Amirkabir Journal of Mechanical Engineering

Amirkabir J. Mech. Eng., 53(7) (2021) 895-988
DOI: 10.22060/mej.2020.18409.6811

Experimental Study of the Effect of Fluid Jet Swirl on Circular Hydraulic Jump

A. Asadi[1], M. Malek Jafarian[1] , A. R. Teymourtash[2]

[1]Department of Mechanical Engineering, University of Birjand, Birjand, Iran
[2]Department of Mechanical Engineering, Ferdowsi University of Mashhad, Mashhad, Iran

ABSTRACT: When an axially symmetrical fluid jet impacts on a horizontal plate vertically, a hydraulic jump is formed. Numerous studies are conducted on circular hydraulic jumps. However, the effect of the important and key parameter of fluid jet swirl on hydraulic jumps is not investigated. The main purpose of this study is to investigate the effect of this parameter on the circular hydraulic jump. The results of this study, achieved by using experimental method, show that the higher the angular velocity, the higher the increase in the radius of the jump. Drawing the diagram of the dimensionless radius of jump based on the dimensionless number of swirl shows two categories of lines. The first category is the constant angular velocity lines with a negative slope and the second category is the constant flow rate lines with a positive slope. The results showed that increasing the angular velocity of the swirling jet has less effect on increasing jump radius than increasing the flow rate. Experiments also showed that the hydraulic jumps created by a swirling jet follow the trend results of modified Watson's theory with a non-significant difference.

Review History:
Received: May, 11, 2020
Revised: Jun. 27, 2020
Accepted: Aug. 18, 2020
Available Online: Aug. 25, 2020

Keywords:
Circular hydraulic jump
Swirl jet
Angular velocity of nozzle
Modified Watson's theory

1. INTRODUCTION

From the viewpoint of fluid mechanics, when a vertical liquid jet impinges on a horizontal plate, it spreads radially in all directions. At a certain distance from the point where the jet hits the plate, which is called the hydraulic jump radius, the thickness of the fluid increases, and the flow changes from the supercritical state upstream of the jump to the subcritical state downstream of the jump. In this case, a so-called circular hydraulic jump is formed (Fig1.). Among the applications of this phenomenon, we can mention the process of cooling in industrial products.

In 1964, Watson studied the circular hydraulic jump in a viscous manner [1]. He presented this phenomenon as a theory by assuming a boundary layer for the upstream jump to be developed from the liquid jet. In this theory, Watson ignored the effects of surface tension, which is also a defect in his theory.

In 2003, Bush and Aristoff [2] fixed the main defect of Watson's theory. By considering the effect of the key parameter of surface tension on the problem of a circular hydraulic jump, they were able to modify Watson's theory and improved its results analytically. They considered the effect of surface tension by applying the radial component of surface tension force on the jump region and solved the problem by solving the momentum conservation equation.

Pasandideh Fard et al. [3] conducted a parametric study on the effect of various parameters such as flow rate, downstream height, viscosity and gravity on the radius of a circular hydraulic jump and its characteristics. They performed their numerical study using the volume of fluid method considering surface tension and compared numerical and experimental results.

Wang and Khayat [4] presented a simple and coherent model for predicting the position and height of the jump created in high viscosity liquids. They investigated the effect of gravity on supercritical flows. Their results showed that when the gravity effect is applied, the jump position can be determined without the knowledge of the downstream flow conditions, such as jump height and target plate radius. Their results also confirmed recent observations in the field of type I circular hydraulic jump.

By studying the scientific researches, we find that scientists have extensively studied the phenomenon of the circular hydraulic jump and the effect of various parameters on it. However, the effect of the important and key parameter of fluid jet swirl has never been investigated on the phenomenon of a circular hydraulic jump. In this research, the effect of this parameter is investigated for the first time.

2. THEORY

The most important and valid theory in the field of circular hydraulic jumps is Watson's theory [1], which was modified by Bush and Aristoff [2] by applying the effect of surface tension coefficient. They finally proposed the following equations to predict the radius of the circular hydraulic jump

*Corresponding author's email: mmjafarian@birjand.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.

