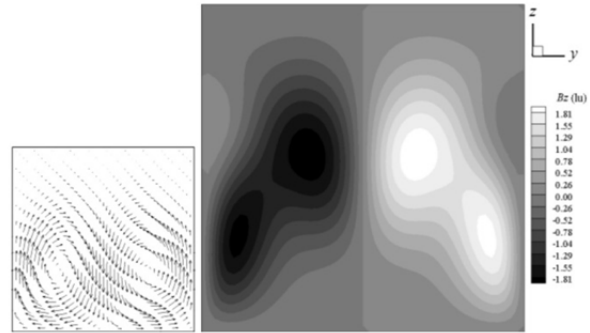


Fig. 9 Velocity vector and B_z across electromagnetic microchannel with $Kn=0.1$, $Ha=16$ and $H/H_D = 15$

شکل 9 بردار سرعت (چپ) و مؤلفه القایی میدان مغناطیسی در امتداد محور z (راست) در مقطع میکروکانال الکترومغناطیسی با عدد نادسن 0.1 و عدد هارتمن 16 در نسبت طول دیبای 15

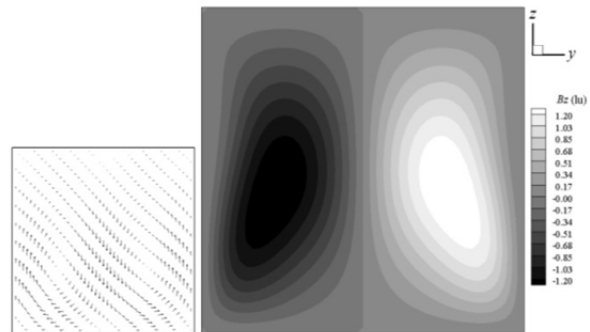


Fig. 10 Velocity vector and B_z across electromagnetic microchannel for $Kn=0.1$, $Ha=16$ and $H/H_D = 5$

شکل 10 بردار سرعت (چپ) و مؤلفه القایی میدان مغناطیسی در امتداد محور z (راست) در مقطع میکروکانال الکترومغناطیسی با عدد نادسن 0.1 و عدد هارتمن 16 در نسبت طول دیبای 5

لغزشی (نادسن 0.1) است. اختلاف بین بیشینه سرعت در لایه دوگانه الکتریکی و سرعت در مرکز کانال افزایش یافته، ولی این افزایش در مقایسه با جریان لغزشی کمتر است.

4-7- محاسبه تغییر دما ناشی از گرمایش ژول

عاملی که توزیع دما را از حالت متقارن خارج کرده است، افزوده شدن نقش مؤلفه های عمودی سرعت در گرمایش ژول است. محل بیشینه دما از مرکز به ناحیه بین دو گردابه منتقل می شود که جریان دارای بیشینه سرعت عرضی

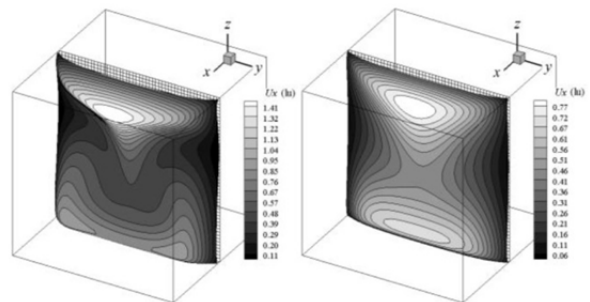


Fig. 11 Electromagnetic x-velocity for $H/H_D = 15$ and $Ha=16$ at $Kn=0.1$ (Left) and $Kn=0.15$ (Right)

شکل 11 مؤلفه افقی سرعت در مقطع میکروکانال الکترومغناطیسی با نسبت طول دیبای 15 و عدد هارتمن 16 در عدد نادسن 0.1 (چپ) و عدد نادسن 0.15 (راست)

کوچک است. سرعت محوری در مرکز کانال به اندازه سرعت در ناحیه دیواره رشد نمی کند. با افزایش ضخامت لایه دوگانه الکتریکی قابلیت اختلاط در جریان کاهش یافته است و لغزش بیشتری در محدوده گذرا اتفاق می افتد؛ بنابراین نیروی مغناطیس اثر کمتری در این محدوده دارد. برآیند نیروهای الکتریکی، مغناطیسی و گرمایی وارد شده به سیال منجر به پمپاژ و در عین حال فرآیند اختلاط می شود و جریان را از حالت یکنواخت خارج می کند.

