

مسیر حرکت قطره سوخت در جریان چرخشی محفظه احتراق

اکبر غفوریان^۱، مریم حبیبی پور^۲

دانشگاه صنعتی شریف - دانشکده مهندسی هوا فضا - تلفن: ۶۶۱۶۴۹۴۸ - فاکس: ۶۶۰۲۲۷۳۱

Habibipour@mehr.sharif.edu

چکیده

در این مقاله رفتار قطره در میدان جریان چرخشی و وابستگی مسیر آن به پارامترهای مختلف از جمله نسبت چگالی قطره به سیال، اندازه قطره، شدت چرخش‌های متفاوت میدان و انتقال حرارت جابجایی بررسی شده‌است. برای بدست آوردن مسیر قطره، ابتدا مؤلفه‌های میدان جریان مشخص شده، سپس در معادله مومنتوم قطره جایگذاری می‌شوند. معادله انرژی نیز به معادلات فوق اضافه شده و دستگاه ODE غیرخطی بدست آمده را با اعمال شرایط مرزی مناسب به کمک روش عددی رانگ-کوتا مرتبه ۴ حل می‌کنیم. همچنین با رسم ترم‌های نیرویی و مقایسه آنها با یکدیگر در معادله مومنتوم قطره، می‌توان نتیجه گرفت که در مواردی که نسبت چگالی زیاد است، نیروی جرم مجازی اثر ناچیزی روی مسیر قطره دارد و نیروی پسای محوری، نیروی ناشی از گرادیان فشار و نیروی بویانسی، نیروهای غالب می‌باشند. انتقال حرارت نیز اثر نامحسوسی بر مسیر قطره می‌گذارد که قابل چشمپوشی می‌باشد.

واژه‌های کلیدی: مسیر قطره - جریان چرخشی - محفظه احتراق.

۱- مقدمه

مباحث مربوط به رفتار قطرات و ذرات در داخل میدان جریان چرخشی از مسائل بسیار با اهمیت و کلیدی در بسیاری فرایندهای فیزیکی و فعالیتهای صنعتی می‌باشد. یکی از موارد جالب جریانهای دوفازی که به لحاظ علمی و کاربردهای صنعتی دارای اهمیت بسیار می‌باشد، جریان چرخشی دوفازی (Two-phase Swirling flow) می‌باشد. در این رابطه می‌توان به رفتار قطرات و ذرات در محفظه احتراق موتورهای انژکتوری، موتورهای موشک سوخت مایع، توربینهای گازی و غیره اشاره کرد. نحوه حرکت ذرات و قطرات در طراحی سیستمهای احتراقی جهت کنترل راندمان اختلاط و ایجاد دوده دارای اهمیت می‌باشد. از این رو مطالعه و بررسی به منظور پیش‌بینی و کنترل مسیر ذرات و قطرات همواره مورد توجه پژوهشگران بوده است. بر خلاف کارهای متعددی که در راستای شناخت جریان چرخشی تک‌فاز انجام شده‌است، در این زمینه مطالعات کمی صورت گرفته‌است [۱]، [۲] و [۳]. بنابراین به نظر می‌رسد که پیش‌بینی رفتار چرخشی دوفاز به راحتی امکان‌پذیر نباشد. این پیچیدگی می‌تواند ناشی از عوامل مختلفی از جمله برهمکنش قطرات، اغتشاشات جریان و غیره باشد.

بطور کلی بررسی و مطالعه حرکت قطرات یا فاز گسسته (Dispersed phase) در سیال حامل یا فاز پیوسته (Continuous phase) را می‌توان به سه حالت کلی تقسیم کرد: [۴]

الف) حالتی که اثر قطرات بر یکدیگر و همچنین بر میدان جریان صرفنظر می‌شود. به این جریان، جریان رقیق یا جریان بدون برخورد (Collision-free flow or dilute flow) می‌گویند.

ب) حالتی که چگالی حجمی قطرات در فاز پیوسته دارای میزان متوسط می‌باشد، بطوریکه برخورد قطرات با یکدیگر و اثر آنها بر میدان جریان قابل صرفنظر نیست. (Collision-dominated flow or Medium concentration flow)

۱- دانشیار و عضو هیأت علمی دانشگاه صنعتی شریف - دانشکده مهندسی هوا فضا

۲- دانشجوی کارشناسی ارشد مهندسی هوا فضا - دانشگاه صنعتی شریف

ج) حالتی که به خاطر غلظت بالای قطرات در جریان، تماس بین قطرات مهم می‌شود. به این جریان، جریان پر برخورد یا جریان با چگالی بالای ذرات می‌گویند. (Contact-dominated flow or dense flow)

در این جا حالت (الف) مورد بررسی قرار می‌گیرد. برای بررسی مسیر قطره داشتن اطلاعاتی از قبیل قطر قطره، شکل آن، نوع جریان سیال، متوسط دمای سیال حامل، دمای اولیه قطره، اندازه محفظه و شدت چرخش میدان ضروری است. برای راحتی کار و همچنین مطالعه دقیق‌تر، فقط یک قطره مورد بررسی قرار می‌گیرد. برای بدست آوردن مسیر قطره، ابتدا مؤلفه‌های میدان جریان مشخص شده، سپس نیروهای مؤثر بر حرکت قطره شناسایی و مدلسازی خواهند شد. باتوجه به اینکه نیروهای مختلفی بر قطره وارد می‌شود و در مطالعات پیشین، بسیاری از این نیروها مورد توجه قرار نگرفته‌اند، در این مقاله علاوه بر اینکه نیروهای از قبیل جرم مجازی، نیروی ناشی از گرادیان فشار، نیروی برای حاصل از ورتیسیته میدان جریان و نیروی گرانشی در نظر گرفته شده‌است، اثر انتقال حرارت بین قطره و جریان سیال نیز با حل معادله انرژی به همراه معادلات مومنتوم قطره در نظر گرفته می‌شود. این معادلات شامل یک دستگاه ODE غیرخطی می‌باشد که با اعمال شرایط اولیه مناسب اعم از نقطه‌ای که قطره وارد میدان جریان می‌شود، زاویه ورود قطره، دما و سرعت اولیه قطره با استفاده از روش رانگ-کوتا مرتبه ۴ (Runge-Kutta 4th) تحلیل می‌گردد. بدین ترتیب می‌توان شناختی نسبت به توزیع قطرات پاشیده شده توسط انژکتور در محفظه احتراق با جریان چرخشی بدست آورد.