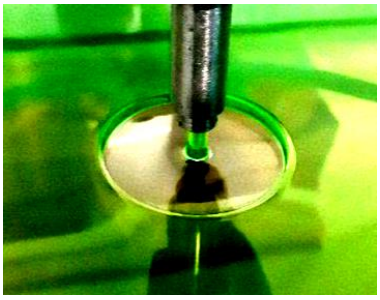


Fig. 1. A circular hydraulic jump generated in laboratory

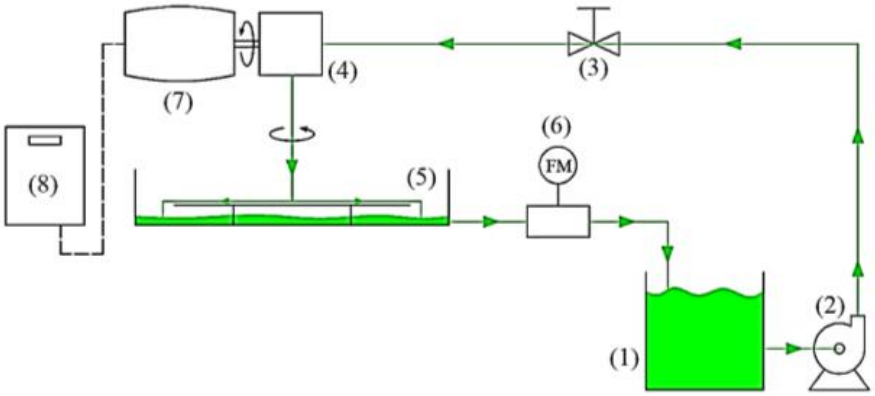


Fig. 2. A schematic of the device designed and constructed to generate hydraulic jumps in the present study; 1) major fluid storage tank, 2) pump, 3) flow control valve, 4) gearbox, 5) overflow tank and target plate, 6) flow meter, 7) electric motor and 8) regulating device of fluid jet swirl velocity.

$$\frac{R_j h_2^2 g a^2}{Q^2}\left(1+\frac{2}{Bo}\right)+\frac{a^2}{2\pi^2 R_j h_2}=0.10132-0.1297\left(\frac{R_j}{a}\right)\mathrm{Re}^{-1/2}, R_j < r_o \quad (1)$$

$$\frac{R_j h_2^2 g a^2}{Q^2}\left(1+\frac{2}{Bo}\right)+\frac{a^2}{2\pi^2 R_j h_2}=0.01676\left[\left(\frac{R_j}{a}\right)^3\mathrm{Re}^{-1}+0.1826\right]^{-1}, R_j \geq r_o \quad (2)$$

In which R_j is the Jump radius, h_2 is downstream height of jump, g is gravity, a is radius of fluid jet, Q is the flow rate, Bo is Bond number, and Re is Reynolds number.

In the present work, for the first time, the effect of fluid jet swirl on the circular jump is investigated. Different definitions are provided for the swirl number. Facciolo [5] presented the ratio between the tangential velocity in the jet tube wall (maximum tangential velocity V_ω) and the mean axial velocity of the fluid (U_b) as the swirl number (S).

$$S=\frac{V_\omega}{U_b} \quad (3)$$

3. EXPERIMENT

Fig. 2. shows a schematic of a laboratory device designed and built for this research. This device is capable of creating hydraulic jumps using a swirling fluid jet that its rotation rate is adjustable using an inverter device.

A digital caliper with an accuracy of 0.01 mm was used to measure the dimensions and geometric parameters accurately. Also, Corel Draw image processing software with an accuracy of 0.01 mm was used to measure the radius of circular jump with high accuracy. The fluid used in this research is ethylene glycol with physical characteristics of ρ=1.1 g/cm^3, υ=11.8 cSt, and σ=47.5 dyn.cm^{-1}.

4. RESULTS AND DISCUSSION

The effect of flow rate on the radius of the circular jump at four angular velocities (for different nozzle diameters) is shown in Fig. 3. By considering this Figure carefully, we find that at a constant flow rate, increasing the angular velocity of the nozzle increases the radius of the circular jump. Because the angular velocity of the nozzle increases the tangential velocity of the fluid exiting the nozzle (centrifugal), forming a circular jump at a greater distance from the center of the fluid jet impact to the target plate.

Accurate analysis of the results shows that the radius of circular jump increases 3.29, 5.89 and 8.34 percent for nozzle angular velocities ω=132.8rpm, ω=266.4rpm, ω=400.8rpm compared to the non-rotating nozzle. In other words, the higher the nozzle angular velocity, the higher the percentage increase in the circular jump radius compared to the non-rotating nozzle. As mentioned earlier, the reason is related to the tangential velocity of the outlet fluid from the nozzle.

Drawing the diagram of the dimensionless radius of jump based on the dimensionless number of swirl shows two categories of lines. The first category is the constant angular velocity lines with a negative slope and the second category