9- فهرست علائم

B	بردار میدان مغناطیسی (N/A · m)
B_a	بردار میدان مغناطیسی در مقیاس شبکه
c_0	غلظت یونی (mol/litre)
c_t	بردار سرعت ذره در جهت i_{th} در مقیاس شبکه
c_p	ظرفیت گرمایی ویژه (J/kg · °C)
c_s	سرعت صوت در مقیاس شبکه
D_e	پارامتر تنظیم ضریب تخفیف
e	بار الکترون (C)
E	قدرت میدان الکتریکی خارجی (V/m)
E_{ext}	بردار میدان الکتریکی خارجی (V/m)
f_i	تابع توزیع چگالی در جهت i_{th}
f_i^{eq}	تابع توزیع تعادلی چگالی در جهت i_{th} شبکه
F_i	بردار نیروی خارجی در جهت i_{th} شبکه
g_i	تابع توزیع دما در جهت i_{th} شبکه
g_i^{eq}	تابع توزیع تعادلی دما در جهت i_{th} شبکه
H	طول مشخصه سیستم (عرض کانال) (m)
H_D	طول دیبای (m)
h_{ia}	تابع توزیع میدان مغناطیسی در جهت i_{th} شبکه و راستای a محور مختصات
h_{ia}^{eq}	تابع توزیع تعادلی میدان مغناطیسی در جهت i_{th} شبکه و راستای a محور مختصات
\bar{T}	ماتریس همایی
J	عدد ژول
k_B	ثابت بولتزمن ($m^2 \cdot kg/s^2 \cdot K$)
Kn	عدد نادسن
k_{Tij}	ضریب پرش دما
L	طول کانال (m)
l, m, n	تقسیمات در سطح مقطع و راستای طولی کانال
lu	واحد شبکه (Lattice Unit)
p	فشار (Pa)
p_i^{eq}	تابع توزیع تعادلی پتانسیل الکتریکی در جهت i_{th}
p_i	تابع توزیع پتانسیل الکتریکی در جهت i_{th}
Pr	عدد پرناتل
$P_{d,ax}$	انحراف فشار میانگین در راستای طولی میکروکانال
$P_{d,tr}$	انحراف فشار میانگین در راستای عرضی میکروکانال
Q_i	عبارت افزوده (چگالی بار الکتریکی) در مدل پتانسیل الکتریکی شبکه بولتزمن
R	بردار موقعیت ذره در مقیاس شبکه
Re	عدد رینولدز

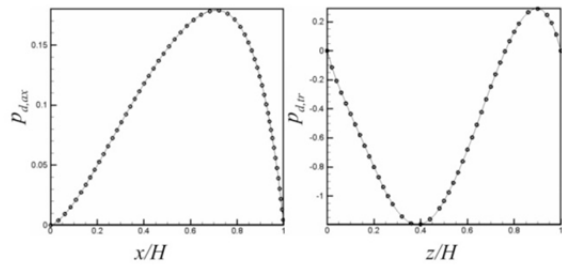


Fig. 13 Averaged pressure deviation along longitudinal axis (Left) and across (Right) electromagnetic microchannel at $Kn=0.1$ and $Ha=4$ شکل 13 انحراف فشار میانگین (راست) در امتداد طولی میکروکانال مگنتوگازدینامیک (چپ) و در امتداد عرضی میکروکانال الکترومغناطیسی در عدد نادسن 0.1 و عدد هارتمن 4

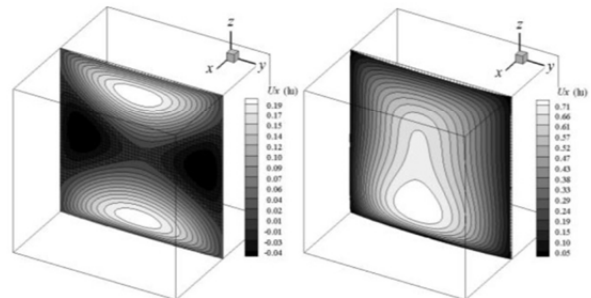


Fig. 14 Electromagnetic x-velocity with reverse pressure (Left) and without reverse pressure (Right) for $H/H_D = 5$, $Kn=0.1$ and $Ha=4$ شکل 14 مولفه افقی سرعت در مقطع میکروکانال الکترومغناطیسی با فشار معکوس (چپ) و بدون فشار معکوس (راست) در نسبت طول دیبای 5 با عدد نادسن 0.1 و عدد هارتمن 4