۲- تئوری و روش حل

۲-۱- فرضیات

- جریان هوای درون محفظه که حاوی قطرات سوخت می‌باشد، لزج و غیرقابل تراکم در نظر گرفته می‌شود.
- قطره‌های سوخت کروی شکل و یا بسیار نزدیک به آن می‌باشند.
- قطرات کوچک سوخت در هوا از لحاظ مسیر حرکت مانند کره جامد عمل می‌کنند.
- نرخ تبخیر قطرات پایین بوده و شتاب کافی برای تغییر فرم قابل ملاحظه آن وجود ندارد.
- بطور کلی از تغییرات مؤلفه‌های میدان جریان در راستای مماسی صرف‌نظر می‌کنیم و جریان را متقارن محوری و پایا در نظر می‌گیریم.
- از بعضی نیروهای وارد بر قطره از جمله نیروی باست (Basset force) که اثر تاریخی بر حرکت قطره در سیال بر روی خود قطره می‌باشد، صرف‌نظر می‌شود.

۲-۲- میدان جریان

برای بدست آوردن مسیر قطره درون میدان جریان چرخشی، باید مؤلفه‌های سرعت، شتاب و ورتیسیته میدان جریان مشخص شوند. بطوریکه برای حل معادله مومنتوم قطره که در بخش (۳-۲) به آن پرداخته خواهد شد، می‌توان ابتدا مقادیر متوسط پارامترهای میدان جریان را مشخص کرده و سپس با جایگذاری آنها در معادله مومنتوم، به تحلیل رفتار قطره پرداخت. مهمترین مؤلفه جریان چرخشی، سرعت در راستای مماسی می‌باشد که برای مسأله مورد بررسی ما بهترین فرض در نظر گرفتن ورتکس بهبود یافته رانکین (Modified Rankine Vortex) می‌باشد [۵].

مزیت مهمی که این نوع جریان دارد، در نظر گرفتن هر دو ناحیه آزاد (Free vortex) و اجباری (Force vortex) جریان چرخشی می‌باشد و با توجه به نوع مسأله‌ای که بررسی می‌شود، می‌توان درصدی از جریان را که به هر ناحیه اختصاص می‌یابد تخمین زد. زیرا در اکثر جریانهای چرخشی محبوس مانند جریان درون لوله‌ها و محفظه‌های احتراق با چنین حالتی مواجه هستیم، به گونه‌ای که توزیع شعاعی مؤلفه مماسی جریان چرخشی در نزدیکی محور استوانه مانند ورتکس اجباری و یا به عبارت دیگر چرخش جسم صلب (Solid Body Rotation) می‌باشد و در نزدیکی دیواره مانند ورتکس آزاد عمل می‌کند.

در موردی که در اینجا بررسی می‌گردد، قسمت عمده جریان با ورتکس اجباری مدل می‌شود [۶] و جریان دارای سرعت زاویه‌ای یکنواخت ω می‌باشد.

مؤلفه سرعت شعاعی جریان u_r ، بسیار کوچک و قابل صرف‌نظر می‌باشد و مؤلفه سرعت محوری u_z ، دارای مقدار ثابتی است. بنابراین میدان مورد بررسی دارای جریانی بصورت مارپیچ (Helical flow) می‌باشد. بنابراین برای مؤلفه مماسی سرعت میدان داریم:

$$u_\theta = \frac{R_1^2}{R_1^2 + r^2} r \omega \quad (1)$$

که R_1 شعاعی است که تا آن ناحیه، جریان چرخشی بصورت ورتکس اجباری (چرخش جسم صلب) وجود دارد. بنابراین برای مؤلفه‌های سرعت میدان جریان در سیستم مختصات استوانه‌ای خواهیم داشت:

$$u_c = (u_r, u_\theta, u_z) \approx (0, \frac{R_1^2}{R_1^2 + r^2} r \omega, W) \quad (2)$$

که c مشخص‌کننده فاز پیوسته می‌باشد و W سرعت ثابت محوری می‌باشد. برای مؤلفه‌های شتاب میدان جریان داریم:

$$\frac{du_c}{dt} = (-\frac{R_1^2}{R_1^2 + r^2} r \omega^2, 0, 0) \quad (3)$$

و مؤلفه‌های ورتیسیتئ میدان بصورت زیر خواهد بود:

$$\Omega = \nabla \times u_c = (0, 0, \frac{2R_1^4}{(R_1^2 + r^2)^2} \omega) \quad (4)$$

۳-۲- معادله مومنتوم قطره

بعد از مشخص شدن میدان جریان، باید به نیروهایی که در میدان جریان مغشوش بر قطره وارد می‌شود، بپردازیم. این نیروها به دو دسته اصلی تقسیم می‌شوند: نیروهای حجمی F_b و نیروهای سطحی F_s . بنابراین داریم:

$$\rho_d V_d \frac{du_d}{dt} = F_b + F_s \quad (5)$$

که در آن حجم قطره برابر با $V = 4\pi a^3/3$ که در آن a شعاع قطره و d نشان‌دهنده فاز گسسته می‌باشد. در رابطه با نیروهای حجمی می‌توان به نیروهای مغناطیسی و گرانشی اشاره کرد. با توجه به نوع مسئله، تنها نیروی حجمی ناشی از جاذبه می‌باشد. بطوریکه:

$$F_b = \rho_d V_d g \quad (6)$$

نیروی سطحی نیرویی است که تنها در صورت وجود تماس مستقیم، از عامل بیرونی که میدان جریان سیال می‌باشد، به جسم وارد می‌شود. با توجه به شرایط مسئله، نیروهای سطحی متعددی بر قطره وارد می‌شود که مهمترین آنها عبارتند از:

- نیروی پسا (Drag force)

هنگامیکه قطره در میدان جریان سیال قرار می‌گیرد، از طرف میدان جریان، نیروی مقاومی به آن وارد می‌شود که ناشی از لزجت سیال است و ترکیبی از نیروهای فشاری و برشی مابین جریان و قطره می‌باشد. مقدار این نیرو بر حسب شرایط فیزیکی حاکم بر میدان جریان دو فاز، متغیر می‌باشد. رابطه کلی که برای نیروی پسا برای محدوده وسیعی از رینولدز به کار می‌رود، بصورت تجربی بدست آمده و عبارت است از: [۷]

$$F_D = -\frac{1}{2} \rho_c C_D \pi a^2 (u_d - u_c) |u_d - u_c| \quad (7)$$

که C_D ضریب نیروی مقاوم بوده و برابر است با: [۸]

$$C_D = \frac{24}{Re_d} (1 + 0.15 Re_d^{0.687}) + \frac{0.42}{1 + 4.24 + 10^4 Re_d^{-1.16}} \quad \forall Re_d < 3 \times 10^5 \quad (8)$$

رینولدز قطره به عنوان پارامتر اولیه مهم برای تعیین نیروی مقاوم بصورت زیر تعریف می شود:

$$Re_d = \frac{2a |u_d - u_c|}{\nu_c} \quad (9)$$

ν_c لزجت سینماتیکی سیال حامل می باشد.

