



## Effect of Magnetic Field on Motion, Deformation, and Separation Time of Newtonian and Non-Newtonian Droplets in a Flow-Focusing Microchannel

S. Mas-hafi, M. Esmacili\*

Department of Mechanical Engineering, Kharazmi University, Tehran, Iran

**ABSTRACT:** In the present study, the effect of external magnetic field on the process of droplet formation with different sizes and frequencies in a flow-focusing micro-channel is numerically studied. Moreover, the influence of non-Newtonian properties on the droplet formation characteristics is investigated using two non-Newtonian Carreau and power-law models. To solve the continuity and momentum equations for unsteady, two-phase, and incompressible flow, the finite volume method is employed. A numerical algorithm based on the volume-of-fluid technique is used to determine the effect of Bond number (0 to 0.2) and Power-law indices (0.3, 0.6, and 1.3) on the droplet formation process along with their size and separation time. To validate the numerical solution, the formation of Newtonian fluid droplets at different values of magnetic field strength is compared with the results of other studies and very good agreement was observed. The results of the numerical solution show that the Carreau fluid droplet in the Bond number of 0.2 has the highest volume, which is equivalent to the dimensionless volume of 1.56. Also, the process of droplet formation is more affected by the magnetic field than by the non-Newtonian model. Besides, with developing the field strength, droplet separation time increases and as a result, larger droplets with lower frequency will be formed.

### Review History:

Received: Nov, 14, 2021

Revised: Feb. 27, 2021

Accepted: Feb. 28, 2021

Available Online: Mar. 11, 2021

### Keywords:

Microfluidic

Droplet formation

Magnetic field

Non-Newtonian fluid

Numerical simulation.

### 1- Introduction

Microfluidic droplets are generated by the injection of immiscible fluids into the microchannel structures. Fluid manipulation such as droplet generation, mixing, sorting, and transport is accomplished in active and passive manners. Droplet size and production frequency can be controlled by adjusting flow rate, viscosity, and interfacial tension. Various active mechanisms have utilized external fields among which magnetic field is popular where magnetic particles inside a drop allow the precise control and manipulation of droplets. In general, passive and active microfluidic devices are applicable in the separation of biological particles such as blood and tumor cells. These devices provide improved sensitivity, efficiency, and operational range.

Experimental/numerical studies have investigated the effect of magnetic fields on droplets in different geometries. In a T-junction [1], an upstream magnet, pulls the ferrofluid droplets back, prolonging the production cycle and increasing the size of the droplets. The downstream magnet, however, acts oppositely. Investigation of the flow-focusing structure [2] concludes that droplet size depends highly on the flow rate, magnetism, magnetic field gradient, and location. The droplets' response also changes according to the viscosity described by different functions. These results explain the basis of droplet microfluidics, facilitating the applications.

The numerical study of non-Newtonian droplet generation in a co-flowing structure reveals that in the jet regime, the volume of droplets is less dependent on the viscosity [3].

Recent studies explored the effect of magnetic field and viscosity. However, their simultaneous effect has not been studied in any flow-focusing device yet. Thus, in the present study, the flow-focusing channel was investigated for Newtonian and non-Newtonian fluids while changing the Bond number from 0 to 0.2. Two non-Newtonian viscosity models were used: Carreau and power-law. The velocity and pressure fields were compared during the analysis process as well as the droplet size and separation times. Also, for  $B_m = 0.1$ , the droplet formation process was studied for power-law fluids of  $n = 0.3$ ,  $n = 0.61$  and  $n = 1.3$ .

### 2- Methodology

The droplet formation in a flow-focusing configuration was investigated with/without a magnetic field. The computational

$$\nabla \cdot (\vec{u}) = 0 \quad (1)$$

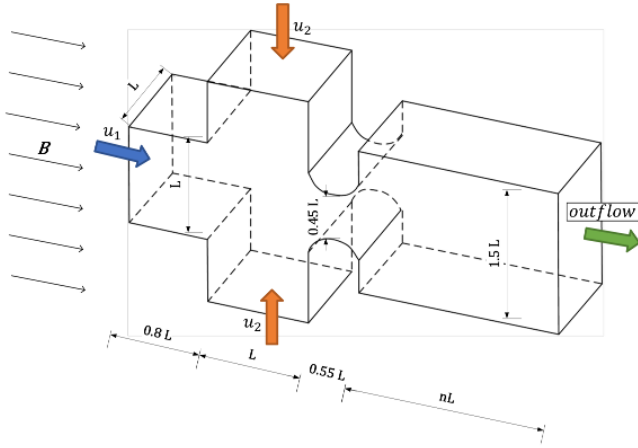
$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{u}) + \nabla \cdot (\rho \vec{u} \vec{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot \tau + \vec{F} \quad (2)$$

$$= -\nabla p + \nabla \cdot \tau - \sigma \kappa n_j D(\phi) - \frac{1}{2} \mu_0 |\vec{H}|^2 \nabla \chi_m \quad (3)$$

$$\tau = \eta_{eff} [\nabla \vec{u} + (\nabla \vec{u})^T]$$

\*Corresponding author's email: m.esmacili@khu.ac.ir





**Fig. 1. Computational domain and the magnetic field setup. The channel width and height are  $L=100 \mu\text{m}$ .**

domain illustrated in Fig. 1, consists of immiscible continuous and dispersed fluids entering the side and main-channel, respectively. The governing equations are the continuity and momentum in transient form while the non-Newtonian shear stress changes with the deformation tensor (Eqs. (1) to (3)).

Due to the symmetric flow and geometry, only 1/4 of the domain is calculated reducing the computations. The no-slip walls and outlet output boundary conditions were applied. Magnetic body force is defined on the interface as the last right-side phrase of Eq. (2) where  $\mu_0$  is the free space permeability constant,  $H$  the magnetic field strength, and  $\chi_m$  the ferrofluid magnetic susceptibility. The susceptibility gradient, proportional to the phase gradient, results in the interface tracking via Eqs. (4) and (5). The dimensionless Bond number was used indicating the effect of the magnetic field along with the dimensionless numbers described in Eq. (6).

$$\nabla \chi_m = \frac{d\chi_m}{d\phi} \nabla \phi, \quad \frac{1}{1+\chi_m} = \frac{1-\phi}{1+\chi_m^-} + \frac{\phi}{1+\chi_m^+} \quad (4)$$

$$\frac{d\chi_m}{d\phi} \frac{(1+\chi_m^+)(1+\chi_m^-)(\chi_m^+ - \chi_m^-)D(\phi)}{[(1+\chi_m^+) + H(\chi_m^- - \chi_m^+)]^2} \quad (5)$$

$$B_m = \mu_0 L H^2 / \sigma, \quad Ca = \mu_1 \mu_2 / \sigma, \quad Re = \rho_2 u_2 L / \mu_2 \quad (6)$$

where  $\mu_l$  is the dispersed phase viscosity and  $\mu_2, \rho_2, u_2$  define the continuous phase viscosity, density, and velocity, respectively.  $\sigma$  defines the interfacial tension of phases. The continuous phase is Newtonian, while Newtonian, non-Newtonian Carreau, and power models have been used for the dispersed phase viscosity models as:

$$\eta = \eta_\infty + \Delta\eta / (1 + (\lambda\dot{\gamma})^m)^a \quad (7)$$

**Table 1. Material properties and model assumptions with  $\sigma=13 \text{ mN/m}$ ,  $\mu_c=2 \text{ mPa.s}$ ,  $\rho_c=1100$ ,  $\rho_d=960 \text{ kg/m}^3$ ,  $Q_c=10$  and  $Q_d=5 \mu\text{l/h}$ .**

	$\eta$ [mPa.s]	$B_m$	$Re_d \times 10^4$	$Ca_d \times 10^4$
Dispersed phase (ferrofluid)	$\mu=96$	0	76.4	0.023
		0.1		
		0		
	$3.5+52.5 / (1+(3.313 \dot{\gamma}^2)^{0.3216})$	0.1	2.73	0.648
		0.2		
	$0.42\dot{\gamma}^{n-1}$	$n=0.3$	1.24	1.43
	$n=0.61$	0.1	1.802	2.20
	$n=1.3$		0.187	9.43

$$\eta = k\dot{\gamma}^{n-1} \quad (8)$$

where  $\eta_\infty$  is the infinite-plane shear viscosity,  $\Delta\eta$  its difference with zero-plane viscosity.  $\lambda, a$  and  $k$  denote the time and power-law index ( $a=-(n-1)/2$ ) and a measure of mean viscosity, respectively. Table 1 illustrates the fluid properties and other flow conditions applied. The dimensionless numbers for the present study for the continuous phase,  $Ca_c = 2.22 \times 10^{-4}$ , and  $Re_c = 2.78 \times 10^{-4}$ , are constant.

The 3D-Finite Volume (FV) method has been employed to solve the governing equations. In addition, fluid density was assumed to change linearly by  $\phi$  and the interface tracing was calculated as:

$$\partial\phi/\partial t + \nabla \cdot u\phi = 0, \quad (9)$$

The Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations-Consistent (SIMPLEC) pressure-velocity coupling method, PREssure STaggering Option (PRESTO) pressure discretization, momentum second-order upwind technique, volume fraction geometric reconstruction, and implicit temporal integration were employed. In the numerical algorithm, the magnetic volume force is added to the main code via a user function written in the C programming language (Fig. 2).

### 3- Results and Discussion

The mesh independence of the solution is evaluated with the droplet dimensionless volume. According to the results, 25,169 mesh cells are used for the simulations. The steady-state ferrofluid droplet formation process was performed by the volume of fluid method coupled with the magnetic field, velocity field, and interface tracking and validated with Liu et al. [2] with and without a magnetic field. After the validation, the effect of the magnetic field was analyzed as opposing velocities appear in the process. According to the results in Fig. 3 and Table 3, for  $B_m=0$ , The pressure drop,  $F_p$ , and the viscous drag force,  $F_\mu$ , compress the ferrofluid tip pushing it downstream. The interfacial tension,  $F_\sigma$ , on the other hand, prevents the tip from moving forward. Since  $F_\mu$  is proportional to the tip area and the velocity gradient. Therefore, the smaller

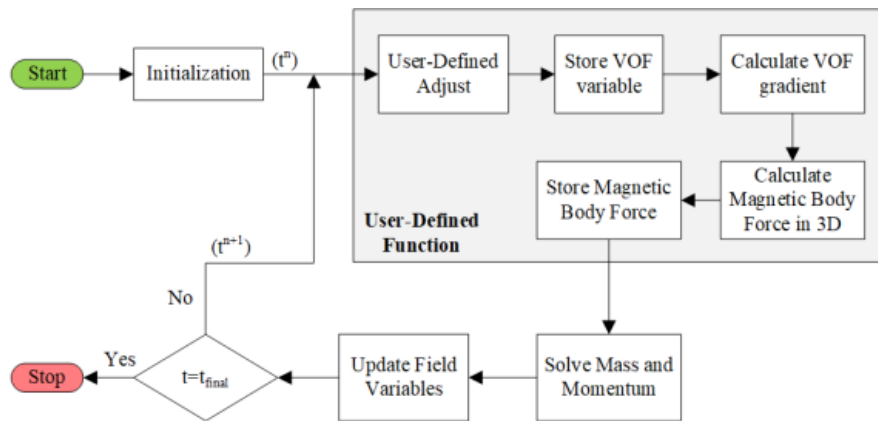


Fig. 2. Flowchart of the numerical solution.

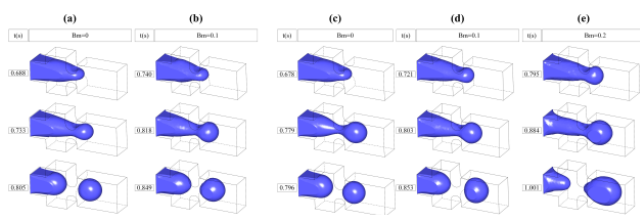


Fig. 3. Droplet formation process. a, b) Newtonian dispersed fluid for  $B_m=0,0.1$ . c, d, e) Carreau dispersed fluid for  $B_m=0,0.1,0.2$ .

Table 2. dimensionless and separation times of the dispersed fluid models with/without the magnetic field.

	Newtonian Fluid		Carreau Fluid			Power-law Fluid		
	$B_m=0$	$B_m=0.1$	$B_m=0$	$B_m=0.1$	$B_m=0.2$	$n=0.3$	$n=0.6$	$n=1.3$
$V^*$	0.655	0.781	0.651	0.839	1.561	0.836	0.729	0.697
$t$ [s]	0.796	0.850	0.796	0.853	1.001	0.856	0.0856	0.844

droplet tip curvature at the beginning of the process leads to larger capillary forces, and higher pressure is required to move the tip through the connecting neck. The throat is then blocked as the dispersed phase progresses and the velocities inside the throat move up instead of downstream. Thus,  $F_p$  escalates dramatically outside the stream and the tip is pushed further. These interactions occur rapidly and finally, the high thread curvature reduces  $F_c$ . Since the high  $F_p$  is present, the stretching of the ferrofluid from opposite directions continues until  $F_c$  is no longer sufficient and the tip thread separates, forming a droplet.

When the uniform magnetic field is applied, the droplet formation involves an additional magnetic force,  $F_m$ , on the tip of the dispersed phase. The results show that all separations require more time. The thin thread is stretched more. Thus, it is longer and the tip is no longer spherical due to its lower interfacial tension. The pressure difference heightens gradually and larger elliptical droplets are formed with the same mechanism in a longer time. The Carreau

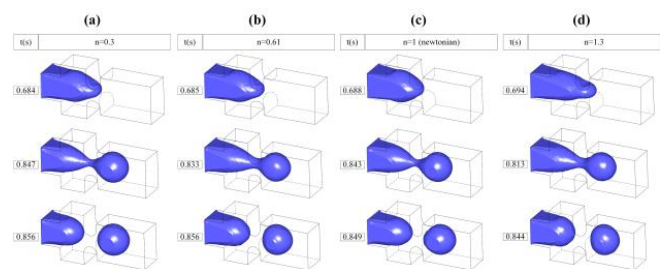


Fig. 4. Droplet formation process with the power-law fluid dispersed phase at  $B_m=0.1$ . a)  $n=0.3$ . b)  $n=0.61$ . c)  $n=1$  (Newtonian). d)  $n=1.3$ .

dispersed fluid was explored next as in Fig. 3. For  $B_m=0$  the droplets reached a similar volume in a shorter time while for  $B_m=0.1$  larger volumes were achieved with less time. Since the stretching is more intense in higher magnetic fields, the almost double  $B_m$  created 86% growth in the droplet volume. Larger  $B_m$  also reduces the pressure drop in addition to prolonging the time in which this pressure is reached.