شبیه سازی سه بعدی میکرو جریان الکترومگنتو هیدرودینامیک با روش شبکه بولتزمن در کار حاضر انجام شده است. کار حاضر نشان داد که امکان دستیابی به یک حلگر سه بعدی شبکه بولتزمن و توسعه کاربرد این روش برای بررسی برهم کنش جریان های رقیق با وجود میدان الکتریکی و مغناطیسی وجود دارد. از آن جا که فرآیند برهم کنش یون ها با میدان الکتریکی غیرهمدماست و گرمایش ژول مخصوصاً در مقیاس میکرو و عدد رینولدز پایین از اهمیت خاصی برخوردار است؛ بنابراین معادله انرژی همزمان با میدان سرعت و میدان مغناطیسی حل می شود که نشان گر نقش دما و گرمایش حاصل در تغییر مؤلفه های سرعت است. تغییرات دمایی و تأثیر متقابل نیروهای الکتریکی و لورنتس به صورت عبارت های نیرو در معادله شبکه بولتزمن وارد شده است. تغییرات دمایی به واسطه برهم کنش یون ها و میدان الکتریکی بوده است و تأثیر متقابل نیروهای الکتریکی و لورنتس منجر به ماهیت سه بعدی جریان شده اند. اعمال شرط مرزی لغزشی روی مؤلفه های سرعت در دیواره های کانال الکترو هیدرودینامیک نقش مهمی در شکل گیری گردابه ها درون جریان سیال ایفا می کند، زیرا جریان های عرضی در نزدیکی دیواره ها اتفاق می افتد و توزیع غیرمتقارن دما در سطح مقطع کانال را به دنبال دارد. تغییرات رقت سیال و تراکم پذیری برای نخستین بار با روش شبکه بولتزمن در میکرو جریان الکترو هیدرودینامیک تحت تأثیر میدان مغناطیسی و فشار هیدرودینامیکی معکوس در مرزها مورد مطالعه قرار گرفته است و افت دبی همراه با انحراف فشار از حالت خطی در عرض و طول کانال مشاهده شد. از آن جا که شار پتانسیل الکتریکی تنها روی مرزهای بالا و پایین میکروکانال اعمال شده است و طول دیبای در مقایسه با عرض کانال

microchannel, *Proceedings of the Fourth National Congress on Fluids Engineering*, Kyungju, Korea, August 23–25, 2006.

[8] S. J. An, Y. D. Kim, J. S. Maeng, A study on mixing enhancement by rotating and oscillating stirrers in the micro channel, *Transactions of the Korean Society of Mechanical Engineers B*, Vol. 30, No. 5, pp. 430-437, 2006.

[9] E. Monaco, K. Luo, R. Qin, Lattice Boltzmann simulations for microfluidics and mesoscale phenomena, *New Trends in Fluid Mechanics Research*, pp. 654-657: Springer, 2007.

[10] F. Varnik, D. Raabe, Chaotic flows in microchannels: A lattice Boltzmann study, *Molecular Simulation*, Vol. 33, No. 7, pp. 583-587, 2007.

[11] D. Wang, J. Summers, P. Gaskell, Modeling of electrokinetically driven flow mixing enhancement in microchannels with patterned heterogeneous surface and blocks, *Nanoscale and Microscale Thermophysical Engineering*, Vol. 11, No. 1-2, pp. 1-13, 2007.

[12] A. M. Guzmán, L. E. Sanhueza, A. J. Díaz, R. A. Escobar, Stretching fields and flow mixing enhancement of rarefied gases in micro-grooved channels by the lattice-Boltzmann method, *Proceedings of FEDSM2008, 2008 ASME Fluids Engineering Conference*, Jacksonville, Florida, USA, August 10–14, 2008.

[13] L. E. Sanhueza, A. M. Guzman, Future and past stretching and flow mixing enhancement in wavy channels by the lattice-Boltzmann method, *Proceedings of IMECE2008, 2008 ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition*, Boston, Massachusetts, USA, October 31–November 6, 2008.

[14] J. Derksen, Mixing by solid particles, *Chemical Engineering Research and Design*, Vol. 86, No. 12, pp. 1363-1368, 2008.

[15] J. Kang, H. S. Heo, Y. K. Suh, LBM simulation on mixing enhancement by the effect of heterogeneous zeta-potential in a microchannel, *Mechanical Science and Technology*, Vol. 22, No. 6, pp. 1181-1191, 2008.

[16] A. K. De, *Numerical modeling of microscale mixing using lattice Boltzmann method*, PhD Thesis, Virginia Polytechnic Institute and State University, 2008.