- نیروی جرم مجازی (Virtual mass (added mass force)

حرکت یک جسم در داخل یک سیال باعث جابجایی مقدار معینی از سیال با انرژی جنبشی مشخصی می گردد. به مقدار جرمی از سیال که با سرعت نسبی جسم و سیال حرکت کرده بطوریکه انرژی جنبشی آن با مقدار واقعی آن برابر گردد، جرم مجازی گفته می شود. انتظار می رود که این جرم مجازی دارای شتابی برابر شتاب نسبی جرم و سیال باشد. بدیهی است که عامل این شتاب نیروی وارده از جسم به آن باشد. عکس العمل این نیرو به عنوان یک عامل بازدارنده در برابر حرکت جسم عمل می نماید و بصورت زیر تعریف می شود:

$$F_M = -C_A \rho_c V_d \left(\frac{Du_c}{Dt} - \frac{du_d}{dt} \right) \quad (10)$$

که ضریب C_A برابر است با: [۹]

$$C_A = 1.05 - \frac{0.066}{A^2 + 0.12} \quad (11)$$

و A عدد شتاب (Acceleration number) نام دارد:

$$A = \frac{|u_c - u_d|^2}{2a \left| \frac{du_c}{dt} - \frac{du_d}{dt} \right|} \quad (12)$$

- نیروی ناشی از گرادیان فشار (Pressure gradient force)

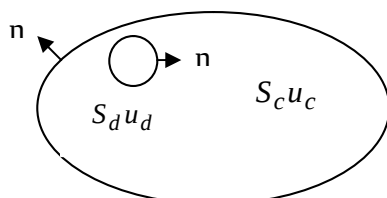
این نیرو از طرف جریان سیال به حجمی که قطره اشغال کرده، وارد می شود. در رابطه (۱۳) σ تانسور تنش بوده که

بصورت $\sigma_{ij} = -\rho_c p \delta_{ij} + \mu_c (u_{i,j}^c + u_{j,i}^c)$ تعریف می شود. بنابراین برای نیروی ناشی از گرادیان فشار می توان نوشت:

$$F_p = \int_{S_d} \sigma \cdot n dS = \int_{V_d} \nabla \sigma dV = \int_{V_d} \rho_c \left(\frac{Du_c}{Dt} - g \right) dV = \rho_c V_d \left(\frac{Du_c}{Dt} - g \right) \quad (13)$$

این نیرو با فرض یکنواخت بودن جریان سیال در حجم قطره بدست می آید. ترم $-\rho V_d g$ بیانگر نیروی ارشمیدسی وارد بر قطره، از طرف سیال می باشد.

نمادهای بکار رفته در رابطه فوق را می توان در شکل (۱) مشاهده کرد:



نمودار ۱. شماتیک یک قطره با حجم مشخص در داخل یک حجم از میدان جریان سیال.

- نیروی برآ (Lift force)

به دلیل وجود ورتیسسته در میدان جریان، نیروی برآیی در راستای عمود بر مسیر حرکت قطره نسبت به میدان، به قطره وارد می شود و برابر است با: [۱۰]

$$F_L = \rho_c V_d C_L (u_c - u_d) \times \Omega \quad (۱۴)$$

و C_L برابر با $\frac{1}{2}$ می باشد [۱۰]. Ω در بخش قبلی محاسبه شد.

اگر فرض کنیم که قطره در زمان t در مکان $(r(t), \theta(t), z(t))$ باشد، آنگاه داریم:

$$u_d = (\dot{r}, r\dot{\theta}, \dot{z}), \quad \frac{du_d}{dt} = (\ddot{r} - r\dot{\theta}^2, 2\dot{r}\dot{\theta} + r\ddot{\theta}, \ddot{z}) \quad (۱۵)$$

بعد از جایگذاری سرعت و شتاب میدان در معادلات مومنتوم ذره و تفکیک آنها در سه راستا، بی بعدسازی را بوسیله پارامترهای زیر انجام می دهیم:

$$t^* = t\omega, \quad \gamma = \frac{\rho_d}{\rho_c}, \quad z^* = \frac{z}{R_2}, \quad r^* = \frac{r}{R_2}, \quad a^* = \frac{a}{R_2}, \quad M = \frac{R_1}{R_2}.$$

که R_2 شعاع محفظه ایست که میدان جریان چرخشی را دربر دارد.

شتاب و سرعت نسبی را تعریف می کنیم:

$$u_R = u_d - u_c, \quad \frac{du_R}{dt} = \frac{du_d}{dt} - \frac{du_c}{dt} \quad (۱۶)$$

در نهایت معادلات مومنتوم قطره به صورت زیر در می آید (در ادامه از علامت ستاره صرف نظر می شود):

$$\ddot{r} - r(\dot{\theta}^2 - \frac{M^2}{M^2 + r^2}) = -\frac{3}{8} \frac{C_D}{a(\gamma + C_A)} |u_R| \dot{r} + \frac{\gamma - 1}{\gamma + C_A} \frac{M^2}{M^2 + r^2} r - \frac{2C_L}{\gamma + C_A} \frac{M^4}{(M^2 + r^2)^2} r (\dot{\theta} - \frac{M^2}{M^2 + r^2}) \quad (۱۷)$$

$$2\dot{r}\dot{\theta} + r\ddot{\theta} = -\frac{3}{8} \frac{C_D}{a(\gamma + C_A)} |u_R| r (\dot{\theta} - \frac{M^2}{M^2 + r^2}) + \frac{2C_L}{\gamma + C_A} \frac{M^2}{M^2 + r^2} \dot{r} \quad (۱۸)$$

$$\ddot{z} = \frac{1}{Fr} \frac{\gamma - 1}{\gamma + C_A} - \frac{3}{8} \frac{C_D}{a(\gamma + C_A)} |u_R| (\dot{z} - Ro) \quad (۱۹)$$

در این معادلات $Fr = \frac{R_2 \omega}{g}$ و $Ro = \frac{W}{R_2 \omega}$ می باشند که اولی عددی مشابه عدد فرود (pseudo-Froude number) و دومی

عدد روزبی (Rossby number) می باشد.