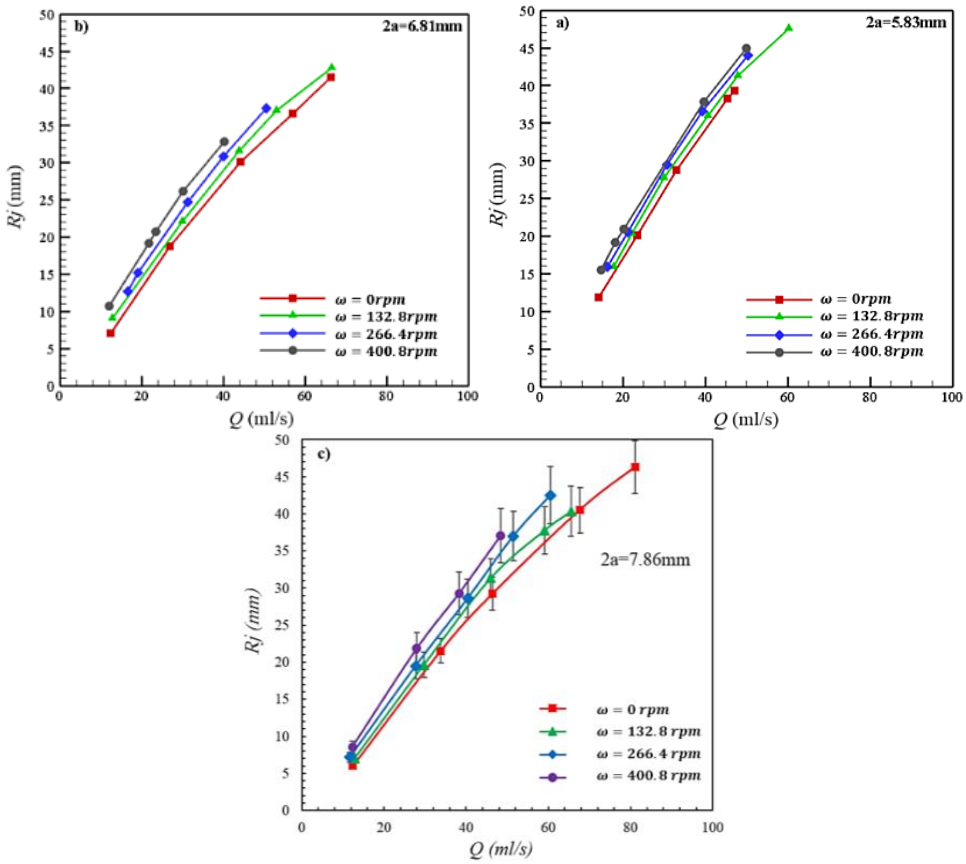


Fig. 3. Variations of the circular hydraulic jump radius against flow rate at different nozzle angular velocities with different diameters

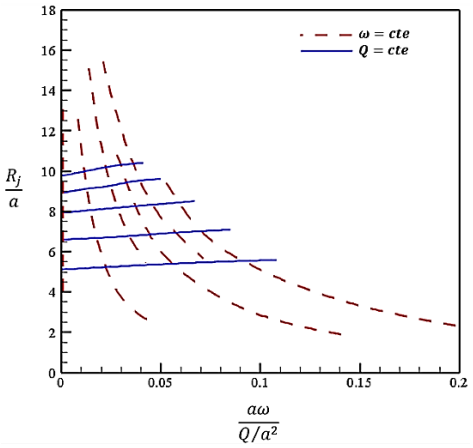


Fig. 4. Variations of the dimensionless radius versus the dimensionless swirl number

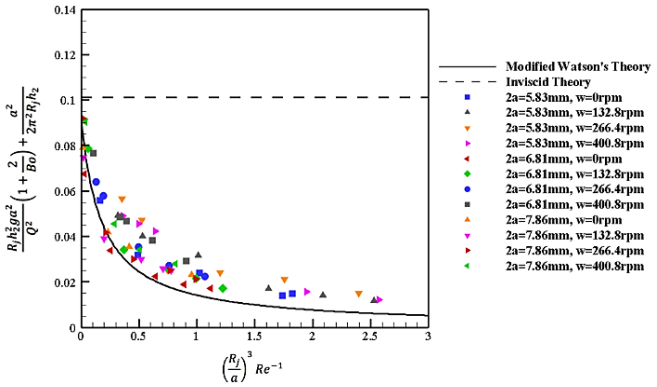


Fig. 5. The comparison of the results of hydraulic jumps generated by a swirling fluid jet with modified Watson's theory

is the constant flow rate lines with a positive slope (Fig. 4).

Fig. 5 shows a comparison of the results of hydraulic jumps formed by a swirling fluid jet with modified Watson's theory (the most important and only theory in the field of circular hydraulic jumps). As can be seen in this Figure, the experimental results of the present study are relatively consistent with the results of modified Watson's theory.

5. CONCLUSIONS

In this research, the effect of the parameter of fluid jet swirl on circular hydraulic jumps was studied experimentally and the following results were obtained:

• Increasing the angular velocity of the nozzle increases the circular jump radius at a constant flow rate.

• The rate of the increase of the radius of circular jump

in the rotating nozzle mode for nozzle angular velocities ω=132.8rpm, ω=266.4rpm, ω=400.8rpm compared to the non-rotating nozzle mode (ω=0rpm) are 3.29, 5.89 and 8.34 percent, respectively.

• The jumps created by the swirling fluid jet follow the results of modified Watson's theory with little difference. This difference is due to the fact that the parameter of fluid jet velocity in Watson's theory is not considered.

REFERENCES

[1] E. Watson, The radial spread of a liquid jet over a horizontal plane, Journal of Fluid Mechanics, 20(3) (1964) 481-499.

[2] J.W. Bush, J.M. Aristoff, The influence of surface tension on the circular hydraulic jump, Journal of Fluid Mechanics, 489 (2003) 229-238.

[3] M. Passandideh-Fard, A.R. Teymourtash, M. Khavari, Numerical study of circular hydraulic jump using volume-of-fluid method, Journal of Fluids Engineering, vol. 133(1) (2011) 011401.

[4] Y. Wang, R.E. Khayat, The role of gravity in the prediction of the circular hydraulic jump radius for high-viscosity liquids, Journal of Fluid Mechanics, 682 (2019) 128-161.

[5] L. Facciolo, A study on axially rotating pipe and swirling jet flows, Stockholm, Sweden (2006).

