

مطالعه عددی تأثیر شرایط مختلف جریان بر دینامیک برخورد قطرات بین دو صفحه متحرک مختلف الجهت

امیره نوربخش*

استادیار، گروه مهندسی مکانیک، دانشگاه بوعلی سینا، همدان، ایران، noubakhsh@basu.ac.ir

ناصر سرایی

دانشجوی کارشناسی ارشد، گروه مهندسی مکانیک، دانشگاه بوعلی سینا، همدان، ایران، n.saraei@eng.basu.ac.ir

چکیده

برخورد قطرات شکل‌پذیر در جریان بین دو صفحه متحرک مختلف الجهت (جریان برشی) به صورت عددی توسط حل کامل معادلات ناویر-استوکس مورد مطالعه قرار گرفته است. روش عددی به کار گرفته شده اختلاف محدود/ردیابی جبهه می‌باشد. این روش، ترکیبی از روش‌های تسخیر و ردیابی قطره است. یک شبکه بندی مکعبی، ساکن، سازمان یافته، و جابجا شده برای سیال توده استفاده می‌شود، اما قطره با استفاده از یک شبکه مجزاء بدون سازمان، متحرک، مثلی و یک بعد کمتر از شبکه سیال کانال دنبال می‌شود. اثرات کشش سطحی نیز از طریق اضافه کردن یک جمله منبع مناسب به معادلات حاکم به حساب آمده است. نتایج نشان داد که با بزرگتر شدن دامنه محاسباتی، قطرات بیشتر تحت تأثیر گردابه‌هایی که بر اثر واکنش متناوب از طرف دیواره‌ها ایجاد می‌شوند، قرار می‌گیرند و مسیر حرکت عبوری از روی یکدیگر به مسیر حرکت برگشتی تبدیل می‌شود. همچنین با افزایش اثرات اینرسی که ناشی از افزایش عدد رینولدز می‌باشد، قطرات حرکت برگشتی را در کانال بزرگتر انجام می‌دهند. با افزایش عدد موئینگی، پیش روی قطرات به سمت یکدیگر افزایش می‌یابد. **واژه‌های کلیدی:** قطره، جریان برشی، اختلاف محدود-ردیابی جبهه، کشش سطحی.

Numerical study of the effect of different flow conditions on the dynamics of droplet collisions between two opposite moving plates

A. Nourbakhsh
N. Saraei

Department of Mechanical Engineering, Bu-Ali Sina University, Hamedan, Iran
Department of Mechanical Engineering, Bu-Ali Sina University, Hamedan, Iran

Abstract

The collision of deformable drops in the flow between two opposite moving plates (shear flow) has been studied numerically by solving the Navier-Stokes equations completely. The numerical finite difference/front tracking method is used. This method is a mixed of capturing and drop tracking methods. For a fluid bulk, a structured fixed, cubic and staggered grid would be used, but the drop is tracked using a separate grid triangle irregular and moving grid with a lower dimension than channel fluid grid. The surface tension effects are accounted for by adding appropriate source terms into the governing equations. The results showed that as the computational domain increases, the droplets are more affected by the vortex created by the intermittent reaction of the walls, and their crossing themselves motion path turns to return path. Also, by increasing the effects of inertia due to the increase in Reynolds number, the droplets make a reciprocating motion in the larger channel. As the capillary number increases, the droplets move further towards each other.

Keywords: drop, shear flow, finite difference-front tracking, surface tension.

۱- مقدمه

بررسی رفتار جریان ذرات غوطه‌ور نظیر قطره، حباب و ذره صلب در کانال‌ها و لوله‌ها در سال‌های اخیر افزایش چشمگیری در فعالیت‌های تحقیقاتی پیدا کرده است. از کاربردهای صنعتی جریان قطره‌ای می‌توان به واحدهای تولید انرژی به عنوان مثال استخراج و خطوط انتقال نفت، در صنایع مختلف مهندسی شیمی، هوافضا، پلیمرها و فرایندهای تولید مواد غذایی اشاره کرد. در سال ۱۹۳۴ تیلور [۱]، بررسی تغییر شکل یک قطره در یک فاز پیوسته با نسبت لزجت‌های مشخص را انجام داد. وی تغییر شکل و شکست یک قطره را در دو جریان برشی و کششی بررسی نمود. آنوردی و تریگواسون [۲]، شبیه سازی عددی جریان‌های سه بعدی دو یا چند سیال با لزجت و چگالی متفاوت که به وسیله یک مرز با کشش سطحی محدود جدا شده اند را انجام دادند و نتیجه گرفتند که نیروی کشش سطحی روی سطح حباب، فشار داخل آن را تقریباً ثابت و بالاتر از فشار محیط نگه می‌دارد. لوتنبرگ و هینچ [۳]، شبیه سازی عددی برخورد دو قطره را در یک

جریان برشی با استفاده از روش انتگرال مرزی برای نرخ لزجت و موئینگی‌های متفاوت انجام دادند. آنها به این نتیجه رسیدند که اگر $Ca \ll 1$ یا $\lambda \neq O(1)$ باشد، تمایل قطرات به در هم آمیختگی در لحظه عبور از روی یکدیگر در جریان برشی، بیشترین مقدار را دارد. از سوی دیگر به ازای نرخ‌های لزجت مرتبه یک و $Ca = O(1)$ ، گرایش به در هم آمیختگی در لحظه جدا شدن قطرات در ربع کششی جریان در بیشترین مقدار خود پیش بینی گردید. گودی و سیموئونه [۴]، برای بررسی برخورد دو قطره، از سیالات پلی‌ایزوبوتیلن برای قطرات و از پلی دی‌متیل سیلوکسان برای سیال توده استفاده کردند. دودی و بگچی [۵]، شبیه سازی خود را برای یک جفت کپسول محصور شده در جریان برشی انجام دادند. حرکت یک قطره بدون نیروی شناوری بین دو صفحه تحت جریان پواسل توسط نوربخش و مرتضوی [۶]، شبیه سازی شد. آنها دریافتند که در اعداد رینولدز محدود، قطره به موقعیت تعادلی بین مرکز و دیواره کانال مهاجرت می‌کند. افزایش عدد رینولدز و کاهش عدد موئینگی و نسبت لزجت، موقعیت تعادل را به دیواره

* نویسنده مکاتبه کننده، آدرس پست الکترونیکی: noubakhsh@basu.ac.ir

تاریخ دریافت: ۹۹/۰۵/۲۲

تاریخ پذیرش: ۹۹/۱۱/۰۶

کانال نزدیک‌تر می‌کند. شبیه سازی سه بعدی برخورد بین دو قطره که در سیالی صعود می‌کنند، با استفاده از روش ردیابی جبهه/ حجم محدود، توسط بپاره و همکارانش [۷]، انجام شد. فاروقی و همکارانش [۸] روش اوپلری-لاگرانژی ردیابی جبهه سه بعدی را بصورت موازی برای شبیه سازی جریان های چند فازی بکار بردند. شبیه سازی عددی حرکت قطرات شکل پذیر در میکرو و ماکروکانال توسط راضی و پورقاسمی [۹] انجام شد. آنها، پارامترهای اصلی را، نسبت لزجت، نسبت چگالی، تغییر شکل پذیری قطرات و عدد رینولدز در نظر گرفتند و دریافتند که تغییر این پارامترها، نرخ مهاجرت متفاوت و الگوی پخش ذرات متفاوت را نتیجه می‌دهد. رضی زاده و همکارانش [۱۰]، تغییر شکل و شکست قطره در جریان برشی را با استفاده از روش ردیابی جبهه بررسی کردند و الگوریتم جدیدی برای شبیه سازی شکست قطره در جریان برشی، ارائه دادند. آنها همچنین، برخورد دو قطره را شبیه سازی کردند. لیو و همکارانش [۱۱]، برخورد هیدرودینامیکی بین قطرات دو لایه‌ای امولسیون (یک قطره درون قطره دیگر) را تحت یک برش مورد بررسی قرار دادند. آنها با مقایسه مسیر حرکت قطرات دو لایه‌ای با قطرات تک فاز (تک لایه‌ای) متوجه شدند که در طول تعامل، هر دو نوع قطرات مسیر مشابهی را طی می‌کنند. در مطالعه حاضر، شبیه سازی سه بعدی جریان سیال دو فازی متشکل از دو قطره تغییر شکل پذیر در جریان بین دو صفحه موازی متحرک مختلف جهت (جریان برشی) انجام شده است. دینامیک برخورد قطرات تحت تأثیر پارامترهای بدون بعد مختلف حاکم بر جریان (مانند عدد موئینگی، عدد رینولدز، آفست و ...) در حالت سه بعدی، به صورت دقیق شبیه سازی و نتایج در دو میدان جریان با اندازه های متفاوت، مقایسه شده است. برای این منظور فرم بقای معادلات ناویر-استوکس بدون هیچ فرض ساده کننده‌ای در اعداد رینولدز محدود حل شده اند.

