

مطالعه عددی اثر لغزش بر اختلاط جریان الکترواسموتیک درون ریزمجراهای ناهمگن

جعفر جماعتی

استادیار مکانیک دانشگاه رازی کرمانشاه
j.jamaati@razi.ac.ir

علی رضا فراهی نیا

دانشجوی کارشناسی ارشد مکانیک دانشگاه فردوسی مشهد
a.farahinia@gmail.com

حمید نیازمند

استاد مکانیک دانشگاه فردوسی مشهد
niazmand@um.ac.ir

چکیده

اختلاط در ریزجریان‌ها می‌تواند به خوبی توسط جریان الکترواسموتیک ایجاد شود. این جریان‌ها به شدت وابسته به پارامترهای فصل مشترک سیال-جامد و نیز خواص سیال هستند. در این مقاله اثر برخی از این پارامترهای مهم نظیر ضریب لغزش ناشی از آب‌گریزی و عدد رینولدز بر اختلاط الکتروکنتیکی درون ریزمجراهای ناهمگن مطالعه شده است. برای رسیدن به اختلاط بیشتر، توزیع زتاپتانسیل روی دیواره ریزمجرای مورد مطالعه، به صورت ناهمگن در نظر گرفته شده است. برای بررسی اختلاط الکترواسموتیکی در ابتدا معادلات ناویر-استوکس، ارنست-پلانک و پواسان-بولتزمن به صورت همزمان حل می‌شوند تا میدان جریان محاسبه شود و سپس معادله غلظت حل می‌گردد. در این مقاله برای ارزیابی کمی اختلاط از معیار انتروپی توزیع غلظت استفاده شده است. مشخص شد که اثر ضریب لغزش بر راندمان اختلاط وابستگی شدیدی به عدد رینولدز جریان دارد، بنحوی که در رینولدزهای کم وجود لغزش باعث کاهش راندمان اما در رینولدزهای بالا باعث افزایش آن در مقایسه با کانال همگن می‌شود. از طرف دیگر معلوم شد که راندمان اختلاطی در کانال‌های ناهمگن بیشتر تحت تاثیر ضریب لغزش می‌باشد تا تغییر عدد رینولدز. علاوه بر این نتایج، بیشترین تاثیر لغزش برای کانال‌های ناهمگن در اعداد رینولدز پایین مشاهده شده است.

کلمات کلیدی: اختلاط، الکترواسموتیک، ضریب لغزش، معیار انتروپی، ریزمجراهای ناهمگن، معادله ارنست-پلانک

۱- مقدمه

در دهه گذشته استفاده از کاربردهای الکتروکنتیک^۱ باعث شده است تا ابزارهای ریزجریانی^۲ بصورت گسترده مورد توجه قرار گیرند، این ابزارها معمولاً نیاز به هیچ قطعه مکانیکی متحرک خارجی نداشته و به سادگی در هر مکانی مورد استفاده قرار می‌گیرند [۱]. در بسیاری از این سیستم‌های ریزجریانی پدیده اختلاط نقش حیاتی ایفا می‌کند و مطلوب است که اختلاطی همگن در حداقل زمان و کوتاه‌ترین طول ممکن به دست آید. یکی از روش‌های موثر برای رسیدن به این هدف، استفاده از ویژگی‌های جریان‌های الکترواسموتیک^۳ درون ریزمجراهایی با خواص سطحی ناهمگن می‌باشد [۲]. در این جریان‌ها بر اثر اعمال میدان الکتریکی، سیال حاوی یون در مجاورت سطح به حرکت واداشته می‌شود. میدان جریان الکترواسموتیک به شدت وابسته به خواص الکتروشیمیایی سطح دیواره ریزمجرا و سیال است و در ریزمجراهایی^۴ که خواص دیواره آن‌ها به ویژه مقدار

1. Electrokinetic
2. Microflows
3. Electroosmotic
4. Microchannel

زتا پتانسیل^۵ دیواره ناهمگن باشد، جریان‌های الکترواستاتیک بسیار پیچیده و دارای نواحی چرخشی خواهد بود که سبب افزایش راندمان اختلاطی می‌گردد [۳].

