

# Amirkabir Journal of Mechanical Engineering

Amirkabir J. Mech. Eng., 54(9) (2022) 409-412 DOI: 10.22060/mej.2022.21189.7395

# The Interaction of the Shock Wave with the Bubble and the Effect of Computational Grid Size on the Problem Simulation with A Fully Coupled Pressure-Based Algorithm

M. Pirani, A. Rahmani, M. R. Ansari\*

Department of Mechanical Engineering, Tarbiat Modares University, Tehran, Iran

ABSTRACT: When a shock wave propagates through a flow field that has nonlinear thermodynamic properties, different processes occur simultaneously. Wave compression, wave refraction, and vortex generation are examples of these processes that cause the waveform and thermodynamic properties of the fluid to change. The interaction of a shock wave with a cylindrical bubble is an example of a wave-bubble collision problem in which all of the above processes are observed. Due to the high computational cost of density-based algorithms in solving compressible interfacial flow problems such as shock wave interaction with the two-phase flow, using a fully coupled pressure-based algorithm is a good solution that will solve the problem with proper accuracy while reducing computation time. In this paper, using this algorithm, the interaction of the shock wave with the bubble is investigated; while validating the results, the effect of the computational grid size and the method of discretization of the governing equations are determined. It was observed that by increasing the number of computational grids according to the first-order upwind method, the simulation results become more accurate, and the numerical diffusion amount decreases. Also, by changing the discretization method to second-order upwind, the instabilities on the interface of the two phases increase due to spurious fluctuations, and the shape of the interface obtained from the numerical solution moves away from the experimental results.

## **Review History:**

Received: Mar. 06, 2022 Revised: Jul. 11, 2022 Accepted: Jul. 12, 2022 Available Online: Jul. 27, 2022

#### **Keywords:**

Two-phase flow Compressible flow Pressure-based algorithm Shock wave Bubbly flow

## **1-Introduction**

When a shock wave impacts to inhomogeneity flow field, various phenomena such as wave refraction and reflection, vortex generation, and turbulence affect the physics of the problem. These interactions cause complex patterns of shock waves to emerge in the flow field [1]. Shock-accelerated inhomogeneous flows are used in many scientific, industrial, and medical applications. Supersonic combustion systems [2], Shredding kidney stones [3], and the use of high-energy systems such as inertial confinement fusion devices [4] are examples of the application of shock wave interaction with inhomogeneous compressible bubbles. Most simulations of shock wave interaction with Compressible Interfacial Flows have been done by density-based algorithms [5,6]. In density-based algorithms, the governing equations of the problem are solved for mass, momentum, and total energy, and for determining the flux, especially for Interfacial Flows, an exact or approximate Riemann Solver is usually used [7]. While density-based algorithms are naturally suitable for Compressible flows but in small Mach, the dependence of the density value on the pressure is low, and using this algorithm is not recommended.[8] Pressure-based algorithms are used less than other algorithms for simulating compressible flows because of the pressure correction obtained from the

continuity equation [9]. But at the lower Mach number, the relationship between velocity and pressure is more vital than density and pressure, so the use of pressure-based algorithms has provided a suitable answer for a wide range of Mach numbers while maintaining the stability of the problem [10]. In this research, we tried to solve the classical problem by using the computational fluids dynamic software (FLUENT version 2021), as well as using the fully Coupled Pressure Based Algorithm, to determine the influence of sizing of the computational mesh and the discretization of advection term in the governing equations on the results.

# 2- Methodology

### 2-1-Explaining the issue

In this paper, the interaction between the shockwave in the air with R22 and helium bubbles has been simulated as two-dimensional.

To simulate the problem, the computational field schematic is shown in Fig. 1. To be stable in the solution, the time step of the problem is determined by using the acoustic courant number. (Eq. (1))

\*Corresponding author's email: mra 1330@modares.ac.ir



Copyrights for this article are retained by the author(s) with publishing rights granted to Amirkabir University Press. The content of this article is subject to the terms and conditions of the Creative Commons Attribution 4.0 International (CC-BY-NC 4.0) License. For more information, please visit https://www.creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/legalcode.



Fig. 1. indicates the computational field of the problem of Shock Bubble Interaction. The shadowed area represents the bubble with a 50 mm diameter.

$$Co = \frac{a_{II\,air}\,\Delta t}{\Delta x} = 0.35\tag{1}$$

#### 2-2-Governing equations

The conservation equations governing fluid flow at all velocities for this problem, assuming the absence of viscous stresses and thermal conductivity, are Euler equations, which include:

Mass:  

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0$$
(2)

Momentum:

$$\frac{\partial \rho u_j}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_i} = -\frac{\partial P}{\partial x_j}$$
(3)

Energy:  

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i h}{\partial x_i} = \frac{\partial P}{\partial t}$$
(4)

In this study, the volume of fluid method is used to capture the interface between two immiscible phases by using a color function  $\psi$  that is presented in Eq. (5).

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + u_i \frac{\partial \psi}{\partial x_i} = 0 \tag{5}$$

### **3- Results and Discussion**

In this section, the results of the numerical simulation of the Shock Bubble Interaction (SBI) are investigated, and the accuracy of the results obtained from the present study has been confirmed by citing the results of numerical research by Denner et al [11].

The first-order upwind discretization method is a TVD method; this paper uses this method to discretize the advection terms in the governing equations. Due to the low accuracy of this method, numerical diffusion is injected into the problem. So the results obtained are practically the same



Fig. 2. Density diagram resulting from the interaction of the shock wave (M=1.22) with the R22 bubble in 247µs, compared with obtained results from the numerical research of Denner et al [11].

as those obtained by solving the Navier-Stokes equations. It's noticeable the amount of numerical diffusion can be significantly reduced by reducing the size of the computational grid. In this literature, the size of the computational grid is determined according to the number of cells located in the initial diameter of the bubble. (Eq. (6))

$$\Delta x = \Delta y = \frac{d_0}{cell \ number} \tag{6}$$

According to Fig. 3. increasing the number of computational cells to 300 cells (in the initial diameter of the bubble) has a significant effect on the solution results, and by further reducing the size of the computational grid for the first-order upwind discretization method, there is virtually no change in the results.

Also, a comparison of the results of solving the problem of shock interaction with the helium bubble for two methods of first-and second-order upwind discretization is shown in Fig. 4.

#### **4-** Conclusions

Using the first-order upwind discretization method, the capture of reflective, transmitting, and collision waves in this study is similar to the results obtained from highprecision discretization methods. Still, the waves are thicker due to numerical diffusion. The only advantage of using the second-order upwind discretization method is that in areas far from the interface, it captures the reflected and transmitted



Fig. 3. Numerical results of the density of shock wave interaction with the R22 bubble problem at 247µs in different computing mesh sizes.

waves more accurately without numerical diffusion. So if the discretization method is used in such a way that it has first-order accuracy at the interface of two phases and its accuracy is two or higher in areas far from the interface, while maintaining stability in solving The results obtained from the simulation with such a discretization method will be very consistent with the experimental results.

#### References

- D. Ranjan, J. Oakley, R. Bonazza, Shock-bubble interactions, Annual Review of Fluid Mechanics, 43 (2011) 117-140.
- [2] F. MARBLE, E. ZUKOSKI, J. Jacobs, G. Hendricks, Shock enhancement and control of hypersonic mixing and combustion, in: 26th Joint Propulsion Conference, 1990, pp. 1981.
- [3] M. Delius, F. Ueberle, W. Eisenmenger, Extracorporeal shock waves act by shock wave-gas bubble interaction, Ultrasound in medicine & biology, 24(7) (1998) 1055-1059.
- [4] J. Lindl, Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain, Physics of plasmas, 2(11) (1995) 3933-4024.



Fig. 4. The effect of the discretization method of the governing equations on the results of solving the shock interaction with the helium bubble problem at 427µs.

- [5] V. Coralic, T. Colonius, Finite-volume WENO scheme for viscous compressible multicomponent flows, Journal of computational physics, 274 (2014) 95-121.
- [6] R. Abgrall, How to prevent pressure oscillations in multicomponent flow calculations: a quasi conservative approach, Journal of Computational Physics, 125(1) (1996) 150-160.
- [7] M.R. Baer, J.W. Nunziato, A two-phase mixture theory for the deflagration-to-detonation transition (DDT) in reactive granular materials, International journal of multiphase flow, 12(6) (1986) 861-889.
- [8] D.R. van der Heul, C. Vuik, P. Wesseling, A conservative pressure-correction method for flow at all speeds, Computers & Fluids, 32(8) (2003) 1113-1132.
- [9] [9] P. Wesseling, Principles of computational fluid dynamics, Springer Science & Business Media, 2009.
- [10] F. Moukalled, L. Mangani, M. Darwish, The finite volume method, in: The finite volume method in computational fluid dynamics, Springer, 2016, pp. 103-135.
- [11] F. Denner, C.-N. Xiao, B.G. van Wachem, Pressurebased algorithm for compressible interfacial flows with acoustically-conservative interface discretisation, Journal of Computational Physics, 367 (2018) 192-234.

#### HOW TO CITE THIS ARTICLE

M. Pirani, A. Rahmani, M. R. Ansari, The Interaction of the Shock Wave with the Bubble and the Effect of Computational Grid Size on the Problem Simulation with A Fully Coupled Pressure-Based Algorithm, Amirkabir J. Mech Eng., 54(9) (2022) 409-412.