[17] C. C. Chang, Y. T. Yang, T. H. Yen, C. O. K. Chen, Numerical investigation into thermal mixing efficiency in Y-shaped channel using Lattice Boltzmann method and field synergy principle, *Thermal Sciences*, Vol. 48, No. 11, pp. 2092-2099, 2009.

[18] A. Osorio Nesme, *High performance computations of transient transport in microchannels using lattice Boltzmann methods*, PhD Thesis, Technischen Fakultät der Universität Erlangen-Nürnberg, 2010.

[19] J. Đ. Marković, N. L. Lukić, D. Z. Jovičević, Application of lattice-Boltzmann method and analysis of fluid flow between two sinusoidal plates, *Acta Periodica Technologica*, Vol. 41, pp. 121-129, 2010.

[20] Y. Wang, J. G. Brasseur, G. G. Banco, A. G. Webb, A. C. Ailiani, T. Neuberger, A multiscale lattice Boltzmann model of macro- to micro-scale transport, with applications to gut function, *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, Vol. 368, No. 1921, pp. 2863-2880, 2010.

[21] G. Tang, Y. He, W. Tao, Numerical analysis of mixing enhancement for micro-electroosmotic flow, *Applied Physics*, Vol. 107, No. 10, pp. 104906, 2010.

[22] G. Tang, F. Wang, W. Tao, Lattice Boltzmann simulation of electroosmotic micromixing by heterogeneous surface charge, *Modern Physics C*, Vol. 21, No. 02, pp. 261-274, 2010.

[23] M. Wang, Q. Kang, Modeling electrokinetic flows in microchannels using coupled lattice Boltzmann methods, *Computational Physics*, Vol. 229, No. 3, pp. 728-744, 2010.

[24] S. Gokaltun, D. McDaniel, D. Roelant, Three dimensional simulations of multiphase flows using a lattice Boltzmann method suitable for high density ratios, *Waste Management 2012 Conference on Improving the Future in Waste Management*, Phoenix, AZ (United States), 26 Feb-1 Mar, 2012.

[25] F. Muggli, L. Chatagny, J. Latt, Lattice Boltzmann method for the simulation of laminar mixers, *14th European Conference on Mixing*, Warszawa, 10-13 September, 2012.

[26] A. Alizadeh, J. Wang, S. Pooyan, S. Mirbozorgi, M. Wang, Numerical study of active control of mixing in electro-osmotic flows by temperature difference using lattice Boltzmann methods, *Colloid and Interface Science*, Vol. 407, pp. 546-555, 2013.

[27] A. Alizadeh, L. Zhang, M. Wang, Mixing enhancement of low-Reynolds electro-osmotic flows in microchannels with temperature-patterned walls, *Colloid and Interface Science*, Vol. 431, pp. 50-63, 2014.

[28] C. Flint, G. Vahala, Lattice Boltzmann large eddy simulation model of MHD, *Radiation Effects and Defects in Solids*, Vol. 172, No. 2, pp. 12-22, 2017.

[29] N. Xie, C. W. Jiang, Y. H. He, M. Yao, Lattice Boltzmann method for thermomagnetic convection of paramagnetic fluid in square cavity under a magnetic quadrupole field, *Central South University*, Vol. 24, No. 5, pp. 1174-1182, 2017.

[30] A. R. Rahmati, H. Khorasanizadeh, M. R. Arabyarmohammadi, Application of lattice Boltzmann method for simulating MGD in a microchannel under magnetic field effects, *Modares Mechanical Engineering*, Vol. 16, No 7, pp. 229-240, 2016. (in Persian فارسی)

[31] Y. Shi, T. Zhao, Z. Guo, Simplified model and lattice Boltzmann algorithm for microscale electro-osmotic flows and heat transfer, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 51, No. 3, pp. 586-596, 2008.

[32] Y. Shi, T. Zhao, Z. Guo, Lattice Boltzmann simulation of thermal electro-osmotic flows in micro/nanochannels, *Computational and Theoretical*

عبارت افزوده (گرمایش ژول) در مدل دما شبکه S_i

بولتزمن t

زمان (s) (s)