به دلیل کوچک بودن مقیاس طولی ریزمجرا، نسبت سطح به حجم در آن‌ها بالا بوده لذا پدیده‌های سطحی که در جریان‌های مقیاس بزرگ بی‌اثرند، در ریزجریان‌ها حائز اهمیت می‌شوند. یکی از این پدیده‌های سطحی که نقش مهمی در ریزجریان‌ها ایفا می‌کند، لغزش سیال روی سطح است. مطالعات تجربی نشان داده است که در جریان‌های مایع حتی در اعداد رینولدز پایین ($Re < 10$)، لغزش به میزان قابل توجهی در دیواره‌های دارای سطوح با انرژی پایین (آب‌گریز) رخ می‌دهد [۴]. انتظار می‌رود که لغزش بیشتر روی سطوح بسیار صاف که قابلیت ترکندگی بسیار کمی دارند، رخ دهد، اما آزمایش‌های انجام شده روی انواع مختلفی از فصل مشترک‌های جامد-مایع نشان داده است که حتی در سطوح معمولی میزان طول لغزش ممکن است از مرتبه میکرون باشد [۵]. وجود لغزش روی دیواره‌های ناهموار و معمولی به حضور نانوحباب‌های به دام افتاده در حفره‌های سطح نسبت داده می‌شود [۶]. در مورد سطوح آب‌گریز نیز این مطلب تایید شده است که شکل‌گیری حباب روی این سطوح نیز به خوبی صورت می‌گیرد [۷]. از این رو وجود نانوحباب‌ها چه در سطوح کاملاً صیقلی و چه در سطوح دارای ناصافی یکی از دلایل وجود لغزش است. شبیه‌سازی دینامیک مولکولی از فصل مشترک آب با سطوح جامد نشان داده است که در حضور لغزش هیدرودینامیکی توزیع بارهای الکتریکی به خوبی توسط معادله پواسان-بولتزمن محاسبه می‌شود [۸]. به نظر می‌رسد که وجود بارهای سطحی باعث ترشوندگی بیشتر و کاهش لغزش سیال روی سطح می‌شود اما بر خلاف این نظر، مشاهدات تجربی نشان داده است که روی سطوحی که به شدت باردار هستند، لغزش قابل توجهی رخ می‌دهد [۹]. علاوه بر این، شواهد تجربی ارائه شده نشان می‌دهد که وجود لغزش حتی باعث افزایش قابل توجه در مقدار زتا پتانسیل دیواره می‌شود [۱۰]، طوری که وجود لغزش باعث تقویت زتا پتانسیل با ضریب $(1 + K\beta)$ خواهد شد که با توجه به مقادیر متعارف ضریب لغزش، β ، برای مقادیر بزرگ پارامتر بی‌بعد دیبای هوکل^۶، K ، افزایشی کاملاً قابل توجه دارد. یک مدل نظری بر مبنای انرژی آزاد مخلوط‌های دوتایی ارائه شده است که این مطلب را تایید می‌کند [۱۱]. همچنین اثرات لغزش بر جریان درون ریزمجراها مورد بررسی قرار گرفته و مشخص شده است که وجود لغزش در جریان‌های الکترواستاتیک منجر به افزایش نرخ جریان جرمی سیال و کاهش قابل توجه در ولتاژ اعمالی مورد نیاز می‌گردد [۱۲]. جریان الکترواستاتیک درون ریزمجرای آب‌گریز با استفاده از روابط تجربی برای تعیین سرعت لغزش در دیواره‌ها، مورد مطالعه قرار گرفته و روشی برای ارزیابی هم‌زمان زتا پتانسیل و ضریب لغزش ارائه شده است [۱۳].

همانطوری که از مقالات فوق بر می‌آید کمتر اثر ضریب لغزش روی اختلاط ریزمجراها مورد مطالعه قرار گرفته است، لذا در این مقاله اختلاط یک ریزمخلوگر الکترواستاتیک درون ریزمجرای مستقیم با زتا پتانسیل غیریکنواخت روی دیواره با استفاده از حل معادلات ارنست-پلانک^۷ و با اعمال ضریب لغزش بررسی شده است. به منظور ارزیابی اختلاط از معیار انتروپی توزیع مقادیر غلظت استفاده شده که پیش از این برای کانال‌های همگن با زتا پتانسیل یکنواخت روی دیواره کاربرد داشت، اما در این مقاله برای اولین بار برای کانال‌هایی با خواص سطحی ناهمگن به کار گرفته شده است.

۲- معادلات حاکم

سطوح دی‌الکتریک هنگامی که در معرض یک محلول الکترولیت قرار می‌گیرند، بار الکتریکی ذخیره می‌کنند. بار الکتریکی سطح روی یون‌های مجاور خود در محلول اثر گذاشته و یون‌های با بار ناهمنام درون محلول را به سمت خود جذب و یون‌های همنام را دور می‌کنند. این لایه به همراه لایه باردار روی دیواره، اصطلاحاً لایه دوگانه الکتریکی^۸ نامیده می‌شود. از سوی دیگر طبق تئوری الکتریسیته ساکن، بارهای الکتریکی درون لایه دوگانه یک میدان الکتریکی ایجاد می‌کنند. مقدار پتانسیل الکتریکی روی سطح، زتا پتانسیل نامیده می‌شود.

5. Zeta-potential
6. Debye-Huckel
7. Nernst-Planck
8. Electric Double Layer (EDL)

معادلات حاکم برای مدل سازی جریان الکترواسموتیک شامل معادله پواسان-بولتزمن برای توزیع میدان الکتریکی درون لایه دوگانه الکتریکی، معادله ارنست-پلانک برای توزیع غلظت یون های مثبت و منفی، معادله ناور-استوکس اصلاح شده برای میدان جریان و معادله غلظت می باشند که در این بخش به معرفی آنها خواهیم پرداخت [۱۴].

۲-۱-۱- معادله پواسان-بولتزمن

بر مبنای نظریه الکترواستاتیک، ارتباط بین توزیع پتانسیل الکتریکی و توزیع بارهای الکتریکی توسط معادله پواسان-بولتزمن مشخص می شود که شکل بی بعد آن به صورت رابطه (۱) است:

$$\nabla^2(\psi + \phi) = \frac{K^2}{2}(n^+ - n^-) \quad (1)$$

ψ توزیع پتانسیل الکتریکی ناشی از لایه دوگانه الکتریکی، ϕ توزیع پتانسیل الکتریکی خارجی ناشی از الکترودها، n^+ غلظت عددی یون های مثبت، n^- غلظت عددی یون های منفی و $K = \kappa H$ پارامتر بی بعد دیبای هوکل است. پارامتر $\kappa^{-1} = (\epsilon K_B T / 2 n_0 z^2 e^2)^{1/2}$ ضخامت مشخصه لایه دوگانه الکتریکی و ϵ, n_0, e, z, T به ترتیب عدد والانس الکترولیت متقارن، بار پایه الکترون، غلظت عددی توده یون ها در محلول یکنواخت، ثابت دی الکتریک محلول، ثابت بولتزمن و دمای مطلق الکترولیت هستند.