**DOI:** 10.22060/mej.2022.21189.7395



This page intentionally left blank

نشريه مهندسي مكانيك اميركبير

نشریه مهندسی مکانیک امیرکبیر، دوره ۵۴، شماره ۹، سال ۱۴۰۱، صفحات ۲۰۴۱ تا ۲۰۶۰ DOI: 10.22060/mej.2022.21189.7395

برهمکنش موج ضربهای با حباب و تأثیر ابعاد شبکه محاسباتی بر روی شبیهسازی مسئله با الگوریتم مبتنی بر فشار کاملاً متصل

محمد پیرانی، آریا رحمانی، محمدرضا انصاری\*

دانشکده مهندسی مکانیک، دانشگاه تربیت مدرس، تهران، ایران.

خلاصه: با انتشار موج ضربهای درون میدان جریانی که خواص ترمودینامیکی غیرخطی دارد، فرایندهای مختلفی به طور همزمان رخ می دهد. تراکم موج ضربهای، شکست موج و تولید گردابه، نمونهای از این فرایندهاست که سبب می شود شکل موج و خواص سیال تغییر کنند. برخورد موج ضربهای به حباب استوانهای، مثال سادهای از مسئله تقابل موج با حباب است که تمام فرایندهای مذکور در آن مشاهده می شود. باتوجهبه هزینه محاسباتی بالای الگوریتمهای مبتنی بر چگالی در شبیه سازی جریانهای تراکم پذیر سطحی مانند برهم کنش موج ضربهای با جریان دوفازی، استفاده از الگوریتم های مبتنی بر چگالی در شبیه سازی جریانهای تراکم پذیر سطحی مانند برهم کنش موج ضربهای با جریان دوفازی، استفاده از الگوریتم مبتنی بر پگالی در شبیه سازی جریانهای تراکم پذیر سطحی مانند زمان محاسبات، مسئله را با دقت مناسبی حل خواهد کرد. در این مقاله با استفاده از این الگوریتم، پدیده برهم کنش موج ضربهای با جباب بررسی شده و ضمن اعتبار سنجی نتایج، تأثیر اندازه شبکه محاسباتی و نیز روش گسسته سازی ترمهای موجود در معادلات حاکم، بر نتایج مشخص شده است. مشاهده شد که با افزایش تعداد المانهای شبکههای محاسباتی به ازای روش بالادست مرتبه اول، نتایج شبیه سازی دقیق تر شده و میزان پخش عددی کمتر می گردد. همچنین با تغییر روش گسسته سازی به بالادست مرتبه اول، نتایج شبیه سازی دقیق تر شده و میزان پخش عددی کمتر می گردد. همچنین با تغییر روش گسسته سازی به بالادست مرتبه اول، نتایج تجربی فاصله می گیرد.

**تاریخچه داوری:** دریافت: ۱۴۰۰/۱۲/۱۵ بازنگری: ۱۴۰۱/۰۴/۲۰ پذیرش: ۱۴۰۱/۰۴/۲۱ ارائه آنلاین: ۱۴۰۱/۰۵/۰۵

کلمات کلیدی: جریان دوفازی جریان تراکمپذیر الگوریتم مبتنی بر فشار موج ضربهای جریان حبابی

با بقایای ابرنواخترها [۷] و استفاده از سیستمهای پرانرژی همانند دستگاه

همجوشی محصورکننده انرژی جنبشی [۸] نمونههایی از کاربرد مسئله

برخورد موج ضربهای با حباب ناهمگن تراکمپذیر است. در جریانهای

تراکمپذیر، متغیرهای هیدرودینامیکی جریان به متغیرهای ترمودینامیکی

وابسته بوده و به علت این وابستگی، شبیهسازی عددی چنین جریانهایی با

مشکلات فراوانی روبرو است. علاوه بر سختی هایی همچون چگونگی مرتبط

کردن متغیرهای ترمودینامیکی به متغیرهای هیدرودینامیکی در شبیهسازی

جریانهای تراکمپذیر تک فاز، در جریانهای تراکمپذیر سطحی که دو یا

چند فاز غیرقابل امتزاج باهم در تماس هستند، در سطح مشترک این فازها به

دلیل اینکه خواص سیال بهطور ناگهانی تغییر میکند و چون با عبور از سطح

مشترک بین فازی، هر فاز رفتار آکوستیکی متفاوتی از خود نشان میدهد (به

دلیل تغییر در سرعت صوت)، شبیهسازی عددی و نیز پایداری در حل برای

این جریانها دشوار خواهد بود [۹].

# ۱ – مقدمه

میدان جریان تولیدشده توسط برهم کنش موج ضربهای<sup>۱</sup> با یک هندسه غیر واکنشی تراکم پذیر به خاصیتهای مختلف دینامیکی سیال وابستگی شدیدی دارد. با برخورد موج ضربهای به یک محیط ناهمگن غیر واکنشی پدیدههای مختلفی چون شکست و بازتاب موج، تولید گردابه و ایجاد آشفتگی بر فیزیک مسئله تأثیر دارند. این برهم کنش ها سبب می شود که الگوهای پیچیدهای از موج ضربهای در محیط جریان پدیدار شود [۱]. پدیده مطالعه نمونه های از موج ضربهای در محیط جریان پدیدار شود [۱]. پدیده مطالعه نمونه های از موج ضربهای در محیط جریان پدیدار شود ازا. پدیده در خورد موج ضربهای با حباب ناهمگن تراکم پذیر یک مسئله پایه برای مطالعه نمونه های کلی مسائل شتاب دهی جریان سیال های ناهمگن توسط موج ضربهای است [۲]. شتاب دهی جریان ناهمگن توسط موج ضربهای در گستره وسیعی از کاربردهای علمی، صنعتی و پزشکی استفاده می شود. سیستمهای احتراق مافوق صوت [۳ و ۴]، تکه تکه کردن سنگهای کلیه و صفرا با استفاده از موج ضربهای [۵ و ۶]، برخورد ابرهای بین ستارهای

<sup>2</sup> Inertial confinement fusion device

<sup>3</sup> Compressible interfacial flows

Shock wave

<sup>\*</sup> نویسنده عهدهدار مکاتبات: mra\_1330@modares.ac.ir

باتوجهبه مطالعات انجامشده، در روشهای عددی به هنگام شبیهسازی تقابل موج ضربهای با سطح مشترک دو فاز، مشکل اصلی نحوه گسسته سازی متغیرهای معادلات در سطح مشترک است. یک روش عددی برای حل جریان های سطحی تراکمپذیر، زمانی مناسب است و به پایداری حل کمک خواهد کرد که بتواند معادلات بقای جرم، مومنتوم و انرژی را بهصورت پایستار گسسته سازی کرده و در سطح مشترک دو فاز از ایجاد نوسانات غیرواقعی جلوگیری کند [۱۰]. تا به امروز بیشتر مطالعات صورت گرفته در زمینه تقابل موج ضربهای با جریانهای سطحی تراکمپذیر بهوسیله الگوریتمهای مبتنی بر چگالی انجامشده است [۱۷–۱۰]. در الگوریتم مبتنی بر چگالی معادلات بقای حاکم بر مسئله برای جرم، مومنتوم و انرژی کل حل شده [۱۰ و ۲۰–۱۸] و برای تعیین شار، معمولاً از یک حلگر دقیق یا تقریبی ریمان بخصوص برای جریان های سطحی، استفاده می شود [۲۳-۲۱]. درحالی که الگوریتمهای مبتنی بر چگالی بهطور طبیعی برای جریانهای تراکمپذیر مناسب هستند، در عددهای ماخ کوچک که وابستگی مقدار چگالی به فشار پايين است، استفاده از اين الگوريتمها پيشنهاد نمى شود. به دليل هزينه بالای الگوریتم مبتنی بر چگالی با حلگر ریمان امروزه برای کاهش هزینه محاسباتی از الگوریتمهای مبتنی بر چگالی به همراه روشهای تصحیح فشار استفاده می شود [۲۴].

در الگوریتمهای مبتنی بر فشار، از معادله پیوستگی برای تصحیح مقدار فشار استفادهشده [۲۵] و به همین دلیل، این الگوریتمها نسبت به الگوریتمهای مبتنی بر چگالی در شبیهسازی جریانهای تراکمپذیر کمتر استفاده میشوند. بااینحال ازآنجایی که در عددهای ماخ پایین ارتباط بین سرعت و فشار نسبت به ارتباط بین چگالی و فشار قوی تر است [۲۶]، استفاده از الگوریتمهای مبتنی بر فشار باعث شده، که در حین حفظ پایداری مسئله این الگوریتمها برای گستره وسیعی از اعداد ماخ جواب مناسبی را ارائه دهند. اگرچه، با شروع اصلی کار توسط هارلو و آمسدن [۲۷]، الگوریتمهای مختلف مبتنی بر فشار برای جریانهای تراکمپذیر تک فاز بهویژه توسط دورمال و همکاران [۲۸]پیشنهادشده است، اخیراً دنر و همکاران[۹] در سال ۲۰۱۸، یک الگوریتم مبتنی بر فشار پایستاری را برای جریانهای سطحی تراکمپذیر در همه محدودههای سرعت پیشنهاد دادند.

مطابق آنچه ذکر شد، تقابل موج ضربهای با حباب علاوه بر کاربرد علمی که برای بررسی صحت نتایج حاصل از یک روش عددی جدید به کار گرفته میشود [۹ و ۱۵ و ۱۶ و ۲۹ و ۳۰]، کاربردهای مهندسی و پزشکی فراوانی

دارد [۳۳–۳۱]. هنگام برخورد یک موج ضربهای به حباب به دلیل تغییر در خواص مواد، مقداری از موج ضربهای در حباب نفوذ کرده، مقداری بازتاب شده و درصدی نیز از قسمتهای خارجی محل قرارگیری حباب عبور خواهد کرد [۳۴]. باتوجهبه نوع سیال به کاررفته شده در حباب، موج بازتابی میتواند تراکمی و یا انبساطی باشد [۱۵].