HOW TO CITE THIS ARTICLE

A. Asadi, M. Malek Jafarian , A.R. Teymourtash, Experimental Study of the Effect of Fluid Jet Swirl on Circular Hydraulic Jump, Amirkabir J. Mech Eng., 53(7) (2021) 895-988.

DOI: 10.22060/mej.2020.18409.6811

نشریه مهندسی مکانیک امیرکبیر

نشریه مهندسی مکانیک امیرکبیر، دوره ۵۳ شماره ۷، سال ۱۴۰۰، صفحات ۴۱۵۳ تا ۴۱۷۰
DOI: 10.22060/mej.2020.18409.6811

مطالعه‌ی آزمایشگاهی اثر چرخش جت سیال بر پرش‌های هیدرولیکی دایروی

علی اسدی[۱]، مجید ملک جعفریان[۱*]، علیرضا تیمورتاش[۲]

[۱]- گروه مهندسی مکانیک، دانشکده مهندسی، دانشگاه بیرجند، بیرجند، ایران
[۲]- گروه مهندسی مکانیک، دانشکده مهندسی، دانشگاه فردوسی مشهد، مشهد، ایران

خلاصه: هرگاه یک جت سیال متقارن محوری به صورت عمودی به یک صفحه‌ی هدف افقی برخورد کند، یک پرش هیدرولیکی شکل می‌گیرد. مطالعات زیادی در زمینه‌ی پرش‌های هیدرولیکی دایروی انجام شده‌است. اما تاکنون هیچ گاه اثر پارامتر مهم و کلیدی چرخش جت سیال در پرش‌های هیدرولیکی مورد توجه قرار نگرفته‌است. هدف اصلی در این تحقیق مطالعه‌ی اثر چرخش جت سیال بر پدیده‌ی پرش هیدرولیکی دایروی است. نتایج این تحقیق که به کمک روش آزمایشگاهی بدست‌آمده‌است، نشان می‌دهد هر چه قدر سرعت زاویه‌ای بیشتر شود، میزان افزایش شعاع پرش دایروی بیشتر می‌شود. ترسیم نمودار شعاع بی‌بعد پرش بر اساس عدد بی‌بعد چرخش نشان می‌دهد که دو دسته خطوط قابل شناسایی است. دسته‌ی اول خطوط سرعت زاویه‌ای ثابت با شیب منفی و دسته‌ی دوم خطوط دبی ثابت با شیب مثبت است. نتایج نشان داد که افزایش سرعت زاویه‌ای جت چرخشی نسبت به افزایش دبی سیال اثر کمتری بر افزایش شعاع پرش هیدرولیکی دایروی دارد. همچنین آزمایشات نشان می‌دهد که پرش‌های هیدرولیکی ایجادشده به وسیله‌ی یک جت چرخشی، با کمی اختلاف از روند نتایج تئوری اصلاح شده‌ی واتسون پیروی می‌کند.

تاریخچه داوری:
دریافت:۱۳۹۹/۰۲/۲۲
بازنگری:۱۳۹۹/۰۴/۰۷
پذیرش:۱۳۹۹/۰۸/۲۵
ارائه آنلاین: ۱۳۹۹/۰۶/۰۴

کلمات کلیدی:
پرش هیدرولیکی دایروی
جت چرخشی
سرعت زاویه‌ای نازل
تئوری اصلاح‌شده‌ی واتسون

۱- مقدمه

از دیدگاه علم مکانیک سیالات، هنگامی که یک جت عمودی سیال به یک صفحه‌ی افقی برخورد می‌کند، سیال به صورت شعاعی و در همه‌ی جهات پخش می‌شود. در یک فاصله‌ی مشخص از نقطه‌ی برخورد جت به صفحه که آن را شعاع پرش هیدرولیکی می‌نامند، ضخامت سیال افزایش یافته و جریان از حالت فوق بحرانی در بالادست پرش به حالت زیر بحرانی در پایین دست پرش تبدیل می‌شود. در این حالت، اصطلاحاً یک پرش هیدرولیکی دایروی شکل می‌گیرد (شکل ۱). از جمله کاربردهای این پدیده می‌توان به فرایند خنک‌کاری در تولیدات صنعتی اشاره کرد [۱].