The Power-law fluid was finally investigated for  $B_m=0.1$  (Fig. 4). The results show that different  $n$  values have a rather similar separation time as the Carreau model. Thus, its influence on separation time is insignificant. As  $n$  is increased, the volume experiences change as the function given in Fig. 5

#### 4- Conclusion

In this study, the external magnetic field's effect on the process of flow-focusing droplet formation has been studied numerically. Simulations have been performed for different values of the Bond number and three different Viscosity models. The droplet size, separation time, and pressure differences are compared. The results show that the flow is under  $F_\mu$ ,  $F_p$ ,  $F_c$ , and the additional  $F_m$  when the magnetic field is present. The magnetic force stretches the thread and lowers the pressure drop which results in the formation of larger droplets in longer times. The field affects the Carreau fluid more than the Newtonian fluid. For  $B_m=0.1$ , the Power-law model investigation also showed a volume reduction and enhancement for  $n<1.1$  and  $n>1.1$ , respectively.

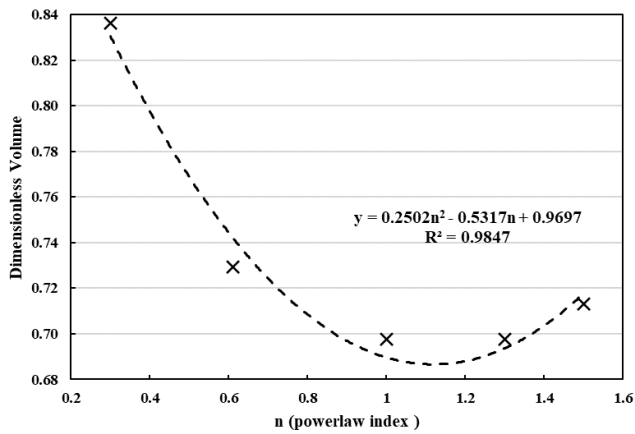


Fig. 5. The dimensionless volume of Power-law fluid droplet trend with changing n for  $Bm=0.1$

## References

- [1] S.-H. Tan, N.-T. Nguyen, L. Yobas, T.G. Kang, Formation and manipulation of ferrofluid droplets at a microfluidic T-junction, *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 20(4:045004) (2010) 1-10.
- [2] J. Liu, Y.F. Yap, N.-T. Nguyen, Numerical study of the formation process of ferrofluid droplets, *Physics of Fluids*, 23(7:072008) (2011) 1-10.
- [3] A. Taassob, M.K.D. Manshadi, A. Bordbar, R. Kamali, Monodisperse non-Newtonian micro-droplet generation in a co-flow device, *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, 39(6) (2017) 2013-2021.

### HOW TO CITE THIS ARTICLE

S. Mas-hafi, M. Esmaili, *Effect of Magnetic Field on Motion, Deformation, and Separation Time of Newtonian and Non-Newtonian Droplets in a Flow-Focusing Microchannel*, *Amirkabir J. Mech. Eng.*, 53(11) (2022) 1345-1348.

DOI: 10.22060/mej.2021.19257.6989





## اثر میدان مغناطیسی بر حرکت، تغییر شکل و زمان جدایش قطرات سیالات نیوتنی و غیر نیوتنی در میکروکانال جریان متمرکز

سیما مصحفی، مصطفی اسماعیلی\*

گروه مهندسی مکانیک، دانشکده فنی و مهندسی، دانشگاه خوارزمی، تهران، ایران

### تاریخچه داوری:

دریافت: ۱۳۹۹/۰۸/۲۴  
بازنگری: ۱۳۹۹/۱۲/۰۹  
پذیرش: ۱۳۹۹/۱۲/۱۰  
ارائه آنلاین: ۱۳۹۹/۱۲/۲۱

### کلمات کلیدی:

میکروکانال  
تشکیل قطره  
میدان مغناطیسی  
سیال غیر نیوتنی  
شبیه سازی عددی

**خلاصه:** در مطالعه‌ی حاضر، تأثیر میدان مغناطیسی خارجی بر فرآیند تشکیل قطرات با اندازه و فرکانسی متفاوت و همچنین تأثیر خواص غیر نیوتنی بر مشخصات این قطرات، در یک میکروکانال جریان متمرکز به روش عددی بررسی شده و از طریق دو مدل غیر نیوتنی ویسکوز کاریو و توانی، وابستگی تنش با نرخ کرنش، مورد ارزیابی گرفته است. همچنین، تحلیل معادلات پیوستگی و مومنتوم جریان دوفازی، تراکم ناپذیر و غیر دانه، با استفاده از روش حجم محدود و یک الگوریتم عددی بر اساس تکنیک کسر حجمی انجام گرفته است تا تأثیر عدد باند (۰ تا ۰/۲) و اندیس توانی (۰/۳، ۰/۶ و ۱/۳) بر روی فرآیند تشکیل شدن قطرات، اندازه و زمان جدایش آن‌ها مورد ارزیابی قرار گیرد. نتایج بدست آمده نشان می‌دهند که میان سیال نیوتنی و سیالات غیر نیوتنی با مدل‌های مختلف، قطره‌ی کاریو در عدد باند ۰/۲ دارای بیشترین حجم، معادل حجم بی‌بعد ۱/۵۶ بوده و تأثیر میدان مغناطیسی بر فرآیند تشکیل و جدایش قطرات، بیش از تأثیر معادله‌ی ساختاری (مدل ویسکوزیته) است. همچنین، با افزایش قدرت میدان مغناطیسی، زمان جدایش قطرات بیشتر شده و قطراتی بزرگتر با فرکانس تولیدی کمتر، حاصل شده است.

### ۱- مقدمه

قطرات در دستگاه‌های میکروسیالاتی توسط تزریق سیالات امتزاج ناپذیر به ساختارهای میکروکانال، مانند اتصال تی شکل [۱-۴]، جریان متمرکز [۵ و ۶] و هم‌جریانی [۷-۹] تولید می‌شوند و امور تحریک ذرات از جمله، اختلاط، دسته‌بندی و انتقال می‌توانند روی این دستگاه‌های میکروسیالاتی به صورت فعال و غیرفعال انجام گیرند [۱۴-۱۰]. اندازه قطرات و فرکانس تولید می‌توانند توسط تنظیم نرخ جریان‌ها، ویسکوزیته‌ها و تنش بین سطحی [۴] دو فاز، کنترل شوند. همچنین، مکانیزم‌های متنوعی برای کنترل قطرات از قبیل الکترووتینگ [۱۵]، دی‌الکترووتینگ [۱۶] و گرادیان دما [۱۷ و ۱۸] استفاده شده است. یک روش از مفاهیم فعال برای تحریک استفاده از میدان فیزیکی خارجی است [۱۹-۲۲]. عملاً میدان مغناطیسی خارجی که در کاربردهای

لایه مرزی از طریق تغییر گرادیان سرعت نزدیک دیواره، مشخصات جریان را کنترل می‌کند [۲۳ و ۲۴]، در کاربرد میکروسیالاتی ذرات مغناطیسی درون یک قطره هستند که امکان کنترل و تحریک آن قطره را می‌دهند. شایان ذکر است که از دستگاه‌های میکروسیالاتی ترکیبی غیرفعال و فعال برای جداسازی ذرات بیولوژیکی مانند سلول‌های خونی و سلول‌های توموری استفاده شده است و استفاده از این دستگاه‌ها منجر به بهبود حساسیت، بازده و دامنه عملیاتی می‌شود [۲۵].

مطالعات آزمایشگاهی و عددی فراوانی جهت بررسی تأثیر میدان مغناطیسی بر حرکت و تغییر شکل قطرات انجام شده است. تن و همکاران [۲۶] روی تشکیل و دست‌ورزی قطرات فروسیال در یک اتصال تی شکل کار کردند و دریافتند که در غیاب میدان، با افزایش نرخ جریان فاز پیوسته، اندازه قطرات به صورت خطی کاهش پیدا می‌کنند. وقتی آهنربا در بالادست جریان اتصال تی شکل قرار گیرد، نیروی مغناطیسی قطرات را به عقب کشیده که باعث طولانی‌تر شدن چرخه تولید قطره و افزایش اندازه‌ی قطرات خواهد شد. زمانی که آهنربا در پایین دست جریان قرار داده شود، نیروی مغناطیسی

- 1 Flow focusing
- 2 Co-flowing
- 3 Particle Manipulation
- 4 Interfacial tension

\* نویسنده عهده‌دار مکاتبات: m.esmaeili@khu.ac.ir



موجب شتاب گرفتن فرآیند تشکیل و قطرات کوچکتر خواهد شد. اندازه‌ی قطرات می‌تواند با تنظیم فاصله‌ی بین آهنربا و اتصال‌تی شکل تعیین گردد. لیو و همکاران [۲۷] اثر میدان مغناطیسی یکنواختی را همراه با مدلی عددی روی فرآیند تشکیل قطره در یک ساختار میکروسیالاتی جریان متمرکز بررسی کردند. مشاهدات تجربی این گروه همچنین نشان می‌دهد که تغییر نسبی در اندازه قطره بستگی به نرخ جریان فاز پیوسته دارد. اندازه قطرات می‌تواند تحت تأثیر مغناطیس‌پذیری<sup>۱</sup>، گرادیان میدان مغناطیسی و مکان آهنربای دائمی قرار بگیرد. وو و همکاران [۲۰] دینامیک جدایش و گسترش رشته‌ای از یک فاز ناپیوسته را تحت نرخ جریان‌های مختلف در یک دستگاه هم‌جریانی میکروسیالاتی را مطالعه کردند. در بررسی‌های آن‌ها، کل فرآیند شکل‌گیری قطرات فروسیال در حالت‌های بدون میدان مغناطیسی، تحت میدان مغناطیسی شعاعی و محوری مورد بررسی و مقایسه قرار گرفتند و مشخص شد که می‌توان حجم قطرات فروسیال را به طور فعال توسط میدان مغناطیسی اعمال شده کنترل کرد. میدان شعاعی گسترش رشته‌ی ناپیوسته را شتاب بخشید و میدان محوری آن را کندتر کرد. لی و همکاران [۲] به بررسی اثر میدان مغناطیسی بر تولید قطرات فروسیال و ترکیب قطرات جمع‌آوری شده در یک دستگاه میکروسیالاتی‌تی شکل پرداختند. مطالعات آن‌ها شامل بررسی نرخ تولید و اندازه‌ی قطرات وابسته به میدان و همچنین چگالی فضایی مجموعه قطرات بود که تحت شرایط نرخ جریان سیال و عدد مویینگی ثابت بودند. آن‌ها پی بردند که تمامی ویژگی‌های وابسته به میدان به طور معکوس با شدت میدان مغناطیسی متناسب هستند. علاوه بر این، آن‌ها از ادغام قطرات با استفاده از نیروی مغناطیسی دافع القا شده بین قطرات فروسیال جلوگیری کردند. یان و همکاران [۲۸] کنترل مغناطیسی قطرات فروسیال را در هندسه‌ی هم‌جریانی مورد مطالعه قرار دارند. آن‌ها دو اثر عمده در فرآیند تحریک مغناطیسی بیان کردند: اثر ویسکومغناطیس و اثر درگ مغناطیسی. آن‌ها پی بردند که تحت یک نرخ جریان ثابت، اندازه متوسط قطرات فروسیال با تغییر میدان مغناطیسی از ۰ تا ۶۰ میلی‌تسلا، به ترتیب از ۹۵ تا ۱۳۵ میکرومتر تنظیم شد. آن‌ها از میدان مغناطیسی موجی مربع شکل نیز برای تولید دوره‌ای قطرات با اندازه‌های مختلف استفاده کردند. وارما و همکاران [۲۹] در آزمایشات خود به شکل تجربی و مدل‌سازی، کنترل سرعت قطرات و ادغام را از طریق تنظیم میدان مغناطیسی یکنواخت و نسبت نرخ جریان به دست آوردند. ری و همکاران [۳۰] در ادامه، تأثیر میدان مغناطیسی در کنترل اندازه قطرات فروسیال در یک سیال حامل غیرمغناطیسی مورد

## 1 Magnetization

بررسی قرار دادند و دریافتند که میدان مغناطیسی منجر به اختلاط قطرات مغناطیسی می‌شود. آن‌ها پاسخ قابل توجهی از طرف قطرات فروسیال به تغییرات در نسبت سرعت جریان، ویسکوزیته محیط حامل و شدت میدان مغناطیسی مشاهده نمودند و بیان کردند که با تنظیم شدت میدان مغناطیسی، اندازه‌ی قطره را می‌توان تا سه برابر قطر اولیه آن افزایش داد و نتایج مدل‌سازی آن‌ها روندی مشابه یافته‌های تجربی را نشان داد.