رودینگر و سومرز [۳۵] در سال ۱۹۶۰، از اولین افرادی بودند که تقابل موج ضربهای و حباب را به صورت تجربی در یک لوله شاک بررسی کردند. آنها ضمن ارائه یک مدل ساده برای سرعت نسبی حباب شتاب دادهشده، نشان دادند که سرعت نسبی، شکل و حجم حباب در دو حالت حضور و عدم حضور موج ضربهای در لوله شاک متفاوت است. هاس و استورتونت [۳۴] در سال ۱۹۸۶، برخورد موج ضربهای با حبابهای کروی و استوانهای شکل را بهصورت تجربی بررسی کردند بهطوری که نتایج حاصل از کار آنها تا به امروز بهعنوان منبع مناسبى جهت صحت سنجى كارهاى عددى بهحساب می آید. در پژوهش آن ها موج شاک واقع در هوا به هنگام عبور از مقطع جریان به صورت جداگانه در تقابل با حباب های هلیوم و  $R_{_{YY}}$  قرار گرفت و به علت متفاوت بودن رفتار آکوستیکی دو سیال، موج برخوردی، در هر حالت پیکربندی متفاوتی داشت. رانجان و همکاران [۳۶] در سالهای ۲۰۰۵ و ۲۰۰۷، نحوه رفتار حباب پس از برخورد با موج ضربه ای با عدد ماخ بالا را به صورت تجربی بررسی کردند. آن ها مشاهده کردند که در زمان طولانی پس از برخورد موج با حباب، سرعت انتقالی حباب به مقدار ثابتی خواهد رسید و در زمانهای طولانی تر بعد از برخورد، حلقههای گردابهای که باعث اختلاط بیشتر در میدان جریان می شود توسط موج ضربه ای ثانویه تشکیل خواهند شد.

انصاری و دارمی زاده [۱۵] در سال ۲۰۱۳، با استفاده از نتایج حاصل از آزمایش تجربی هاس و استورتونت [۳۴] مدل دو سیالی تراکمپذیر پیشنهادی خود را که برای طیف وسیعی از جریانهای دوفازی قابل استفاده است اعتبارسنجی کرده و مشاهده کردند که برای اعداد ماخ بالا نتایج حاصل از کار آنها با دقت بالایی با نتایج تجربی همخوانی دارد. مایکل و نیکی فراکیس [۳۱] در سال ۲۰۱۹، نحوه تغییرات دمای میدان جریان به هنگام ترکیدن حبابهای ناشی از پدیده کاویتاسیون در سیال نیترو متان در اثر توابل با موج ضربهای را بررسی کردند، آنها پس از اعتبارسنجی پژوهش خود با نتایج تجربی، تحلیلی و عددی موجود، نحوه تأثیر جهت انتشار موج و همچنین مقدار شدت موج ضربهای را بر روی تشکیل مکانهایی با درجه حرارت بالا در خارج از حباب، بررسی کردند. هدف اصلی کار آنها درک

<sup>1</sup> Density based algorithm

چگونگی ایجاد مکانهای بسیار داغ به هنگام مراحل اولیه اشتعال مواد منفجره بوده و اینکه این نقاط (دمابالا) چه نقشی را به هنگام انفجار ایفا می کنند. آنها با بررسی نحوه کاهش و یا افزایش دما توسط هر موج (اعم از عبوری، بازتابی و برخوردکننده) مشاهده کردند که میدان دمای ایجادشده در مطالعه آنها بسیار پیچیدهتر از کارهای گذشته بوده و علت آن نیز عدد ماخ بالا به هنگام برخورد جت سیال به حباب است. پن و همکاران [۳۳] در ۲۰۱۸، به شناسایی نحوه نفوذ حباب در سطح مشترک مایع – مایع زیست جایگزین ' به کمک موج ضربهای پرداختند. آنها با توجه به کارهای تجربی انجامشده در زمینه سوراخ کردن سلول زنده از طریق ترکیدن میکرو حباب، با در نظر گرفتن یک سطح مشترک صفحهای و کروی یکلایه و دولایه بین آب و ژلاتین، مدل عددی خود را اعمال کردند. پن و همکاران مشاهده کردند که پارامتر حداکثر فشار ایجادشده توسط موج ضربهای نهتنها عمق نفوذ در سطح مشترک بلکه اندازه آن را نیز کنترل می کند. دنر و همکاران[۹] در سال ۲۰۱۸، ضمن ارائه یک الگوریتم مبتنی بر فشار کاملا متصل ابرای جریانهای تراکمپذیر، نشان دادند که بدون استفاده از حلگر ریمان و تنها با یک روش گسسته سازی جدید سطح مشترک، همزمان با حفظ ویژگیهای آکوستیکی جریان نتایج بهدستآمده با نتایج تجربی [۳۴] با دقت خوبی همخوانی دارند. آنها مشاهده کردند که به هنگام برخورد موج شاک با حبابهای هلیوم و R<sub>۲۲</sub> میزان نوسانات روی سطح مشترک به روش گسسته سازی ترمهای موجود در معادلات وابسته بوده و باتوجهبه نوع روش گسسته سازی، این نوسانات کموزیاد خواهند شد. مظاهری و خدادادی آزادبنی [۳۷] در سال ۲۰۱۲، مسئله برخورد موج شاک با حباب را در دو حالت هندسه همگرا و واگرا (اعداد اتوود مثبت و منفی) شبیهسازی کردند. ایشان با بررسی دوبعدی آزمایش هاس و استورتونت بهصورت عددی، تأثیر لزجت فیزیکی بر روی رفتار حباب در زمانهای بعد از برخورد موج ضربهای به حباب و تفاوت بین نتایج حاصل از حل معادلات ناویر استوکس با نتایج حاصل از حل معادلات اویلر را بهخوبی نشان دادند. آنها برای این شبیهسازی یک حلگر تراکمپذیر دوفازی همراه با روش حجم سیال ۲ را در نرمافزار اوپنفوم ۲ توسعه دادند. بایا و لی [۳۸] در سال ۲۰۲۲، با استفاده از روش گالرکین<sup>ه</sup> ترکیبشده با روش سیال شبح<sup>2</sup>، همراه

با رویکرد سلول بریدهشده٬ جریانهای دوفازی تراکمپذیر با سطح مشترک آزاد را شبیهسازی کردند. آنها با استفاده از روش سطح تراز^ و با تعریف یک خط برش، سطح مشترک دو فاز را به صورت صریح تسخیر کردند. بایا و لى [٣٨] با استفاده از فناورى پالايش شبكه محاسباتي همراه با الگوريتم مبتنی بر چگالی، مسائل مختلف فیزیکی را بهمنظور بررسی پایداری روش ارائهشده، شبیهسازی کردند. آنها با بررسی مسئله برخورد موج ضربهای به حباب، مشاهده کردند که ضمن استفاده از حلگر ریمان هارتن، لکس و ون لیر ، هزینه محاسباتی شبیه سازی به دلیل استفاده از رویکرد سلول بریده شده کاهشیافته و نتایج بهدستآمده از این روش با نتایج پژوهشهای پیشین مطابقت دارند. موارد فوق، تنها نمونهای از کارهای انجامشده در زمینه مسئله برخورد موج ضربهای به حباب است. مطالعات پیشین بهخوبی نشان می دهند، مسئله برهمکنش موج ضربهای با حباب در جریانهای تراکمپذیر دو و یا چند فازی بسیار کاربردی بوده و اهمیت بالایی دارد. همان طور که ذکر شد، تاکنون کلیه کارهای صورت گرفته در مورد برهم کنش بین موج ضربهای با حباب بهوسیله برنامهنویسی یک روش عددی جدید، همراه با استفاده از الگوریتم مبتنی بر چگالی بوده که همزمان با افزایش هزینه محاسباتی، نیاز به استفاده از حل گرهایی همچون حلگر ریمان داشته است.

در این پژوهش سعی بر آن شد تا با استفاده از نرمافزار دینامیک سیالات محاسباتی فلوئنت<sup>۱۰</sup> نسخه ۲۰۲۱ و همچنین با استفاده از الگوریتم فشار مبنای کاملاً متصل، این مسئله کلاسیک شبیهسازیشده، تا تأثیر اندازه شبکه محاسباتی و روش گسسته سازی ترمهای جابهجایی در معادلات حاکم، بر نتایج تعیین شود. در الگوریتم مبتنی بر فشار کاملاً متصل در جریانهای دوفازی، سیستم معادلات کوپل شده پیوستگی، مومنتوم، انرژی و انتقال کسر حجمی باهم، در یک حلگر فشار مبنا حل خواهند شد. در این الگوریتم معادلات تصحیح فشار و مومنتوم به طور همزمان باهم حل شده و ردنهایت با تعیین مشخصات اصلی جریان، مقادیر باقی متنیرها میدان جریان جریان دوفازی هوا –  $R_{\gamma\gamma}$  و هوا– هلیوم، از روش حجم سیال برای تسخیر سطح مشترک دو فاز استفادهشده است. علت استفاده از روش حجم سیال برای تسخیر این است که ضمن دقت بالای آن در حفظ بقای جرم، این روش نسبت

1 Biomaterial- surrogate

<sup>7</sup> Cut cell

<sup>8</sup> Level set method

<sup>9</sup> Harten, Lax and van Lear Riemann Solver (HLL)

<sup>10</sup> FLUENT

<sup>2</sup> Fully Coupled Pressure Based Algorithm

<sup>3</sup> VOF method

<sup>4</sup> OpenFoam

<sup>5</sup> Galerkin method

<sup>6</sup> Ghost fluid

دارد. مشاهده شد که، استفاده از روش حجم سیال باعث خواهد شد نتایج بهدستآمده با دادههای تجربی و عددی همخوانی بسیار خوبی داشته باشند. در ادامه ضمن ارائه معادلات حاکم، مسئله برهمکنش موج ضربهای با حباب توضیح دادهشده و صحت نتایج بهدستآمده در مقایسه با نتایج تجربی و عددی موجود بررسیشده است.