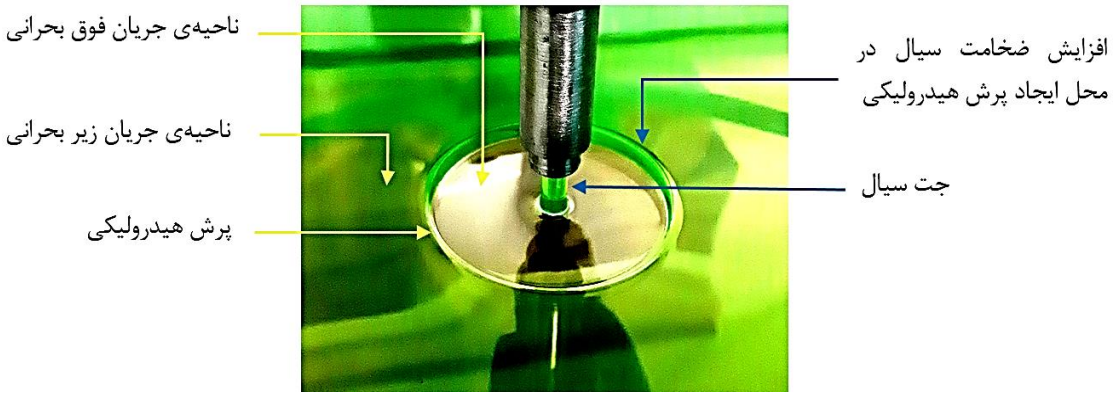
لرد رایلی برای اولین بار در سال ۱۹۱۴پرش هیدرولیکی را به صورت علمی مورد مطالعه و بررسی قرار داد. وی جریان در یک کانال با عرض ثابت را در حالت جریان غیر لزج مورد مطالعه قرار داد و تئوری خود را بیان کرد [۲] او با فرض بقای جرم و مومنتم و عدم بقای انرژی در عرض پرش، اظهار داشت که می‌توان از این تئوری برای موج سیالی که ارتفاع سیال در دو طرف آن اختلاف سطح دارد، استفاده کرد.

بیرخوف و زارانتونلو [۳] در سال ۱۹۵۷ تئوری کاملی از پرش‌های هیدرولیکی دایروی غیر لزج ارائه کردند. از دیدگاه آن‌ها در موقعیت پرش، توازنی بین نیروی فشار و مومنتم وجود دارد. با این حال، به خاطر نازکی لایه‌ی مایع بر روی سطح، به ویژه قبل از پرش، جریان در چنین مسائلی دارای لزجت است و تئوری غیرلزج برای پیش‌بینی شعاع پرش هیدرولیکی دایروی مناسب نیست.

واتسون در سال ۱۹۶۴ پرش هیدرولیکی دایروی را به صورت لزج مورد مطالعه قرار داد [۴]. او این پدیده را با فرض لایه مرزی برای بالا دست پرش که از جت سیال توسعه می‌یابد، به صورت تئوری ارائه کرد. واتسون در تئوری خود از اثرات کشش سطحی صرف نظر کرد

* نویسنده عهده‌دار مکاتبات: mmjafarian@birjand.ac.ir

حقوق مؤلفین به نویسندگان و حقوق ناشر به انتشارات دانشگاه امیرکبیر داده شده است. این مقاله تحت لیسانس آفرینندگی مردمی (Creative Commons License) در دسترس شما قرار گرفته است. برای جزئیات این لیسانس، از آدرس https://www.creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/legalcode دیدن فرمائید.



شکل ۱. پرش هیدرولیکی دایروی ایجادشده در آزمایشگاه

Fig. 1. A circular hydraulic jump created in laboratory

شکل ۲. شماتیک انواع ساختار پرش‌های هیدرولیکی دایروی [9]

Fig. 2. A schematic illustration of the types of circular hydraulic jump structure [9]

که نقص تئوری او نیز به حساب می‌آید. او با فرض جریان آرام، صرف نظر از تغییرات شعاعی فشار هیدرواستاتیک در مقایسه با تنش‌های لزج، صرف نظر از شکل و ساختار پرش و معرفی یک پارامتر تشابهی سعی کرد تا معادلات حاکم را به روش تشابهی حل کند. محققان دیگری در چهار دهه‌ی اخیر مانند کریک و همکاران [۵]، اریکو[۶]و لیو و لینهارد[۷]به طور آزمایشگاهی تئوری واتسون را بررسی کردند و نشان دادند که تئوری واتسون در برخی شرایط مطابقت کمی با نتایج آزمایشگاهی دارد.

بوش و اریستوف [۸] در سال ۲۰۰۳ نقص اصلی تئوری واتسون را برطرف کردند. آن‌ها با درنظرگرفتن اثر پارامتر کلیدی کشش سطحی در مسئله‌ی پرش هیدرولیکی دایروی توانستند به صورت تحلیلی تئوری واتسون را اصلاح و نتایج آن را بهبود بخشند. نتایج این تحلیل مطابقت خوبی با نتایج آزمایشگاهی داشت. آن‌ها اثر کشش سطحی را با اعمال نیروی انحنای شعاعی در ناحیه‌ی پرش در نظر گرفته و با حل معادله‌ی بقای مومنتم به حل مسئله پرداختند. آن‌ها همچنین یک تقسیم‌بندی برای ساختار پرش هیدرولیکی دایروی ارائه کردند. بر این اساس انواع ساختار پرش هیدرولیکی دایروی در شکل ۲ نشان داده‌شده‌است [۹].بور و همکارانش [۱۰] از تئوری آب کم‌عمق برای حل مسئله‌ی پرش هیدرولیکی دایروی استفاده کردند. آن‌ها با متوسط‌گیری در جهت عمودی از معادلات ناویر- استوکس توانستند معادلات آب کم عمق را برای سرعت شعاعی متوسط و ارتفاع سیال به دست آورند. آن‌ها با حذف عمق از معادلات بقای جرم و مومنتوم، به یک معادله دیفرانسیل معمولی برای سرعت رسیده و سپس ویژگی‌های حل این معادله را مورد تجزیه تحلیل قرار دادند. طبق مطالعات آن‌ها این معادله دارای یک نقطه‌ی بحرانی تکین[1] است. آن‌ها اظهار داشتند که پرش هیدرولیکی در نزدیکی محل این نقطه بحرانی شکل می‌گیرد و با استفاده از این نکته، یک قانون مقیاسی برای شعاع پرش به دست آوردند. بر اساس این قانون، شعاع پرش هیدرولیکی، با دبی رابطه مستقیم و با لزجت و شتاب جاذبه رابطه‌ی معکوس دارد. بور و همکاران [۱۱]همچنین یک تئوری ساده‌ی لزج برای جریان‌های سطحی آزاد پیشنهاد کردند که می‌تواند ناحیه‌ی جدایش جریان را اصلاح و ساختار پرش‌های هیدرولیکی ثابت را ارزیابی کند.