ویسکوزیته سیالات نیوتنی و غیرنیوتنی می‌توانند به شکل توابع مختلفی باشند [۳۱]. میکروسیالات قطره غالباً به عنوان یک آزمایشگاه زیست‌پزشکی و یا شیمیایی کوچکی کارآمد و قابل تنظیم است و بنابراین به طور معمول، برای کاربردهای پزشکی، شامل سیالات پیچیده و غیرنیوتنی است. سیالات غیرنیوتنی در طیف گسترده‌ای از کاربردها در حوزه‌ی تولید قطرات هنوز به طور کامل مطالعه نشده‌اند. چپارلو و همکاران [۳۲] روشی جدید برای توصیف تشکیل قطرات در یک کانال‌تی شکل به صورت غیرفعال و در یک سیال غیرنیوتنی رقیق شونده<sup>۲</sup> توانی ارائه کردند. یافته‌های آن‌ها همچنین با آزمایشات تطابق داشت و متوجه شدند که در یک عدد مویینگی ثابت روند تقریباً مشابهی با سیال نیوتنی با فازهای پیوسته‌ی متفاوت وجود دارد. در ادامه‌ی مطالعات این حوزه، مقالاتی از جمله شو و همکاران [۳۳] به بررسی دینامیک تشکیل قطرات سیالات غیرنیوتنی در کانال جریان متمرکز پرداخته‌اند. آن‌ها از محلول‌های آبی اکسید پلی اتیلن به عنوان فاز ناپیوسته و از روغن زیتون به عنوان فاز پیوسته استفاده کردند. وزن مولکولی پلیمر ثابت ولی غلظت‌ها متغیرند بودند و در این تحقیقات اولین ویژگی‌های اصلی تولید قطرات غیرنیوتنی مشخص شد و اثرات نازک شدن برش و کشش بر روی تولید قطرات به طور جداگانه بررسی شد. آن‌ها در نهایت یک رابطه برای پیش‌بینی اندازه قطره اولیه پیشنهاد دادند. این نتایج اساس تئوری میکروسیالات قطره را شرح می‌دهد و همچنین کاربردهای عملی را نیز تسهیل می‌کند. در خصوص سیال ویسکوالاستیک، درسی و همکاران [۳۴] نیز به مقایسه‌ای تجربی از اثر الاستیسیته سیال پیوسته در تولید قطرات در دستگاه متمرکز جریان به صورت غیرفعال پرداختند و برای طیف وسیعی از ویسکوزیته دینامیک قطره نیوتنی فاز پیوسته، فرآیند تشکیل قطرات را در سه جفت سیال مختلف نیوتنی، غیرنیوتنی و ویسکوالاستیک به عنوان فاز ناپیوسته مقایسه کردند. آن‌ها دریافتند که در سیستم نیوتنی و ویسکوالاستیک این فرآیند مراحل مشابهی دارد. آن‌ها همچنین بیان نمودند که الاستیسیته سیال ناپیوسته جت‌ها را تسهیل می‌کند و در نتیجه قطرات

## 2 Shear thinning

## ۲- معادلات حاکم و الگوریتم عددی

در مطالعه حاضر فرآیند تشکیل قطرات در یک پیکربندی جریان متمرکز با و بدون تأثیر میدان مغناطیسی به صورت عددی بررسی شده است. ناحیه محاسباتی طبق هندسه‌ی ساختار جریان متمرکز در شکل ۱ است. پیکربندی شامل یک ورودی اصلی و دو ورودی جانبی است که بر هم عمودند و دارای یک خروجی می‌باشد. دو مایع امتزاج‌ناپذیر که وارد ورودی‌های کانال می‌شوند به عنوان فاز پیوسته (در ورودی‌های جانبی) و فاز ناپیوسته (در ورودی اصلی) عمل می‌کنند. پهنا و همچنین ارتفاع کانال،  $L$ ، به عنوان طول مشخصه،  $100 \mu m$  در نظر گرفته شده است. در این مدل از گرانش صرف‌نظر شده و محیط تراکم‌ناپذیر و ناپایا می‌باشد. معادلات حاکم بر جریان مورد نظر، معادلات پیوستگی، مومنوم در فرم گذرا به فرم معادله (۱) و (۲) هستند. برای مدل‌سازی سیالات غیرنیوتنی باید ابتدا رفتار ساختاری آن‌ها را در نظر داشته باشیم. در سیالات تراکم‌ناپذیر نیوتنی، تنش برشی با تانسور تغییر شکل با نسبت تناسب  $\mu$  تغییر می‌کند. برای برخی سیالات غیرنیوتنی این تناسب به صورت مشابه با ضریب  $\eta$  در می‌آید.  $\eta$  تابعی است که با توجه به مدل ویسکوزیته مورد نظر تعیین می‌گردد. این تابع که از آن به  $\eta_{eff}$  اطلاق می‌شود در معادله (۳) مشاهده می‌شود [۳۷].

$$\nabla \cdot (\vec{u}) = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{u}) + \nabla \cdot (\rho \vec{u} \vec{u}) = \\ -\nabla p + \nabla \cdot \tau + \vec{F} = -\nabla p + \nabla \cdot \tau - \\ \sigma \kappa n_f D(\phi) - \frac{1}{2} \mu_0 |\vec{H}|^2 \nabla \chi_m \end{aligned} \quad (2)$$

$$\tau = \eta_{eff} \left[ \nabla \vec{u} + (\nabla \vec{u})^T \right] \quad (3)$$

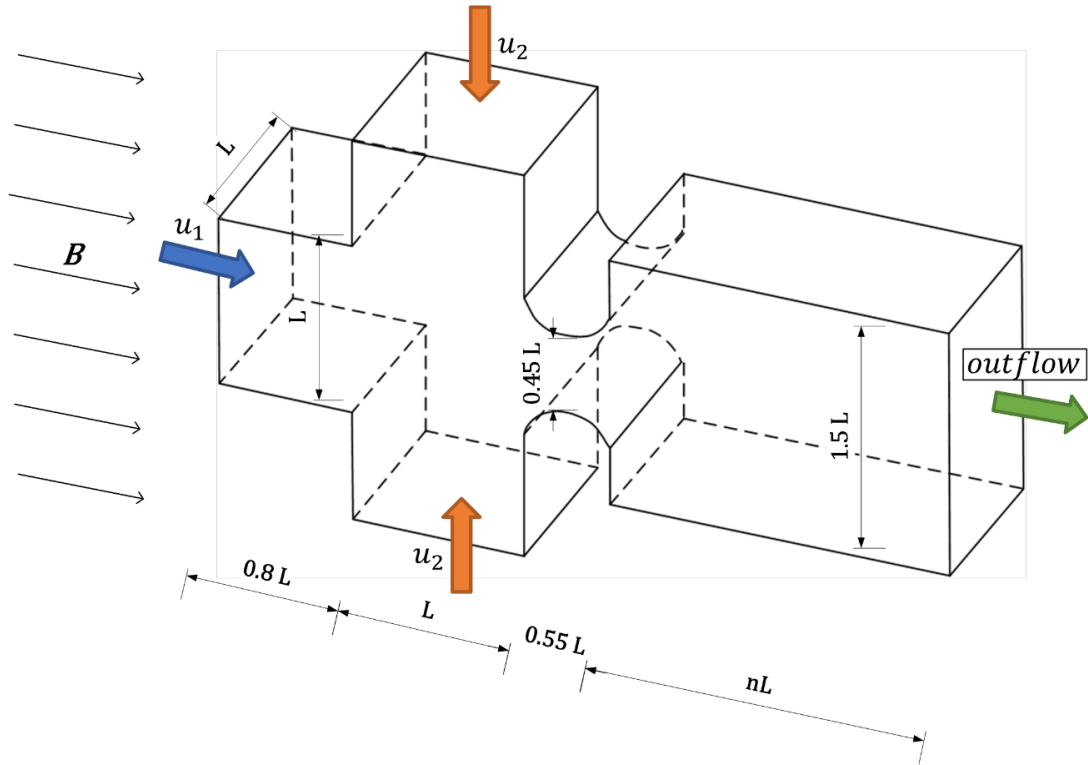
برای کاهش زمان محاسبه، فقط ربع دامنه، به علت تقارن هندسه‌ی کانال و میدان جریان محاسبه شده است. بنابراین شرایط مرزی تقارن به سطوح مورد نظر اعمال شدند. شرط عدم لغزش<sup>۱</sup> نیز برای دیواره‌ها در نظر گرفته شده است. همچنین خروجی کانال شرط مرزی جریان خروجی<sup>۲</sup> دارد. نیروی مغناطیسی را می‌توان به عنوان یک نیروی حجمی که در سطح

کوچکتر تولید می‌کند. تتو و همکاران [۳۵] تولید قطرات نیوتنی در یک دستگاه تی‌شکل را بررسی کرده و تأثیر جریان الکتریکی جریان متناوب را مورد مطالعه قرار دادند. آن‌ها بیان کردند که پاسخ فرآیند تشکیل قطره به تحریک خارجی با مساحت نسبی قطره و زمان پاسخ نسبی سیستم نسبت به ولتاژ متناوب اعمال شده مرتبط است. آن‌ها آزمایشات را با محلول‌های زانتان به عنوان سیال غیرنیوتنی تکرار کردند و نتایج آن‌ها حاکی از تأثیر ناچیز ویسکوالاستیسیته بر روند تشکیل قطرات بود. خاطر و همکاران [۳۶] ماده بیولوژیکی هیدروژل آگار (غیرنیوتنی) را نیز به عنوان فاز ناپیوسته در یک کانال جریان متمرکز استفاده کردند. آن‌ها اندازه قطرات تولید شده و فرآیند تشکیل قطرات هنگام تزریق آگار با غلظت‌های مختلف و نسبت‌های نرخ جریان را بررسی نمودند. طبق نتایج شبیه‌سازی‌های عددی آن‌ها مشاهده شد که با افزایش غلظت آگار، قطرات کوچکتر می‌شوند. تولید قطرات غیرنیوتنی در یک دستگاه هم‌جریانی به صورت عددی توسط تعصب و همکاران [۳۷] بررسی شد. شبیه‌سازی‌های آن‌ها با در نظر گرفتن تأثیر ویسکوزیته فاز ناپیوسته و سرعت فاز پیوسته بر روند تشکیل قطرات انجام شد. مشخص شد که هنگامی که از سیالات غیرنیوتنی به عنوان فاز ناپیوسته استفاده شد، می‌توان به تک‌پاشیدگی دست یافت. در تحقیقات آن‌ها اثر پارامترهای مختلف در ایجاد تک‌پاشیدگی مورد بررسی قرار گرفت و نتایج نشان داد که در رژیم جتی، حجم قطرات کمتر به ویسکوزیته فاز ناپیوسته وابسته بود و نرخ جریان فاز پیوسته تأثیر چشمگیری بر قطرات داشت.

با توجه به مطالب بالا، مطالعات مختلفی تأثیر میدان مغناطیسی را به عنوان یک ابزار کنترل فعال و تأثیر تغییر خواص برشی سیال را به عنوان یک ابزار غیرفعال در فرآیند تشکیل قطرات مورد بررسی قرار داده‌اند، با این حال، مطالعه مراجع نشان می‌دهد، تغییر همزمان این دو عامل در دستگاه میکروسیالاتی جریان متمرکز در هیچ مطالعه عددی مورد بررسی قرار نگرفته است. بدین منظور، در این مقاله به بررسی اثر میدان مغناطیسی در کانال جریان متمرکز در سیال نیوتنی و سیال‌های غیرنیوتنی با دو مدل کاریو و توانی تحت شدت میدان‌های مغناطیسی با عدد باند ۰ تا ۰/۲ پرداخته شده است. میدان‌های سرعت و فشار در طول فرآیند تحلیل و همچنین اندازه قطرات و زمان‌های جدایش آن‌ها با یکدیگر مقایسه شده‌اند. همچنین در میدان مغناطیسی با عدد باند ۰/۱، فرآیند تشکیل قطرات برای سه سیال غیرنیوتنی با مدل ویسکوزیته توانی با  $n=0/3$ ،  $n=0/61$  و  $n=1/3$  بررسی می‌گردد.

1 No-slip conditions

2 Outflow



شکل ۱. منحنی دیسپرزین سرعت فاز لوله فولادی با قطر ۲۲۰ میلی‌متر و ضخامت ۴/۸ میلی‌متر

Fig. 1. Phase velocity dispersion curves for a steel pipe with outer diameter of 220 mm and wall thickness of 4.8 mm

تماس اعمال می‌شود، طبق معادله‌ی (۴)، تعریف کرد.

$$\frac{d\chi_m}{d\phi} \frac{(1+\chi_{m^+})(1+\chi_{m^-})(\chi_{m^+}-\chi_{m^-})D(\phi)}{[(1+\chi_{m^+})+H(\chi_{m^-}-\chi_{m^+})]^2} \quad (7)$$

$$F_m = -\frac{1}{2} \mu_0 |\vec{H}|^2 \nabla \chi_m \quad (4)$$

اثر میدان مغناطیسی همانطور که در در معادله (۸) نشان داده شده است با عدد بی بعد نیز توصیف می‌شود که در دینامیک سیالات نشانگر نسبت نیروهای مغناطیسی به نیروهای تنش بین سطحی است. در حالت بدون میدان مغناطیسی عدد باند برابر صفر می‌باشد و با افزایش شدت میدان، افزایش می‌یابد.

که در آن  $\mu$  ثابت نفوذپذیری فضای آزاد و مقدار آن  $4\pi \times 10^{-7} \text{ N/A}^2$ ،  $H$  شدت میدان مغناطیسی و حساسیت  $\chi_m$  بیانگر پاسخ فروسیال به میدان مغناطیسی اعمالی است و مقادیر مختلف  $\chi_m$  انواع مختلف فروسیال را نشان می‌دهند.  $\chi_m$  گرادیان حساسیت مغناطیسی است که طبق معادله‌ی (۴) با گرادیان فاز متناسب است و روابط معادلات (۵) تا (۷) صادق خواهند بود.

$$B_m = \mu_0 L H^2 / \sigma \quad (8)$$

$$\nabla \chi_m = \frac{d\chi_m}{d\phi} \nabla \phi \quad (5)$$

با بررسی سیال غیرنیوتنی و شدت میدان‌های متفاوت مشاهده خواهد شد که متناظر با عدد مغناطیسی باند و حساسیت‌های مغناطیسی مختلف سیالات مختلف، حجم قطرات به چه شکل تغییر خواهند کرد. فرآیند تشکیل قطره در ساختار جریان متمرکز با اعداد بی بعد معادلات (۹) محاسبه شد:

$$\frac{1}{1+\chi_m} = \frac{1-\phi}{1+\chi_{m^-}} + \frac{\phi}{1+\chi_{m^+}} \quad (6)$$



نشان می‌دهند [۳۸ و ۳۹].

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \nabla \cdot u\phi = 0 \quad (12)$$

$$\rho = \rho_1 + \phi(\rho_2 - \rho_1) \quad (13)$$

روش کوپل فشار و سرعت سیمپل‌سی<sup>۱</sup> نیز در نظر گرفته شده است. روش گسسته‌سازی معادلات، برای معادلات فشار روش پرستو<sup>۲</sup>، برای معادلات مومنتوم روش پیشرو مرتبه دوم و همچنین برای کسر حجمی نیز روش بازسازی‌هندسی<sup>۳</sup> استفاده شده است. انتگرال‌گیری زمانی نیز از روش ضمنی<sup>۴</sup> انجام شد. اثر نیروی حجمی مغناطیسی در معادله (۴) از طریق یک تابع کاربری<sup>۵</sup> که به زبان برنامه نویسی C نوشته شده به کد اصلی نرم افزار فلونت اضافه می‌گردد. الگوریتم حل عددی و نحوه اعمال تابع کاربری در شکل ۲ نشان داده شده است.