# ۲- توضيح مسئله

همان طور که گفته شد مسئله برخورد موج ضربه ای با حباب علاوه بر استفاده در صحت سنجی الگوریتمها و روشهای عددی جدید، در علوم پزشکی و صنعتی در مواردی چون سیستمهای احتراق مافوق صوت، انفجار مواد با انرژی بالا و متلاشی نمودن سلولهای سرطانی و سنگ کلیه کاربرد فراوانی دارد. از آنجایی که در برخورد موج ضربه ای با حباب، چگالی و سرعت صوت در دو فاز پیوسته و ثانویه نقش مهمی را در تحلیل مسئله ایفا می کنند، نحوه انتشار موج ضربه ای پس از برخورد با حباب و نیز نحوه تغییر شکل موت در دو فاز پیوسته و ثانویه نقش مهمی را در تحلیل مسئله ایفا می کنند، موت در دو فاز پیوسته و ثانویه نقش مهمی را در تحلیل مسئله ایفا می کنند، موت در دو فاز پیوسته و ثانویه نقش مهمی را در تحلیل مسئله ایفا می کنند، نحوه انتشار موج ضربه ای پس از برخورد با حباب و نیز نحوه تغییر شکل می شود، وابسته است. حاصل ضرب سرعت صوت در هر فاز در چگالی آن، پارامتر اثر آکوستیکی آن فاز می باشد، باتوجه به اینکه اختلاف اثر آکوستیکی فاز پیوسته با فاز ثانویه ( $\Delta\Lambda$ )، مقدار مثبت و یا منفی داشته باشد، نحوه انتشار موج ضربه ای و نیز تغییر شکل حباب در اثر برخورد با موج ضربه ای معنواوت خواهد بود.

$$\Lambda_k = \rho_k a_k \tag{1}$$

در این مقاله برهمکنش بین موج ضربهای واقع در هوا با حبابهای  $R_{\gamma\gamma}$  و هلیوم بهصورت دوبعدی شبیهسازیشده است. این مسئله پیش از این توسط هاس و استروتوانت [۳۴] بهصورت تجربی و توسط دنر و همکاران [۳۴] بهصورت تعربی و توسط دنر و همکاران مسئله، شماتیک میدان محاسباتی در شکل ۱ نشان دادهشده است. مطابق با این شکل، جبهه موج با عدد ماخ ۱/۲۲ از سمت چپ بهسوی حبابی با قطر مطح مشترک حباب و هوا را تغییر میدهد. به دلیل متقارن بودن مسئله، سرای آنکه هزینه محاسباتی حل کاهش یابد تنها نیمی از میدان محاسباتی به مورد با آن ضمن عبور از حباب، شکل برای آنکه هزینه محاسباتی حل کاهش یابد تنها نیمی از میدان محاسباتی به سوی حبابی با قطر میله مسئله، شماتیک میدان محاسباتی در شکل ۱ نشان دادهشده است. مطابق با قطر این شکل، جبهه موج با عدد ماخ ۱/۲۲ از سمت چپ بهسوی حبابی با قطر مراح میلی متر حرکت کرده و پس از برخورد با آن ضمن عبور از حباب، شکل سطح مشترک حباب و هوا را تغییر میدهد. به دلیل متقارن بودن مسئله، سرای آنکه هزینه محاسباتی حل کاهش یابد تنها نیمی از میدان محاسباتی داده شده است.

این موج با سرعت  $_s^u$  به سمت راست حرکت کرده و به حبابی که مرکز آن در موقعیت F/Fd = x قرار دارد برخورد خواهد کرد. همان طور که در شکل ۱ مشخص است، موج ضربهای در ابتدای حل، میدان محاسباتی را به دو بخش قبل از موج و بعد از موج تقسیم کرده که شرایط هیدرودینامیکی هر قسمت، باتوجهبه روابط رانکین – هیوگونیوت در جدول ۱ بیان شده است. خواص ترموفیزیکی گازهای هوا،  $_{22}$  و هلیوم به همراه شرایط مرزی مسئله در جداول شماره ۲ و ۳ ارائه شده است. در حل مسئله تراکمپذیر بودن جریان لحاظ گردیده و از روش حجم سیال برای دنبال کردن سطح مشترک دو فاز به همراه الگوریتم مبتنی بر فشار کاملاً متصل استفاده شده است. به منظور پایداری در حل، برای تعیین گام زمانی مسئله، از عدد کورانت آکوستیکی مطابق رابطه (۲) استفاده شده است.

$$Co = \frac{a_{II\,air}\,\Delta t}{\Delta x} = 0.35\tag{(7)}$$

# ۳- معادلات حاکم

به دلیل کوچک بودن لزجت فیزیکی فازها و باتوجهبه اینکه مقیاس زمانی مسئله برخورد موج ضربهای به حباب بهمراتب از مقیاس زمانی مسئلههای مرسوم (که در حدود چند ثانیه یا چند دقیقه است)، کوچکتر است [۹]، میتوان از ترمهای لزجی واقع در معادلات حاکم بر حرکت سیال (تنشهای ویسکوز در معادله مومنتوم و اتلاف حرارتی ناشی از ویسکوزیته در معادله انرژی) صرفنظر کرد. به همین ترتیب ترم هدایت حرارتی نیز بر روند حل مسئله تأثیر چشمگیری نداشته و میتوان از آن صرفنظر کرد. لذا معادلات بقای حاکم بر جریان سیال در تمام سرعتها با فرض عدم وجود تنشهای ویسکوز و هدایت حرارتی معادلات اویلر هستند که شامل:

بقای جرم:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0 \tag{(7)}$$

بقای مومنتوم:

<sup>1</sup> Rankine-Hugoniot



شکل ۱. میدان محاسباتی مسئله برهم کنش موج ضربه ای با حباب. موج ضربه ای با ۱/۲۲ هدر موقعیت x=۳/۴d قرار گرفته است. ناحیه سایه خورده نشان دهنده حباب با قطر ۵۰ میلی متر بوده و مرکز آن در موقعیت x=۴/۴d قرار دارد.

Fig. 1. Computational domain of shock-bubble interaction problem. The shock wave is located at the x=3.4d position with M=1.22. The shadowed area represents the bubble with a 50 mm diameter and its center is located at the position x=4.4d.

جدول ۱. شرایط هیدرودینامیکی قبل و بعد موج ضربهای در حالت اولیه مسئله برهمکنش موج ضربهای با حباب

 Table 1. Hydrodynamic conditions before and after the shock wave in the initial state of the Shock Bubble Interaction problem.

كميت				ناحيه
P [Pa]	U [m/s ]	<i>V</i> [m/s ]	<i>T</i> [K]	—
109.5.	180/80	•	4.7/87	ناحیه پرفشار(I)
1.1820	•	•	۳۵۱/۸۲	ناحیه کمفشار(II)

### جدول ۲. خواص ترمودینامیکی گازهای به کار گرفته شده در شبیه سازی مسئله برخورد موج ضربه ای به حباب

Table 2. Thermodynamic properties of gases used in the simulation of the Shock-Bubble Interaction problem.

R <sub>rr</sub>	Не	Air	خواص ترموديناميكى
١/٢۴	1/84	١/۴٠	γ.
٩ • /٨٨۵	101/17	۲۸۸/۰	R <sub>.</sub>
•	•	•	$\pi_{\cdot}$

# جدول ۳. شرایط مرزی استفاده شده در شبیه سازی مسئله برخورد موج ضربه ای به حباب

Table 3. Boundary conditions used for the Shock Bubble Interaction problem simulation.

P [MPa]	$U[\frac{m}{s}]$	Т [К]	α[-]	شرط مرزی
***	U,	T	•	ورودی جریان
Р,,,	***	<i>T</i> <sub>11</sub>	•	خروجى جريان
***	$\frac{dU}{dx} = \cdot$	$\frac{dT}{dy} = \cdot$	***	ديوار
	$\frac{d\varphi}{dy} = \cdot$		***	تقارن
	غير ميدان جريان	مت $= \varphi$		

تبدیل شده و  $C_p = C_p$ است. در این مطالعه با به کارگیری روش حجم سیال برای تسخیر سطح مشترک بین دو سیال غیرقابل اختلاط، از یک میدان تابع رنگ  $\psi$  استفاده کرده که در رابطه (۱۰) ارائه شده است.

$$\psi(x) = \begin{cases} 0 & , x \in \Omega_a \\ l & , x \in \Omega_b \end{cases}$$
 (1.)

جایی که  $\Omega_a$  و  $\Omega_b$  زیر دامنههایی از دامنه مخلوط هستند که توسط فازهای a و  $\Omega_a$  و  $\lambda_b$  و  $\Omega_a$  در است که اجتماع این دو زیر دامنه، میدان حل مسئله است. سطح مشترک بین دو فاز جایی است که در هر سلول مقدار  $V > \Psi > \cdot$  قرار دارد. به دلیل اینکه سطح مشترک، یک انتشار روبهجلوی مادی توسط جریان سیال است، تابع رنگ  $\Psi$  از طریق سرعت جریان سیال توسط رابطه (۱۱) جابجا می شود.

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + u_i \frac{\partial \psi}{\partial x_i} = 0 \tag{11}$$

در یک میدان جریان دوفازی برای تعیین خواص مخلوط از رابطه (۱۲) استفاده می شود.

$$\phi = \psi \phi_b + (1 - \psi) \phi_a \tag{17}$$

بهمنظور تعیین دقت حل مسئله توسط نرمافزار فلوئنت، معیارهای همگرایی در نظر گرفتهشده برای شبیهسازی مسئله برخورد موج ضربهای به حباب، در جدول ۴ ارائهشده است.