دما در مقیاس ماکروسکوپی (K) T

بردار سرعت در مقیاس ماکروسکوپی (m/s) u

بردار سرعت در مقیاس شبکه $U (U_x, U_y, U_z)$

والانس یونی z

علائم یونانی

پتانسیل الکتریکی در مقیاس شبکه Φ_e

پتانسیل الکتریکی (V) φ_e

ضرایب وزنی در مدل شبکه بولتزمن ω_i

پارامتر انرژی یونی α

$(H/H_D)^2/\alpha = \beta$

نفوذپذیری الکتریکی (F/m) ϵ_e

دما بی بعد θ

ضریب تخفیف میدان دما در مقیاس شبکه λ_t

ضریب تخفیف میدان سرعت (چگالی) در مقیاس شبکه λ_u

ضریب تخفیف میدان پتانسیل الکتریکی در مقیاس شبکه λ_p

لزجت (Pa · s) μ

نفوذپذیری میدان مغناطیسی (N/A²) μ_0

چگالی سیال (kg/m³) ρ

چگالی بار الکتریکی (C/m³) ρ_e

هدایت الکتریکی (S/m) σ_e

زمان در مقیاس شبکه τ

بالانویس ها

عبارت تعادلی eq

کمیت خارجی ext

زیرنویس ها

کمیت در دیواره wall

کمیت لغزشی slip

شمارنده جهت ها در مدل شبکه بولتزمن i

10- مراجع

[1] D. Kandhai, D. Vidal, A. Hoekstra, H. Hoefsloot, P. Iedema, P. Sloop, Lattice - Boltzmann and finite element simulations of fluid flow in a SMRX Static Mixer Reactor, *Numerical Methods in Fluids*, Vol. 31, No. 6, pp. 1019-1033, 1999.

[2] T. S. Mautner, Application of synthetic jets to low Reynolds number biosensor microfluidic flows for enhanced mixing: A numerical study using the lattice Boltzmann method, *Biosensors and Bioelectronics*, Vol. 19, No. 11, pp. 1409-1419, 2004.

[3] M. Chitsaz, M. Fathali, The effect of external magnetic field on mixing characteristics of two-dimensional isotropic MHD, *Modares Mechanical Engineering*, Vol. 17, No. 12, pp. 319-327, 2018. (in Persian فارسی)

[4] F. Tian, B. Li, D. Y. Kwok, Tradeoff between mixing and transport for electroosmotic flow in heterogeneous microchannels with nonuniform surface potentials, *Langmuir*, Vol. 21, No. 3, pp. 1126-1131, 2005.

[5] J. Wang, M. Wang, Z. Li, Lattice Boltzmann simulations of mixing enhancement by the electro-osmotic flow in microchannels, *Modern Physics Letters B*, Vol. 19, No. 28n29, pp. 1515-1518, 2005.

[6] J. Wang, M. Wang, Z. Li, Lattice Poisson-Boltzmann simulations of electro-osmotic flows in microchannels, *Colloid and Interface Science*, Vol. 296, No. 2, pp. 729-736, 2006.

[7] J. Kang, Y. K. Suh, H. S. Heo, Z. Li, Numerical simulation of fluids mixing enhancement by effect of heterogeneous distributed zeta-potential in

- [37] R. Agarwal, Lattice Boltzmann simulation of magnetohydrodynamic slip flow in microchannels, *Bulletin of the American Physical Society*, Vol. 48, No. 10, pp. 93-98, 2003.
- [38] L. Ribetto, Microfabricated *All-Around-Electrode AC Electro-osmotic Micropump*, PhD Thesis, École Polytechnique Fédérale De Lausanne, 2012.
- [39] P. J. Dellar, Lattice kinetic schemes for magnetohydrodynamics, *Computational Physics*, Vol. 179, No. 1, pp. 95-126, 2002.
- [40] R.K. Agarwal, L. Chusak, Oscillatory magnetogasdynamic slip flow in a microchannel, *Engineering Mathematics*, Vol. 84, No. 1, pp. 135-146, 2014.
- [41] L. D. Landau, E. M. Lifshitz, *Course of Theoretical Physics. T. 8: Electrodynamics of Continuous Media*, Second Impression, pp. 224-238, New York: Pergamon Press Ltd, 1963.
- [33] P. J. Dellar, Moment-based boundary conditions for lattice Boltzmann magnetohydrodynamics, *Proceedings of the 9th European Conference on Numerical Mathematics and Advanced Applications*, Leicester, September 2011.
- [34] A. Mohamad A. Kuzmin, A critical evaluation of force term in lattice Boltzmann method, natural convection problem, *Heat and Mass Transfer*, Vol. 53, No. 5, pp. 990-996, 2010.
- [35] K. Mattila, *Implementation Techniques for the Lattice Boltzmann Method*, PhD Thesis, University of Jyväskylä, 2010.
- [36] A. Agrawal, A comprehensive review on gas flow in microchannels, *MicroNano Scale Transport*, Vol. 2, No. 1, pp. 1-40, 2011.
- Nanoscience*, Vol. 5, No. 2, pp. 236-246, 2008.