گالی، نرخ جریان، سرعت‌های متوسط کانال‌ها و همچنین مشخصات سیال غیرنیوتنی بررسی شده با مدل کاریو و توانی [۴۰] در جدول ۱ نشان داده شده‌اند. مقادیر اعداد بی‌بعد مربوط به مطالعه حاضر در سیال فاز پیوسته برابر  $Ca_c = 2/22 \times 10^{-4}$  و  $Re_c = 2/78 \times 10^{-4}$  و هر دو ثابت هستند که به عنوان مبنای تشخیص نرخ جریان زیاد یا کم در نظر گرفته شده‌اند. در جدول ۲ شرایط شبیه‌سازی، خواص سیال نیوتنی و غیرنیوتنی و اعداد بی‌بعد حاکم بر مسئله ذکر شده است. اثرات عدد مغناطیسی باند و نوع سیالات روی میدان سرعت و اندازه قطرات را تحلیل شده است. عدد مغناطیسی باند از ۰ تا ۰/۲ تغییر می‌کند و تأثیرات عدد مغناطیسی باند روی مدل‌های ویسکوزیته‌ی نیوتنی و غیرنیوتنی (مدل کاریو و مدل توانی) بررسی شده‌اند.

### ۳- نتایج

#### ۳-۱- بررسی استقلال از شبکه محاسباتی و اعتبارسنجی

در این بخش نتایج حل عددی مورد بررسی قرار می‌گیرد. ابتدا مشخصات شبکه محاسباتی و استقلال حل عددی از شبکه ارزیابی می‌شود. استقلال حل عددی از شبکه، به معنی انتخاب شبکه‌ی بهینه با در نظر گرفتن دو اثر دقت و هزینه محاسباتی است. در مطالعه حاضر، برای مطالعه استقلال

$$Ca = \mu_1 \mu_2 / \sigma, Re = \rho_2 u_2 L / \mu_2 \quad (9)$$

که در آن  $\mu_1$  ویسکوزیته‌ی فاز ناپیوسته،  $\mu_2$  ویسکوزیته فاز پیوسته،  $\rho_2$  چگالی فاز پیوسته و  $u_2$  سرعت ورودی فاز پیوسته هستند.  $\sigma$  تنش بین سطحی دو فاز پیوسته و ناپیوسته می‌باشد. در این پژوهش، برای مدل کردن ویسکوزیته از مدل نیوتنی، غیرنیوتنی کاریو و توانی استفاده شده است [۲۹ و ۳۰]. در شرایط محیطی یکسان ویسکوزیته مدل نیوتنی ثابت و ویسکوزیته مدل غیرنیوتنی کاریو و توانی به ترتیب از معادله (۱۰) و (۱۱) پیروی می‌کنند:

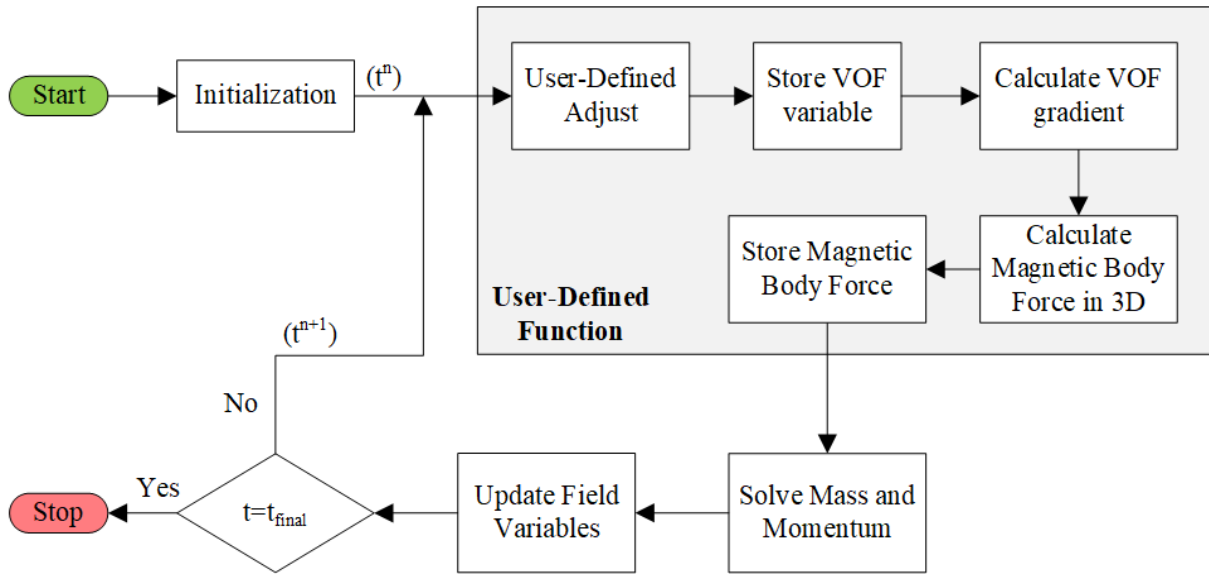
$$\eta = \eta_0 + \Delta\eta / (1 + (\lambda\dot{\gamma})^m)^a \quad (10)$$

$$\eta = k\dot{\gamma}^{n-1} \quad (11)$$

که در آن‌ها که در آن  $\eta$  ویسکوزیته برشی بی‌نهایت،  $\Delta\eta$  اختلاف ویسکوزیته بی‌نهایت و صفر و  $\lambda$  ثابت زمانی هستند.  $a$  در معادله (۱۰) با اندیس پاورلا ( $n$ ) متناسب است ( $a = -(n-1)/2$ ).

در شبیه‌سازی مطالعه حاضر از روش حجم محدود و کد تجاری فلونت برای حل معادلات حاکم بر جریان گذرا سیال نیوتنی و غیرنیوتنی استفاده شده است. مدل ارائه شده سه‌بعدی است و معادله‌ی مومنتوم و پیوستگی برای شبکه‌ی شطرنجی کاترین با روش حجم محدود حل شد. مدل حجم سیال روش ردیابی سطحی استفاده شده است که قابلیت مدل‌سازی دو یا چند سیال امتزاج‌ناپذیر را به وسیله‌ی حل یک سری معادلات مومنتوم و ردیابی کسر حجمی هر سیال در طی دامنه را دارد و به طور کلی برای حل وابسته به زمان استفاده می‌شود. این روش میزان حجم اشغال شده توسط هر سلول محاسباتی را توصیف می‌کند که با استفاده از این امر می‌توان حرکت یک سطح تماس تیز را هنگام حرکت در سلول‌های محاسباتی دنبال کرد. بنابراین، معادلات مومنتوم به واسطه‌ی چگالی و ویسکوزیته به کسر حجمی تمامی فازها وابسته است. این کسرهای حجمی توابع پیوسته‌ای از فضا و زمان در نظر گرفته می‌شوند از آنجا که حجم یک فاز را نمی‌توان توسط فازهای دیگر اشغال کرد، مجموع آن‌ها برابر با یک است. بنابراین، تابع  $\phi$  برای ردیابی سطح تماس طبق معادله (۱۲) و ویژگی سیال مانند چگالی مانند معادله (۱۳) حل می‌شوند که اندیس‌های ۱ و ۲ به ترتیب فاز اول و دوم را

- 1 SIMPLEC
- 2 PRESTO
- 3 Georeconstruct
- 4 Implicit
- 5 UDF



شکل ۲. فلوجارت حل عددی

Fig. 2. Numerical solution flowchart

جدول ۱. چگالی فروسیال و روغن، نرخ جریان هر ورودی، سرعت‌های متوسط کانال‌ها و همچنین مشخصات سیال غیرنیوتنی بررسی شده با مدل کاریو و سیال غیرنیوتنی بررسی شده با توانی.  $k$ ، مقیاسی برای ویسکوزیته‌ی میانگین و  $n$  اندیس توانی هستند [۴۰].

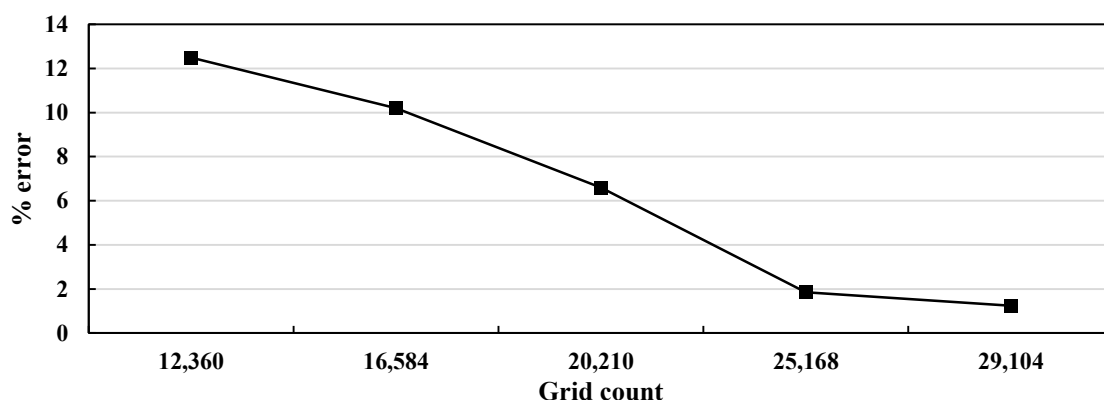
Table 1. Ferrofluid and oil density, flow rate of each inlet, mean inlet velocities and the investigated non-Newtonian Carreau and Power-law fluid properties.  $k$  is a measure for mean viscosity and  $n$  is the Power-law index [40].

پارامترهای مدل ویسکوزیته	مدل کاریو	سرعت [m/s]	دبی [μl/h]	چگالی [kg/m <sup>۳</sup> ]	
$k=۰/۴۲$	$\eta_0 = ۳/۵$ cP	$۲/۷۸ \times ۴^{-۱۰}$	۱۰	۱۱۰۰	فروسیال
$n=۰/۶۱$	$\Delta\eta = ۵۲/۵$ cP $\lambda = ۳/۳۱۳$ s $m = ۲$ $a = ۰/۳۲۱۶$				
-	-	$۲/۷۸ \times ۴^{-۱۰} / ۲$	۵	۹۶۰	روغن

جدول ۲. فرضیات و خصوصیات سیالات. در همه‌ی موارد  $\sigma = 12 \text{ mN/m}$ ،  $Ca_c = 2/22 \times 10^{-4}$  و  $Ca_c = 2/78 \times 10^{-4}$  و  $Re_c = 2/78 \times 10^{-4}$  هستند. فاز پیوسته سیالی نیوتنی روغن می‌باشد که ویسکوزیته‌ی آن  $\mu = 2 \text{ mPa.s}$  است.

Table 2. Assumptions and fluid characteristics.  $\sigma=12 \text{ mN/m}$ ,  $Ca_c=2.22 \times 10^{-4}$ ,  $Re_c=2.78 \times 10^{-4}$  in all cases.

پارامترهای مدل ویسکوزیته		سرعت [m/s]	دبی [μl/h]	چگالی [kg/m <sup>3</sup> ]	
مدل توانی	مدل کاریو				
$k=0/42$	$\eta_{\square} = 3/5 \text{ cP}$	$2/78 \times 10^{-4}$	۱۰	۱۱۰۰	فروسیال
$n=0/61$	$\Delta\eta = 52/5 \text{ cP}$				
	$\lambda = 3/313 \text{ s}$				
	$m = 2$				
	$a = 0/3216$	$2/78 \times 10^{-4} / 2$	۵	۹۶۰	روغن
	-				



شکل ۳. نتایج استقلال از شبکه.

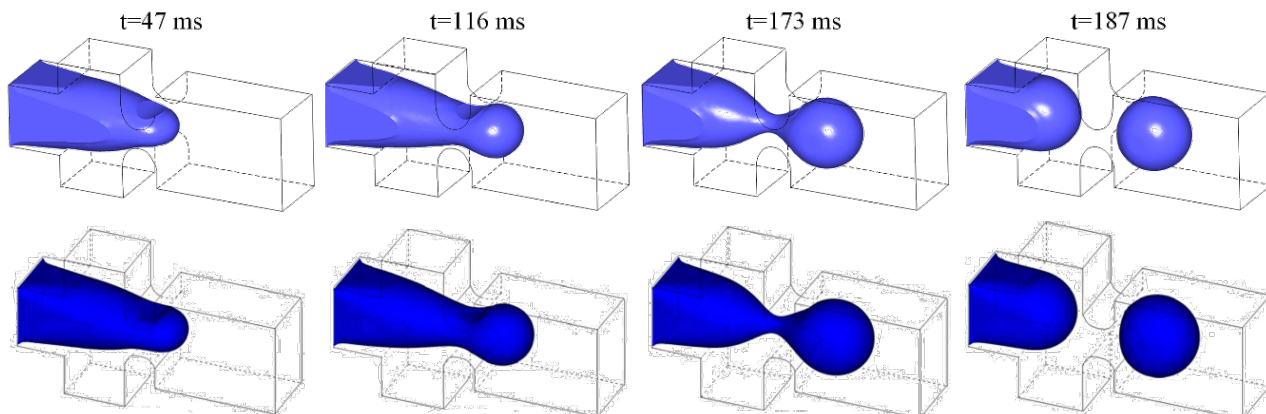
Fig. 3. Mesh independence results.

در غیاب و تحت میدان مغناطیسی با مورد آزمایشی لیو و همکاران [۲۷] اعتبارسنجی شد تا طرح عددی کامل شود. در شکل ۴ و ۵، اعتبارسنجی تشکیل قطره‌ی فروسیال نیوتنی به ترتیب در غیاب میدان و تحت میدان مغناطیسی  $B_m = 0/1$  نشان می‌دهد که انطباق بسیار مناسبی بین نتایج عددی مطالعه حاضر و مرجع وجود دارد.