۴-۲- معادله انرژی و بررسی انتقال حرارت قطره و سیال

در این مقاله بدون در نظر گرفتن تبخیر برای قطره، دمای آن در هر لحظه با حل معادله انرژی بدست می آید. با توجه به این فرض که عدد بيو (Biot number) کمتر از ۰/۱ می باشد، می توان دمای درون قطره را ثابت در نظر گرفت [۱۱]. بنابراین خواهیم داشت:

$$\rho_d V_d C \frac{dT_d}{dt} = 2\pi a k_c Nu_d (\tilde{T}_c - T_d) \quad (۲۰)$$

در این معادله C ظرفیت گرمایی ویژه قطره، $\tilde{T}_c$ دمای متوسط سیال، T_d دمای قطره، Nu_d عدد نوسلت قطره و k_c ضریب هدایت گرمایی سیال می باشد و برابر است با: [۱۲]

$$Nu_d = 2 + 0.6 Re_d^{0.5} Pr^{0.33}, \quad \forall Re_d < 5 \times 10^5 \quad (۲۱)$$

و Pr عدد پرائنتل مربوط به سیال حاوی قطرات می باشد.

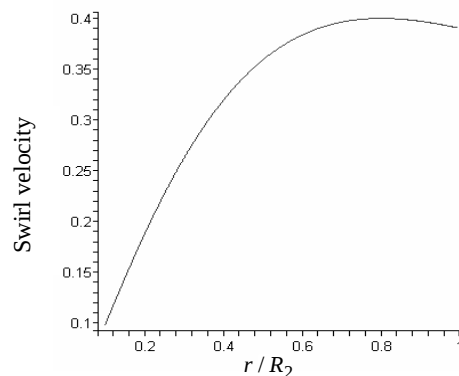
با در نظر گرفتن معادله انرژی به صورت بدون بعد به همراه معادلات مربوط به مومنتوم قطره، یک دستگاه معادلات ODE غیرخطی بدست می آید که شامل سه معادله مرتبه ۲ و یک معادله مرتبه ۱ می باشد. بنابراین برای حل این دستگاه به ۷ شرط اولیه نیاز داریم. نکته ای که در اینجا باید به آن پرداخته شود مقدار سرعت قطره در زمان اولیه $t=0$ می باشد. با توجه به اینکه زمان شکل گیری قطرات قابل صرف نظر نمی باشد، در طی این زمان قطره با جریان درگیر شده و می توان فرض نمود که سرعت آن با سرعت جریان برابر می شود. بنابراین داریم:

$$\begin{aligned} r(0) &= r_0 & \dot{r}(0) &= 0 \\ \theta(0) &= \theta_0 & \dot{\theta}(0) &= \frac{M^2}{M^2 + r_0^2} \\ z(0) &= z_0 \\ T_d(0) &= T_{d0} & \dot{z} &= Ro \end{aligned} \quad (22)$$

بعد از حل عددی این دستگاه معادلات با استفاده از روش رانگ-کوتا مرتبه ۴، می توان رفتار قطره را در میدان جریان مزبور بررسی و تحلیل نمود.

۳- بحث و نتیجه گیری

در این بخش رفتار قطره در سه اندازه متفاوت شدت چرخش میدان بررسی خواهد شد. همچنین اثر اندازه قطره و انتقال حرارت در مسیری که درون میدان طی می کند، مورد ارزیابی قرار خواهد گرفت. محاسبات در دمای اولیه سیال هوا $\tilde{T}_c = 150^\circ\text{C}$ و دمای اولیه قطره $T_d = 25^\circ\text{C}$ در شرایط اولیه $r(0) = 0.1$ و $\theta(0) = 45^\circ$ و $z(0) = 0$ انجام شده است. نکته ای که باید در اینجا مورد توجه قرار گیرد، چگونگی تغییرات مولفه چرخشی میدان جریان می باشد. شکل (۲) توزیع شعاعی این مؤلفه را نشان می دهد. همانطور که در این شکل مشاهده می شود، سرعت چرخشی میدان در قسمت وسط محفظه تا کناره دیواره بصورت گرداب اجباری و در کنار دیواره ها بصورت گرداب آزاد عمل می کند.