1 Single Critical Point

هیگوئرا [۱۲] پرش هیدرولیکی ایجادشده در جریان آرام لزج روی یک صفحه‌ی افقی محدود را به صورت عددی مطالعه کرد و از تقریب‌های لایه مرزی برای جریان داخلی و ناحیه‌ی اطراف پرش استفاده کرد. وی درنظرگرفتن اثر کشش سطحی، تغییرات فشار و استفاده از تقریب لایه مرزی را به عنوان پیشرفتی برای توصیف جریان در همه‌ی پرش‌های هیدرولیکی مسطح در محدوده‌ی اعداد رینولدز بی‌نهایت در نظر گرفت.

یوکویی و ژائو [۱۳] انتقال در پرش هیدرولیکی دایروی را به صورت عددی مطالعه کردند. آن‌ها تغییر ساختار پرش از نوع I به نوع II که در آزمایش‌ها بررسی شده‌بود و علت آن تغییر ارتفاع سیال در پایین دست پرش بود را به صورت عددی مورد مطالعه قرار دادند و اظهار داشتند که این انتقال با افزایش فشار در زیر سطح جریان، بلافاصله بعد از پرش ارتباط دارد. آن‌ها همچنین ساختار پرش‌های هیدرولیکی دایروی با اعداد رینولدز متوسط را به صورت عددی بررسی کردند [۱۴]. نتایج عددی آن‌ها نشان داد که افزایش فشار زیر سطح در پرش، نقش مهمی در تولید جریان برگشتی ایفا می‌کند که برای ایجاد و بقای گردابه نیاز است. همچنین یک وابستگی میان میدان فشار و نیروی کشش سطحی وجود دارد.

فری‌یرا و همکارانش [۱۵] پرش هیدرولیکی دایروی را به منظور مقایسه‌ی طرح‌های مختلف آپ‌ویند برای جمله‌ی جابجایی معادلات ناویر-استوکس به صورت سه‌بعدی شبیه‌سازی عددی کردند. با این حال آن‌ها در مدلشان اثر کشش سطحی را در نظر نگرفتند.

واتانابه و همکارانش [۱۶] روش انتگرالی را برای جریان‌های سطحی آزاد کم عمق با جدایش در کاربرد پرش هیدرولیکی دایروی ارائه کردند. روش آن‌ها قادر بود تا گردابه‌های کوچک و جدایش جریان را مدل کند. آن‌ها با فرض یک منحنی سرعت شعاعی متغیر مانند روش کارمن-پل‌هاوزن به یک دستگاه دو معادله‌ای دیفرانسیلی معمولی برای حالت پایدار رسیدند. نتایج آن‌ها مطابقت خوبی با نتایج آزمایشگاهی داشت.

گرادک و همکارانش [۱۷] جت متقارن محوری برخوردکننده به یک صفحه متحرک را به صورت عددی و آزمایشگاهی مطالعه کردند. هدف از این تحقیق شبیه‌سازی خنک‌کاری فرایند نورد در صنعت ساخت فولاد بود. آن‌ها آزمایش‌های خود را برای قطر جت‌های مختلف و سرعت‌های متفاوت صفحه انجام دادند و یک رابطه‌ی توانی بر حسب گروه‌های اعداد بی‌بعد رینولدز، وبر، سرعت بی‌بعد صفحه‌ی هدف و ارتفاع بی‌بعد دهانه‌ی نازل از صفحه‌ی هدف ارائه کردند. نتایج آن‌ها مطابقت خوبی با نتایج آزمایشگاهی داشت.

رای و بهاتاچاراجی [۱۸]موج‌های ایستا و گذرا در پرش هیدرولیکی دایروی را مطالعه کردند. مایکیلویز و مایکیلویز [۱۹]یک مدل ساده‌ی پخشی برای پرش‌های هیدرولیکی دایروی پیشنهاد دادند. مدل آن‌ها از تحلیل معادله‌ی برنولی استخراج شد. آن‌ها تحلیلی بر روی پرش‌های نوع I و نوع II، یعنی شکل‌گیری یک یا دو گردابه، نیز انجام دادند و نتایج خود را با نتایج آزمایشگاهی مقایسه کردند که رضایت‌بخش بود.