۲- معادلات حاکم و پارامترهای بی بعد

در جریان‌های دوفازی، علاوه بر در نظر گرفتن اختلافات موجود در خواص فیزیکی فازهای تشکیل دهنده جریان، باید پدیده‌های سطحی مانند کشش سطحی در نظر گرفته شود. از آنجایی که این عبارات در یک مرز بین سیالات مختلف، متمرکز هستند، با توابع δ نشان داده می‌شوند [۱۲]. معادله حاکم بر رفتار جریان‌های دو فازی، امتزاج ناپذیر، لزج، تراکم ناپذیر و غیردائم برای هر دو سیال (مدل تک سیالی) به وسیله معادلات ناویر استوکس به صورت معادله (۱) بیان می‌شود:

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \nabla \cdot \rho u u = -\nabla p + \rho f + \nabla \cdot \mu (\nabla u + \nabla^T u) + \int \sigma k' n' \delta^\beta (x - x') ds' \quad (1)$$

جمله $(\nabla u + \nabla^T u)$ در معادله فوق تانسور نرخ تغییر شکل $T = (\nabla u + \nabla^T u)$ می باشد. معادله بقای جرم به صورت زیر است:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho u = 0 \quad (2)$$

در بررسی حاضر فرض می‌شود که سیالات تراکم ناپذیر و اختلاط ناپذیر هستند در نتیجه خواص آنها نظیر چگالی و لزجت در طول زمان ثابت باقی می‌ماند و معادله بقاء جرم به صورت زیر نوشته می‌شود.

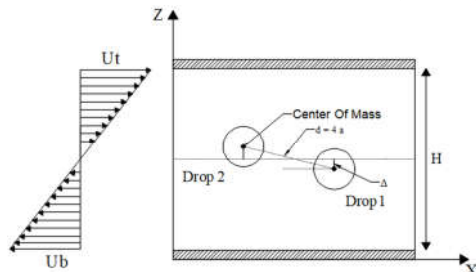
$$\nabla \cdot u = 0 \quad (3)$$

اعداد بدون بعد حاکم بر جریان توسط بی بعد سازی معادلات ناویر-استوکس بدست می‌آیند. λ ، نسبت لزجت سیال درون قطرات به سیال بیرون $(\lambda = \mu_i / \mu_j)$ ، α ، نسبت چگالی سیال درون قطرات به سیال بیرونی $(\alpha = \rho_i / \rho_j)$ و ξ نسبت هندسی (نسبت شعاع قطره به ارتفاع کانال) می‌باشد $(\xi = a/H)$. عدد رینولدز حجمی، $Re_b = \frac{\rho_0 G H^2}{\mu_0}$ عدد وبر $We = \frac{\rho_0 G a^3}{\sigma}$ نسبت اینرسی حرکتی سیال به کشش سطحی قطره و عدد موئینگی $Ca = \frac{\mu_0 G a}{\sigma}$ نسبت قدرت تنش برشی به کشش سطحی قطره می‌باشد. (G گرادیان سرعت می باشد که در ادامه رابطه و جزئیات آن بیان می‌شود).

حل معادلات حاکم بر جریان، به تنهایی امکان پذیر نیست. برای حل این معادلات، شرایطی را روی مرزهای محدوده حل باید اعمال کرد. شکل ۱ موقعیت اولیه دو قطره در کانال را نشان می‌دهد. در این مسئله دو قطره با شعاع a در یک کادر محاسباتی قرار داده شده اند. مراکز قطرات به اندازه Δx در امتداد جریان و به اندازه Δz در امتداد گرادیان سرعت، از هم جدا می‌شوند. فاصله نسبی مراکز قطرات در جهت گردابی، یعنی محور y صفر می‌باشد. قطره‌ای که سمت راست قرار دارد کمی پایین‌تر از امتداد وسط در حوزه محاسباتی قرار می‌گیرد و قطره‌ای که سمت چپ می‌باشد نسبت به قطره اولی، بالاتر از خط مرکزی کانال قرار می‌گیرد. مکان اولیه قطرات در کانال توسط آفست $(Offset = \frac{\Delta}{a})$ تعریف می‌شود و بیانگر کوتاه‌ترین فاصله از مرکز قطره تا محور مرکزی کانال Δ تقسیم بر شعاع قطره a می‌باشد. فاصله بین مرکز تا مرکز قطرات $(4a)$ است. شرایط مرزی پریمیوم نیز در امتداد محور x (جهت جریان) و محور y (جهت گردابی) اعمال شده اند. دیوار بالایی کانال در جهت مثبت محور x با سرعت +U حرکت می‌کند و دیوار پایینی با سرعت -U در جهت منفی محور x حرکت می‌کند. بدین وسیله، یک برش با دامنه G به وجود می‌آید که توسط رابطه زیر محاسبه می‌شود [۱۳]:

$$G = \frac{U_t - U_b}{H} = \frac{2U_{wall}}{H} \quad (4)$$

که U_t و U_b به ترتیب سرعت‌های دیواره‌های بالا و پایین و H ارتفاع کانال می‌باشد.



شکل ۱- حوزه جریان محاسباتی که موقعیت دو قطره را نشان می‌دهد

معادله (Δ) برای فاکتور تغییر شکل قطره استفاده می‌شود. l و b به ترتیب اندازه بزرگترین و کوچکترین فاصله سطح از مرکز قطره می‌باشد.

می‌شود. در اینجا یک روش تصویر سازی مرتبه دوم برای میدان جریان روی یک شبکه ساکن جابه جا شده استفاده می‌شود و از روش پیش - بینی کننده اصلاح کننده مرتبه دوم در گام برداری زمانی استفاده می‌شود. برای محاسبه فشار ابتدا از معادله مومنتوم دیورژانس گرفته می‌شود که در نتیجه یک معادله بیضوی برای فشار تولید می‌شود. مطابق شکل ۲ یک شبکه دکارتی و منظم و ثابت برای حل معادلات ناویر- استوکس استفاده می‌شود و برای ردیابی جبهه و پیدا کردن کشش سطحی از یک شبکه بدون سازمان که در مرز دو سیال وجود دارد استفاده می‌شود.

با گسسته سازی معادله (۱) نسبت به زمان، و با حذف عبارت فشار از معادله مومنتوم، یک پیش بینی از میدان سرعت بدست خواهد آمد:

$$\frac{\rho^{n+1}u^* - \rho^n u^n}{\Delta t} = -\nabla_h \cdot \rho^n u^n u^n + \nabla_h \cdot \mu^n (\nabla_h u^n + \nabla_h^T u^n) + F_\sigma \quad (6)$$

u^* یک میدان سرعت موقتی و h بیانگر یک تقریب عددی از گرادیان می‌باشد. در مرحله بعد گام اصلاحی انجام و گرادیان فشار به محاسبات افزوده خواهد شد:

$$\frac{\rho^{n+1}u^{n+1} - \rho^{n+1}u^*}{\Delta t} = -\nabla_h p \quad (7)$$

با تقسیم طرفین معادله (۷) بر ρ^{n+1} و گرفتن دیورژانس از آن، به یک معادله پواسون برای فشار خواهیم رسید:

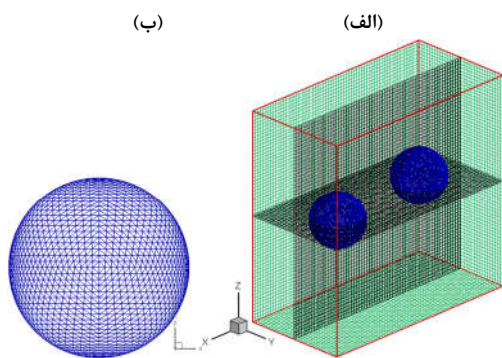
$$\frac{\nabla \cdot u^{n+1} - \nabla \cdot u^*}{\Delta t} = -\nabla \cdot \left(\frac{1}{\rho^{n+1}} \nabla_h p \right) \quad (8)$$

اولین جمله در صورت معادله (۸) از شرط تراکم ناپذیری صفر است، در نتیجه معادله پواسون برای فشار به صورت زیر بدست می‌آید:

$$\nabla_h \cdot \left(\frac{1}{\rho^n} \nabla_h p \right) = \frac{1}{\Delta t} \nabla_h \cdot u^* \quad (9)$$