۲-۱-۲- معادلات ارنست-پلانک

محاسبه غلظت های یونی از حل معادلات انتقال یون ها به دست می آید که با نام معادلات ارنست-پلانک شناخته می شوند. شکل بی بعد این معادلات به صورت روابط (۲) و (۳) می باشد:

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} n^+) = \frac{\{\nabla^2 n^+ + \vec{\nabla} \cdot [n^+ (\vec{\nabla} \psi + A \vec{\nabla} \phi)]\}}{\text{Re Sc}^+} \quad (2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} n^-) = \frac{\{\nabla^2 n^- + \vec{\nabla} \cdot [n^- (\vec{\nabla} \psi + A \vec{\nabla} \phi)]\}}{\text{Re Sc}^-} \quad (3)$$

$\vec{\nabla}$ بردار سرعت، $\text{Sc}^{\pm} = \mu / \rho D^{\pm}$ عدد اشمیت، $\text{Re} = \rho U_{ref} H / \mu$ عدد رینولدز بر مبنای سرعت مرجع در جریان الکترواسموتیک $U_{ref} = \epsilon E_{ref} \zeta / \mu$ است. D^+ و D^- به ترتیب ضرایب پخش مولکولی برای یون های مثبت و منفی و $A = E_{ref} H / (K_B T / ze)$ یک پارامتر بی بعد است که معرف نسبت ولتاژ اعمالی خارجی به ولتاژ مبنا است. در معادلات (۲) و (۳) جمله سمت چپ تساوی مربوط به جابجایی یون ها است، جمله اول در سمت راست تساوی در صورت کسر مربوط به پخش مولکولی یون ها و جمله بعدی مربوط به پخش ناشی از مهاجرت یون ها بر اثر پتانسیل الکتریکی می باشند.

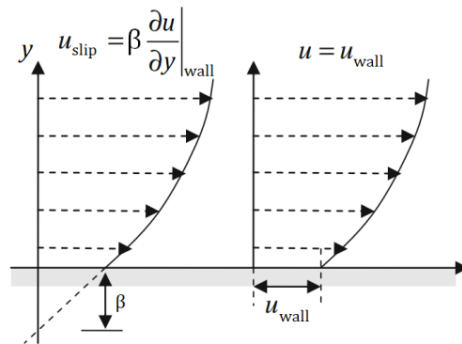
۲-۱-۳- معادلات ناور-استوکس

برای جریان سیال در شرایط دائمی و با خواص فیزیکی ثابت، معادلات جریان در یک سیستم تحت اثرات الکتروکنتیکی در شکل بی بعد به صورت رابطه (۴) نوشته می شوند:

$$\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{V}) = -\vec{\nabla} P + \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 \vec{V} - B \rho_e (\vec{\nabla} \psi + A \vec{\nabla} \phi) \quad (4)$$

$B = n_0 K_B T / \rho U_{ref}^2$ یک پارامتر بی بعد است که معرف نسبت فشار یونی به فشار دینامیکی است، فشار بی بعد به صورت $P = P^* / \rho U_{ref}^2$ تعریف می شود. جمله آخر در معادله (۴) نیروی حجمی ناشی از اثرات میدان الکتریکی و یون های باردار درون سیال است. این نیروی الکتریکی مشابه با نیروی گرانشی به صورت یک نیروی حجمی اثر می کند و در جریان های

الکترواسموتیک این نیرو عامل حرکت سیال است. برای در نظر گرفتن اثر آب‌گریزی شرط لغزش در شکل بی‌بعد به صورت $u = \beta(\partial u / \partial n)$ روی دیواره‌ها در نظر گرفته شده است که β ضریب لغزش می‌باشد. این شرط در شکل ۱ قابل مشاهده است.



شکل ۱: اعمال ضریب لغزش روی دیواره آب‌گریز

۲-۱-۴- معادله غلظت گونه‌ها

برای بررسی پدیده اختلاط، میدان اسکالر برای غلظت یک گونه بایستی حل شود. معادله حاکم بر میدان غلظت به شکل رابطه (۵) است:

$$\vec{V} \cdot \vec{\nabla} C = \frac{1}{\text{Re Sc}} \nabla^2 C \quad (5)$$

که در آن $\text{Sc} = \mu / \rho D$ عدد اشمیت مربوط به گونه مورد نظر و Re عدد رینولدز می‌باشد. در ورود ریزمجرا توزیع غلظت به صورت زیر در نظر گرفته شده است:

$$C(x=0, y) = \begin{cases} 0 & 0 < y < \frac{H}{2} \\ 1 & \frac{H}{2} < y < H \end{cases} \quad (6)$$

۲-۵- معیار انتروپی اختلاط

برای ارزیابی اختلاط می‌توان از انتروپی به عنوان یک معیار استفاده نمود. معیار انتروپی شانون برحسب مقادیر غلظت در نقاط گسسته به صورت رابطه (۷) مطرح شده است [۱۵]:

$$S_{\text{mix}} = - \sum_{j=1}^M C_j \ln(C_j) \quad (7)$$

در این رابطه C_j مبین غلظت هر نقطه و M تعداد نقاط گسسته می‌باشد. بر مبنای رابطه فوق و با اعمال تابع وزنی دبی، معیار اصلاح شده برای یک سطح مقطع عبور جریان به صورت رابطه (۸) تعریف می‌شود:

$$S_{\text{mix}} = \frac{- \int_A C \ln(C) \rho u \, dy}{\int_A \rho u \, dy} \quad (8)$$