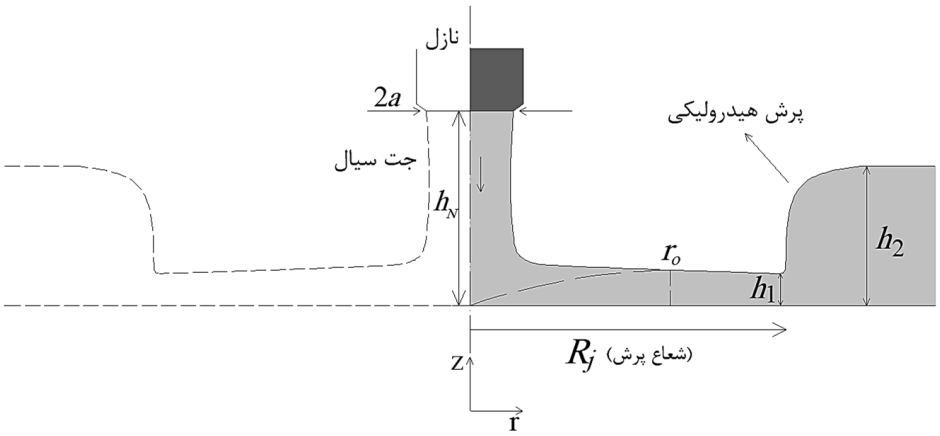
کیت و همکارانش [۲۰] به صورت آزمایشگاهی یک جت برخوردکننده‌ی زاویه‌دار به یک صفحه‌ی جامد را که باعث ایجاد یک پرش هیدرولیکی غیردایروی می‌شود مطالعه کردند. آن‌ها دریافتند که پرش هیدرولیکی از یک زاویه‌ی بحرانی جت، تا زاویه‌ی ۹۰ درجه‌ی جت ایجاد می‌شود و ضخامت لایه‌ی نازک سیال با افزایش زاویه‌ی جت، افزایش می‌یابد.

پسندیده فرد و همکارانش [۲۱]یک مطالعه‌ی پارامتری برای تاثیر پارامترهای مختلف از جمله نرخ حجمی جریان، ارتفاع پایین دست، لزجت و جاذبه روی شعاع پرش هیدرولیکی دایروی و ویژگی‌های آن انجام دادند. آن‌ها مطالعه‌ی عددی خود را به کمک روش حجم سیال[1] [۲۲] با درنظرگرفتن کشش سطحی انجام دادند و نتایج عددی و آزمایشگاهی را مقایسه کردند.

جانسون و همکارانش [۲۳] یک مطالعه‌ی آزمایشگاهی بر روی پرش هیدرولیکی ایجادشده با آب که روی صفحه‌ای با حفره‌ها و شیارهای متناوبی طراحی شده‌است، انجام دادند و نتایج خود را با نتایج پرش هیدرولیکی ایجادشده بر روی یک صفحه صاف مقایسه کردند. به دلیل وجود شیارها، سرعت سیال نسبت به حالت صفحه‌ی صاف کاهش یافته و پرش هیدرولیکی به شکل بیضی درخواهدآمد. زیرا مقاومت در برابر حرکت سیال در جهت عمود بر شیارها بیشتر است. آن‌ها نشان دادند که هر دو شعاع کوچک و بزرگ بیضی با افزایش عمق سیال یا کاهش عدد رینولدز، کاهش می‌یابد که رفتاری مشابه پرش هیدرولیکی دایروی دارد.

چوو و کیم [۲۴]اثر قطر نازل در پرش هیدرولیکی دایروی ایجاد

1 Volume of Fluid



شکل ۳. شماتیک جت عمودی برخوردکننده به صفحه افقی و ایجاد پرش هیدرولیکی دایروی [تحقیق حاضر]

Fig. 3. A schematic of a vertical jet hitting a horizontal plate and creating a circular hydraulic jump [present study]

شده از یک جت سیال خنک‌کننده را به صورت آزمایشگاهی مطالعه کردند. آن‌ها همچنین یک رابطه‌ی تجربی به صورت تابعی از توان برخورد بی‌بعد برای پیش‌بینی شعاع پرش دایروی پیشنهاد دادند. در این رابطه توان برخورد از حاصل ضرب اختلاف فشار در دبی بدست می‌آید که منظور از اختلاف فشار، اختلاف فشار میان فشار سطح نقطه‌ی برخورد جت سیال و فشار محیط است. بر اساس نتایج آن‌ها افزایش توان برخورد، راندمان خنک کاری را افزایش می‌دهد. البته این امر افزایش هزینه را به دنبال دارد.

فرناندز و همکاران [۲۵] برای روشن‌کردن نقش کشش سطحی در شکل‌گیری پرش هیدرولیکی دایروی، نتایج سه رویکرد مختلف را مقایسه کردند. این سه رویکرد عبارتند از: معادلات آب کم‌عمق بدون درنظرگرفتن اثر کشش سطحی، مدل متوسط گیری بر روی عمق از معادلات آب کم عمق با یک پروفیل سرعت پارابولیک و حل کامل عددی معادلات ناویر-استوکس در دو حالت با کشش سطحی و بدون کشش سطحی. یکی از یافته‌های مهم آن‌ها این است که در رویکرد حل کامل معادلات ناویر-استوکس اگر کشش سطحی، که به شرایط جریان، ویژگی‌های سیال و شرایط پایین دست بستگی دارد، از یک مقدار بحرانی بالاتر باشد، هیچ پرش دایروی متقارنی وجود نخواهد داشت.