در نهایت u^{n+1} را می‌توان از معادله زیر یافت:

$$u^{n+1} = u^* - \Delta t \frac{\nabla_h p}{\rho^{n+1}} \quad (10)$$



شکل ۲- شبکه بندی مورد استفاده برای شبیه سازی حرکت دو قطره در یک کانال (الف) کانال و قطرات (ب) قطره

برای حل معادله فشار، اگر چگالی دو سیال یکسان باشد از حل کننده سریع پواسون، مثل روش‌های موجود در کد FISHPACK استفاده می‌شود. شکل ۳ امان های یک جبهه سه بعدی را نشان می‌دهد. برای هر نقطه فقط اطلاعات مختصات آن نقطه ذخیره می‌شود

$$D = \frac{1-b}{1+b} \quad (5)$$

۳- روش عددی

تاکنون روش های متنوعی برای بررسی جریان دوفازی توسعه یافته است که هر کدام، مزایا و معایبی دارند. یکی از این روش ها، روش ردیابی حجم یا روش حجم سیال^۱، است که به دلیل حفظ بهتر پایستاری جرم، اعمال ساده تر به هندسه های سه بعدی و شبکه های بی سازمان بیش از سایر روش های ردیابی سطح مورد توجه قرار گرفته است. مشکل اصلی روش حجم سیال، حفظ مرز دقیق بین سیالات مختلف، محاسبه دقیق کشش سطحی و عملکرد نامناسب بر روی مرزهای با لبه تیز می باشد. در این روش، موقعیت سطح به طور دقیق مشخص نمی شود و سطح بیان هندسی مشخصی ندارد. برای بهبود دقت سطح مشترک سیال، از روش سطح تراز^۲، استفاده شده است، که این روش پیشرفت هایی در زمینه محاسبه کشش سطحی با استفاده از زیر سلولها کرده است. عیب این روش، رعایت نشدن کامل بقای جرم (یا حجم) می باشد. برای پایداری حل عددی در این روش، در اطراف سطح مشترک شیوه ای برای پخش جرم در اطراف سطح مشترک ارائه شده است. روش دیگر، روش لیتیس بولتزمن^۳، است که شبیه سازی هندسه های پیچیده را ساده می کند. از مشکلات این روش، می توان به ناپایداری عددی در نسبت چگالی و لزجت های بالا اشاره کرد. روش دیگر، روش ردیابی جبهه است که توسط تریگواسون و همکاران توسعه پیدا کرده است. این روش مخصوصاً در محاسبه ی انحنا که در شبیه سازی حباب های (قطرات) کوچک مهم است بسیار دقیق است. از معایب این روش این است که پیاده سازی آن به هندسه های سه بعدی و تغییرات گسترده ی توپولوژی، دشوار و از لحاظ محاسباتی هزینه بر است. چنگ و همکارانش، صعود حبابها در سیال غیر قابل تراکم را به صورت سه بعدی شبیه سازی کردند. آنها، روش لیتیس بولتزمن را برای نسبت چگالی بالا (۱۰۰۰) توسعه دادند و با روش های حجم سیال و ردیابی جبهه مقایسه کردند و نتیجه گرفتند که زمان CPU لازم برای محاسبات روش لیتیس بولتزمن، ۴/۵ و ۶/۲ برابر بیشتر از زمان CPU لازم برای روش حجم سیال و ردیابی جبهه است. همچنین ژنگ و همکارانش دریافتند که روش لیتیس بولتزمن، زمان CPU بیشتری نسبت به روشهای حجم سیال و سطح تراز، نیاز دارد [۱۴].

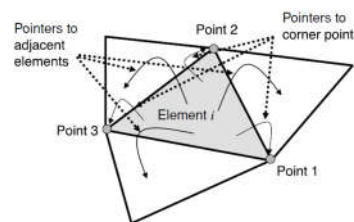
روشی که در کار حاضر برای شبیه سازی برخورد قطرات استفاده می‌شود، روش اختلاف محدود/ ردیابی جبهه، می‌باشد. این روش در جریان‌های دو فازی به کل جریان اجازه می‌دهد تا به صورت تک فاز رفتار کند. گسسته سازی معادلات ناویر- استوکس که شامل جملات پخش و جابه جایی می‌باشند، به صورت تفاضل محدود مرکزی انجام

¹ Volume Of Fluid

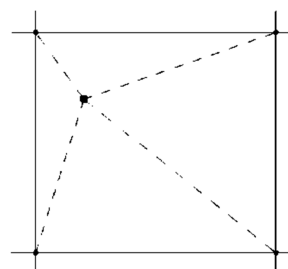
² Level Set

³ Lattice boltzman

و المان‌ها، حاوی بیشترین اطلاعات جبهه هستند. اطلاعات جبهه باید روی شبکه ساکن منتقل شود و ساده ترین راه با توجه به اینکه شبکه ساکن منظم و سازماندار است، انتقال اطلاعات هر گره جبهه به چهار گره مجاور آن در شبکه ساکن است. این مورد در شکل ۴ مشخص است: (در روش حاضر، از تابع توزیع پسکین برای انتقال اطلاعات هر گره جبهه به شبکه ساکن استفاده می شود) [۱۲].



شکل ۳- ساختار سه بعدی جبهه



شکل ۴- انتقال اطلاعات هر گره به چهار گره مجاور آن در شبکه ثابت

با توجه به اینکه معادلات ناویراستوکس روی شبکه ساکن حل می شود، ولی کشش سطحی روی مرز جبهه بدست می آید، لازم است که کمیت های موجود روی جبهه به شبکه ساکن منتقل شود. با توجه به اینکه در جبهه از یک تابع δ برای نشان دادن مقادیر در محدوده مرز سیال ها استفاده می شود، انتقال به شبکه ساکن با استفاده از تابع δ امکان پذیر می باشد. اگر ϕ_f کمیت روی جبهه و ϕ_g مقدار کمیت روی شبکه ساکن باشد، برای ارضاء پایداری باید شرط زیر برقرار شود:

$$\int_{\Delta_s} \phi_f(s) ds = \int_{\Delta_v} \phi_g(x) dv \quad (11)$$

که با استفاده از رابطه زیر معادله فوق تکمیل می گردد:

$$\phi_{ijk} = \sum \phi_l W_{ijk}^l \frac{\Delta s_l}{h^3} \quad (12)$$

که ϕ_l تخمین گسسته سازی به مقدار ϕ_f جبهه، و ϕ_{ijk} یک تخمین روی مقدار شبکه ϕ_g است. Δs_l مساحت المان l و w_{ijk} نسبت وزنی نقطه (i, j, k) شبکه ساکن نسبت به المان l می باشد. نسبت وزنی با رابطه زیر بیان می شود:

$$W_{ijk}(x_p) = d(x_p - ih)d(y_p - ih)d(z_p - ih) \quad (13)$$

که h اندازه المانها در شبکه ساکن می باشد. پسکین، $d(r)$ را با رابطه زیر معرفی کرد:

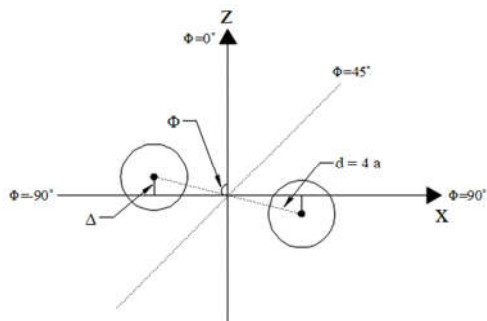
$$d(r) = \begin{cases} (1/4h)(1 + \cos(\pi r / 2h)) & |r| < 2h \\ 0 & |r| \geq 3h \end{cases} \quad (14)$$

بنابراین با استفاده از تابع توزیع پسکین، اطلاعات از روی فصل مشترک به شبکه ساکن انتقال می یابد [۱۲].

۴- نتایج

۴-۱- مقدمه

ناحیه ای از کانال که قطرات به یکدیگر نزدیک و بر روی هم فشرده می گردند، ربع تراکمی نامیده می شود و ربع کششی ناحیه ای می باشد که قطرات در آن شروع به جدا شدن از هم می کنند. همانطور که در شکل ۵ نمایان است از زاویه ۹۰- تا ۰ درجه، ربع تراکمی و از زاویه ۰ تا ۹۰+ درجه، ربع کششی می باشد. خط واصل بین قطرات در ابتدا به اندازه چهار برابر شعاع قطره تغییر نیافته می باشد، و زاویه ای که همین خط با محور z می سازد به عنوان زاویه جهت گیری ϕ تعریف می شود. در واقع مقادیر محدودکننده ϕ به ازای $\Delta x \rightarrow -\infty$ برابر ۹۰- درجه بوده و به ازای $\Delta x \rightarrow +\infty$ برابر با ۹۰+ درجه می باشد [۴]. z_i و x_i مختصات مرکز جرم قطره i ام در راستای افقی و عمودی جریان می باشند. مسیر نسبی دو قطره به واسطه تفاضل های $\Delta x = x_2 - x_1$ و $\Delta z = z_2 - z_1$ بیان می شود، و مقدار تفاضل $\Delta y = y_2 - y_1$ دو قطره صفر است. در تمام نمودارها Δx و Δz به وسیله a ، شعاع قطرات تغییر شکل نیافته و در زمان نیز توسط نرخ برش G ، بی بعد می شوند.