# ۴- نتايج

همان طور که در بخش مقدمه توضیح داده شد، در سالهای اخیر به دلیل دشواری بررسی آزمایشگاهی پدیده برهمکنش موج ضربهای با حباب، این مسئله به روشهای گوناگونی شبیهسازی شده است. در این بخش از مقاله نتایج حاصل از شبیهسازی عددی مسئله برخورد موج ضربهای به حباب با استفاده از الگوریتم مبتنی بر فشار کاملاً متصل در نرمافزار فلوئنت حباب با استفاده از الگوریتم مبتنی بر فشار کاملاً متصل در نرمافزار فلوئنت بررسی شده و صحت نتایج به دستآمده از پژوهش حاضر، با استناد به نتایج پژوهش تجربی هاس و استروتوانت [۳۳] و نیز نتایج پژوهش عددی دنر و همکاران [۳۹] تأییدشده است. باتوجه تصاویر ۴و۵ که نتایج به دست آمده از

$$\frac{\partial \rho u_j}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_i} = -\frac{\partial P}{\partial x_j} \tag{(f)}$$

بقاي انرژي:

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i h}{\partial x_i} = \frac{\partial P}{\partial t} \tag{(a)}$$

که

$$h = c_p T + \frac{u^2}{2} \tag{8}$$

با توجه به معادلات بالا از نیروی جاذبه در شبیه سازی مسئله صرف نظر شده و ترم کشش سطحی بین دو فاز نیز به دلیل استفاده از مدل دوفازی تک فشار، در معادلات مومنتوم لحاظ نشده است. در این مطالعه از معادله حالت استیفند<sup>۱</sup> برای تعریف خواص ترمودینامیکی جریان سیال استفاده شده است. ارتباط بین چگالی و فشار مطابق با این معادله در رابطه (۲) نشان داده شده است.

$$\rho = \frac{P + \gamma_0 \pi_0}{R_0 T} \tag{Y}$$

جایی که م. ۳۰ ثابت فشار وابسته به نوع سیال است. برای محاسبه سرعت صوت، مطابق با رابطه (۸) میتوان این سرعت را بهصورت تابعی از دما و یا تابعی از فشار در نظر گرفت.

$$a = \sqrt{(\gamma_0 - I)c_p T}, a = \sqrt{\gamma_0 \frac{P + \pi_0}{\rho}}$$
(A)

ظرفیت گرمای ویژه در فشار ثابت با استفاده از رابطه (۹) محاسبه می شود.

$$c_p = c_{p0} \frac{P + \pi_0}{P + \gamma_0 \pi_0} \tag{9}$$

برای  $\pi_{\cdot} = \cdot$ ، معادله حالت استیفند به معادله حالت گاز ایده آل

<sup>1</sup> Stiffened State Eq

جدول ۴. معیارهای همگرایی در شبیهسازی مسئله برخورد موج ضربهای به حباب با استفاده از نرمافزار فلوئنت

 

 Table 4. Convergence criteria in simulating the problem of the Shock-Bubble Interaction by using Fluent software.

باقيمانده	معادله
1×1 <sup>F</sup>	پيوستگى
۱×۱۰ <sup>-۶</sup>	مومنتوم
<i>۱×۱۰-</i> ۲	انرژی
<i>۱×۱۰-۶</i>	انتقال کسر حجمی

جدول ۵. میزان خطای ماکزیمم نتایج پژوهش حاضر در مقایسه با نتایج عددی دنر و همکاران [۹]برای حباب R<sub>۲۲</sub>

 Table 5. The maximum error rate of the results of the present study compared to the numerical results of Denner et al. [9] for the R22 bubble.

طرح گسسته سازی معادلات حاکم	چگالی [ <mark>kg</mark> m <sup>۲</sup>	فشار [MPa]	سرعت [ <mark>m</mark> ]	محققين
مينمود	4/84	•/77•7	۱٩٠/٧۵	دنر و همکاران [۹]
آپویند مرتبه اول	۴/۸۱	•/5115	180/08	شبیهسازی حاضر
	٣/۶	۴/۰	٨/٢	درصد خطا٪

روش گسسته سازی بالادست مرتبه اول به ازای اندازه شبکه محاسباتی  $\left(\frac{d}{1-2}\right) = \Delta x$ ) را نشان میدهند، مشخص است که در زمانهای det ( $\frac{d}{7..cell}$ ) را نشان میدهند، مشخص است که در زمانهای طولانی پس از برخورد موج ضربهای به حباب، پیکربندی موجهای بازتابی زمانهای مختلف متفاوت باشد. در این مقاله با استفاده از روش گسسته سازی بالادست مرتبه اول که حداقل دقت ممکن را دارد، مسئله برخورد موج ضربهای به میابی بیداری به می موجهای بازتابی رمانهای مسته که معاور موج زمانهای میزان می مختلف متفاوت باشد. در این مقاله با استفاده از روش گسسته می مربه ای بالادست مرتبه اول که حداقل دقت ممکن را دارد، مسئله برخورد موج ضربهای به حباب با نرمافزار فلوئنت شبیه سازی شده و نتایج به دست آمده مطابق با تصاویر ۲–۵ با نتایج تجربی و عددی تطابق بالایی دارند. همچنین میزان بیشینه خطای نتایج پژوهش حاضر در مقایسه با نتایج گزارش شده توسط دنر و همکاران [۹]، در جدول۵

باتوجهبه دقت پایین روش گسسته سازی بالادست مرتبه اول، ناپایداریهای روی سطح مشترک دو فاز در زمانهای بعد از برخورد که به علت برهمکنش موج ضربهای با حباب ایجاد می شوند به خوبی مشخص نشده و سطح مشترک به دلیل پخش عددی<sup>۲</sup> بالای روش گسسته سازی، ضخامتی بیش از حد معمول دارد. با این حال همان طور که در تصویر ۳ مشخص است،

این روش مشابه با روشهای دارای دقت مرتبه بالاتر، در دنبال کردن امواج بازتابی و عبوری بهخوبی عمل کرده، بهطوریکه نتایج پژوهش حاضر با نتایج پژوهشهای عددی دیگر [۱۵ و ۴۰ و ۴۱] که از الگوریتم مبتنی بر چگالی برای بررسی مسئله خود استفاده کردهاند، تطابق بالایی دارند.

همان طور که ذکر شد در این مقاله به بررسی تأثیر ابعاد شبکه محاسباتی و نیز تأثیر روش گسسته سازی ترمهای موجود در معادلات حاکم، بر نتایج حاصل از حل مسئله تقابل موج ضربهای با حباب پرداخته شده است. در ادامه برای دو حباب هلیوم و  $\mathbf{R}_{\gamma\gamma}$  که رفتار آکوستیکی متفاوتی به هنگام برخورد با موج ضربهای موجود در هوا دارند، تأثیر پارامترهای مشخص شده بررسی گردیده و نتایج ارائه شده است. عدد بی بعد اتوود (<u> $P_1 - P_1 = P_1$ </u>) بررسی گردیده و نتایج ارائه شده است. عدد بی بعد اتوود (<u> $P_1 - P_1 = P_1$ </u>) در مکانیک سیالات برای بررسی ناپایداری های هیدرودینامیکی استفاده می شود، می توان از این عدد در مسئله برخورد موج ضربه ای به حباب نیز به دلیل ایجاد ناپایداری های کلوین – هلمهولتز<sup>\*</sup> و ریچتمایر مشکوو<sup>ه</sup> استفاده کرد. مطابق آنچه گفته شد، در تقابل موج ضربه ای با حباب میزان اختلاف

l Upwind

<sup>2</sup> Numerical Diffusion

<sup>3</sup> Atwood number

<sup>4</sup> Kelvin-Helmholtz instability

<sup>5</sup> Richtmyer–Meshkov instability



۳۶۷ شکل ۲. الف) نمودار فشار ب) نمودار چگالی ج) نمودار سرعت، حاصل از برخورد موج ضربهای (M=1/۲۲) به حباب  $R_{\gamma\gamma}$  در زمان ۲۴۷ میکروثانیه در راستای طول کانال(محور x) در فاصله عمودی y = +/++ y متر از محور تقارن و مقایسه نتایج به دست آمده با نتایج حاصل از پرکروثانیه در راستای طول کانال(محور x) در فاصله عمودی y = +/++ y متر از محور تقارن و مقایسه نتایج به دست آمده با نتایج حاصل از پرکروثانیه در راستای طول کانال

Fig. 2. a) Pressure diagram b) Density diagram c) Velocity diagram, resulting from the interaction of the shock wave (M=1.22) with the R22 bubble in 247 microseconds along the length of the channel (x-axis) at a vertical distance of y=0.002 meters From the axis of symmetry and comparing the obtained results with the results obtained from the numerical research of Denner et al. [9] in 2018.



شکل ۳. مقایسه کیفی کانتور گرادیان چگالی بهدستآمده از پژوهش حاضر (استفاده از الگوریتم مبتنی بر فشار) با پژوهشهای عددی پیشین (استفاده از الگوریتم مبتنی بر چگالی)، در مسئله برخورد موج شاک به حباب R<sub>۲۲</sub> به ازای زمان ۲۴۷ میکروثانیه ، در این حالت جهت انتشار موج از راست به چپ است.

Fig. 2. Qualitative comparison of the density gradient contour obtained from the present research (using the pressure-based algorithm) with previous numerical researches (using the density-based algorithm), in the problem of the shock wave interaction with the R22 bubble at the time of 247 microseconds, in this case in the direction of propagation wave is from right to left.