طبق رابطه (۸) به جای اینکه در ارزیابی میزان اختلاط از معیار انتروپی ساده استفاده شود، از معیار انتروپی وزن‌دار با تابع وزنی دبی استفاده خواهد شد. بر مبنای استفاده از معیار وزن‌دار انتروپی در هر مقطع از ریزمجرا، کارایی اختلاط را به صورت رابطه (۹) تعریف می‌کنیم:

$$\varepsilon_s = \frac{S_{\text{mix}} - S_{\text{inlet}}}{S_{\infty} - S_{\text{inlet}}} \quad (9)$$

در مسأله مورد بررسی با توجه به توزیع غلظت در ورودی ریزمجرا، در صورتی که طول کانال به اندازه کافی طویل باشد، اختلاط کامل به وجود می‌آید و مقدار غلظت نهایی برابر $0/5$ خواهد بود. برای این حالت مقدار معیار انتروپی برابر حداکثر مقدار خود یعنی $S_{\infty} = -0.5 \ln(0.5)$ می‌باشد. بعلاوه در ورود مقدار معیار انتروپی برابر حداقل خود یعنی صفر است، لذا کارایی اختلاط طبق کسر معادله (۹) به صورت $\varepsilon_s = S_{mix}/0.347$ محاسبه می‌گردد.

۳- روش عددی و اعتبار سنجی

برای حل عددی معادلات ابتدا میدان الکتریکی خارجی، Φ ، به دست می‌آید. سپس یک حدس اولیه مناسب برای مقدار پتانسیل داخلی (ناشی از لایه دوگانه الکتریکی یعنی ψ) در نظر گرفته می‌شود. سپس معادلات مربوط به میدان الکتریکی داخلی و خارجی با مقدار اولیه $n^+ = n^- = 0$ حل می‌شوند و میدان پتانسیل داخلی، ψ ، توسعه می‌یابد و بعد از آن معادلات ارنست-پلانک حل می‌شود تا توزیع غلظت برای یون‌های مثبت و منفی یعنی n^+ و n^- به دست آید. سپس چگالی بارهای الکتریکی ρ_e از رابطه $\rho_e = n^+ - n^-$ به دست می‌آید. در این مرحله اولین تخمین برای نیروی الکتریکی حجمی قابل محاسبه است و می‌توان با استفاده از آن میدان جریان را به دست آورد. برای محاسبه میدان جریان ابتدا میدان فشار حدس زده می‌شود و سپس معادلات اندازه حرکت برای حل میدان سرعت حل می‌گردد. برای این کار، از روش حجم محدود با متغیرهای هم‌مکان در شبکه‌ی غیریکنواخت استفاده شده است. ارتباط میدان سرعت و فشار توسط طرح سیمپل تعیین می‌شود و برای پرهیز از جواب‌های شطرنجی در میدان جریان، در محاسبه نرخ جریان جرم جابجایی از طرح میانبایی رای-چو استفاده شده است. با استفاده از میدان سرعت به دست آمده، معادله پیوستگی جهت اصلاح میدان‌های فشار و سرعت حل خواهد شد. از آنجا که میدان جریان، چگالی بار الکتریکی را تحت تاثیر قرار می‌دهد، لذا مجدداً معادلات ارنست-پلانک حل می‌شوند تا توزیع غلظت‌های یونی و چگالی خالص بارهای الکتریکی به دست آید. در ادامه توزیع پتانسیل خارجی و داخلی محاسبه می‌شود. این مراحل آنقدر تکرار می‌شوند تا همگرایی مناسب حاصل شود. پس از همگرایی معادله جریان، معادله غلظت حل می‌شود.

برای اطمینان از صحت حل، نتایج عددی با نتایج حل تحلیلی یک جریان الکترواسموتیک ایده‌آل بین صفحات تخت مقایسه شده است. معادلات (۱۰-۱۱) حل تحلیلی برای پتانسیل الکتریکی و توزیع سرعت را نشان می‌دهد [۱۶، ۱۷].

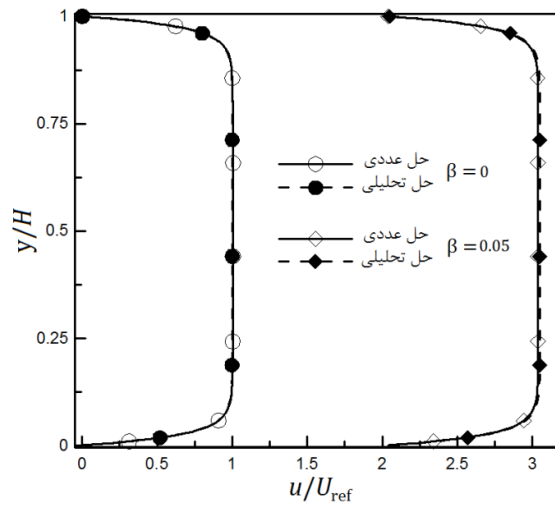
$$\frac{\psi(y)}{\zeta} = \frac{\cosh(Ky - K/2)}{\cosh(K/2)} \quad (10)$$

$$\frac{u(y)}{U_{ref}} = 1 + K\beta \tanh(K/2) - \frac{\psi(y)}{\zeta} \quad (11)$$