### ۳-۲ نتایج سیال غیرنیوتنی

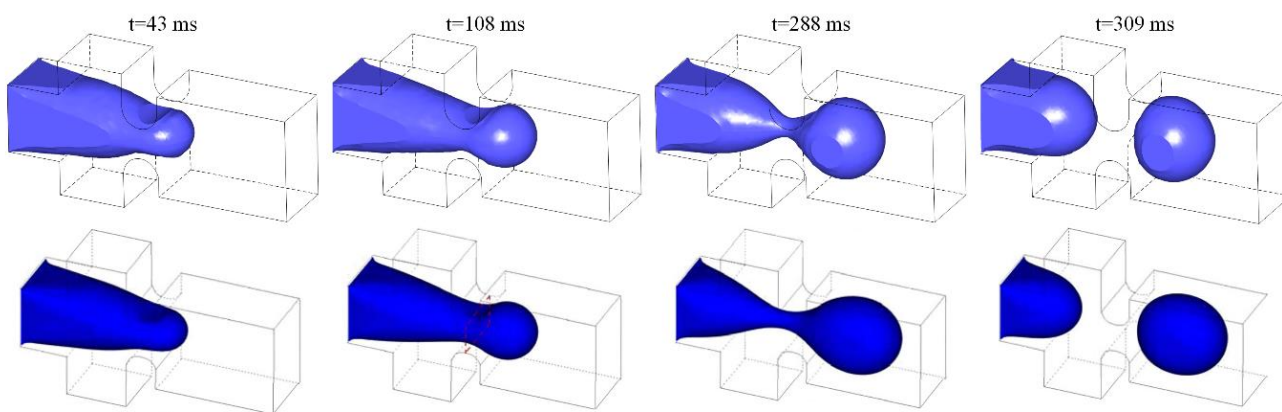
پس از اعتبارسنجی، اثر میدان بر فرآیند تشکیل قطره با سیال ناپیوسته‌ی نیوتنی تحقیق شده و روند تشکیل قطره و همچنین تغییرات میدان سرعت

حل عددی از شبکه، متغیر خروجی حجم بی‌بعد قطره ( $V^* = V / L^3$ ) انتخاب شده و به ازای ۵ شبکه با اندازه‌های مختلف این کمیت مورد بررسی قرار گرفت. طبق نتایج ارائه شده در شکل ۳، حجم بی‌بعد به دست آمده با استفاده از دو شبکه‌ی آخر اختلاف ناچیزی دارند و بنابراین در این مقاله برای شبیه‌سازی‌های آتی از شبکه‌ای با ۲۵۱۶۹ سلول استفاده شده است. جهت اطمینان از صحت روش حل عددی، شکل حالت پایدار قطره‌ی فروسیال و فرآیند شکل‌گیری قطرات در پیکربندی جریان متمرکز با روش حجم سیال، همراه با کوپل میدان مغناطیسی (به عنوان نیروی حجمی وارد بر سطح تماس)، میدان سرعت و پیشرفت سطح تماس انجام شد. این نتایج



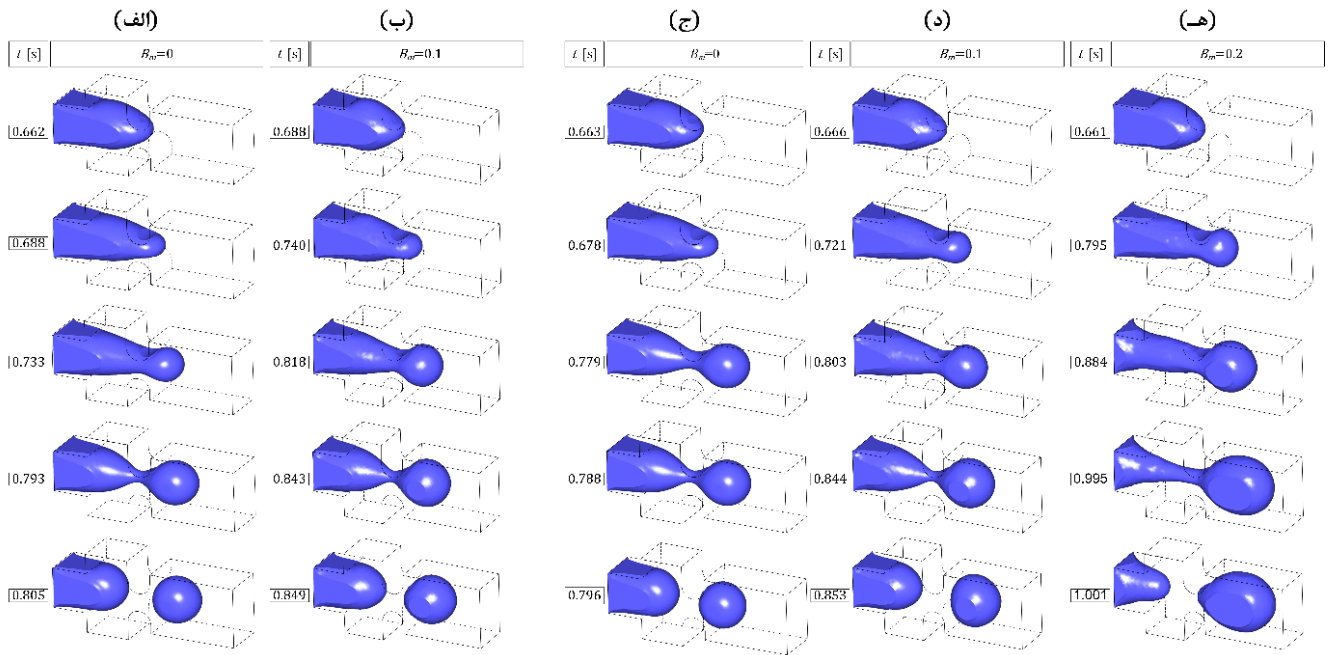
شکل ۴. اعتبارسنجی تشکیل قطره‌ی فروسیال نیوتنی بدون اعمال میدان مغناطیسی. ردیف بالا حل شبیه‌سازی کار حاضر و ردیف پایین مربوط به نتایج گزارش شده توسط لیو و همکاران است.

Fig. 4. Validation of the ferrofluid Newtonian droplet generation without the magnetic field. First row illustrates the present simulation and the second row is the reported results of Liu et al.



شکل ۵. اعتبارسنجی تشکیل قطره‌ی فروسیال نیوتنی تحت میدان مغناطیسی  $B_m = 0.1$ . ردیف بالا حل شبیه‌سازی کار حاضر و ردیف پایین مربوط به نتایج گزارش شده توسط لیو و همکاران است.

Fig. 5. Validation of the ferrofluid Newtonian droplet generation for the magnetic field of  $B_m = 0.1$ . First row illustrates the present simulation and the second row is the reported results of Liu et al.



شکل ۶. روند شکل‌گیری قطره. ستون (الف) قطره‌ی فروسیال نیوتنی تحت میدان مغناطیسی  $B_m=+$ ، ستون (ب) فروسیال نیوتنی تحت میدان مغناطیسی  $B_m=+/1$ ، ستون (ج) فروسیال غیرنیوتنی کاریو تحت میدان مغناطیسی  $B_m=+$ ، ستون (د) فروسیال غیرنیوتنی کاریو تحت میدان مغناطیسی  $B_m=+/1$  و ستون (هـ) فروسیال غیرنیوتنی کاریو تحت میدان مغناطیسی  $B_m=+/2$ .

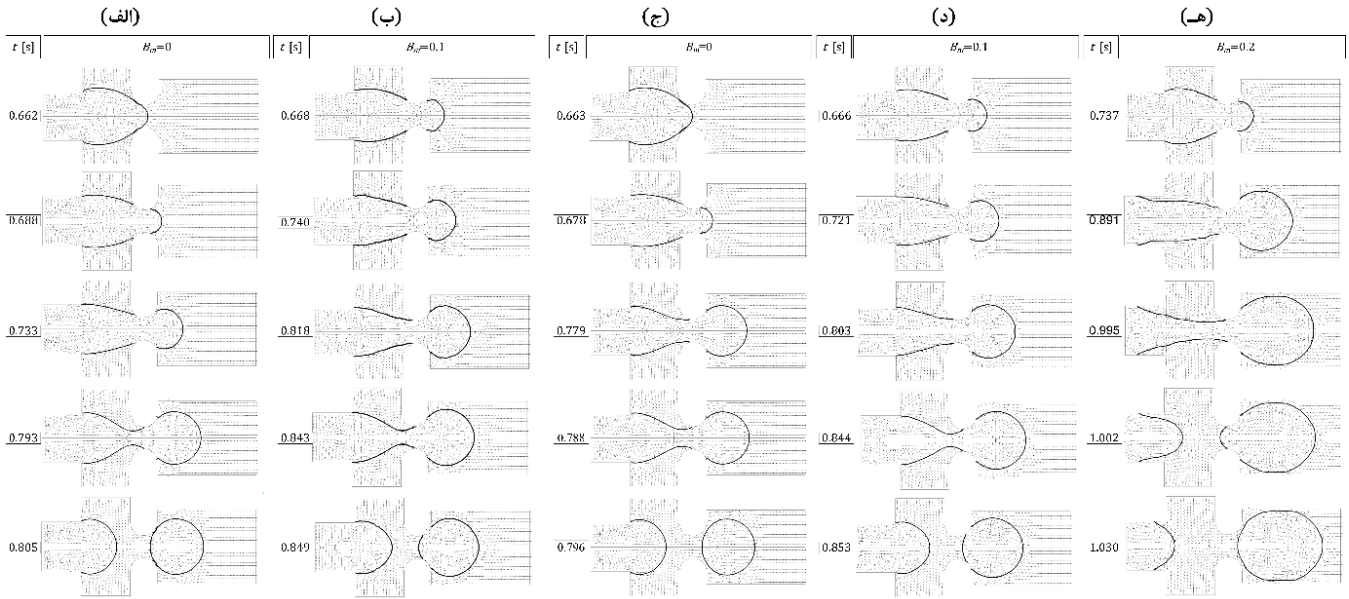
Fig. 6. Droplet generation process. Column (A) Newtonian ferrofluid with  $B_m=0$ . (B) Newtonian ferrofluid with  $B_m=0.1$ . (C) Carreau ferrofluid with  $B_m=0$ . (D) Carreau ferrofluid with  $B_m=0.1$  (E) Carreau ferrofluid with  $B_m=0.2$

علاوه، با جلو رفتن فاز ناپیوسته، گلو مسدود می‌شود. همانگونه که در شکل ۸ ملاحظه می‌شود، در لحظاتی که سرعت‌های داخل گلو به جای جریان پایین‌دست به سمت بالادست گرایش می‌یابد، از آنجا که فروسیال تقریباً کل گلو را مسدود می‌کند، اختلاف فشار طور چشمگیری در ناحیه خارج از جریان فروسیال افزایش می‌یابد و نوک قطره برای حرکت به جلو هل داده می‌شود بنابراین، در سیال نیوتنی در غیاب میدان جهت حرکت سیال واقع در ناحیه قطره در حال تشکیل در  $t=0.733$  S معکوس می‌شود و منجر به رقابتی بین فشار، نیروی کشش سطحی و نیروی ویسکوز در داخل جریان فروسیال می‌شود. این فرآیند به صورت ناگهانی اتفاق می‌افتد و همچنین جهت حرکت سیال همراه با چند سرعت متضاد، تا لحظه‌ی  $t=0.793$  S تغییر می‌کند. باریکه‌ی نازک اثر تنش بین سطحی را تضعیف می‌کند و انحنای متناظر آن را افزایش می‌دهد. در این حالت، اختلاف فشار در داخل باریکه بسیار زیاد است. تحت عمل کشیدگی، فروسیال در داخل باریکه تحت فشار بالایی قرار می‌گیرد تا از دو جهت

در شکل ۶ و ۷ نشان داده شده است. همانطور که مشاهده می‌شود در صورت عدم وجود میدان مغناطیسی در کانال جریان متمرکز، چندین سرعت جریان متضاد در اثر تعامل بین افت فشار، نیروی درگ ویسکوز و کشش بین سطحی ظاهر می‌شوند. افت فشار و نیروی درگ ویسکوز، یک عمل فشرده‌گی بر روی نوک فروسیال ایجاد می‌کنند تا آن را به پایین‌دست جریان منتقل کند. در حالی که کشش بین سطحی، نوک را از حرکت به جلو باز می‌دارد. بنابراین، نیروهای اعمال شده بر نوک فروسیال عبارتند از: نیروی ویسکوز، اختلاف فشار<sup>۲</sup> و نیروی کشش سطحی یا تنش بین‌سطحی<sup>۳</sup>. نیروی ویسکوز ناشی از تنش ویسکوز اعمال شده بر روی سطح تماس و متناسب با ناحیه نوک و گرا دیان سرعت است. طبق نتایج، در آغاز فرآیند شکل‌گیری انحنای نوک قطره کوچکتر است و منجر به نیروی مویبینگی بزرگ‌تر می‌شود. همچنین، برای جابجایی نوک از طریق گلولی اتصال، فشار بالاتری لازم است. به

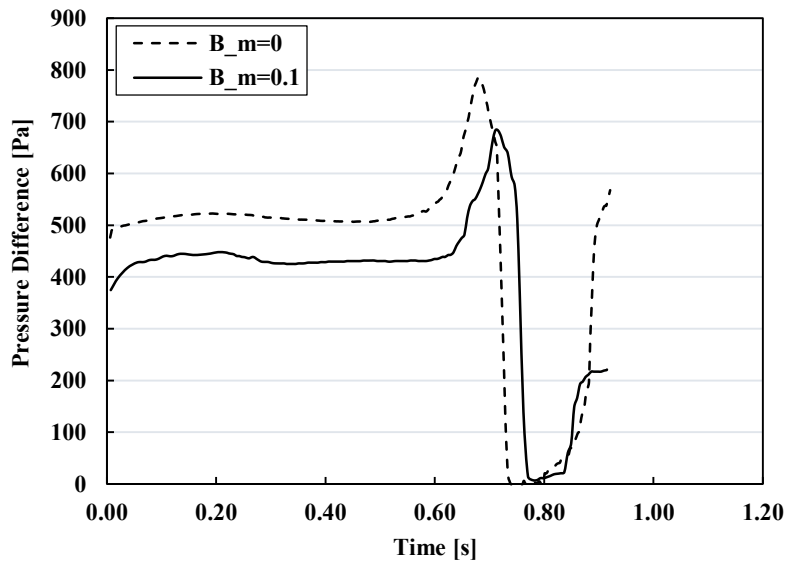
- 1  $F$
- 2  $F^\mu$
- 3  $F_p^\sigma$





شکل ۷. تغییرات میدان سرعت و شکل دو قطره در فرآیند تشکیل قطره. ستون (الف) قطره‌ی فروسیال نیوتنی تحت میدان مغناطیسی  $B_m=+$ ، ستون (ب) فروسیال نیوتنی تحت میدان مغناطیسی  $B_m=+$ ، ستون (ج) فروسیال غیرنیوتنی کاریو تحت میدان مغناطیسی  $B_m=+$ ، ستون (د) فروسیال غیرنیوتنی کاریو تحت میدان مغناطیسی  $B_m=+$ ، ستون (هـ) فروسیال غیرنیوتنی کاریو تحت میدان مغناطیسی  $B_m=+$ .