+ موج بازتابی از سطح مشترک دو فاز، \*\* موج بازتابی از سطح دیواره، × موج عبوری از حباب، \* موج برخوردی به حباب

شکل ۴. مقایسه کیفی کانتور گرادیان چگالی بهدستآمده از پژوهش حاضر (چپ) با نتایج پژوهش تجربی هاس و استروتوانت (راست) در مسئله برخورد موج ضربهای (M=1/۲۲) به حباب RT۲ در زمانهای الف)۱۱۵ میکروثانیه، ب)۱۸۷ میکروثانیه، ج)۲۴۷ میکروثانیه، د میکروثانیه، ه) ۴۱۷ میکروثانیه، در این حالت جهت انتشار موج از راست به چپ است.

Fig. 4. Qualitative comparison of the density gradient contour obtained from the present research (left) with the experimental research results of Haas and Sturtevant (right) in the problem of the shock wave interaction (M=1.22) with R22 bubble at times a) 115 microseconds, b) 187 microseconds, c) 247 microseconds, d) 342 microseconds, e) 417 microseconds, in this case, the wave propagation direction is from right to left.



+ موج بازتابی از سطح مشترک دو فاز، \*\* موج شکسته شده در حباب، × موج عبوری از حباب، \* موج برخوردی به حباب

شکل ۵. مقایسه کیفی کانتور گرادیان چگالی بهدستآمده از پژوهش حاضر(چپ) با نتایج پژوهش تجربی هاس و استروتوانت(راست) در مسئله برخورد موج ضربهای(M=1/۲۲) به حباب He در زمانهای الف)۵۲ میکروثانیه، ب)۶۲ میکروثانیه، ج)۸۲ میکروثانیه، د)۲۴۵ میکروثانیه، ه)۴۲۷ میکروثانیه، در این حالت جهت انتشار موج از راست به چپ است.

Fig. 5. Qualitative comparison of the density gradient contour obtained from the present research (left) with the experimental research results of Haas and Sturtevant (right) in the problem of the shock wave interaction (M=1.22) with He bubble at times a) 52 microseconds, b) 62 microseconds, c) 82 microseconds, d) 245 microseconds, e) 427 microseconds, in this case, the wave propagation direction is from right to left.



شکل ۶. نمودار فشار حاصل از حل مسئله برخورد موج ضربه ی (M=1/۲۲) به حباب R۲۲ (تصویر چپ) و حباب هلیوم(تصویر راست) با استفاده از روش بالادست مرتبه اول، به ازای زمان های مختلف در راستای طول کانال (محور x) و در فاصله عمودی y=+/++۲ متر از محور تقارن .

Fig. 6. Pressure diagram resulting from solving the problem of the shock wave interaction (M=1.22) with R22 bubble (left image) and helium bubble (right image) using the first-order upwind method, for different times along the length of the channel (x-axis) and at the vertical distance of y=0.002 meters from the axis of symmetry.

> اثر آکوستیکی فاز پیوسته و ثانویه بر چگونگی رفتار موج پس از برخورد و نیز نحوه تغییر شکل سطح مشترک دو فاز مؤثر است. باتوجه به شکل ۴ استفاده از حباب R۲۲ با عدد اتوود مثبت(A>) و نیز اختلاف اثر آکوستیکی مثبت $(\Delta > )$  به عنوان فاز ثانویه، سبب می شود که موج ضربهای واقع در هوا پس از برخورد با حباب در آن نفوذ کرده و به دلیل سرعت پایین صوت در محیط حباب R۲۲ ، موج نفوذی از موج عبوری عقب بماند. همان طور که در شکل ۶ در زمانهای اولیه برخورد موج ضربهای به حباب مشاهده می شود، موج بازتابی پس از برخورد با حباب R۲۲ به دلیل بقای تعادل مکانیکی در سطح مشترک دو فاز، یک موج تراکمی بوده و باعث شده فشار میدان جریان در پشت حباب افزایش یابد.

> درصورتی که از حباب هلیوم به عنوان فاز ثانویه در مسئله تقابل موج شاک با حباب استفاده شود، به علت اینکه این ماده در مقایسه با هوا چگالی کمتری دارد، عدد بی بعد اتوود منفی شده( $A^{<}$ ) و اختلاف اثر آکوستیکی نیز در این حالت منفی( $\Delta\Lambda^{<}$ ) است. مطابق شکل ۵ به هنگام برخورد موج ضربه ای به حباب هلیوم ، بخشی از موج در آن نفوذ می کند. به دلیل اینکه سرعت صوت در محیط حباب هلیوم از سرعت صوت در هوا بیشتر است، موج نفوذی نسبت به موج عبوری پیشروی بیشتری دارد. باتوجه به مقدار عدد اتوود در این حالت، بخشی از موج که به هنگام برخورد به حباب در زمان های

اولیه، در میدان جریان بازتاب می شود برای آنکه تعادل مکانیکی در سطح مشترک دو فاز را ارضا کند یک موج انبساطی بوده (شکل ۶) و باعث منبسط شدن میدان جریان در پشت حباب خواهد شد. ۴- ۱- تأثیر ابعاد شبکه محاسباتی

همان طور که در بخش معادلات حاکم ذکر شد، در این مقاله برای حل مسئله برخورد موج ضربهای به حباب از معادلات اویلر استفاده شده است. به دلیل وجود ترمهای جابجایی در معادلات حاکم، نیاز است این ترمها بهوسیله یک روش کاهش تغییرات کلی<sup>۱</sup> گسسته سازی شوند تا نوسانات غیرواقعی در سطح مشترک دو فاز به وجود نیاید. روش گسسته سازی بالادست مرتبه اول یک روش کاهش تغییرات کلی است، لذا در این مقاله از این روش برای گسسته سازی ترمهای جابجایی موجود در معادلات حاکم استفاده شده است. پخش عددی در مسئله اضافه شده و عملاً نتایج به دست آمده همان نتایج محاصل از حل معادلات ناویر استوکس می باشند. از آنجایی که ابعاد شبکه محاسباتی استفاده شده در حل مسئله، در میزان پخش عددی تأثیرگذار هستند، می توان با کاهش ابعاد شبکه محاسباتی مقدار پخش عددی را تا حد

1 Total Variation Diminishing (TVD) method



شکل ۷. نتایج عددی مقدار چگالی در مسئله برخورد موج ضربهای به حباب R۲۲ در زمان ۲۴۷ میکروثانیه، در شبکههای مختلف محاسباتی، الف) نمای کلی ب) بزرگنمایی شده.

Fig. 7. Numerical results of the density value in the problem of shock wave interaction with the R22 bubble at 247 microseconds, in different computing mesh sizes, a) general view b) magnified view.

مشترک دو فاز را بهخوبی تسخیر کرد، سلولهای محاسباتی میبایست به حد کافی کوچک باشند. در این مقاله ابعاد شبکه محاسباتی برحسب تعداد سلول قرار گرفته شده در قطر اولیه حباب تعیین شده است.

$$\Delta x = \Delta y = \frac{d_0}{cell \ number} \tag{17}$$

که d قطر اولیه حباب بوده و برابر ۵۰ میلی متر است. به منظور بررسی تأثیر ابعاد شبکه محاسباتی بر نتایج حاصل از حل مسئله برخورد موج ضربه ای به حبابهای هلیوم و R۲۲ ، ابعاد شبکه محاسباتی به ترتیب با قرار دادن تعداد ۲۰۰،۲۰۰،۲۰۰و ۴۰۰ سلول در قطر اولیه حباب مشخص شده است. شکلهای ۷ تا ۹ نتایج حاصل از این بررسی را به ازای زمانهای مختلف نشان می دهند. در بررسی استقلال حل از شبکه، برای مسئله هوا – R۲۲ ، مقدار پارامتر چگالی میدان جریان، به ازای ابعاد مختلف شبکه محاسباتی در یکزمان معین باهم مقایسه شده است. توزیع متغیر یادشده در امتداد طول لوله شاک در فاصله عمودی ۲۰۲۰– $\gamma$  متر از محور تقارن بررسی شده و نتایج در زمان ۲۴۷ میکروثانیه پس از برخورد موج ضربه ای به حباب در

شکل ۷ نشان داده شده است. مطابق آنچه انتظار می فت با کاهش ابعاد شبکه محاسباتی میزان پخش عددی کمتر شده و ضخامت سطح مشترک دو فاز باریکتر خواهد شد. موجهای عبوری، بازتابی و نفوذی نیز به دلیل افزایش دقت، علاوه بر واضحتر شدن، به نتایج پژوهش تجربی نزدیکتر شده دهمچنین افزایش تعداد سلولهای محاسباتی تا تعداد ۳۰۰ سلول (در قطر اولیه حباب)، بر نتایج حل تأثیر زیادی داشته و با کاهش بیشتر ابعاد شبکه محاسباتی به ازای روش گسسته سازی بالادست مرتبه اول عملاً در نتایج تغییری حاصل نمی شود. باتوجه به کانتور گرادیان چگالی برای هر دو به حباب هلیوم و ۲۲۳، مشاهده می شود که در زمان های بعد از برخورد موج به حباب در سطح مشترک دو فاز، در اثر اختلاف چگالی و سرعت دو فاز ناپایداری کلوین هلمهولتز به وجود آمده و این ناپایداری هیدرودینامیکی به ازای شبکه محاسباتی درشت ر به دلیل دقت کم روش گسسته سازی بالادست مرتبه اول به خوبی تسخیر نشده است.