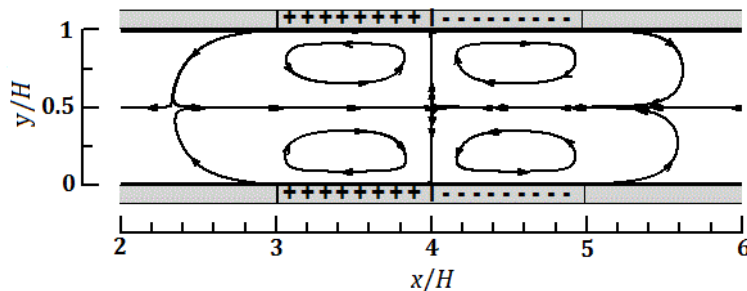
که $U_{ref} = \varepsilon E_{ref} \zeta / \mu$ است. به منظور اعتبارسنجی و صحت حل عددی مدل کامل با اعمال ضریب لغزش و مقایسه آن با حل تحلیلی بدست آمده از رابطه (۱۱)، شکل ۲ رسم شده است. نتایج به ازای دو مقدار مختلف ضریب لغزش گزارش شده است. همانطوری که از شکل قابل استنتاج است، تطابق قابل قبول دو حل مذکور در حضور لغزش نشان‌دهنده دقت بالای حل عددی در تحلیل چنین سطوحی می‌باشد.

نتایج عددی نشان می‌دهد که اندازه طول و مکان ناهمگنی به صورت جدی بر میزان اختلاط ناشی از یک تکه ناهمگنی تاثیر می‌گذارند. برای بررسی اثر تکه‌های ناهمگنی بر عملکرد و ویژگی‌های اختلاطی ریزمجراهای ناهمگن، سه نوع ریزمخلوط-گر معرفی شده است که تفاوت آن‌ها در نحوه آرایش تکه‌های ناهمگنی در بخش میانی آن‌ها است. ریزمجرای تخت دوبعدی مورد مطالعه دارای ارتفاع H و طول $L = 6H$ است و به سه قسمت ابتدایی، میانی و انتهایی به ترتیب با طول‌های $L_{in} = 2H$ ، $L_{mid} = 2H$ و $L_{out} = 2H$ تقسیم شده است. در قسمت‌های ابتدایی و انتهایی دیواره‌ها همگن و در قسمت میانی دیواره‌ها دارای تکه‌های ناهمگنی غیر یکنواخت هستند. برای اولین آرایش، جزئیات مربوط به توزیع بار در

قسمت میانی ریزمجرا و طرح جریان الکترواسموتیک مربوطه در حضور میدان الکتریکی مثبت به صورت شماتیک در شکل ۳ نشان داده شده است.



شکل ۲: تغییرات سرعت درون ریزمجرای همگن توسط حل عددی مدل کامل و حل تحلیلی میدان سرعت الکترواسموتیک در حضور لغزش

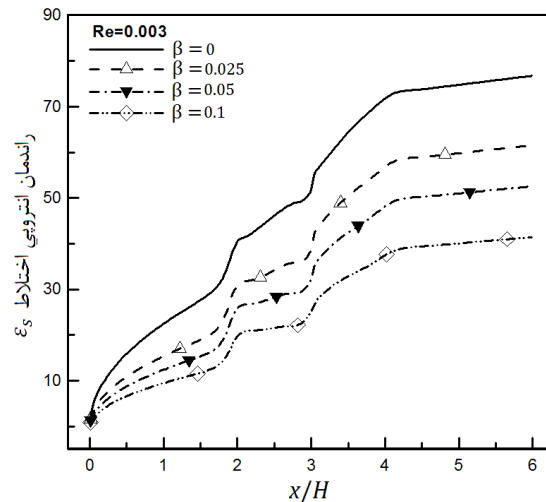


شکل ۳: یک نمونه از آرایش تکه‌های ناهمگنی بار و خطوط جریان الکترواسموتیک با E مثبت از چپ به راست

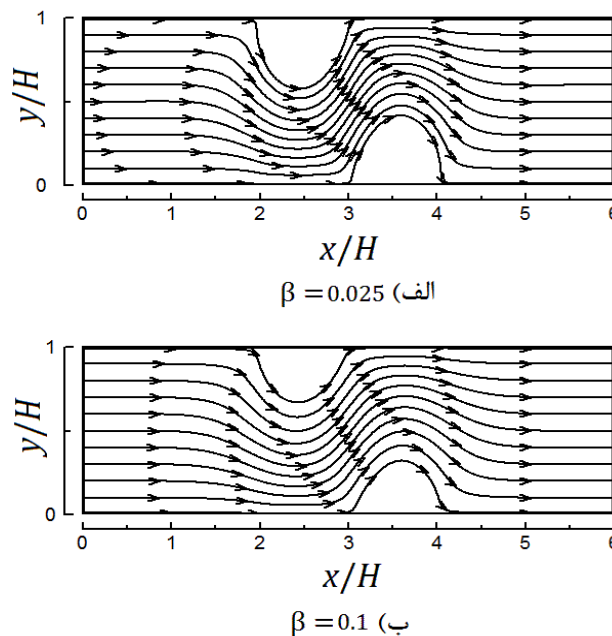
برای حالت نشان داده شده در شکل ۳، قسمت میانی دارای ۴ تکه ناهمگنی است. روی دیواره بالایی از راست به چپ ابتدا یک تکه ناهمگنی با بار منفی (n) و سپس یک تکه ناهمگنی با بار مثبت (p) قرار دارد و در دیواره پایینی همین وضعیت تکرار شده است. زمانی که اندازه بارها در این ۴ تکه ناهمگنی برابر باشد، این وضعیت با نماد (np-np) مشخص می‌شود. دو آرایش متفاوت دیگر که با همین ۴ تکه ناهمگنی (با حذف حالات متقارن) شکل می‌گیرد عبارت‌اند از (np-np) و (pp-nn).