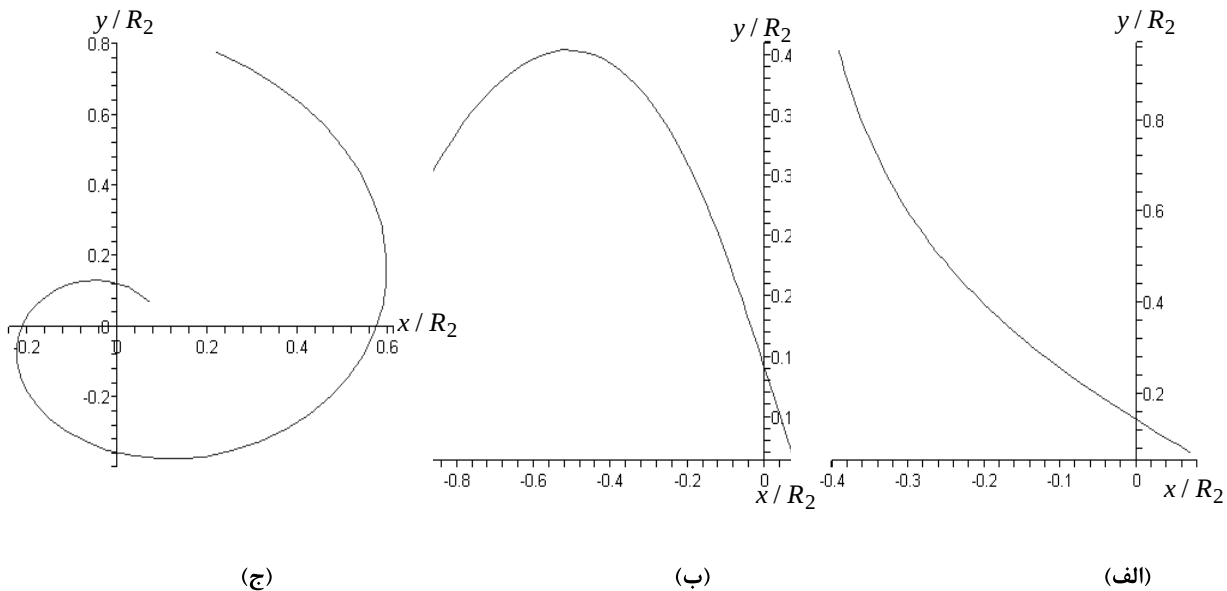


نمودار ۲. مؤلفه سرعت چرخشی میدان جریان

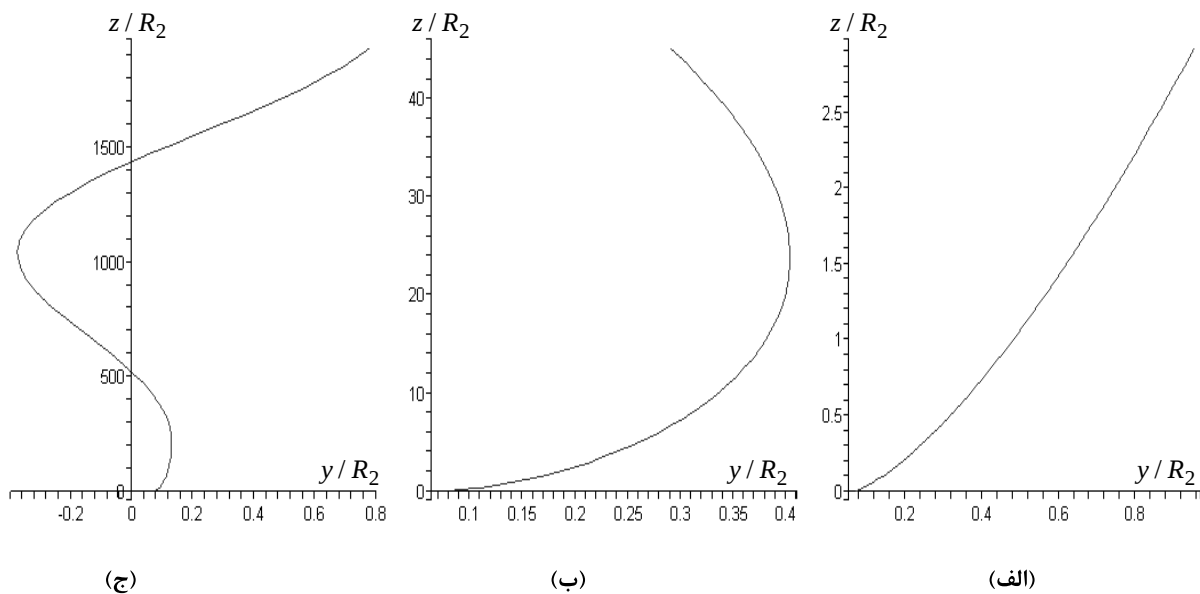
(ورتکس بهبود یافته رانکین که ۸۰٪ میدان جریان چرخشی، ورتکس اجباری وجود دارد)

ابتدا مسیر قطره در صفحه x-y و y-z برای سه حالت $\omega = 0.5, 1.0, 5.0 \text{ s}^{-1}$ مقایسه می شود. در این حالت شعاع قطره ۱ میلی متر، سرعت محوری جریان مقدار ثابت $W = 0.4 \text{ m/s}$ ، $M = 0.8$ و شعاع محفظه $R_2 = 10 \text{ cm}$ در نظر گرفته شده است. همانطور که انتظار می رود، به جهت اینکه چگالی قطره از سیال حامل آن بیشتر می باشد، از هر نقطه ای که در میدان رها شود به سمت دیواره حرکت می کند. با توجه به شکل های (۳)، (۴) و (۵) مشاهده می شود که هر چه شدت چرخش میدان بیشتر باشد، میزان درگیری قطره با میدان کمتر بوده و سریعتر از خطوط جریان جدا می شود و به دیواره برخورد می کند و مسیری که در شدت چرخش پایین تر طی می کند، به شکل مارپیچی خطوط جریان نزدیکتر است. تمام نمودارهای مسیر در زمان $t = 10$ رسم شده اند.

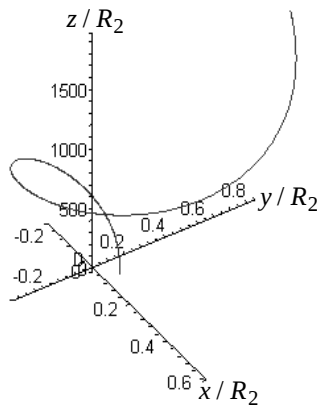
نکته قابل توجه در این نمودارها، مسیر حرکت کاملاً چرخشی قطره سوخت می باشد که با فرض سرعت اولیه یکسان قطره و سیال و با توجه به چگالی بالای قطره نسبت به سیال که باعث تأثیر غالب نیروی وزن قطره می شود، ممکن است تا حدودی دور از ذهن جلوه کند. لیکن همانطور که در انتهای نتایج اشاره می شود، چون حرکت قطره تحت تأثیر نیروهای مختلفی می باشد، می توان دید که نیروی بویانسی و نیروی پسای محوری که در جهات مخالف عمل می کنند، از لحاظ اندازه تقریباً مساوی بوده و یکدیگر را خنثی می کنند، بنابراین مسیر قطره تحت تأثیر چرخش میدان بصورت مشاهده شده در شکل های (۳) و (۴) در می آید. توضیحات بیشتر در مورد نیروهای اعمالی به قطره در انتهای مقاله آورده شده است.



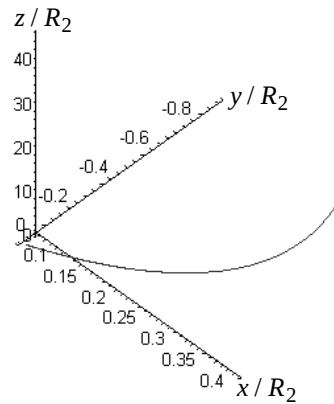
نمودار ۳. مسیر قطره در صفحه $x-y$ (نمای بالا) در شدت چرخشهای متفاوت میدان جریان
شکل (الف) مربوط به $\omega = 50$ - شکل (ب) مربوط به $\omega = 10$ و شکل (ج) مربوط به $\omega = 0.5$ می باشد.



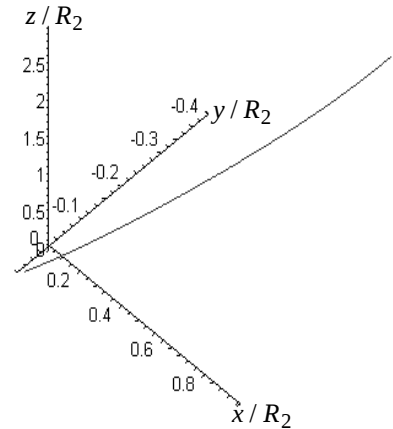
نمودار ۴. مسیر قطره در صفحه $z-y$ (نمای کنار) در شدت چرخشهای متفاوت میدان جریان
شکل (الف) مربوط به $\omega = 50$ - شکل (ب) مربوط به $\omega = 10$ و شکل (ج) مربوط به $\omega = 0.5$ می باشد



(ج)



(ب)

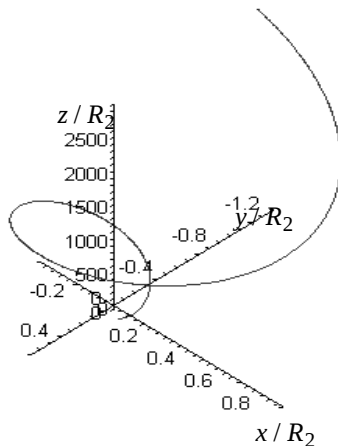


(الف)