# ۴- ۲- تأثیر روش گسسته سازی

روش گسسته سازی بالادست مرتبه اول قدیمی ترین روش گسسته سازی ترمهای جابجایی معادلات حاکم است که به دلیل پایداری، استفاده



ُ آغاز شکل گیری ناپایداری کلوین هلمهولتز

شکل ۸. کانتور اندازه گرادیان چگالی و بررسی تأثیر اندازه شبکه محاسباتی (Δx = d₀ cell number ( میکروثانیه، ج) ۲۸ میکروثانیه، ج) ۲۴۷ میکروثانیه، ج) ۲۴۷ میکروثانیه، د) ۴۱۷ میکروثانیه با استفاده از روش گسسته سازی بالادست مرتبه اول.

Fig. 8. The contour of density gradient and investigation of the effect of computational grid size ( $\Delta x = \frac{d_o}{cell number}$ ) on the results of solving the problem of the shock wave interaction (M=1.22) with R22 bubble at times a) 135 microseconds, b) 187 microseconds, c) 247 microseconds, d) 417 microseconds using the first-order upwind discretization method.



آغاز شکل گیری ناپایداری کلوین هلمهولتز

شکل ۹. کانتور اندازه گرادیان چگالی و بررسی تأثیر اندازه شبکه محاسباتی (Δx =  $\frac{d_o}{cell \; number}$ ) بر نتایج حاصل از حل مسئله برخورد موج ضربهای (M=1/۲۲) به حباب He در زمان های الف) ۵۲ میکروثانیه، ب) ۸۲ میکروثانیه، ج) ۲٤٥ میکروثانیه، د) ٤٢٧ میکروثانیه با استفاده از روش گسسته سازی بالادست مرتبه اول.

Fig. 9. The contour of density gradient and investigation of the effect of computational grid size ( $\Delta x = \frac{d_o}{cell number}$ ) on the results of solving the problem of shock wave interaction (M=1.22) with He bubble at times a) 52 microseconds, b) 82 microseconds, c) 245 microseconds, d) 427 microseconds using the first-order upwind discretization method.



شکل ۱۰. کانتور اندازه گرادیان چگالی و بررسی تأثیر روش گسسته سازی ترمهای موجود در معادلات حاکم، بر نتایج حاصل از حل مسئله برخورد موج ضربهای (۲/۲۲ (M=1/۲۲) به حباب هلیوم در زمانهای الف) ۶۲ میکروثانیه، ب) ۱۰۲ میکروثانیه، ج) ۲۴۵ میکروثانیه، د) ۴۲۷ میکروثانیه .

Fig. 10. The contour of density gradient and the effect of the discretization method of the convective terms in the governing equations on the results of solving the shock wave interaction (M=1.22) with the helium bubble problem, at times a) 62 microseconds, b) 102 microseconds, c) 245 microseconds, d) 427 microseconds.

بسیاری برای شبیهسازی عددی دارد. عمدهترین ضعف این روش باتوجهبه دقت کم آن، افزایش میزان پخش عددی در نتایج حل است. باتوجهبه اینکه برقراری تعادل بین دقت حل و هزینه محاسباتی دشوار است، مطابق آنچه در بخش قبلی ذکر شد، با کاهش ابعاد شبکه محاسباتی میتوان میزان پخش عددی را تا حد قابل قبولی کاهش داد. درروش گسسته سازی بالادست مرتبه اول، مقادیر کمیتهای جریان روی صفحات هر سلول شبکه محاسباتی بسته به جهت جریان، از مقادیر کمیتهای محاسبهشده برای مرکز آن سلول، به دست میآیند.

$$\varphi_e = \begin{cases} \varnothing_P, & u > 0 \\ \varnothing_E, & u < 0 \end{cases}$$
(14)

در مسائل برهم کنش موج ضربهای با حباب، بااینکه روش بالادست مرتبه دوم از دقت بالاتری برخوردار است، به دلیل اینکه این روش از دسته روشهای کاهش تغییرات کلی نبوده و در سطح مشترک دو فاز ناپایداری

غیرواقعی ایجاد می کند، برای شبیه سازی عددی چنین مسائلی از آن کمتر استفاده می شود. در این روش برای تعیین مقادیر کمیت های جریان روی صفحات هر سلول محاسباتی از درونیابی استفاده شده و مقدار هر کمیت به مقدار آن کمیت در مرکز دو سلول قبل تر وابسته هستند.

$$\varphi_{e} = \begin{cases} \frac{3}{2} \varnothing_{P} - \frac{1}{2} \varnothing_{W}, u > 0\\ \frac{3}{2} \varnothing_{E} - \frac{1}{2} \varnothing_{EE}, u < 0 \end{cases}$$
(10)

در این بخش از مقاله، مقایسه نتایج حاصل از حل مسئله برخورد موج ضربهای به حبابهای هلیوم و  $\mathbf{R}$ ۲۲ به ازای دو روش گسسته سازی بالادست مرتبه اول و دوم در شکلهای ۱۰ و ۱۱ نشان دادهشده است. همان طور که مشاهده می شود با استفاده از شبکه محاسباتی  $\Delta x = \frac{d}{\mathbf{r} \cdot cell}$ ، در زمان های ابتدایی برخورد موج به حباب، رفتار دو روش گسسته سازی در حل مسئله تقریباً یکسان بوده و باگذشت زمان در صورت استفاده از روش



شکل ۱۱. کانتور اندازه گرادیان چگالی و بررسی تأثیر روش گسسته سازی ترمهای موجود در معادلات حاکم، بر نتایج حاصل از حل مسئله برخورد موج ضربهای(M=1/۲۲) به حباب در زمانهای الف) ۱۱۵ میکروثانیه، ب) ۱۸۷ میکروثانیه، ج) ۲۴۷ میکروثانیه، د) ۴۱۷ میکروثانیه .

Fig. 11. The contour of density gradient and the effect of the discretization method of the convective terms in the governing equations on the results of solving the shock wave interaction (M=1.22) with the R22 bubble problem, at times a) 115 microseconds, b) 187 microseconds, c) 247 microseconds, d) 417 microseconds.

گسسته سازی بالادست مرتبه دوم، در سطح مشترک دو فاز ناپایداریهای کلوین- هلمهولتز افزایشیافته و سطح مشترک دو فاز دچار تغییر شکل بیشتری شده است. همچنین مشاهده میشود که با تغییر روش گسسته سازی به بالادست مرتبه دوم، پخش عددی حل از بین رفته و ضخامت موجهای بازتابی، عبوری و برخوردی کمتر شده و این موجها در کانتور گرادیان چگالی واضحترند.

# ۵- بحث و نتیجهگیری

در این مقاله مسئله برخورد موج ضربهای به حباب توسط نرمافزار دینامیک سیالات محاسباتی فلوئنت (۲۰۲۱) با استفاده از الگوریتم مبتنی بر فشار کاملاً متصل و نیز روش حجم سیال، شبیهسازی شده است. هدف اصلی این پژوهش شبیهسازی مسئله جریان دوفازی تراکم پذیر بدون استفاده از الگوریتمهای مبتنی بر چگالی بوده تا هزینه محاسباتی ناشی از شبیهسازی چنین مسائلی، ضمن حفظ دقت حل کاهش یابد. مشاهده شد که نتایج بهدست آمده با استفاده از الگوریتم مبتنی بر فشار با نتایج تجربی و عددی مطابقت بالایی داشته و همزمان ضمن حل مسئله با دقت بالا، به دلیل عدم

محاسباتی شبیهسازی تا حد زیادی کاهش مییابد. سپس در این پژوهش نحوه تقابل موج ضربهای با حبابهای هلیوم و R۲۲ بررسی گردید و تأثیر ابعاد شبکه محاسباتی و نیز روش گسسته سازی ترمهای موجود در معادلات حاکم، بر نتایج بهدستآمده از حل مشخص شد. مشاهده شد که با کاهش ابعاد شبکه محاسباتی، میزان پخش عددی ناشی از روش گسسته سازی بالادست مرتبه اول در نتایج حل کاهش یافته و نحوه تعامل موج ضربهای با حباب به نتایج تجربی نزدیکتر می گردد. با کاهش ابعاد شبکه محاسباتی ناپایداری های روی سطح مشترک دو فاز نمایان شده ولی این ناپایداری ها، به دلیل دقت کم روش گسسته سازی با نتایج پژوهشهای پیشین اختلاف دارد. بااین حال با استفاده از روش گسسته سازی بالادست مرتبه اول، تسخیر امواج بازتابی، عبوری و برخوردی در این پژوهش مشابه با نتایج بهدست آمده از روشهای گسسته سازی با دقت بالا بوده و تنها به دلیل وجود پخش عددی، امواج ضخامت بیشتری دارند. شبیهسازی مسئله برهمکنش موج ضربهای با حباب با استفاده از روش گسسته سازی بالادست مرتبه دوم (به این دلیل که این روش از دسته روشهای کاهش تغییرات کلی نیست)، باعث شد در سطح مشترک دو فاز ناپایداریهای غیرواقعی نمایان شده و نحوه تغییر شکل سطح مشترک با نتایج تجربی متفاوت باشد. با مقایسه نتایج

بهدست آمده از دو روش گسسته سازی بالادست مرتبه اول و دوم مشاهده شد که در زمانهای ابتدایی پس از برخورد موج با حباب نتایج ناشی از دو روش باهم برابر بوده و باگذشت زمان و نفوذ بیشتر موجهای عبوری و بازتابی در حباب، نتایج دو روش از هم فاصله میگیرند و پیکربندی ناپایداریهای روی سطح مشترک دو فاز متفاوت خواهند بود. تنها مزیت استفاده از روش مسته سازی بالادست مرتبه دوم این است که در نواحی دور از سطح مشترک، موجهای بازتابی و عبوری را با دقت بالاتری و بدون پخش عددی تسخیر میکند. باتوجهبه موارد ذکرشده در مسئله برهمکنش موج ضربهای با حباب درصورتی که روش گسسته سازی مورداستفاده به گونهای باشد که در سطح مشترک دو فاز از دقت مرتبه اول برخوردار بوده و در نواحی دور از سطح مشترک دو ناز از مرتبه دو و بالاتر باشد، ضمن حفظ پایداری در حل، نتایج بهدست آمده از شبیه سازی با چنین روش گسسته سازی، با نتایج

A	عدد بىبعد اتوود
а	سرعت صوت، m/s
Со	عدد بىبعد كورانت
$\mathcal{C}_p$	گرمای ویژه در فشارثابت،J/kgK
d	قطر حباب،m
h	آنتالپی ویژه کل، J/kg
R	ثابت گاز، J/kgK
и	میدان سرعت ، m/s
Р	فشار ميدان جريان،Pa
Т	دمای میدان جریان،K
t	زمان، S
x	موقعیت مکانی در راستای افقی، m
У	موقعیت مکانی در راستای عمودی، m
	فهرست علائم يونانى
ρ	چگالی، <sup>۳</sup>
Λ	پارامتر اثر اکوئستیکی، kg/m <sup>۲</sup> s
γ	نسبت گرمای ویژه
π	نابت معادله استيفند وابسته به فشار، Pa

ψ	تابع رنگ
$\varphi$	خاصيت جريان
	زيرنويسها
S	جبهه موج
Ι	بعد از شاک
II	قبل از شاک
•	شرايط اتمسفري و اوليه
b	فاز ثانويه
а	فاز اوليه
k	فاز

تجربى تطابق بسيار بالايي خواهد داشت.