Fig. 7. Droplet generation process. Column (A) Newtonian ferrofluid with  $B_m=0$ . (B) Newtonian ferrofluid with  $B_m=0.1$ . (C) Carreau ferrofluid with  $B_m=0$ . (D) Carreau ferrofluid with  $B_m=0.1$  (E) Carreau ferrofluid with  $B_m=0.2$



شکل ۸. اختلاف فشار بالادست و پایین‌دست جریان برای سیال نیوتنی به عنوان فاز ناپیوسته، تحت شدت میدان‌های مغناطیسی مختلف با عدد باند  $B_m=+$  و  $B_m=+$ .

Fig. 8. Upstream and downstream flow pressure difference for Newtonian dispersed fluid under  $B_m=0$  and 0.1.

جدول ۳. حجم بی‌بعد قطره‌ی سیال نیوتنی تحت شدت میدان‌های متفاوت.

**Table 3. Newtonian dimensionless droplet volume under different magnetic fields.**

سیال نیوتنی		سیال	مسئله
۰/۱	۰	$B_m$	
۰/۷۸۱	۰/۶۵۵		$V^* [-]$
۰/۸۵۰	۰/۷۶۹		$t [s]$

جدول ۴. حجم بی‌بعد قطره‌ی سیال غیرنیوتنی کاربو تحت شدت میدان‌های متفاوت.

**Table 4. Carreau dimensionless droplet volume under different magnetic fields.**

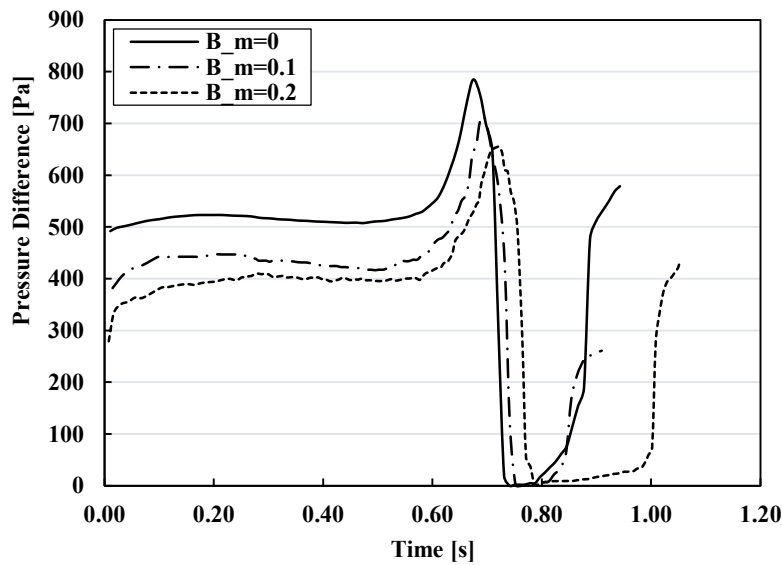
سیال غیرنیوتنی مدل کاربو			سیال	مسئله
۰/۲	۰/۱	۰	$B_m$	
۱/۵۶۱	۰/۸۳۹	۰/۶۵۱		$V^* [-]$
۱/۰۰۱	۰/۸۵۳	۰/۷۹۶		$t [s]$

طول می‌کشد تا نوک فروسیال فرآیند تشکیل قطره را تکمیل کند. همانگونه که در شکل ۷ مشاهده می‌شود، در صورت اعمال میدان تغییر جهت سرعت جریان در داخل گلو در  $t=0/740$  S اتفاق می‌افتد. زمانی که گلوئی کانال مسدود شده است، افت فشار در نزدیکی ناحیه بالادست گلو افزایش می‌یابد. با این حال، به خاطر نیروی درگ جلوبرنده‌ی مغناطیسی که روی نوک پایین دست اعمال می‌شود، تمام نوک کشیده شده است. این کشیدگی در اثرات مغناطیسی بیشتر، جدی‌تر است. در نتیجه، نوک باریکه، شکلی را به طور کامل مانند مورد بدون میدان مغناطیسی، کروی نشان نمی‌دهد و همچنین باریکه سیال طولانی‌تر است. بنابراین، از  $t=0/818$  S تا  $t=0/843$  S، جهت سرعت در داخل باریکه به طرف پایین دست جهت‌گیری می‌کند. همچنین اندازه‌ی سرعت تا لحظه جدایش به تدریج افزایش می‌یابد. فشار خارج از باریکه به آرامی افزایش می‌یابد. انحنای باریکه کوچک است و به دلیل فشار زیاد داخل باریکه، به آرامی تغییر می‌کند. این رفتارها زمان تشکیل را افزایش داده و نوک فروسیال را بزرگتر می‌کنند. سرانجام، قطره بزرگتر زمانی شکل می‌گیرد که نیروی تنش بین سطحی نتواند فروسیال را نگه دارد. همچنین، قطرات شکل گرفته به دلیل اثر کشش نیروی مغناطیسی

مخالف از هم جدا شود. تا زمانی که تنش بین سطحی به اندازه کافی برای نگه داشتن نوک قوی باشد، رشته باریکه‌تر می‌شود و سپس جدا می‌شود و قطره‌ای در  $t=0/805$  S ایجاد می‌کند.

اکنون به جزئیات نیروی مغناطیسی و تأثیر آن بر فرآیند تشکیل قطره می‌پردازیم. این نیرو توسط کد شرح داده شده، به سطح تماس دو فاز اعمال شده است. برای این کار یک قطره‌ی فروسیال معلق در یک سیال غیرمغناطیسی امتزاج‌ناپذیر در نظر گرفته شده است. فرآیند تشکیل قطرات اکنون شامل نیروی اضافی مغناطیسی<sup>۱</sup>، علاوه بر نیروهای پیشین است که به صورت یک نیروی درگ<sup>۲</sup> روی نوک قطره‌ی فاز ناپیوسته، یعنی فروسیال، عمل می‌کند. هنگامی که دستگاه میکروسیالاتی در معرض یک میدان مغناطیسی یکنواخت قرار بگیرد که هم‌جهت با کانال اصلی دستگاه باشد، اختلاف زمانی بین حالت بدون میدان و تحت میدان و روند تشکیل قطرات در شکل ۶ در کنار هم نشان داده شده‌اند. همانطور که در جدول ۳ مشاهده می‌شود، در مقایسه با حالت قبل (در غیاب میدان) زمان بیشتری

1  $F_m$   
2 Drag force



شکل ۹. اختلاف فشار بالادست و پایین دست جریان برای سیال غیرنیوتنی کاریو به عنوان فاز ناپیوسته، تحت شدت میدان‌های مغناطیسی مختلف  $B_m = 0$  و  $B_m = 0.1$  و  $B_m = 0.2$ .

Fig. 9. Upstream and downstream flow pressure difference for Carreau dispersed fluid under  $B_m = 0, 0.1$  and  $0.2$ .

شکل ۹ نشان داده شده است. با افزایش میدان در یک سیال خاص، اختلاف فشار کاهش می‌یابد. زمان رسیدن به اختلاف فشار ماکزیمم در بالادست و پایین دست جریان، با افزایش میدان، دیرتر رخ خواهد داد. این ماکزیمم‌ها در حالت  $B_m = 0$  در  $t = 0.675$  s،  $B_m = 0.1$  در  $t = 0.693$  s و  $B_m = 0.2$  در  $t = 0.728$  s هستند.

در ادامه فرآیند تشکیل قطره در سیال غیرنیوتنی توانی با اندیس  $n = 0.3$ ،  $n = 0.61$  و  $n = 1/3$  تحت میدان مغناطیسی به عدد باند  $B_m = 0.1$  بررسی شده است. شکل ۱۰ روند تشکیل قطره و شکل ۱۱ تغییرات میدان سرعت و شکل دو بعدی قطره را در  $B_m = 0.1$  برای این سه سیال نشان می‌دهند. زمان جدایش و حجم بی‌بعد قطره این سه سیال در جدول ۵ ارائه شده است. همانطور که مشهود است با افزایش اندیس توانی لحظات جدایش قطره به ترتیب برابر با  $t = 0.1855$  s،  $t = 0.1856$  s و  $t = 0.1844$  s هستند. می‌توان دید که در سیال غیرنیوتنی توانی تأثیر اندیس توانی بر روی فرآیند تحت میدان مغناطیسی  $B_m = 0.1$  قابل توجه نیست و زمان جدایش نزدیک به حالت سیال غیرنیوتنی مدل کاریو با میدان مغناطیسی  $B_m = 0.1$  است. نکته‌ی قابل توجه در این مورد این است که حجم قطرات در  $n = 0.3$  تقریباً برابر با

نسبتاً به شکل یک بیضی هستند.

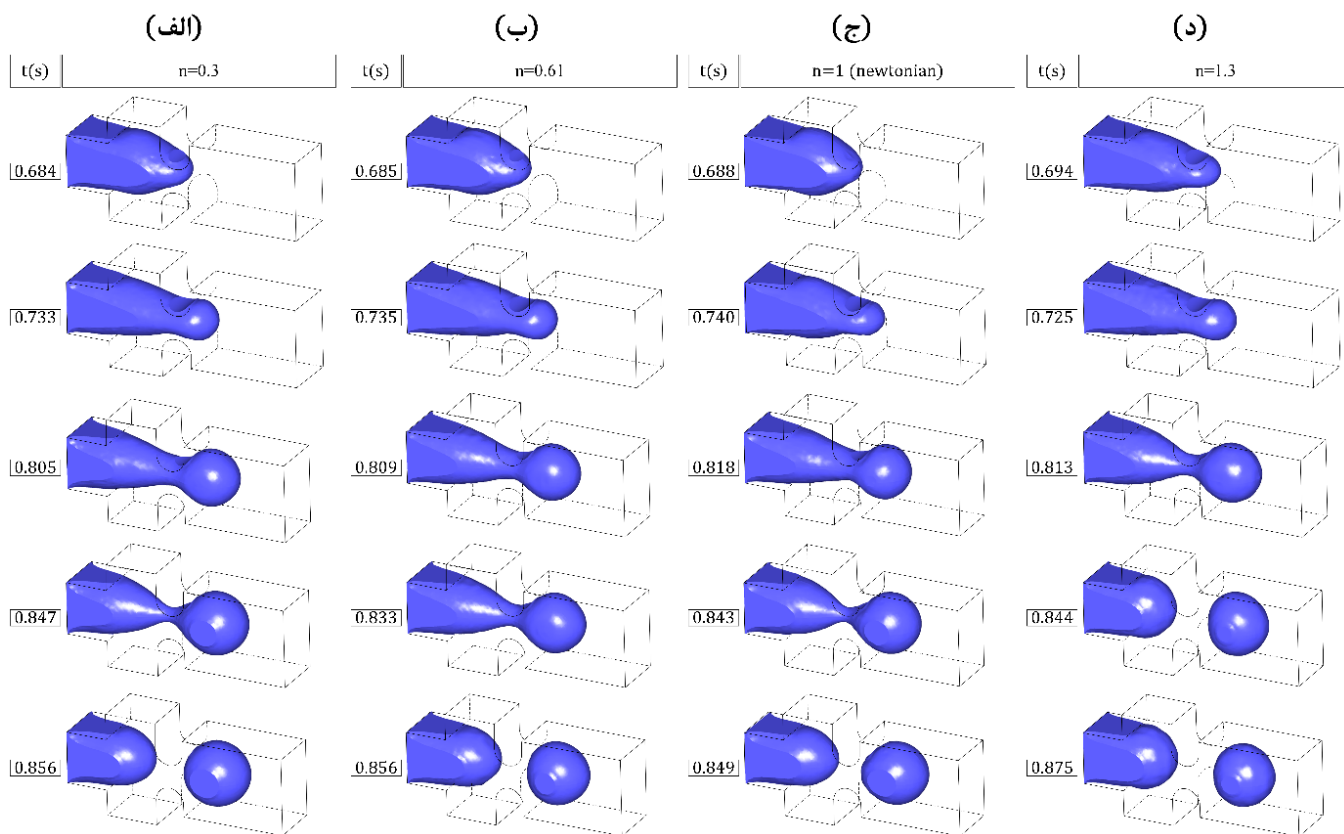
در مرحله بعد به مقایسه اثر میدان بر روی سیال غیرنیوتنی با مدل کاریو پرداخته شد. در شکل ۶ فرآیند تشکیل قطره تحت میدان‌های مغناطیسی مختلف  $B_m = 0$  و  $B_m = 0.1$  و  $B_m = 0.2$  در شکل ۷ تغییرات میدان سرعت در این حالات علاوه بر سیال نیوتنی نشان داده شده است. همچنین، در جدول ۴ زمان جدایش و حجم بی‌بعد قطرات ملاحظه می‌شوند. طبق این جدول در  $B_m = 0$  و  $B_m = 0.1$  و  $B_m = 0.2$  لحظات جدایش قطره به ترتیب برابر با  $t = 0.796$  s،  $t = 0.853$  s و  $t = 1.001$  s هستند. می‌توان دید که در غیاب میدان مغناطیسی برای تشکیل قطره زمان کمتری (نسبت به سیال نیوتنی) در سیال غیرنیوتنی کاریو لازم است. در این فرآیند با اعمال میدان، در زمانی نسبتاً یکسان مدل کاریو نسبت به سیال نیوتنی به حجم قطره بیشتری رسیده است. این در حالی است که در حالت بدون میدان، حجم قطرات تقریباً یکسان است. از طرفی این نکته جالب توجه است که با دو برابر کردن میدان مغناطیسی، حجم قطرات سیال غیرنیوتنی کاریو تا ۸۶ درصد افزایش می‌یابد.

مقایسه اختلاف فشار برای این سه حالت در سیال غیرنیوتنی کاریو در

جدول ۵. حجم بی‌بعد قطره سیال غیرنیوتنی توانی با  $n=0/3$  و  $n=0/61$  و  $n=1/3$  تحت میدان مغناطیسی  $B_m=0/1$ .