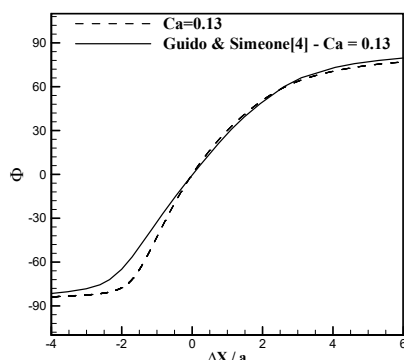
شکل ۵- موقعیت اولیه قطرات در کانال

شکل ۶ قطرات در داخل کانال در لحظات مختلف را نشان می دهد. همانطور که مشخص است قطرات در ابتدا شروع به حرکت به سمت یکدیگر می کنند و بعد از برخورد، قطرات از روی یکدیگر عبور می کنند و پس از مدتی از هم دور می شوند.

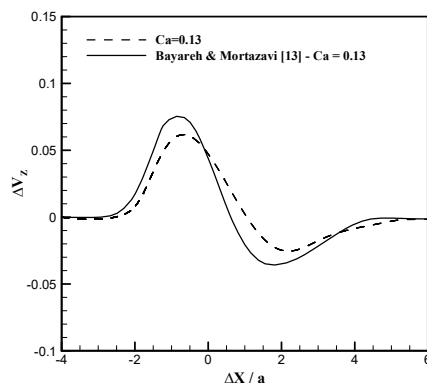
۴-۲- مطالعه شبکه

حجم محاسبات ارتباط مستقیمی با اندازه شبکه ساکن دارد، بنابراین باید مناسب ترین اندازه شبکه برای محاسبات را پیدا کرد. اندازه کانال $1 \times 0.5 / 1 \times 0.5 \times 0.5$ (با $8 \times 8 \times 8$) در نظر گرفته شده است. همانطور که در نمودار تغییر شکل بر حسب زمان بدون بعد (شکل ۷) مشخص است، شبکه $64 \times 32 \times 64$ با شبکه $96 \times 48 \times 96$ اختلاف کمتری دارند. بنابراین برای صرفه جویی در زمان محاسبات شبکه بندی $64 \times 32 \times 64$ انتخاب گردیده است.

برخورد قطرات صفر می‌باشد، چون قطرات در راستای z قبل و بعد از برخورد حرکت نمی‌کنند و به همین دلیل سرعت آنها در این راستا به صفر می‌رسد و فقط حرکت آنها در جهت جریان ادامه پیدا می‌کند. همچنین مقدار Δv_z در دو حالت مثبت و منفی می‌شود. این مقدار وقتی مثبت می‌باشد که قطرات به یکدیگر نزدیک می‌شوند و شروع به تعامل با یکدیگر می‌کنند و تا وقتی که قطرات برای عبور از روی یکدیگر با هم در تعامل هستند و فاصله بین مراکز جرم آنها در جهت z افزایش می‌یابد مثبت می‌باشد، و زمانی که قطرات بعد از تعامل شروع به جدا شدن می‌کنند و در جهت گرادیان سرعت فاصله بین مراکز جرم آنها تا حدودی کاهش پیدا می‌کند، مقدار Δv_z منفی می‌شود.

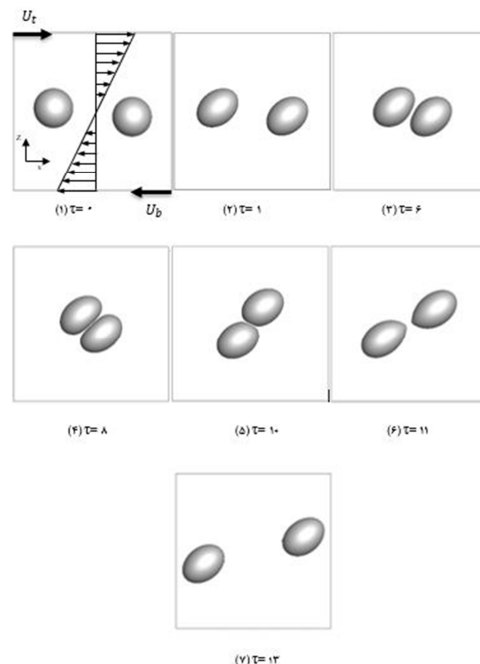


شکل ۸- زاویه جهت گیری قطرات ϕ بر حسب $\Delta X/a$. پارامترهای جریان در کار حاضر: $\alpha=\lambda=1$, $Ca=0.13$, $Re_b=10$, $\xi=0.125$. Offset=0.215. پارامترهای جریان در مرجع [۴]: $\lambda=1.4$, $Ca=0.13$.

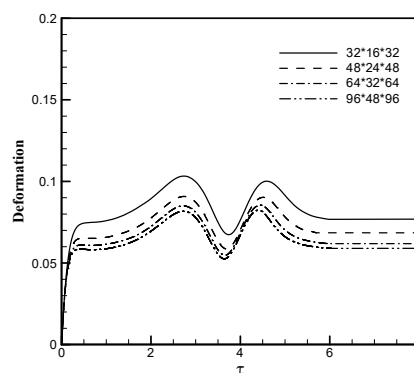


شکل ۹- سرعت نسبی بین قطرات در جهت z بر حسب $\Delta X/a$ پارامترهای جریان در کار حاضر: $\alpha=\lambda=1$, $Ca=0.13$, $Re_b=10$, $\xi=0.125$. Offset=0.08. پارامترهای جریان در شبیه سازی عددی مرجع [۱۳]: $\lambda=1$, $Ca=0.13$, $Re_b=10$, Offset=0.08.

پارامتر تغییر شکل تیلور بر حسب زمان بدون بعد، با نسبت لزجت $\lambda=1$ عدد موئینگی $Ca=0.3$ و برای یک آفست مشخص در شکل ۱۰ با نتایج لونتبرگ و هینج [۳]، مقایسه شده است. پارامترهای جریان در مرجع [۳] عبارتند از: $(\lambda=1, Ca=0.3)$. تغییر شکل قطرات با شروع جریان افزایش می‌یابد و سپس با نزدیک شدن قطرات به یکدیگر به حداکثر و حداقل خود می‌رسد و در ادامه جریان نیز به حداکثر مقدار دوم دست می‌یابد و در نهایت به یک مقدار پایدار می‌رسد. مطابقت



شکل ۶- تعامل قطرات در لحظات مختلف به ازای پارامترهای جریان: $\alpha=\lambda=1$, Offset=0.215, $Ca=0.13$, $Re_b=10$, $\xi=0.125$.

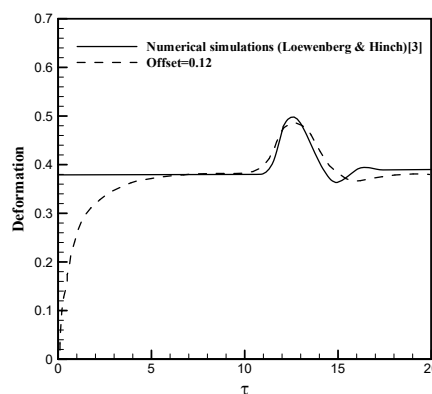


شکل ۷- اثر رزولوشن روی پارامتر تغییر شکل قطرات بر حسب زمان بی بعد در چهار شبکه مختلف. پارامترهای جریان عبارتند از: $\alpha=\lambda=1$, Offset=0.6, $Ca=0.05$, $Re_b=10$, $\xi=0.125$.