۴- نتایج

برای مطالعه اثر آب‌گریزی سطوح بر اختلاط، شرط لغزش سیال به صورت مرزی $u = \beta du/dy$ روی دیواره‌ها اعمال شده است. شکل ۴ تغییرات راندمان اختلاطی را به ازای ضرایب لغزش مختلف برای آرایش (np-np) نشان می‌دهد، مشاهده می‌شود که به ازای افزایش ضریب لغزش، راندمان اختلاط کاهش می‌یابد. این موضوع صحیح است چراکه افزایش β به معنای تسهیل در عبور جریان از ریزمجرا است یا به عبارت دیگر اثر پمپاژ بر اثر اختلاطی غالب است. بررسی میدان جریان آرایش (np-pn) در دو ضریب لغزش مختلف این موضوع را تایید می‌کند؛ با کاهش قدرت گردابه‌ها در اعداد لغزش بالا، راندمان اختلاطی نیز کاهش می‌یابد (شکل ۵).



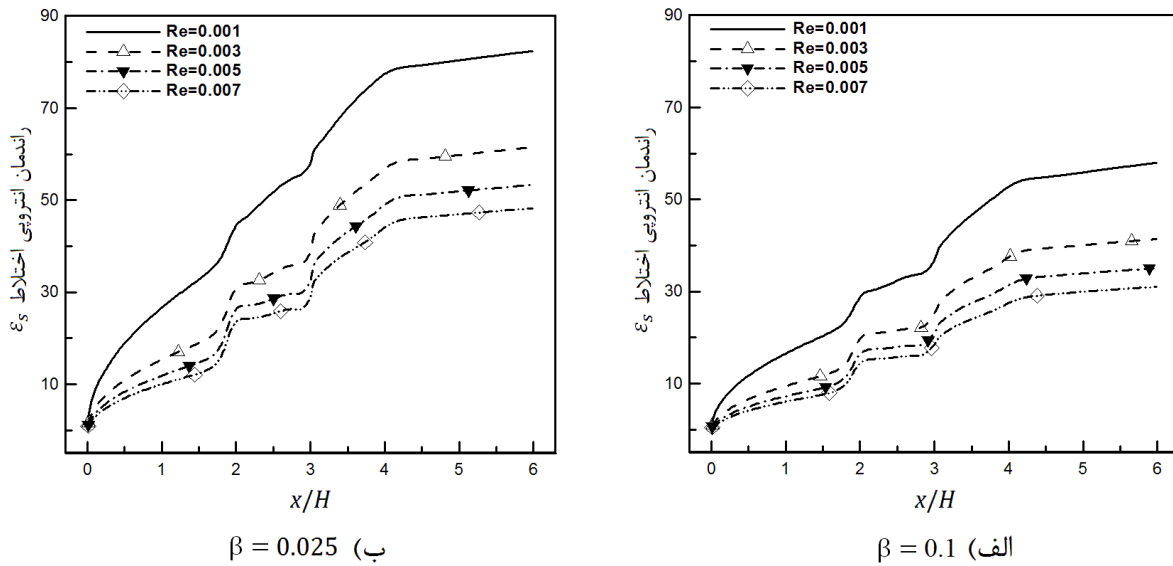
شکل ۴: تغییرات راندمان انتروپی اختلاط به ازای ضرایب لغزش مختلف برای آرایش (np-np) و $Re=0.003$



شکل ۵: خطوط جریان برای ریزمجرای ناهمگن با الگوی بار (np-pn) به ازای دو ضریب لغزش ۰/۲۵ و ۰/۱

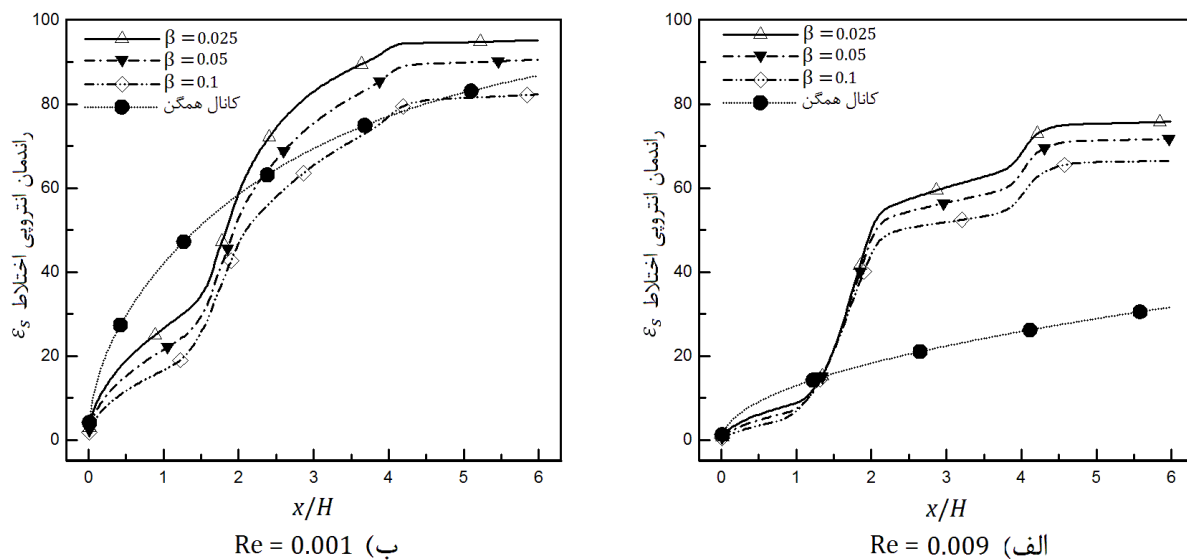
شکل ۶ تغییرات راندمان اختلاطی را برای دو ضریب لغزش ۰/۲۵ و ۰/۱ و به ازای اعداد رینولدز مختلف توسط معیار انتروپی اختلاط نشان می‌دهد. از این شکل دیده می‌شود که وجود لغزش در هر عدد رینولدز باعث کاهش مقدار راندمان اختلاط در مقایسه با زمانی می‌شود که لغزش وجود ندارد. در این حالت روند کلی تغییرات راندمان در طول ریزمجرا مشابه با حالت بدون لغزش است و فقط میزان اندازه آن متفاوت است. بررسی راندمان در سایر مقادیر لغزش نشان می‌دهد که در ضرایب لغزش بزرگتر، میزان راندمان اختلاط کاهش بیشتری را تجربه می‌کند. این مطلب در شکل ۶-الف مشاهده می‌شود که در آن ضریب لغزش ۰/۱ برای سطح در نظر گرفته شده است.