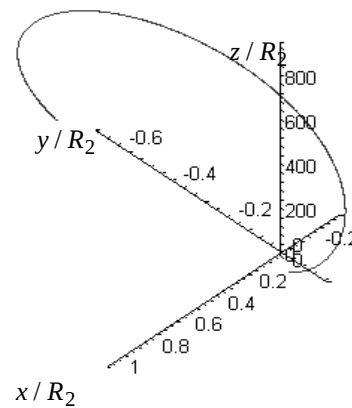
نمودار ۵. مسیر قطره در شدت چرخشهای متفاوت میدان جریان (نمای سه بعدی)

شکل (الف) مربوط به $\omega = 50$ - شکل (ب) مربوط به $\omega = 10$ و شکل (ج) مربوط به $\omega = 0.5$ می باشد

در ضمن نکته قابل توجه دیگر اثر نسبت چگالی روی مسیر قطره می باشد. در شکل (۶) می توان مشاهده کرد که هرچه این نسبت بیشتر باشد، یعنی قطره دارای چگالی بیشتر باشد، زودتر از خطوط جریان جدا شده و به دیواره کناری برخورد می کند و برعکس هرگاه نسبت چگالی قطره و سیال کم باشد، قطره بهتر خطوط میدان جریان را دنبال می کند.



(ب)



(الف)

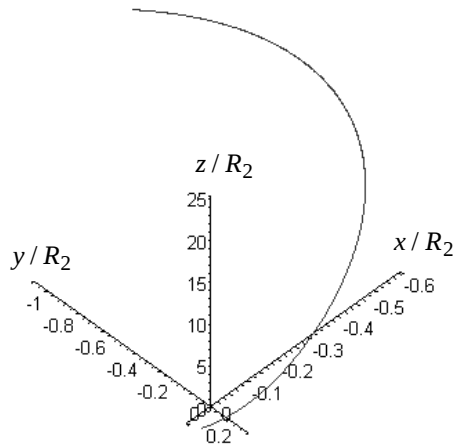
نمودار ۶. مسیر قطره در میدان جریان برای دو نسبت چگالی متفاوت برای شدت چرخش یکسان $\omega = 0.5s^{-1}$

شکل (الف) برای نسبت چگالی $\gamma = 855$ و شکل (ب) برای نسبت چگالی $\gamma = 680$ می باشد.

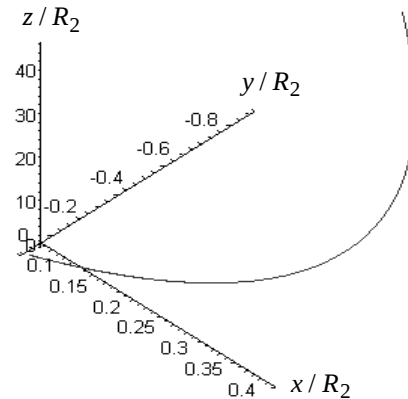
نتایج برای دو قطره با اندازه های مختلف شعاع $a = 1\text{ mm}$ و $a = 0.2\text{ mm}$ برای شرایط یکسان شدت چرخش میدان در شکل (۷) نشان داده شده است. هرچه اندازه قطره کوچکتر باشد، بیشتر با خطوط جریان درگیر شده و همین باعث می شود که مسافتی که در راستای محوری می پیماید، نسبت به قطره با اندازه بزرگتر، کمتر باشد. بنابراین با کاهش اندازه قطره سوخت پاشیده شده در محفظه می توان مشاهده کرد که قطره در فاصله کمتری از ابتدای محفظه و با طی مسیر طولانی تر به جداره

برخورد می‌کند. مسیر طولانی‌تر قطره به دلیل حرکت چرخشی است که به خاطر قرار گرفتن در میدان ورتکسی به وجود می‌آید.

با این اختلاف دمایی کمی که بین قطره و سیال وجود دارد، در شکل (۸) می‌بینیم که انتقال حرارت اثر بسیار کمی بر مسیر ذره داشته و قابل چشمپوشی می‌باشد.

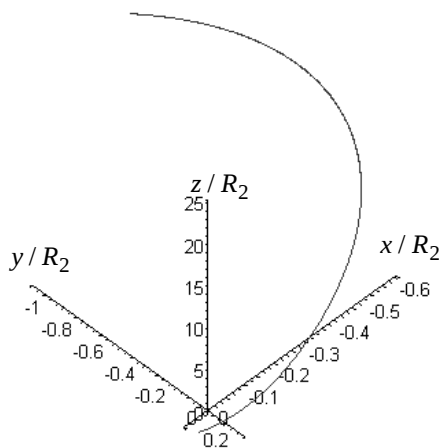


(ب)

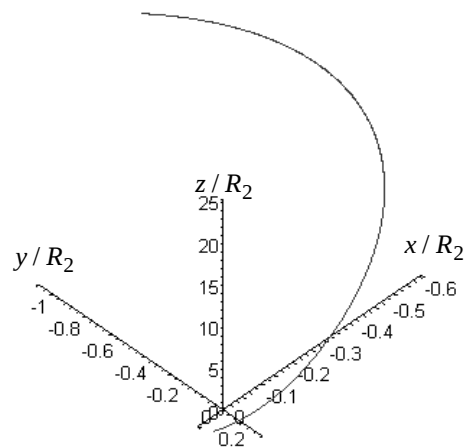


(الف)

نمودار ۷. اثر اندازه قطره در چگونگی مسیر طی شده در میدان جریان برای شدت چرخش یکسان $\omega = 10 \text{ s}^{-1}$
شکل (الف) مربوط به شعاع قطره $a=1\text{mm}$ و شکل (ب) مربوط به شعاع قطره $a=0.5\text{mm}$ می‌باشد.



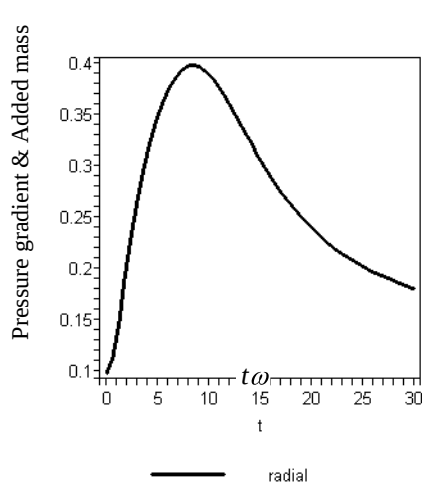
(ب)



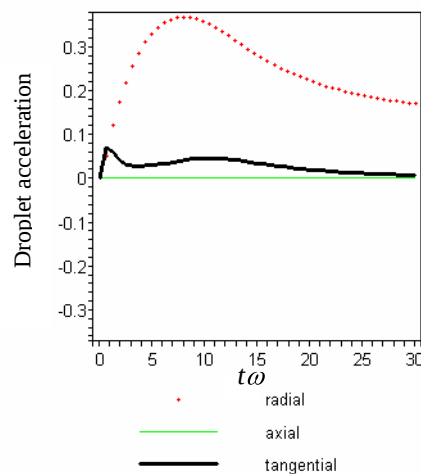
(الف)

نمودار ۸. اثر انتقال حرارت قطره و سیال در چگونگی مسیر طی شده توسط قطره در شدت چرخش یکسان میدان جریان $\omega = 10 \text{ s}^{-1}$
شکل (الف) با انتقال حرارت و شکل (ب) بدون انتقال حرارت است.