۶- فهرست علائم

## منابع

- D. Ranjan, J. Oakley, R. Bonazza, Shock-bubble interactions, Annual Review of Fluid Mechanics, 43 (2011) 117-140.
- [2] N.J. Zabusky, Vortex paradigm for accelerated inhomogeneous flows: Visiometrics for the Rayleigh-Taylor and Richtmyer-Meshkov environments, Annual review of fluid mechanics, 31(1) (1999) 495-536.
- [3] F. MARBLE, E. ZUKOSKI, J. Jacobs, G. Hendricks, Shock enhancement and control of hypersonic mixing and combustion, in: 26th Joint Propulsion Conference, 1990, pp. 1981.
- [4] J. Yang, T. Kubota, E.E. Zukoski, A model for characterization of a vortex pair formed by shock passage over a light-gas inhomogeneity, Journal of Fluid Mechanics, 258 (1994) 217-244.
- [5] M. Delius, F. Ueberle, W. Eisenmenger, Extracorporeal shock waves act by shock wave-gas bubble interaction, Ultrasound in medicine & biology, 24(7) (1998) 1055-1059.

- [17] G. Perigaud, R. Saurel, A compressible flow model with capillary effects, Journal of Computational Physics, 209(1) (2005) 139-178.
- [18] M.R. Baer, J.W. Nunziato, A two-phase mixture theory for the deflagration-to-detonation transition (DDT) in reactive granular materials, International journal of multiphase flow, 12(6) (1986) 861-889.
- [19] A. Murrone, H. Guillard, A five equation reduced model for compressible two phase flow problems, Journal of Computational Physics, 202(2) (2005) 664-698.
- [20] G. Allaire, S. Clerc, S. Kokh, A five-equation model for the numerical simulation of interfaces in two-phase flows, Comptes Rendus de l'Académie des Sciences-Series I-Mathematics, 331(12) (2000) 1017-1022.
- [21] E.F. Toro, M. Spruce, W. Speares, Restoration of the contact surface in the HLL-Riemann solver, Shock waves, 4(1) (1994) 25-34.
- [22] E.F. Toro, The Riemann problem for the Euler equations, in: Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics, Springer, 2009, pp. 115-162.
- [23] K.-M. Shyue, A volume-fraction based algorithm for hybrid barotropic and non-barotropic two-fluid flow problems, Shock Waves, 15(6) (2006) 407-423.
- [24] D.R. van der Heul, C. Vuik, P. Wesseling, A conservative pressure-correction method for flow at all speeds, Computers & Fluids, 32(8) (2003) 1113-1132.
- [25] P. Wesseling, Principles of computational fluid dynamics, Springer Science & Business Media, 2009.
- [26] F. Moukalled, L. Mangani, M. Darwish, The finite volume method, in: The finite volume method in computational fluid dynamics, Springer, 2016, pp. 103-135.
- [27] F.H. Harlow, A.A. Amsden, A numerical fluid dynamics calculation method for all flow speeds, Journal of Computational Physics, 8(2) (1971) 197-213.
- [28] J. Van Doormaal, G. Raithby, B. McDonald, The segregated approach to predicting viscous compressible fluid flows, (1987).
- [29] R.R. Nourgaliev, T.-N. Dinh, T.G. Theofanous, Adaptive

- [6] W. Eisenmenger, The mechanisms of stone fragmentation in ESWL, Ultrasound in medicine & biology, 27(5) (2001) 683-693.
- [7] U. Hwang, K.A. Flanagan, R. Petre, CHANDRA X-ray observation of a mature cloud-shock interaction in the bright eastern knot region of Puppis A, The Astrophysical Journal, 635(1) (2005) 355.
- [8] J. Lindl, Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain, Physics of plasmas, 2(11) (1995) 3933-4024.
- [9] F. Denner, C.-N. Xiao, B.G. van Wachem, Pressurebased algorithm for compressible interfacial flows with acoustically-conservative interface discretisation, Journal of Computational Physics, 367 (2018) 192-234.
- [10] V. Coralic, T. Colonius, Finite-volume WENO scheme for viscous compressible multicomponent flows, Journal of computational physics, 274 (2014) 95-121.
- [11] R. Abgrall, How to prevent pressure oscillations in multicomponent flow calculations: a quasi conservative approach, Journal of Computational Physics, 125(1) (1996) 150-160.
- [12] K.-M. Shyue, An efficient shock-capturing algorithm for compressible multicomponent problems, Journal of Computational Physics, 142(1) (1998) 208-242.
- [13] G. Allaire, S. Clerc, S. Kokh, A five-equation model for the simulation of interfaces between compressible fluids, Journal of Computational Physics, 181(2) (2002) 577-616.
- [14] A. Marquina, P. Mulet, A flux-split algorithm applied to conservative models for multicomponent compressible flows, Journal of Computational Physics, 185(1) (2003) 120-138.
- [15] M. Ansari, A. Daramizadeh, Numerical simulation of compressible two-phase flow using a diffuse interface method, International journal of heat and fluid flow, 42 (2013) 209-223.
- [16] X.Y. Hu, B. Khoo, N.A. Adams, F. Huang, A conservative interface method for compressible flows, Journal of Computational Physics, 219(2) (2006) 553-578.

Oakley, R. Bonazza, Experimental investigation of primary and secondary features in high-Mach-number shock-bubble interaction, Physical review letters, 98(2) (2007) 024502.

- [37] R.K.A.N, K.Mazaheri, Two-dimensional numerical study of shock collision with non-reactive bubble, Tarbiat Modares University Thesis, Tarbiat Modares University, 2012.(In Persian)
- [38] X. Bai, M. Li, Simulating compressible two-phase flows with sharp-interface discontinuous Galerkin methods based on ghost fluid method and cut cell scheme, Journal of Computational Physics, 459 (2022) 111107.
- [39] J.H. Niederhaus, J. Greenough, J. Oakley, D. Ranjan, M. Anderson, R. Bonazza, A computational parameter study for the three-dimensional shock–bubble interaction, Journal of Fluid Mechanics, 594 (2008) 85-124.
- [40] J.W. Banks, D.W. Schwendeman, A.K. Kapila, W.D. Henshaw, A high-resolution Godunov method for compressible multi-material flow on overlapping grids, Journal of Computational Physics, 223(1) (2007) 262-297.
- [41] B. Reimann, V. Hannemann, K. Hannemann, Computations of shock wave propagation with local mesh adaptation, in: Shock Waves, Springer, 2009, pp. 1383-1388.

characteristics-based matching for compressible multifluid dynamics, Journal of Computational Physics, 213(2) (2006) 500-529.

- [30] R. Saurel, R. Abgrall, A multiphase Godunov method for compressible multifluid and multiphase flows, Journal of Computational Physics, 150(2) (1999) 425-467.
- [31] L. Michael, N. Nikiforakis, The evolution of the temperature field during cavity collapse in liquid nitromethane. Part I: inert case, Shock Waves, 29(1) (2019) 153-172.
- [32] S.-W. Ohl, C.-D. Ohl, Acoustic Cavitation in a Microchannel, in: Handbook of Ultrasonics and Sonochemistry, Springer Singapore, Singapore, 2016, pp. 99-135.
- [33] S. Pan, S. Adami, X. Hu, N.A. Adams, Phenomenology of bubble-collapse-driven penetration of biomaterialsurrogate liquid-liquid interfaces, Physical Review Fluids, 3(11) (2018) 114005.
- [34] J.-F. Haas, B. Sturtevant, Interaction of weak shock waves with cylindrical and spherical gas inhomogeneities, Journal of Fluid Mechanics, 181 (1987) 41-76.
- [35] G. Rudinger, L.M. Somers, Behaviour of small regions of different gases carried in accelerated gas flows, Journal of Fluid Mechanics, 7(2) (1960) 161-176.
- [36] D. Ranjan, J. Niederhaus, B. Motl, M. Anderson, J.

چگونه به این مقاله ارجاع دهیم M. Pirani, A. Rahmani, M. R. Ansari, The Interaction of the Shock Wave with the Bubble and the Effect of Computational Grid Size on the Problem Simulation with A Fully Coupled Pressure-Based Algorithm, Amirkabir J. Mech Eng., 54(9) (2022) 2041-2060.



DOI: 10.22060/mej.2022.21189.7395

بی موجعه محمد ا