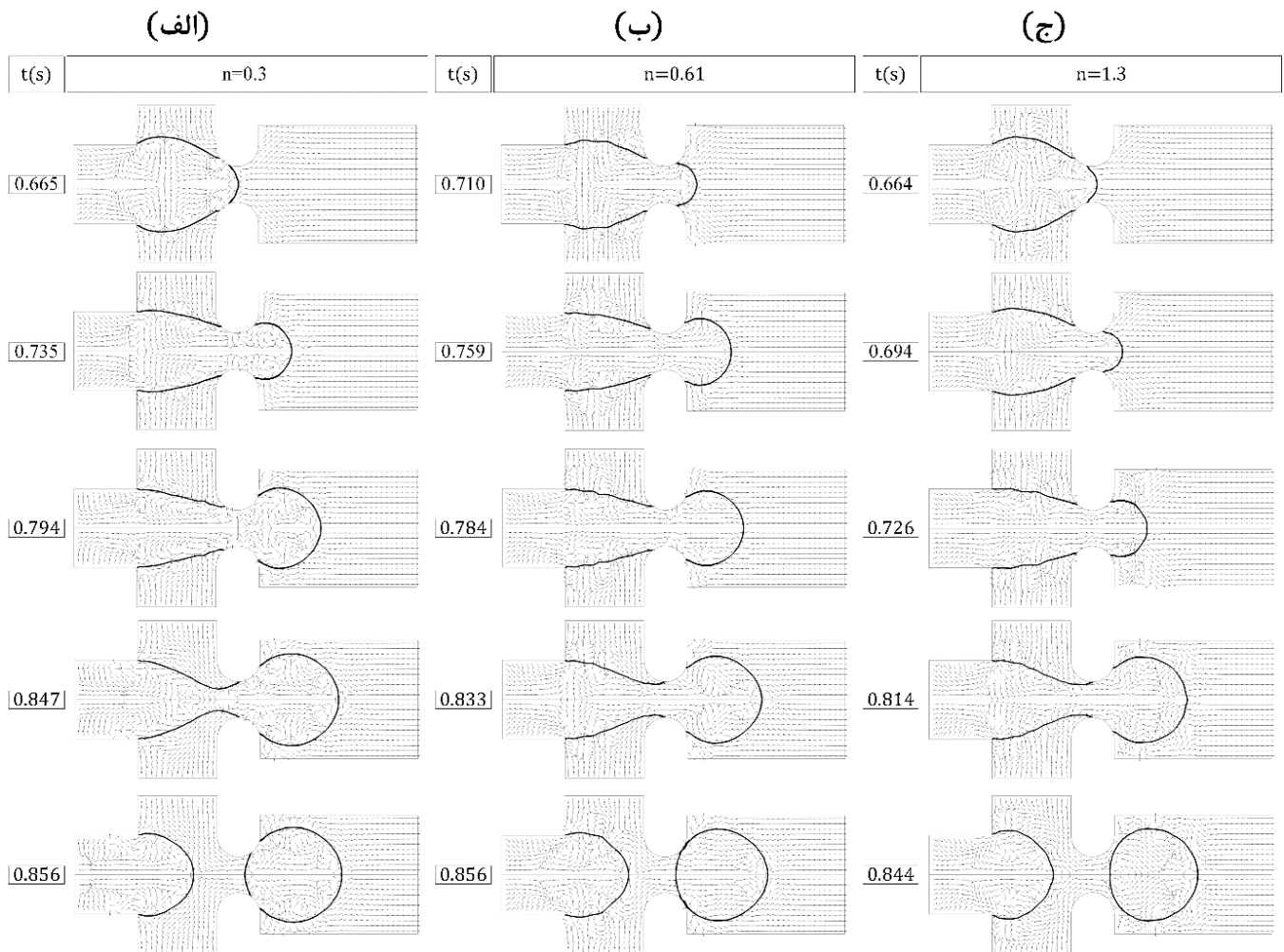
Table 5. Power-law dimensionless droplet volume under different magnetic field for  $n=0.1, 0.61$  and  $1.3$ .

سیال غیرنیوتنی مدل توانی			سیال	مسئله
$n=1/3$	$n=0/61$	$n=0/3$		
۰/۶۹۷	۰/۷۲۹	۰/۸۳۶		$V^* [-]$
۰/۸۴۴	۰/۸۵۶	۰/۸۵۶		$t [s]$



شکل ۱۰. فرآیند شکل‌گیری قطره‌ی فروسیال با مدل توانی تحت میدان مغناطیسی  $B_m=0/1$ . ستون (الف) فروسیال توانی با اندیس توانی  $n=0/3$ ، ستون (ب) با  $n=0/61$  ستون (ج) و ستون (د)  $n=1/3$  هستند.

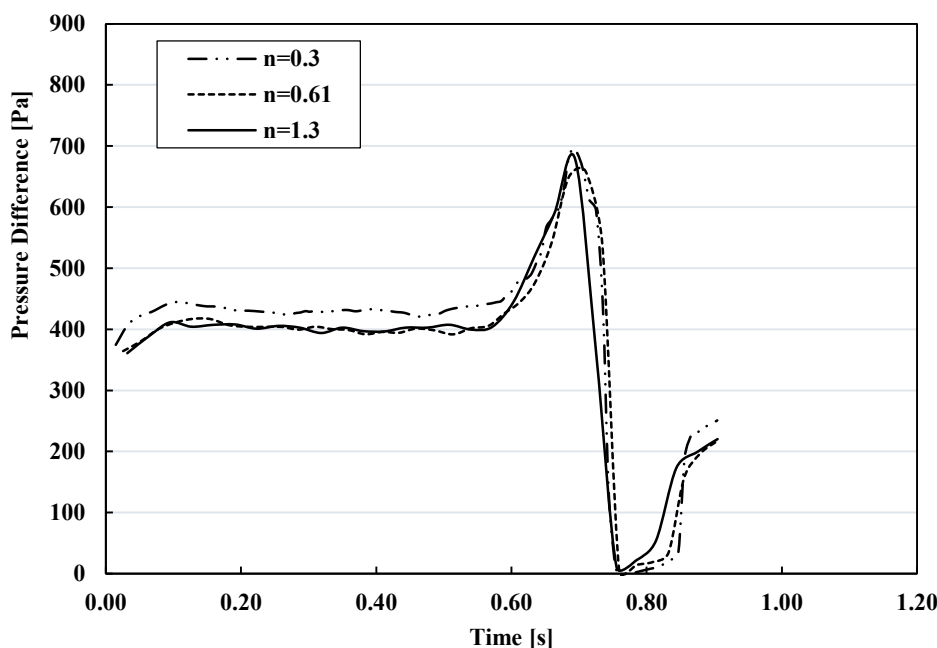
Fig. 10. Droplet generation process of the Power-law ferrofluid with (A)  $n=0.3$ . (B)  $n=0.61$ . (C)  $n=1$ . (D)  $n=1.3$  under  $B_m=0$ .



شکل ۱۱. تغییرات میدان سرعت و شکل دو بعدی قطره سیال غیرنیوتنی توانی در فرآیند تشکیل قطره تحت میدان مغناطیسی  $B_m=0$ . ستون (الف)، (ب) و (ج) به ترتیب مربوط توانی  $n=0/3$ ،  $n=0/61$  و  $n=1/3$  می باشد.

Fig. 11. Velocity field changes and the 2D droplet shape in the droplet generation process of the Power-law ferrofluid with  $n=0.3$ . (B)  $n=0.61$ . (C)  $n=1.3$  under  $B_m=0$ .





شکل ۱۲. اختلاف فشار بالادست و پایین دست جریان برای سیال غیرنیوتنی توانی  $n=0/3$ ،  $n=0/61$  و  $n=1/3$  به عنوان فاز ناپیوسته، تحت شدت میدان مغناطیسی  $B_m=0/1$ .

Fig. 12. Upstream and downstream flow pressure difference for Power-law dispersed fluid under  $B_m=0.1$  for  $n=0.3, 0.61$  and  $1.3$ .

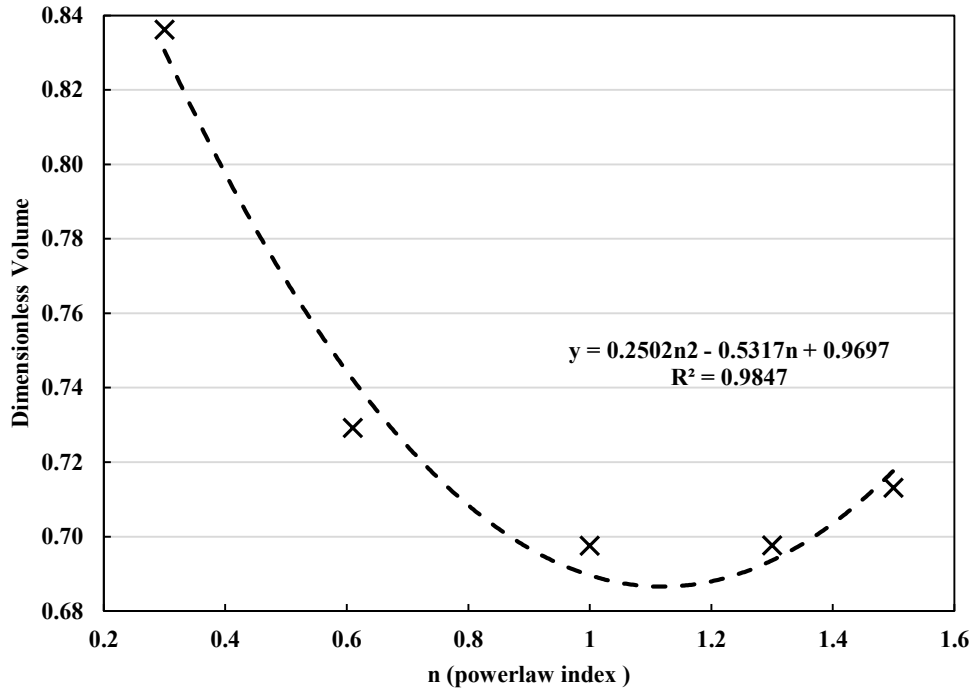
از اعمال میدان مغناطیسی یکسان  $B_m=0/1$  انجام شده است. همچنین، طبق بررسی‌های حجم قطرات طبق جدول داده شده دیدیم که در سیال غیرنیوتنی کاریو (اختلاف فشار بالاتر) در زمان جدایشی یکسان با سیال غیرنیوتنی مدل توانی  $n=0/61$  (اختلاف فشار کمتر) به حجم بیشتری از قطرات دست یافته شده است. بنابراین همانطور که انتظار می‌رفت، اختلاف فشار بالاتر حجم قطرات را تقویت می‌کند.

#### ۴- نتیجه‌گیری و جمع‌بندی

در مطالعه حاضر، تأثیر میدان مغناطیسی خارجی بر فرآیند تشکیل قطرات با اندازه و فرکانس متفاوت در کانال جریان متمرکز به روش عددی مطالعه شده است. اعتبارسنجی حل عددی از طریق مقایسه نتایج مطالعه حاضر با نتایج مطالعات عددی لیو و همکاران ارزیابی گردید و تطابق مناسبی مشاهده شد. شبیه‌سازی‌ها به ازای مقادیر مختلف عدد باند (شدت میدان

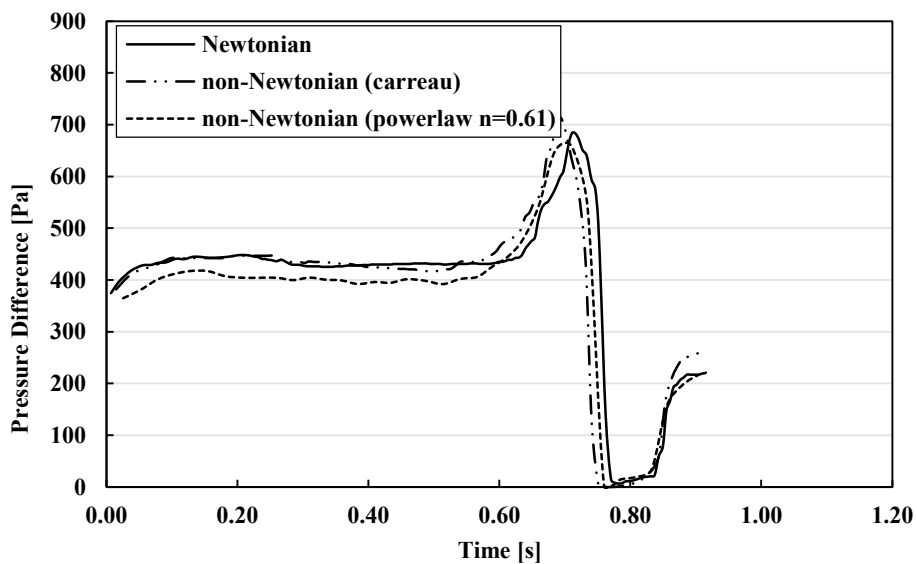
مدل غیرنیوتنی کاریو بوده که با افزایش اندیس توانی افت می‌کند. بنابراین، از آن جایی که اثر افزایش میدان بر حجم قطرات بیشتر است، برای گرفتن قطرات کوچکتر با سیال غیرنیوتنی با مدل توانی، سیالی با اندیس‌های توانی بالاتر و میدان‌های مغناطیسی پایین‌تری لازم است. اختلاف فشار این سه حالت در شکل ۱۲ آمده است. همانطور که با مقایسه‌ی نمودارهای فشار مشهود است، اختلاف فشار ماکزیمم در سیال نیوتنی از نظر زمانی دیرتر اتفاق می‌افتد. ماکزیمم اختلاف فشار در سیال غیرنیوتنی کاریو بیشترین و در سیال غیرنیوتنی مدل توانی ( $n=0/61$ ) است کمترین است.

در شکل ۱۳ تغییرات حجم بی‌بعد قطرات بر حسب اندیس توانی در سیال غیرنیوتنی توانی تحت میدان مغناطیسی با عدد باند  $B_m=0/1$  آورده شده است. با توجه به این شکل با افزایش اندیس توانی اندازه قطره به صورت تابع میانمایی شده، تغییر می‌کند. در شکل ۱۴ مقایسه‌ی اختلاف فشار در سیال نیوتنی، غیرنیوتنی کاریو و غیرنیوتنی توانی ( $n=0/61$ ) پس



شکل ۱۳. تغییرات حجم بی بعد قطرات بر حسب اندیس  $n$  توانی در سیال غیرنیوتنی با مدل ویسکوزیته‌ی توانی تحت میدان مغناطیسی  $B_m = 0.1$ .

Fig. 13. Dimensionless volume of the Power-law droplets against  $n$ , the Power-law index under  $B_m = 0.1$ .



شکل ۱۴. جمع بندی و مقایسه اختلاف فشار بالادست و پایین دست جریان تحت شدت میدان مغناطیسی  $B_m = 0.1$  برای سیال نیوتنی، غیرنیوتنی کاریو و غیرنیوتنی توانی ( $n = 0.61$ ) به عنوان فاز ناپیوسته.

Fig. 14. Conclusion and comparison of upstream and downstream flows in  $B_m = 0.1$  between Newtonian, Carreau and Power-law ( $n = 0.61$ ) viscosity models.