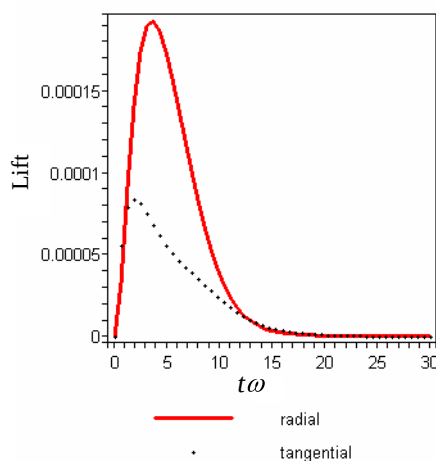
نکته دیگری که در اینجا لازم است به آن پرداخته شود، بررسی ترمهای نیرویی معادلات و شتاب قطره می‌باشد. شکل (۹) نحوه تغییرات شتاب قطره را نشان می‌دهد. مشاهده می‌کنیم که شتاب شعاعی بزرگتر از شتاب مماسی بوده و شتاب محوری نیز صفر می‌باشد. اگر معادلات مومنتوم با دقت بیشتری بررسی شود، می‌توان دریافت که نیروی جرم مجازی نسبت به سایر نیروها دارای مقدار بسیار کمتری است. نکته ای که در اینجا باید مورد توجه قرار گیرد این است که نمودارها با رسم ترم به ترم معادلات حاکم بدست آمده و بر واحد $M \times R \omega^2$ رسم شده‌اند که M جرم قطره می‌باشد، بطوریکه نمودارها تنها نحوه تغییرات نیروها را نشان می‌دهند و از لحاظ کیفی و مقایسه‌ای مورد اهمیت می‌باشد. شکل (۱۰) نحوه تغییرات نیروی ناشی از گرادیان فشار به همراه جرم مجازی را نشان می‌دهد. این نیرو در مقایسه با سایر نیروها دارای اندازه بزرگتری می‌باشد و مؤلفه شعاعی آن بر سایر نیروهای شعاعی غلبه می‌نماید. بطور کلی در میدان جریان دورانی ما شاهد پیدایش گرادیان فشار شعاعی می‌باشیم که با افزایش میزان دوران مقدار آن نیز زیاد می‌گردد. این نیرو دارای جهت مثبت بوده و باعث راندن قطره به سمت دیواره می‌شود. نیروی جرم مجازی پس از مدتی به علت کاهش شتاب قطره حذف می‌گردد. نیروی پسا در راستای محوری از لحاظ اندازه بزرگ بوده ولی همانطور که در شکل (۱۱) می‌بینیم دو مؤلفه دیگر بسیار کوچک و از لحاظ اندازه قابل مقایسه‌اند. نیروی پسای شعاعی با توجه به کاهش مقدار $|t|$ در طول زمان، پس از مدتی به صفر می‌رسد. این زمان با افزایش شدت چرخش میدان کاهش می‌یابد. شکل (۱۲) نیز چگونگی تغییرات نیروی برآ را در دو راستای شعاعی و مماسی نشان می‌دهد. مشاهده می‌کنیم که با جدا شدن قطره از خطوط ورتکسی میدان جریان نیروی برآ کاهش یافته و به سمت صفر میل می‌کند.



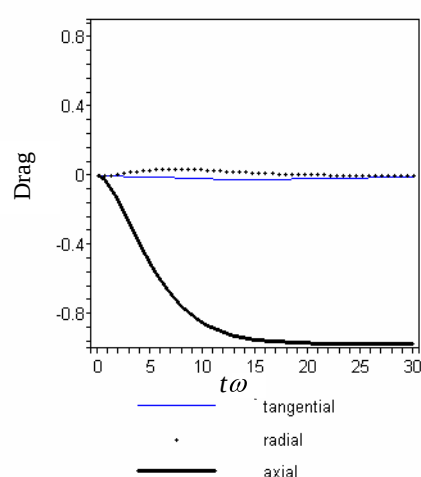
نمودار ۹. نحوه تغییرات نیروی جرم مجازی و گرادیان فشار



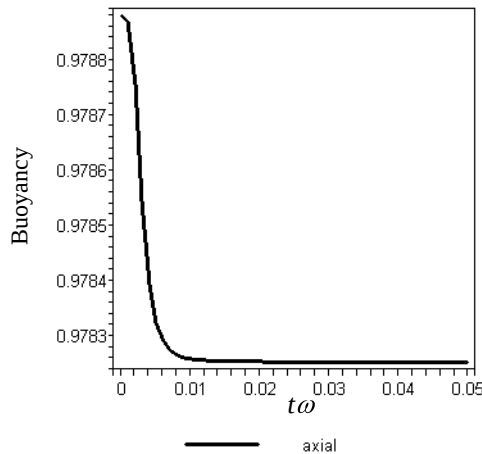
نمودار ۱۰. نحوه تغییرات شتاب قطره



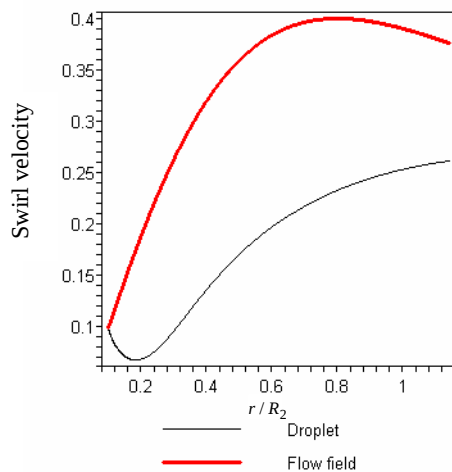
نمودار ۱۱. نحوه تغییرات نیروی پسا (شعاعی و مماسی)



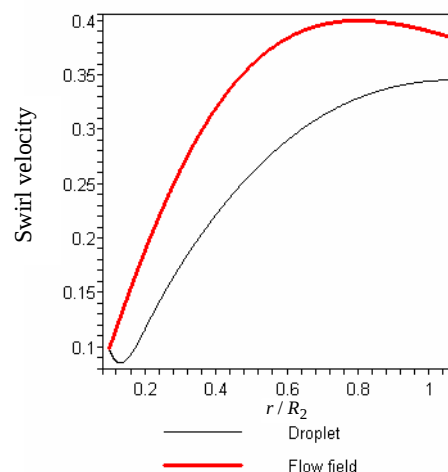
نمودار ۱۲. نحوه تغییرات نیروی پسا



نمودار ۱۳. نحوه تغییرات نیروی بویانسی



(ب)



(الف)

نمودار ۱۴. نحوه تغییرات سرعت مماسی قطره و جریان.