۳-۴- اعتبارسنجی

اعتبارسنجی نتایج با مطالعات عددی و آزمایشگاهی ارائه شده انجام شده است. در شکل ۸ زاویه جهت گیری قطرات بر حسب موقعیت نسبی آنها در راستای افقی $\Delta X/a$ ترسیم شده است. زاویه‌ای که خط وصل بین مراکز جرم قطرات با محور عمودی تشکیل می‌دهد زاویه جهت گیری می‌باشد. در شروع جریان قطرات در ربع تراکمی قرار دارند و مقدار زاویه جهت گیری بین ۹۰- تا ۰ درجه می‌باشد و هنگامی که قطرات وارد ربع کششی می‌شوند این زاویه بین ۰ تا ۹۰+ درجه تغییر می‌کند. مقایسه نتایج در شکل ۹ نشان می‌دهد که مطابقت خوبی بین نتایج عددی حاضر و نتایج آزمایشگاهی مرجع [۴] وجود دارد. در شکل ۹ سرعت نسبی قطرات در امتداد گرادیان سرعت به صورت تابعی از $\Delta X/a$ رسم و با مرجع [۱۳] مقایسه شده است. مقدار Δv_z قبل و بعد از

خوبی بین نتایج عددی حاضر و نتایج مرجع [۳] وجود دارد.



شکل ۱۰- پارامتر تغییر شکل قطرات بر حسب زمان بدون بعد. پارامترهای جریان در کار حاضر: $\alpha=1$, $Ca=0.3$, $Re_b=10$, $\xi=0.125$, $Offset=0.12$. پارامترهای جریان در مرجع [۳]: $\alpha=1$, $Ca=0.3$.

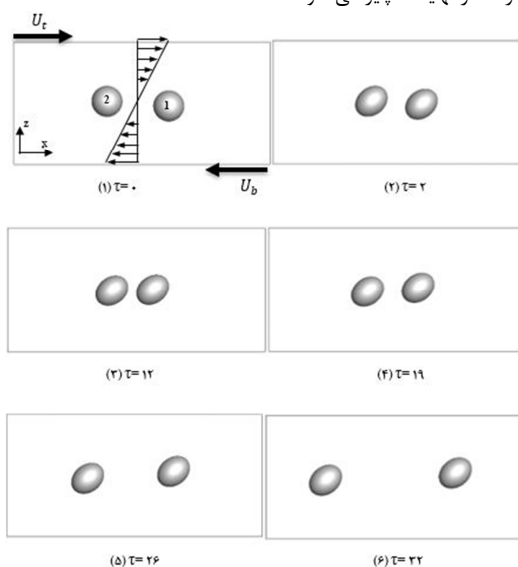
۴-۴- تعامل قطرات شکل پذیر بین دو صفحه متحرک

برای بررسی اثر شرایط مختلف جریان بر رفتار هیدرودینامیکی قطرات، نتایج بدست آمده در دو دامنه محاسباتی با ابعاد $1 \times 0.5 \times 1$ و $1 \times 1 \times 2$ و به ترتیب با رزولوشن $64 \times 32 \times 64$ و $48 \times 48 \times 96$ مورد ارزیابی قرار می‌گیرند. مشاهده می‌شود که گذشته از حرکت معمول قطرات (در دامنه محاسباتی $1 \times 0.5 \times 1$)، نوع دیگری از منحنی مسیر (در دامنه محاسباتی $1 \times 1 \times 2$) اتفاق می‌افتد؛ به این ترتیب که قطره‌های نزدیک شونده به هم منحنی مسیر اولیه خود را معکوس می‌کنند. منحنی مسیر جدید با خطوط جریان معکوس شده تعریف می‌شود که اطراف یک قطره در وضعیت اعمال برش مشاهده می‌شوند و برای کانال با ابعاد بزرگ این گردابه‌ها بیشتر رفتار قطرات را تحت تأثیر قرار می‌دهند. شکل ۱۱ توالی از حرکت قطرات که تحت تأثیر عدد رینولدز $Re_b=20$ در کانال با ابعاد $1 \times 1 \times 2$ قرار دارند را نشان می‌دهد. با شروع جریان، قطره شماره یک و دو به سمت یکدیگر حرکت می‌کنند. قطرات، با نزدیک شدن به یکدیگر، قادر به لغزیدن در پشت سر هم نیستند و پس از مدتی قطره شماره دو به سمت پایین و قطره شماره یک به سمت بالا شروع به حرکت می‌کند و در این حین شروع به دور شدن از یکدیگر می‌کند. این روال ادامه پیدا می‌کند تا در نهایت قطرات بدون اینکه با یکدیگر برخورد داشته باشند از هم دور می‌شوند.

۴-۵- تأثیر عدد موئینگی

اثر عدد موئینگی بر روی قطرات در دو دامنه محاسباتی با ابعاد $1 \times 0.5 \times 1$ و $1 \times 1 \times 2$ مورد بررسی قرار می‌گیرد. موئینگی های مورد استفاده برای کانال با ابعاد $1 \times 0.5 \times 1$ به صورت $(0.5, 0.1, 0.05, 0.02, 0.01)$ می‌باشند، و پارامترهای دیگر جریان عبارتند از: $Re_b=10$, $\xi=0.125$, $Offset=0.15$, $\alpha=1$. موئینگی های مورد استفاده برای کانال با ابعاد $1 \times 1 \times 2$ به صورت $(0.5, 0.1, 0.05, 0.02, 0.01, 0.005, 0.001)$ می‌باشند، و پارامترهای دیگر جریان $Re_b=10$, $\xi=0.125$, $Offset=0.15$, $\alpha=1$ لحاظ شده‌اند. شکل ۱۲ مسیر نسبی قطرات در جهت گرادین سرعت (راستای z) بر حسب موقعیت نسبی آنها در راستای افقی را برای کانال

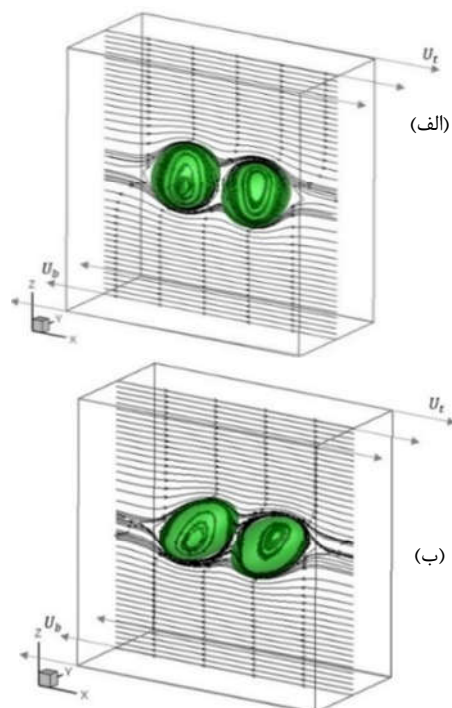
با ابعاد $1 \times 0.5 \times 1$ نشان می‌دهد. همانطور که ملاحظه می‌کنید قطرات حرکت معمولی و عبوری از روی یکدیگر را انجام می‌دهند. بعد از اینکه قطرات به هم نزدیک می‌شوند و فاصله بین آنها در راستای افقی جریان تقریباً برابر با $(2a - \Delta x)$ می‌شود، مقدار $\frac{\Delta z}{a}$ شروع به افزایش می‌کند و در نهایت به حداکثر مقدار خود می‌رسد و بعد از جدایش به یک مقدار ثابت دست می‌یابد. مقادیر $\frac{\Delta z}{a}$ بدست آمده قبل از برخورد قطرات کمتر از حالتی می‌باشد که قطرات از یکدیگر جدا شده‌اند. گودی و سیمثونه [۴]، به این نتیجه رسیدند که اگر جهت حرکت صفحات متحرک کانال معکوس شود و قطراتی که از هم جدا شده‌اند دوباره به سمت یکدیگر حرکت کنند، بعد از برخورد و عبور قطرات از روی یکدیگر، مقدار Δz دوباره افزایش می‌یابد. این افزایش برگشت ناپذیر می‌باشد و اگر برخوردهای مکرر که ناشی از معکوس کردن حرکت صفحات متحرک کانال می‌باشد، ادامه یابد منجر به بزرگتر شدن مقادیر Δz می‌شود و تا جایی Δz افزایش می‌یابد که تعامل میان قطرات در نهایت ناچیز می‌شود.



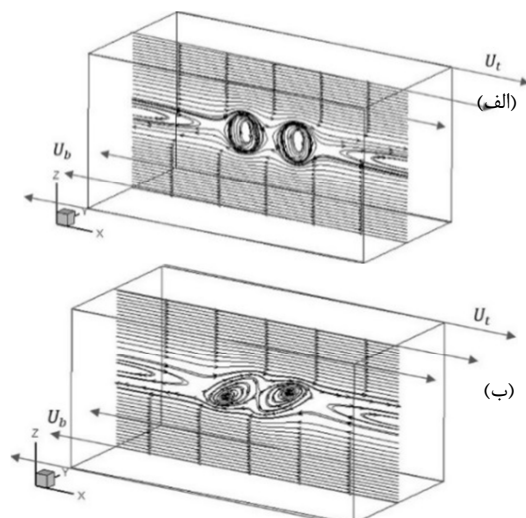
شکل ۱۱- توالی از حرکت معکوس قطرات در زمان های مختلف: $\alpha=1$, $Offset=0.15$, $Ca=0.1$, $Re_b=20$, $\xi=0.125$.