مقایسه شکل ۶-ب و ۶-الف نشان می‌دهد که برای رینولدز ۰/۰۱ با افزایش ضریب لغزش از ۰/۲۵ به ۰/۱ (یعنی با ۴ برابر شدن) میزان راندمان اختلاط از ۸۲/۴٪ به ۵۸٪ تقلیل می‌یابد (یعنی حدود ۲۵٪ کاهش) که برای راندمان اختلاط کاملاً قابل توجه است.



شکل ۶: تغییرات راندمان اختلاط به ازای ضریب لغزش ۰/۲۵ و ۰/۱ به ازای اعداد رینولدز مختلف توسط معیار انتروپی اختلاط و برای آرایش (np-np)

در شکل ۷ تغییرات راندمان اختلاطی ریزمجرای ناهمگن با آرایش (pp-nn) به ازای ضرایب لغزش مختلف در دو مقدار عدد رینولدز رسم شده و با کانال همگن مقایسه گردیده است. برای آرایش نشان داده شده با $Re=0.001$ در شکل ۷-ب دیده می‌شود که با افزایش ضریب لغزش همواره راندمان اختلاطی کاهش می‌یابد. در این حالت مقادیر راندمان چندان با کانال همگن تفاوتی نمی‌کند و مقادیر راندمان در خروجی کانال در محدوده ۸۲٪ تا ۹۵٪ است. مقدار راندمان کانال همگن در خروجی نیز در همین محدوده و تقریباً ۸۷٪ است.



شکل ۷: تغییرات راندمان اختلاطی ریزمجرای ناهمگن با آرایش (pp-nn) به ازای ضرایب لغزش مختلف و $Re=0.009$, $Re=0.001$ و مقایسه آن با کانال همگن

خواهیم دید که با افزایش عدد رینولدز این وضع استمرار نخواهد داشت. نمودار مربوط به شکل ۷-الف برای همان شرایط شکل ۷-ب رسم شده است جز اینکه عدد $Re=0.009$ در نظر گرفته شده است. در شکل ۷-الف مقادیر راندمان اختلاطی برای کانال‌های ناهمگن در خروجی در محدوده ۶۶٪ تا ۷۶٪ است و مقدار راندمان کانال همگن حدود ۳۱/۶٪ است. یعنی برای

ضریب لغزش $0.25/0$ با ۹ برابر شدن عدد رینولدز تغییر راندمان اختلاط حداکثر برابر ۲۰ درصد بوده است در حالی که طبق شکل‌های ۶-ب و ۶-الف مشاهده می‌شود که با ۴ برابر شدن ضریب لغزش تغییر ۲۵ درصدی برای راندمان اختلاط حاصل می‌شود، لذا نتیجه می‌گیریم که اختلاط کانال‌های ناهمگن بیشتر متأثر از تغییر مقدار لغزش است تا تغییر عدد رینولدز. اما اختلاط کانال همگن شدیداً متأثر از عدد رینولدز می‌باشد، طوری که با افزایش رینولدز، راندمان اختلاطی این نوع کانال به شدت کاهش خواهد یافت و حتی مقدار آن از کانال‌های ناهمگن با لغزش کمتر می‌شود. این مطلب کاملاً متفاوت با حالت قبل (شکل ۷-ب را ببینید) است که در آنجا حتی نسبت به کانال با تکه ناهمگنی روی دیواره و با ضریب لغزش راندمان اختلاطی بیشتری دارد. نتیجه دیگر آن که در اعداد رینولدز پایین، تاثیر تغییر مقدار لغزش در کانال‌های ناهمگن، خود را به مقدار بیشتری نشان خواهد داد. مثلاً در شکل ۷-ب زمانی که ضریب لغزش از $0.25/0$ تا $0.1/0$ تغییر می‌کند، مقدار راندمان ۱۳ درصد کاهش یافته ولی این مقدار برای حالت مشابه در شکل ۷-الف حدود ۱۰ درصد بوده است.