شکل (الف) مربوط به $\omega = 1 \text{ s}^{-1}$ و شکل (ب) مربوط به $\omega = 10 \text{ s}^{-1}$ می باشد.

نکته بسیار مهمی که در اینجا باید مورد توجه قرار گیرد این است که در نگاه اول به نظر می رسد که وزن بالای قطره (نسبت به سیال) موجب غالب بودن نیروی وزن و سقوط قطره می شود. بنحوی که تأثیر چرخشی میدان هم نمی تواند مانع شود. ولی با نگاه دقیقتر به میزان نیروها در راستای محوری و مقایسه نیروی بویانسی (شکل ۱۳) و نیروی پسای محوری (شکل ۱۱) می توان دید که این دو نیرو از لحاظ اندازه تقریباً مساوی و در خلاف جهت یکدیگر بر قطره عمل می کنند، بطوریکه تا حد زیادی اثر وزن توسط نیروی پسا خنثی می شود. این دو نیرو تنها نیروهایی هستند که در طولانی مدت وجود دارند. تغییراتی که در ابتدا در نیروی بویانسی مشاهده می شود، با توجه به رابطه (۱۹) به دلیل تغییرات C_A در ابتدای حرکت قطره می باشد و این نیرو خیلی سریع به مقدار ثابتی می رسد.

نمودار (۱۴) بیانگر میزان تبعیت قطره از میدان جریان چرخشی در مورد مهمترین مؤلفه سرعت که در راستای مماسی است، می باشد. همانطور که انتظار می رود، در شکل (الف) که شدت چرخش میدان کمتر است، تطابق بهتری برای سرعت مماسی قطره و جریان نسبت به شکل (ب) که شدت چرخش ده برابر بیشتر است، مشاهده می شود. بطور کلی چون درصد بالایی از میدان جریان را چرخش اجباری تشکیل می دهد، با افزایش شدت چرخش میدان، قطره سریعتر به سمت دیواره پرتاب می شود.

۴- جمع بندی

در این مقاله مسیر قطره در میدان جریان چرخشی و اثر چگالی و شعاع قطره، همچنین اندازه‌های متفاوت شدت میدان با در نظر گرفتن انتقال حرارت مورد بررسی قرار گرفت. اختلاف چگالی قطره و سیال حامل باعث انحراف مسیر قطره از خطوط جریان می‌شود. به خاطر بیشتر بودن چگالی قطره نسبت به هوا، قطره‌ها از محور دور شده و با طی یک مسیر مارپیچ به دیواره برخورد می‌کنند. هر چه نسبت چگالی بیشتر و اندازه قطره بزرگتر باشد، سریعتر از خطوط جریان جدا می‌شود و همچنین هر چه شدت چرخش میدان بیشتر باشد نیز این اتفاق رخ خواهد داد.

با مقایسه ترمهای نیرویی دریافتیم که نیروی جرم مجازی دارای مقدار بسیار کمی در مقایسه با سایر نیروها می‌باشد و در مواردی که نسبت چگالی بین فاز پیوسته و گسسته زیاد است می‌توان از این نیرو صرف‌نظر کرد. مؤثرترین نیروها، نیروی پسا و نیروی ناشی از گرادیان فشار و نیروی بویانسی می‌باشد بطوریکه دو نیروی وزن و پسای محوری یکدیگر را خنثی می‌کنند. وقتی اختلاف دمای قطره و سیال زیاد نباشد، می‌توان از اثرات تبخیر چشمپوشی کرد. بنابراین در شرایط گفته‌شده، انتقال حرارت اثر بسیار ناچیزی روی مسیر قطره خواهد داشت.

مراجع

- 1- Magaud, F., Najafi, A. F., Angilella, J. R., Souhar, M., " Modeling and Qualitative Experiments on Swirling Bubbly Flows: Single Bubble With Rossby Number of Order 1," J. Fluid Eng. Vol. 125, pp.1-8 , 2003.
- 2- Greenspan, H. P., Ungarish, M., "On the Centrifugal Separation of a Bulk Mixture," Int. Journal of Multiphase Flow. Vol. 11, No.6, pp.825-835. 1985.
- 3- Greenspan, H. P., "On the Centrifugal Separation of a Mixture," J. Fluid Mech. Vol. 127, pp. 91-101, 1993.
- 4- Tsuji, Y., "Activities in Discrete Particle Simulation in Japan," Powder Technol. Vol. 113, pp.278-286, 2000.
- 5- Prud'homme, R., Gottesdiener, L., Dodemand, E., Kuentzmann, P., "Asymptotic Analysis of Vortex Flows in Suspensions," Int. Journal of Multiphase Flow. Vol. 24, No. 3, pp.453-478. 1998.
- 6- Payri, F., Benajes, J., Margot, X., Gil, A., "CFD Modeling of the in-Cylinder Flow in Direct-Injection Diesel Engine," Computers & Fluids. Vol. 33, pp. 995-1021, 2004.
- 7- Berlemont, A., Desjonqueres, P., Gouesbet, G., "Particle Lagrangian Simulation in Turbulent Flows," Int. Journal of Multiphase Flow. Vol. 16, pp. 19-34, 1990.
- 8- Clift, R., Grace, J. R., Weber, M. E., Bubbles, Drops, and Particles, New York, Academic Press, 1978.
- 9- Odar, F., "Unsteady Motion of a Sphere Along a Circular Path in a Viscous Fluid," J. Appl. Mech. Vol. 86, pp. 652-654, 1968.
- 10- Auton, T. R., "The Lift Force on a Spherical Body in a Rotational Flow," J. Fluid Mech., Vol. 183, pp.199-218, 1987.
- 11- Incropera, F. P., DeWitt, D.P., Fundamental of Heat and Mass Transfer, John Wiley and Sons, New York, 1996.
- 12- Ranz, W.E., Marshall, W.R., "Evaporation From Drops," Chem. Eng. Prog. Vol. 48 , pp.141-173, 1952.