همانطور که در شکل (۱۲) (ب) مشخص است برای کانال با ابعاد $1 \times 1 \times 2$ به ازای موئینگی های کوچکتر مسیر نسبی قطرات به صورت برگشتی می‌باشد. با افزایش عدد موئینگی تغییر شکل قطرات افزایش پیدا می‌کند و این افزایش تغییر شکل باعث می‌شود که مقاومت نسبت به حرکت لغزشی قطرات بیشتر شود و در نتیجه قطرات حرکت عبوری از روی یکدیگر را انجام دهند. چین و وانگ [۱۵]، نزدیک شدن قطرات به یکدیگر، با افزایش موئینگی را ناشی از ایجاد یک نیروی پسای لزج بزرگ سیال محیط می‌دانستند، که یک نیروی محرک برای قطرات تولید می‌کرد و حرکت اولیه دو قطره را تحت تأثیر قرار می‌داد و در نهایت قطرات از روی یکدیگر عبور می‌کردند. تغییر شکل قطرات به ازای کاهش عدد موئینگی (افزایش ضریب کشش سطحی) کاهش پیدا می‌کند (شکل ۱۳)، و قطرات تقریباً در حالت کروی باقی می‌مانند و نیروی هیدرودینامیکی بیشتری از طرف سیال محیط به آنها وارد

اینرسی افزایش یافته ولی اثرات لزجت کاهش می‌یابد، در نتیجه جریان معکوس در پشت قطرات بر جریان عبوری در کانال فائق می‌آید و حرکت قطرات معکوس می‌شود. همچنین مسیر نسبی مراکز جرم قطرات در راستای عمودی جریان (شکل ۱۵ ب) به هنگام عبور قطرات از روی یکدیگر $(\Delta X \sim 2a)$ به دلیل پخش شدگی ناشی از افزایش برش و لختی، بیشتر شده است.

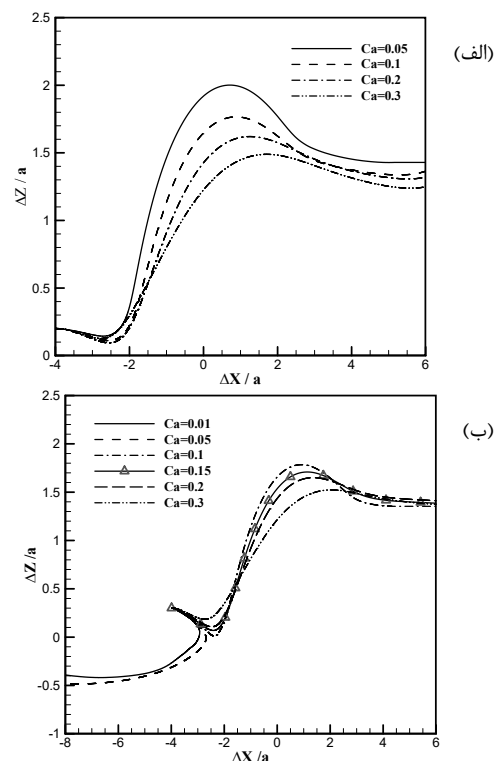


شکل ۱۳- تأثیر عدد موئینگی بر روی خطوط جریان در مقطع میانی در جهت y در زمان $\tau=11$ (کانال 1×0.5). (الف) $Ca=0.05$ (ب) $Ca=0.2$



شکل ۱۴- تأثیر عدد موئینگی بر روی خطوط جریان در مقطع میانی در جهت y در زمان $\tau=6$ (کانال 2×1). (الف) $Ca=0.01$ (ب) $Ca=0.3$

می‌شود. این نیروی هیدرودینامیکی، قطرات را به سمت جریان‌های برگشتی که در پشت آنها ایجاد شده اند، می‌کشاند. این نتیجه را می‌توان در خطوط جریان مشاهده کرد. در شکل‌های ۱۳ و ۱۴ خطوط جریان به ازای دو موئینگی مختلف در یک زمان مشخص برای دو کانال با ابعاد متفاوت ترسیم شده است. با افزایش موئینگی الگوی خطوط جریان تقریباً یکسان می‌ماند اما تغییر شکل قطرات بیشتر می‌شود.

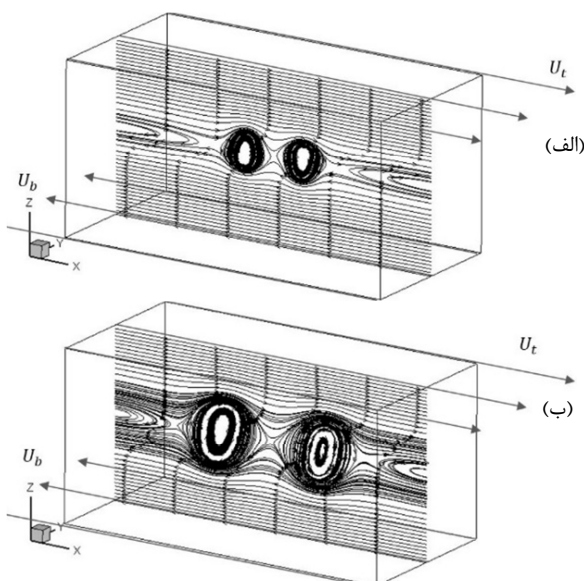


شکل ۱۵- منحنی مسیر نسبی قطرات در راستای عمودی بر حسب $\Delta X/a$ (الف) در کانال با ابعاد 1×0.5 و (ب) در کانال با ابعاد 2×1

۴-۶- تأثیر عدد رینولدز

تعاملات دو به دو بین یک جفت قطره لزج با ابعاد برابر در حالت برش تحت اعداد رینولدز مختلف مورد بررسی قرار گرفته است. اعداد رینولدز در کانال 1×0.5 ($Re_b=3,5,10,15,20$) می‌باشند و پارامترهای دیگر جریان به صورت $Ca=0.1$, $\xi=0.125$, $Offset=0.1$, $\lambda=\alpha=1$ در نظر گرفته شده است. همچنین اعداد رینولدز به کار رفته در کانال 2×1 ($Re_b=3,5,10,15,20$) می‌باشند و سایر پارامترهای جریان عبارتند از: $Ca=0.1$, $\xi=0.125$, $Offset=0.15$, $\lambda=\alpha=1$. شکل ۱۵ منحنی مسیر نسبی قطرات در راستای عمودی جریان را نشان می‌دهد. مشخص است که قطرات به ازای رینولدزهای بررسی شده در کانال کوچک‌تر، حرکت معمولی خود، یعنی گذر از روی یکدیگر را طی می‌کنند، اما رفتار قطرات در کانال بزرگ‌تر به ازای رینولدزهای مختلف تغییر می‌کند. قطرات در رینولدزهای پایین‌تر حرکت معمولی را انجام می‌دهند، اما با افزایش عدد رینولدز و کاهش لزجت سیال محیط، یک تغییر کیفی در رفتار قطرات مشاهده می‌شود. رفتار قطرات در دامنه محاسباتی با ابعاد بزرگ‌تر در رینولدزهای مختلف ارتباط مستقیمی با گردابه‌های تشکیل شده در پشت قطرات دارد. با افزایش رینولدز، اثرات