## ۵- فهرست علائم

### علائم انگلیسی

$u$	سرعت، $m^2/s$
$t$	زمان، $s$
$F$	نیرو، $N$
$p$	فشار، $Pa$
$H$	شدت میدان مغناطیسی، $T$
$L$	طول مشخصه، $m$
$k$	ضریب مدل کاریو
$m$	ضریب مدل کاریو
$a$	ضریب پاورلا
$n$	اندیس پاورلا
$Re$	عدد رینولدز
$Ca$	عدد موینگی
$B_m$	عدد باند
$V$	حجم، $m^3$

### علائم یونانی

$\rho$	چگالی، $kg/m^3$
$\eta$	ویسکوزیته، $Pa.s$
$\tau$	تنش برشی، $N/m^2$
$\sigma$	تنش بین سطحی، $N/m^2$
$\chi$	حساسیت مغناطیسی
$\mu$	ثابت نفوذپذیری فضای آزاد، $N/A^2$
$\phi$	تابع ردیلبی سطح
$\nabla\phi$	گرادیان فاز
$\lambda$	ثابت زمانی
$\dot{\gamma}$	نرخ کرنش

### زیرنویس

$eff$	مؤثر
$m$	مغناطیسی
1	فاز اول
2	فاز دوم
c	فاز پیوسته
d	فاز ناپیوسته

### بالانویس

*	حالت بی بعد
---	-------------

مغناطیسی بی‌بعد) و دو مدل مختلف سیال غیرنیوتنی (کاریو و توانی) انجام شده است. اندازه قطرات، زمان‌های جدایش آن‌ها و اختلاف فشار بالادست و پایین دست جریان برای شرایط مختلف شبیه‌سازی با یکدیگر مقایسه شده است. نتایج حل عددی نشان می‌دهد در طول فرآیند تشکیل قطره، سیال تحت نیروی ویسکوز، اختلاف فشار، تنش بین‌سطحی و در صورت وجود میدان، همچنین تحت نیروی مغناطیسی قرار دارد. نیروی ویسکوز، اختلاف فشار و نیروی مغناطیسی روی نوک باریکه فشردگی ایجاد می‌کنند و آن را به پایین دست جریان منتقل می‌کنند. در مقابل، کشش سطحی نوک فروسیال را به بالادست حرکت می‌دهد. برای جابجایی نوک باریکه از طریق گلولی اتصال، فشار بالاتری لازم است. با جلو رفتن فاز ناپیوسته، گلولی کانال مسدود می‌شود. اختلاف فشار به طور چشمگیری در ناحیه خارج از جریان فروسیال افزایش می‌یابد و نوک قطره برای حرکت به جلو هل داده می‌شود. نتایج شبیه سازی سیال نیوتنی نشان می‌دهد در حالت عدم حضور میدان، قطره  $0/081$  ثانیه دیرتر از حالت تحت اثر میدان  $B_m = 0/1$  در داخل باریکه به طرف پایین دست جهت‌گیری می‌کند. به دلیل اعمال میدان، حجم بی‌بعد قطره از  $0/655$  به  $0/781$  افزایش یافته و شکل آن از حالت کروی به بیضی درمی‌آید. وجود میدان، باریکه را طولانی‌تر و در نتیجه زمان جدایش را بیشتر می‌کند و در نتیجه قطره‌ی بزرگتری تشکیل خواهد شد. عدد باندهای بالاتر به طور قابل ملاحظه‌ای روی حجم قطرات اثر دارند و همچنین، زمان جدایش را افزایش می‌دهند. علاوه بر آن، در سیال غیرنیوتنی کاریو بدون اعمال میدان، حجم قطرات و زمان‌های جدایش آن‌ها کمی بیشتر از سیال نیوتنی مشاهده شد. در این سیال نیز با افزایش میدان حجم قطرات به میزان چشمگیری افزایش یافته است. نهایتاً قطرات سیال غیرنیوتنی با مدل توانی با اندیس‌های مختلف تحت میدان مغناطیسی با عدد باند  $B_m = 0/1$  مورد بررسی قرار گرفت و نتایج نشان می‌دهند با افزایش اندیس توانی حجم قطرات ابتدا روند نزولی و سپس روند صعودی دارد (معادله درجه ۲). همچنین، نسبت به سیالات قبلی، در سیال غیرنیوتنی توانی  $n = 0/3$ ، زمان جدایش و حجم قطرات تقریباً یکسان با کاریو است. در  $n = 0/61$  در مقایسه با مدل کاریو در زمان جدایش تقریباً یکسان حجم کمتری از قطره گزارش شده است و در  $n = 1/3$  در کمترین زمان در میدان یکسان کوچک‌ترین قطره با حجم بی‌بعد  $0/697$  تشکیل شده است.

- 75.
- [11] F. Schönfeld, D. Rensink, Simulation of Droplet Generation by Mixing Nozzles, *Chemical Engineering & Technology*, 26(5) (2003) 585-591.
- [12] L. Tian, M. Gao, L. Gui, A Microfluidic Chip for Liquid Metal Droplet Generation and Sorting, *Micromachines*, 8(2:39) (2017) 1-12.
- [13] H. Babahosseini, T. Misteli, D.L. DeVoe, Microfluidic on-demand droplet generation, storage, retrieval, and merging for single-cell pairing, *Lab Chip*, 19(3) (2019) 493-502.
- [14] N.R. Beer, K.A. Rose, I.M. Kennedy, Monodisperse droplet generation and rapid trapping for single molecule detection and reaction kinetics measurement, *Lab Chip*, 9(6) (2009) 841-844.
- [15] F. Malloggi, S.A. Vanapalli, H. Gu, D. van den Ende, F. Mugele, Electrowetting-controlled droplet generation in a microfluidic flow-focusing device, *Journal of Physics: Condensed Matter*, 19(46) (2007) 1-7.
- [16] H. Geng, J. Feng, L.M. Stabryla, S.K. Cho, Droplet manipulations by dielectrowetting: Creating, transporting, splitting, and merging, in: 2017 IEEE 30th International Conference on Micro Electro Mechanical Systems (MEMS), 2017, pp. 113-116.
- [17] M.A. Maleki, M. Soltani, N. Kashaninejad, N.-T. Nguyen, Effects of magnetic nanoparticles on mixing in droplet-based microfluidics, *Physics of Fluids*, 31:032001(3) (2019) 1-16.
- [18] S.M.S. Murshed, S.H. Tan, N.T. Nguyen, T.N. Wong, L. Yobas, Microdroplet formation of water and nanofluids in heat-induced microfluidic T-junction, *Microfluidics and Nanofluidics*, 6(2) (2008) 253-259.
- [19] T.H. Ting, Y.F. Yap, N.-T. Nguyen, T.N. Wong, J.C.K. Chai, L. Yobas, Thermally mediated breakup of drops in microchannels, *Applied Physics Letters*, 89(23: 234101) (2006) 1-3.
- [20] Y. Wu, T. Fu, Y. Ma, H.Z. Li, Ferrofluid droplet formation and breakup dynamics in a microfluidic flow-focusing device, *Soft Matter*, 9(41:9792) (2013) 1-7.
- [21] C.N. Baroud, M.R. de Saint Vincent, J.P. Delville, An
- [1] P. Garstecki, M.J. Fuerstman, H.A. Stone, G.M. Whitesides, Formation of droplets and bubbles in a microfluidic T-junction-scaling and mechanism of break-up, *Lab Chip*, 6(3) (2006) 437-446.
- [2] C.-P. Lee, T.-S. Lan, M.-F. Lai, Fabrication of two-dimensional ferrofluid microdroplet lattices in a microfluidic channel, *Journal of Applied Physics*, 115(17) (2014) 17B5271-5273.
- [3] J. Sivasamy, T.-N. Wong, N.-T. Nguyen, L.T.-H. Kao, An investigation on the mechanism of droplet formation in a microfluidic T-junction, *Microfluidics and Nanofluidics*, 11(1) (2011) 1-10.
- [4] S. Bashir, J.M. Rees, W.B. Zimmerman, Investigation of pressure profile evolution during confined microdroplet formation using a two-phase level set method, *International Journal of Multiphase Flow*, 60 (2014) 40-49.
- [5] S. Takeuchi, P. Garstecki, D.B. Weibel, G.M. Whitesides, An Axisymmetric Flow-Focusing Microfluidic Device, *Advanced Materials*, 17(8) (2005) 1067-1072.
- [6] J. Liu, S.-H. Tan, Y.F. Yap, M.Y. Ng, N.-T. Nguyen, Numerical and experimental investigations of the formation process of ferrofluid droplets, *Microfluidics and Nanofluidics*, 11(2) (2011) 177-187.
- [7] Y. Hong, F. Wang, Flow rate effect on droplet control in a co-flowing microfluidic device, *Microfluidics and Nanofluidics*, 3(3) (2006) 341-346.
- [8] J. Lian, X. Luo, X. Huang, Y. Wang, Z. Xu, X. Ruan, Investigation of microfluidic co-flow effects on step emulsification: Interfacial tension and flow velocities, *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects*, 568 (2019) 381-390.
- [9] Q. Hu, T. Jiang, H. Jiang, Numerical Simulation and Experimental Validation of Liquid Metal Droplet Formation in a Co-Flowing Capillary Microfluidic Device, *Micromachines (Basel)*, 11(2:169) (2020) 1-14.
- [10] P. Zhu, L. Wang, Passive and active droplet generation with microfluidics: a review, *Lab Chip*, 17(1) (2016) 34-

- Dordrecht, 2007, pp. 65-87.
- [32] E. Chiarello, A. Gupta, G. Mistura, M. Sbragaglia, M. Pierno, Droplet breakup driven by shear thinning solutions in a microfluidic T-junction, *Physical Review Fluids*, 2(12) (2017) 1-12.
- [33] C.D. Xue, Z.P. Sun, Y.J. Li, K.R. Qin, Non-Newtonian Droplet Generation in a Flow-Focusing Microchannel, in: *ASME 2019 6th International Conference on Micro/Nanoscale Heat and Mass Transfer*, 2019, pp. 1-7.
- [34] L. Derzsi, M. Kasprzyk, J.P. Plog, P. Garstecki, Flow focusing with viscoelastic liquids, *Physics of Fluids*, 25(9) (2013) 1-18.
- [35] A.J.T. Teo, M. Yan, J. Dong, H.-D. Xi, Y. Fu, S.H. Tan, N.-T. Nguyen, Controllable droplet generation at a microfluidic T-junction using AC electric field, *Microfluidics and Nanofluidics*, 24(3) (2020) 1-9.
- [36] A. Khater, O. Abdelrehim, M. Mohammadi, M. Azarmanesh, M. Janmaleki, R. Salahandish, A. Mohamad, A. Sanati-Nezhad, Picoliter agar droplet breakup in microfluidics meets microbiology application: numerical and experimental approaches, *Lab Chip*, 20(12) (2020) 2175-2187.
- [37] A. Taassob, M.K.D. Manshadi, A. Bordbar, R. Kamali, Monodisperse non-Newtonian micro-droplet generation in a co-flow device, *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, 39(6) (2017) 2013-2021.
- [38] V. Amiri Roodan, J. Gomez-Pastora, I.H. Karampelas, C. Gonzalez-Fernandez, E. Bringas, I. Ortiz, J.J. Chalmers, E.P. Furlani, M.T. Swihart, Formation and manipulation of ferrofluid droplets with magnetic fields in a microdevice: a numerical parametric study, *Soft Matter*, 16(41) (2020) 9506-9518.
- [39] A. Fluent, *Ansys Fluent Theory Guide*, ANSYS Inc., USA, (2013).
- [40] S. Hund, M. Kameneva, J. Antaki, A Quasi-Mechanistic Mathematical Representation for Blood Viscosity, *Fluids*, 2(1) (2017) 1-17.
- optical toolbox for total control of droplet microfluidics, *Lab Chip*, 7(8) (2007) 1029-1033.
- [22] Y. Huang, Y.L. Wang, T.N. Wong, AC electric field controlled non-Newtonian filament thinning and droplet formation on the microscale, *Lab Chip*, 17(17) (2017) 2969-2981.
- [23] M. Esmaeili, K. Sadeghy, MHD Flow of Power-Law Fluids in Locally-Constricted Channels, *Nihon Reorji Gakkaishi*, 37(4) (2009) 181-189.
- [24] M.J. Ghahderijani, M. Esmaeili, M. Afrand, A. Karimipour, Numerical simulation of MHD fluid flow inside constricted channels using lattice Boltzmann method, *Journal of Applied Fluid Mechanics*, 10(6) (2017) 1639-1648.
- [25] M. Bayareh, An updated review on particle separation in passive microfluidic devices, *Chemical Engineering and Processing - Process Intensification*, 153 (2020) 107984-107918.
- [26] S.-H. Tan, N.-T. Nguyen, L. Yobas, T.G. Kang, Formation and manipulation of ferrofluid droplets at a microfluidic T-junction, *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 20(4:045004) (2010) 1-10.
- [27] J. Liu, Y.F. Yap, N.-T. Nguyen, Numerical study of the formation process of ferrofluid droplets, *Physics of Fluids*, 23(7:072008) (2011) 1-10.
- [28] Q. Yan, S. Xuan, X. Ruan, J. Wu, X. Gong, Magnetically controllable generation of ferrofluid droplets, *Microfluidics and Nanofluidics*, 19(6) (2015) 1377-1384.
- [29] V.B. Varma, A. Ray, Z.M. Wang, Z.P. Wang, R.V. Ramanujan, Droplet Merging on a Lab-on-a-Chip Platform by Uniform Magnetic Fields, *Sci Rep*, 6:37671 (2016) 1-12.
- [30] A. Ray, V.B. Varma, P.J. Jayaneel, N.M. Sudharsan, Z.P. Wang, R.V. Ramanujan, On demand manipulation of ferrofluid droplets by magnetic fields, *Sensors and Actuators B: Chemical*, 242 (2017) 760-768.
- [31] A. Sequeira, J. Janela, An Overview of Some Mathematical Models of Blood Rheology, in: M.S. Pereira (Ed.) *A Portrait of State-of-the-Art Research at the Technical University of Lisbon*, Springer Netherlands,



چگونه به این مقاله ارجاع دهیم

S. Mas-hafi, M. Esmaili, *Effect of Magnetic Field on Motion, Deformation, and Separation Time of Newtonian and Non-Newtonian Droplets in a Flow-Focusing Microchannel*, *Amirkabir J. Mech Eng.*, 53(11) (2022) 5311-5330.

DOI: 10.22060/mej.2021.19257.6989