۵- نتیجه گیری

در این مقاله پدیده‌ی اختلاط بر اثر جریان الکترواسموتیک درون ریزمجره‌های دارای زتاپتانسیل ناهمگن و با اعمال اثرات آب‌گریزی ناشی از لغزش به صورت عددی مطالعه و مدل‌سازی شده است. برای مدل‌سازی جریان الکترواسموتیک درون ریزمجره‌های ناهمگن معادلات ناویر-استوکس برای جریان، ارنست-پلانک برای توزیع بارهای الکتریکی و معادله غلظت، همگی به روش عددی حل شده‌اند. نتایج نشان داد که در هر عدد رینولدزی با افزایش ضریب لغزش، راندمان اختلاط کاهش می‌یابد چراکه این افزایش به معنای غالب شدن اثر پمپاژ بر اثر اختلاطی است که نتیجه آن کاهش تاثیر گردابه‌ها و نواحی چرخشی ناشی از آن‌هاست. همچنین مشاهده شد در کانال‌های ناهمگن تغییر راندمان اختلاطی بیشتر تحت تاثیر ضریب لغزش می‌باشد تا تغییر عدد رینولدز، طوری که در اعداد رینولدز مختلف، به ازای یک ضریب لغزش یکسان، کمتر تغییری در راندمان اختلاطی صورت خواهد گرفت. همچنین نتیجه گرفتیم که در اعداد رینولدز کم، استفاده از کانال ناهمگن با سطوح دارای لغزش، جهت اختلاط نتایج مطلوبی نداشته و راندمان اختلاطی حتی کمتر از کانال همگن خواهد بود، ولی برعکس در اعداد رینولدز بالا، وجود یک ضریب لغزش روی دیواره کانال ناهمگن، نتایج و راندمان اختلاط به مراتب بالاتری نسبت به کانال همگن ایجاد خواهد نمود. علاوه بر این نتیجه گردید که در اعداد رینولدز پایین، تاثیر تغییر مقدار لغزش در کانال‌های ناهمگن، خود را به مقدار بیشتری نشان خواهد داد.

مراجع

- [1] L. M. Fu, R. J. Yang, G. B. Lee, H. H. Liu, 2002, Electrokinetic injection techniques in microfluidic chips, Anal Chem, Vol. 74, No. 19, pp. 5084-91.
- [2] R. Peng, D. Li, 2015, Effects of ionic concentration gradient on electroosmotic flow mixing in a microchannel, Journal of Colloid and Interface Science, Vol. 440, pp. 126-132.
- [3] J. Jamaati, A. R. Farahinia, 2015, H. Niazmand, Investigation of Mixing in Electroosmotic Micromixers using Nernst-Planck Equations, Modares Mech. Eng., Vol. 15, No. 4, pp. 203-213.
- [4] J. K. Holt, H. G. Park, Y. Wang, M. Stadermann, A. B. Artyukhin, C. P. Grigoropoulos, A. Noy, O. Bakajin, 2006, Fast mass transport through sub-2-nanometer carbon nanotubes, Science, Vol. 312, No. 5776, pp. 1034-1037.
- [5] D. C. Tretheway, C. D. Meinhart, 2004, A generating mechanism for apparent fluid slip in hydrophobic microchannels, Physics of Fluids, Vol. 16, No. 5, pp. 1509-1515.

- [6] C. Neto, D. R. Evans, E. Bonaccorso, H. J. Butt, 2005, Boundary slip in Newtonian liquids: A review of experimental studies, *Reports on Progress in Physics*, Vol. 68, No. 12, pp. 2859-2897.
- [7] J. W. G. Tyrrell, P. Attard, 2001, Images of nanobubbles on hydrophobic surfaces and their interactions, *Physical Review Letters*, Vol. 87, No. 17, pp. 1761041-44.
- [8] L. Joly, C. Ybert, E. Trizac, L. Bocquet, 2006, Liquid friction on charged surfaces: From hydrodynamic slippage to electrokinetics, *Journal of Chemical Physics*, Vol. 125, No. 20, pp. 204716.
- [9] Y. Ren, D. Stein, 2008, Slip-enhanced electrokinetic energy conversion in nanofluidic channels, *Nanotechnology*, Vol. 19, No. 19, pp. 195707.
- [10] C. I. Bouzigues, P. Tabeling, L. Bocquet, 2008, Nanofluidics in the Debye layer at hydrophilic and hydrophobic surfaces, *Physical Review Letters*, Vol. 101, No. 11, pp. 114503.
- [11] S. Chakraborty, 2008, Generalization of interfacial electrohydrodynamics in the presence of hydrophobic interactions in narrow fluidic confinements, *Physical Review Letters*, Vol. 100, No. 9, pp. 097801.
- [12] J. Yang, D. Y. Kwok, 2003, Effect of liquid slip in electrokinetic parallel-plate microchannel flow, *Journal of Colloid and Interface Science*, Vol. 260, No. 1, pp. 225-233.
- [13] H. M. Park, Y. J. Choi, 2008, A method for simultaneous estimation of inhomogeneous zeta potential and slip coefficient in microchannels, *Anal. Chimica. Acta.*, Vol. 616, No. 2, pp. 160-169.
- [14] J. H. Masliyah, 1994, *Electrokinetic transport phenomena*, Alberta Oil Sands Technology and Research Authority.
- [15] C. E. Shannon, 1948, A mathematical theory of communication, *Bell Syst. Technol. Journal*, Vol. 27, pp. 379-423, 623-656.
- [16] R. J. Hunter, 1981, *Zeta Potential in Colloid Science*.
- [17] S. A. Mirbozorgi, H. Niazmand, M. Renksizbulut, 2006, Electro-Osmotic Flow in Reservoir-Connected Flat Microchannels With Non-Uniform Zeta Potential, *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 128, No. 6, pp. 1133-1143.