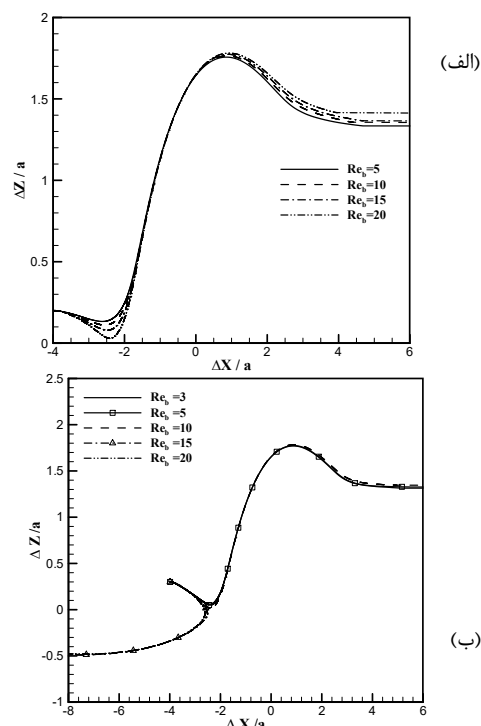
قطرات با اندازه‌های بزرگتر، قطرات به دیواره‌های بالایی و پایینی کانال نزدیکتر می‌شوند، و ناحیه عبوری سیال از محدوده بین قطرات و دیواره‌ها کاهش می‌یابد، و سیال عبوری (اثر روانسازی) باعث دور کردن قطرات از دیواره‌ها می‌شود. در شکل ۱۷ خطوط جریان برای دو نسبت هندسی متفاوت در یک زمان مشخص ترسیم شده است. مشاهده می‌شود که با افزایش نسبت هندسی، اندازه گردابه‌های ایجاد شده در پشت قطرات بر اثر واکنش متناوب، از طرف دیواره‌ها افزایش می‌یابد. از آنجایی که فضای بین دیواره‌های بالایی و پایینی و قطرات با بزرگتر شدن اندازه قطرات، کاهش می‌یابد، جریان عبوری از این فضای کم، قطرات را از دیواره دور می‌کند و قطرات نیز به سمت گردابه‌ها کشیده می‌شوند، در نهایت حرکت قطرات تغییر می‌کند و به حرکت معکوس تبدیل می‌شود.



شکل ۱۷- تأثیر اندازه قطرات بر روی خطوط جریان در مقطع میانی در جهت y در زمان $\tau = 5$ (الف) $\xi = 0.12$ (ب) $\xi = 0.2$.

۴-۸- اثر فاصله جدایی اولیه (Offset)

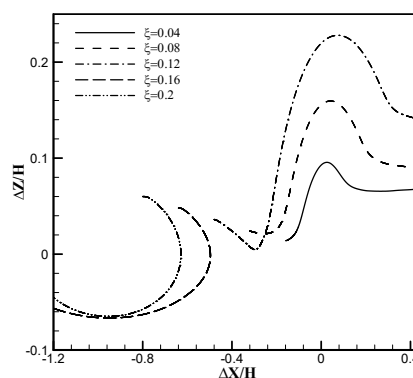
در این بخش اثرات آفست بر رفتار قطرات در کانال 2×1 بررسی می‌شود. مقادیر آفست‌های انتخاب شده $(0, 0.08, 0.12, 0.15, 0.2, 0.3)$ می‌باشند و سایر پارامترهای جریان به صورت $Re_b = 10$, $\xi = 0.125$, $\lambda = \alpha = 1$, $Ca = 0.02$ لحاظ شده اند. همانطور که در شکل ۱۸ مشخص است مسیر نسبی قطرات در آفست‌های کوچکتر به صورت برگشتی می‌باشد و با افزایش آفست، قطرات حرکت عبوری را تجربه می‌کنند. وقتی که قطرات با آفست‌های کوچکتر در داخل کانال رها می‌شوند، با گردابه‌های ایجاد شده در جریان و در اطراف قطرات، تداخل بیشتری پیدا می‌کنند و به عقب کشیده می‌شوند. هنگامی که مقدار آفست افزایش داده می‌شود، قطرات مسیر عبوری را در پیش می‌گیرند. وقتی قطرات با آفست‌های بزرگتر در جریان رها می‌شوند، از گردابه‌ها دور می‌مانند و بیشتر در معرض جریان‌های عبوری قرار می‌گیرند که در نهایت باعث می‌شود قطرات در خلاف جهت هم حرکت کنند و از روی یکدیگر عبور کنند.



شکل ۱۵- مسیر نسبی قطرات در راستای عمودی بر حسب $\Delta X/a$ (الف) در کانال با ابعاد 1×1 و (ب) در کانال با ابعاد 2×1 .

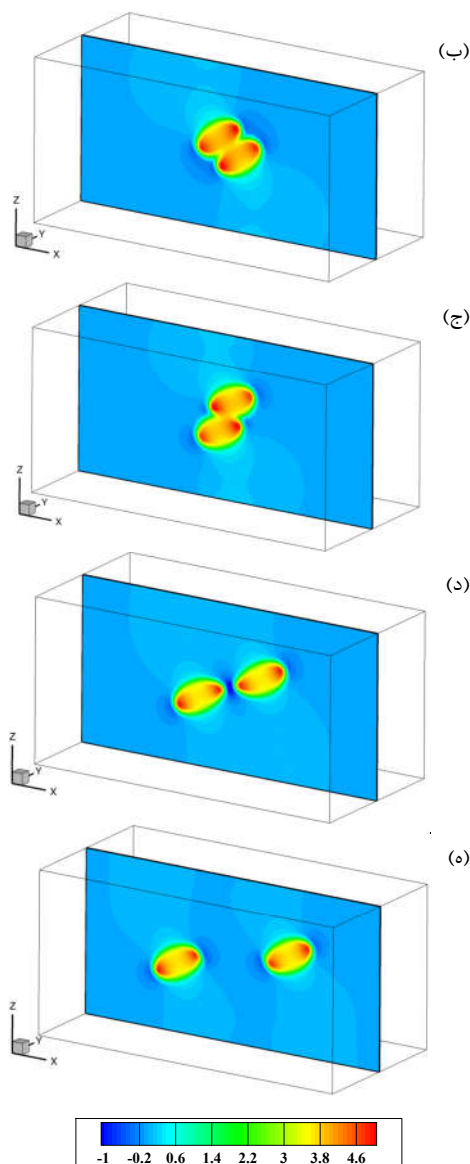
۴-۷- تأثیر اندازه قطرات

در این بخش به بررسی تأثیر نسبت هندسی بر روی حرکت نسبی قطرات در کانال 2×1 پرداخته می‌شود. نسبت‌های هندسی اعمال شده در جریان $(\xi = 0.04, 0.08, 0.12, 0.16, 0.2)$ می‌باشند. سایر پارامترهای جریان به صورت $Ca = 0.05$, $Offset = 0.15$, $Re_b = 10$, $\lambda = \alpha = 1$ در نظر گرفته شده است. همانطور که در شکل ۱۶ مشاهده می‌شود، با افزایش نسبت هندسی، رفتار قطرات در جریان تحت تأثیر قرار می‌گیرد و حرکت عبوری از روی یکدیگر به حرکت معکوس تبدیل می‌شود.



شکل ۱۶- منحنی مسیر نسبی قطرات در راستای عمودی بر حسب $\Delta X/a$ در کانال با ابعاد 2×1 .

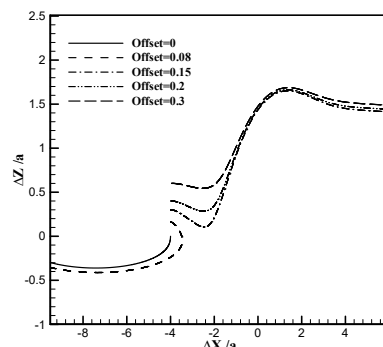
با افزایش نسبت هندسی به دلیل محدود شدن اندازه کانال برای



شکل ۱۹- کانتورهای فشار در زمان‌های بی‌بعد مختلف. پارامترهای جریان: $\tau=0.125$, $\alpha=1$, $\text{Offset}=0.15$, $\text{Ca}=0.2$, $\text{Re}_b=10$. (الف) $\tau=1$ (ب) $\tau=13$ (ج) $\tau=15$ (د) $\tau=17$ (ه) $\tau=18$

۵- نتیجه گیری

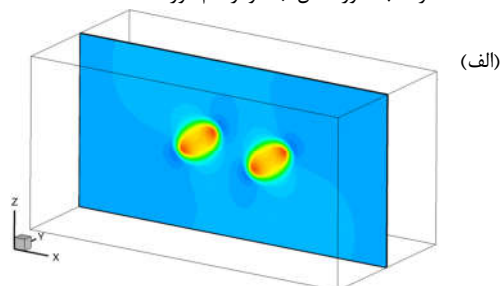
مشاهده شد که رفتار قطرات در کانال با ابعاد بزرگ‌تر نسبت به رفتار آنها در کانال کوچک‌تر متفاوت است. نتایج نشان داد با افزایش اندازه کانال، تأثیر جریان‌های برگشتی یا گردابه‌ها که به دلیل حضور قطرات ایجاد شده اند، بیشتر می‌شود و حرکت قطرات را تحت تأثیر قرار می‌دهد. با افزایش موئینگی یک نیروی پسای لزج بزرگ توسط سیال محیط ایجاد می‌شود. این نیروی پسای یک نیروی محرک برای قطرات تولید می‌کند و منجر به یک اینرسی بزرگ در هر قطره می‌شود و پیش روی قطرات به سمت یکدیگر را افزایش می‌دهد. با افزایش اثرات اینرسی که ناشی از افزایش عدد رینولدز می‌باشد، قطرات حرکت



شکل ۱۸- منحنی مسیر نسبی قطرات در راستای عمودی بر حسب $\Delta X/a$ در کانال با ابعاد 2×1

۹-۴ بررسی تغییرات فشار ناشی از اختلال جریان

در این بخش به بررسی تغییرات فشار ناشی از حضور قطرات در داخل کانال، پرداخته می‌شود. پارامترهای جریان $\text{Ca}=0.2$, $\text{Re}_b=10$. $\tau=0.125$, $\alpha=1$, $\text{Offset}=0.15$. در شکل (۱۹ الف) قطرات در داخل کانال قرار گرفته اند و در حال حرکت به سمت یکدیگر می‌باشند ($\tau=1$). در قسمت بالایی و پایینی قطرات، یک ناحیه با فشار بالا ایجاد شده است، که کشش سطحی عامل اصلی این اتفاق می‌باشد. آنوردی و تریگواسون [۲]، نتیجه گرفتند که نیروی کشش سطحی روی سطح حباب، فشار داخل آن را تقریباً ثابت و بالاتر از فشار محیط نگه می‌دارد. شکل (۱۹ ب) مربوط به لحظه برخورد قطرات با یکدیگر در زمان $\tau=13$ می‌باشد. هنگامی که قطرات با یکدیگر برخورد می‌کنند فشار سیال بین دو قطره افزایش می‌یابد و سیال را به منطقه ای با فشار پایین تر انتقال می‌دهد که در نتیجه باعث کم شدن ضخامت فیلم روانکاری می‌شود. همچنین فشار زیاد ایجاد شده بین دو قطره باعث مسطح شدن قسمتی از قطرات که به هم نزدیک شده اند می‌شود. بعد از اینکه قطرات با یکدیگر تعامل پیدا کردند، در زمان $\tau=15$ شروع به جدا شدن از یکدیگر می‌کنند، (شکل ۱۹ ج). در زمان $\tau=17$ (شکل ۱۹ د)، هنگامی که قطرات از هم جدا می‌شوند، ضخامت سیال در فضای خالی ایجاد شده بین دو قطره افزایش پیدا می‌کند و فشار سیال به شدت کاهش می‌یابد. در واقع می‌توان پیش بینی کرد که گرادیان فشار شدید در این حالت، یکی از عوامل تلفیق شدن قطرات در لحظه جدا شدن می‌باشد. بنابراین در حالت جدایش، قسمت‌هایی از قطرات که به هم نزدیک هستند، کشیده تر و نوک تیزتر می‌شوند. عامل اصلی این اتفاق در واقع گرادیان فشار زیاد در فیلم روانکاری می‌باشد که باعث ایجاد یک نیروی پسای مکیدن سطح مشترک در نوک قطرات جدا شونده می‌شود. در شکل (۱۹ ه) در زمان $\tau=18$ قطرات به طور کامل جدا و از هم دور شده اند.



برگشتی را در کانال بزرگ‌تر و حرکت معمولی را در کانال کوچک‌تر نشان می‌دهند. با افزایش اندازه قطرات، فاصله بین قطرات و دیواره‌ها کاهش می‌یابد و سیال عبوری، قطرات را از دیواره‌ها به سمت گردابه‌ها می‌کشد که نتیجه آن حرکت برگشتی قطرات می‌باشد. در آفست‌های کوچک‌تر، قطرات نزدیک جریان‌های برگشتی قرار می‌گیرند و تأثیر جریان عبوری بر روی قطرات کاهش می‌یابد، در نتیجه مسیر نسبی قطرات معکوس می‌شود. نتایج نشان می‌دهد که کشش سطحی، یک ناحیه با فشار بالا در قطرات ایجاد می‌کند. هنگامی که قطرات از یکدیگر جدا می‌شوند یک ناحیه با گرادیان فشار شدید در بین دو قطره ایجاد می‌شود که یکی از عواملی می‌باشد که باعث در هم آمیختگی قطرات به هنگام جدا شدن می‌شود. این در هم آمیختگی در نتایج آزمایشگاهی مشاهده شده است [۴].

۶- نمادها

a	شعاع قطره قبل از تغییر شکل (m)
Ca	عدد موئینگی
ds	المان کوچک سطح مشترک (m)
f	نیروهای حجمی به غیر از جاذبه
G	نرخ برش ($\frac{1}{s}$)
H	ارتفاع کانال (m)
k	انحناء
p	فشار (pa)
Re _b	عدد رینولدز حجمی
u	میدان سرعت ($\frac{m}{s}$)
U _b	سرعت دیواره پایینی ($\frac{m}{s}$)
U _t	سرعت دیواره بالایی ($\frac{m}{s}$)
x	مختصات موقعیت اوپلری (m)
x'	مختصات موقعیت لاگرانژی (m)
α	نسبت چگالی
β	تعیین کننده دو یا سه بعدی بودن جریان
λ	نسبت لزجت
σ	کشش سطحی ($\frac{N}{m}$)
ρ	چگالی ($\frac{kg}{m^3}$)
μ	لزجت ($\frac{Ns}{m^2}$)
τ	زمان بی بعد
Δt	گام زمانی (s)
δ	تابع دلتا
ξ	اندازه بی بعد شعاع قطره
ϕ	زاویه جهت گیری (deg)

۷- مراجع

- Containing Papers of a Mathematical and Physical Character, pp. 501-523, 1934.
- [2] Unverdi S.O., Tryggvason G., A front-tracking method for viscous, incompressible, multi-fluid flows. *Journal of computational physics*, Vol.10, pp.25-37, 1992.
- [3] Lowenberg M., Hinch E.J., Collision of two deformable drops in shear flow. *Journal of fluid mechanics*, Vol. 338, pp. 299-315, 1996.
- [4] Gudi S., Simeone M., Binary Collision of drops in simple shear flow by computer-assisted video optical microscopy. *Journal of fluid mechanics*, Vol. 375, pp.1-20, 1997.
- [5] Dodd S. K., Bagchi P., Effect of inertia on hydrodynamic interaction between two liquid capsules in simple shear flow. *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 34, pp.375-392, 2008.
- [6] Nourbakhsh A., Mortazavi S., A three-dimensional study of the motion of a drop in plane Poiseuille flow at finite Reynolds numbers. *Iranian J Sci Technol Trans B Eng*, Vol. 34, pp. 179-196, 2010.
- [7] Bayareh M., Dabiri S., Ardekani A. M., Interaction between two drops ascending in a linearly stratified fluid. *European Journal of Mechanics B/Fluids*, Vol. 60, pp. 27-136, 2016.
- [8] Farooqi M. N., Izbasarov D., Muradoglu M., Unat D., Communication analysis and optimization of 3D front tracking method for multiphase flow simulations. *The International Journal of High Performance Computing Applications*, Vol. 1, pp. 14, 2017.
- [9] Razi M., Pourghasemi M., Direct numerical simulation of deformable droplets motion with uncertain physical properties in macro and micro channels. *Computers and Fluids*, Vol. 154, pp. 200-210, 2017.
- [10] Razizadeh M., Mortazavi S., Shahin H., Drop breakup and drop pair coalescence using front-tracking method in three dimensions. *Acta Mechanica*, Vol. 229, pp. 1021-1043, 2018.
- [11] Liu X., Wang C., Zhao Y., Chen, Y. Passing-over motion during binary collision between double emulsion droplets under shear. *chemical Engineering Science*, Vol.183, 29, pp. 215-222, 2018.
- [12] Tryggvason G., Bunner B., Esmaeili A., Juric D., Al-Rawahi N., Tauber W., Han J., Nas S., Jan Y.-J. A front-tracking method for the computations of multiphase flow. *Journal of Computational Physics*, Vol. 169, pp. 708-759, 2001.
- [13] Bayareh M., Mortazavi S., Binary collision of drops in simple shear flow at finite Reynolds numbers: Geometry and viscosity ratio effects. *Advances in Engineering Software*, Vol.42, pp.604-611, 2011.
- [14] Woerner M., Numerical modeling of multiphase flows in microfluidics and micro process engineering: a review of methods and applications. *Microfluid Nanofluid*. Vol. 12, pp. 841-886, 2012.
- [15] Chen Y., Wang C., Hydrodynamic interaction of two deformable drops in confined shear flow. *Physical Review*, Vol. 90, pp. 033010, 2014.

- [1] Taylor G., The formation of emulsions in definable fields of flow. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*,