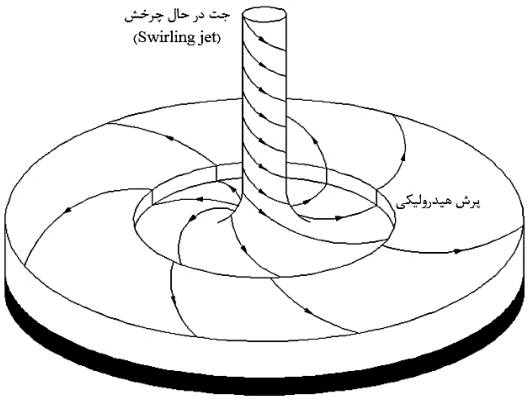
صابری و همکاران [۲۵] به روش تجربی و همچنین شبیه‌سازی عددی به کمک نرم افزار فلوئنت، اثر صفحه‌ی هدف مقعر بر پرش هیدرولیکی دایروی را بررسی کردند. نتایج آن‌ها نشان داد که شعاع پرش هیدرولیکی تابعی از شعاع جت برخوردکننده، شعاع صفحه‌ی هدف مقعر و دبی جریان است. همچنین بر اساس مشاهدات تجربی آن‌ها، افزایش شعاع صفحه‌ی هدف مقعر باعث می‌شود که پرش دایروی به پرش چندضلعی تغییر شکل دهد.

ونگ و خیاط [۲۶] یک مدل ساده و منسجم برای پیش‌بینی موقعیت و ارتفاع پرش ایجادشده در مایعات با لزجت بالا ارائه کردند. مطالعه‌ی آن‌ها اثر جاذبه در جریان فوق بحرانی را مورد بررسی قرار داد. نتایج آن‌ها نشان داد که وقتی اثر جاذبه اعمال شود، می‌توان موقعیت پرش را بدون آگاهی از شرایط جریان پایین‌دست، از قبیل ارتفاع پرش و شعاع صفحه‌ی هدف، تعیین کرد. نتایج آن‌ها مشاهدات اخیر در زمینه‌ی پرش هیدرولیکی دایروی نوع I را نیز تایید نمود.

با مطالعه‌ی تحقیقات محققان درمی‌یابیم که پدیده‌ی پرش هیدرولیکی دایروی و تاثیر پارامترهای مختلف بر آن به طور گسترده توسط دانشمندان مورد بررسی قرار گرفته‌است. اما تا به حال هیچ گاه اثر پارامتر مهم و کلیدی چرخش جت سیال در پدیده‌ی پرش هیدرولیکی دایروی بررسی نشده‌است. در این تحقیق به صورت تجربی، ابتدا به مطالعه‌ی پرش‌های هیدرولیکی دایروی با جت سیال ثابت پرداخته و سپس اثر چرخش جت سیال بر آن مورد مطالعه و بررسی قرار می‌گیرد.

۲- تئوری و روش تحقیق

شکل ۳ شماتیک پرش هیدرولیکی دایروی تشکیل‌شده از یک جت سیال بدون چرخش را نشان می‌دهد. در این شکل قطر نازل ($2a$)، فاصله نازل از سطح افقی (h_N) شعاع پرش (R_j)، ارتفاع بالادست پرش



شکل ۴. شماتیک جت سیال چرخشی برخوردکننده به صفحه‌ی افقی و ایجاد پرش هیدرولیکی

Fig. 4. A schematic of a swirling fluid jet hitting a horizontal plate and creating a hydraulic jump

(h_1)، ارتفاع پایین‌دست پرش (h_2) و شعاع رسیدن لایه مرزی به سطح آزاد سیال (r_o) نشان داده‌شده‌است.

مهم‌ترین و معتبرترین تئوری در زمینه‌ی پرش‌های هیدرولیکی دایروی، تئوری واتسون [۴] است که توسط بوش و اریستوف [۸] با اعمال اثر ضریب کشش سطحی اصلاح شد. آن‌ها در نهایت معادلات زیر را برای پیش‌بینی شعاع پرش هیدرولیکی دایروی پیشنهاد دادند.

$$\frac{R_j h_2^2 g a^2}{Q^2}\left(1+\frac{2}{Bo}\right)+\frac{a^2}{2\pi^2 R_j h_2}= 0.10132-0.1297\left(\frac{R_j}{a}\right)\mathrm{Re}^{-1/2}, R_j \langle r_o \quad (۱)$$

$$\frac{R_j h_2^2 g a^2}{Q^2}\left(1+\frac{2}{Bo}\right)+\frac{a^2}{2\pi^2 R_j h_2}= 0.01676\left[\left(\frac{R_j}{a}\right)^3 \mathrm{Re}^{-1}+0.1826\right]^{-1}, R_j \geq r_o \quad (۲)$$

که در آن R_j شعاع پرش، h_2 ارتفاع سیال در پایین دست پرش، g شتاب جاذبه، a شعاع دهانه‌ی جت، Q دبی جریان، Bo عدد باند و Re عدد رینولدز است. اعداد رینولدز و باند طبق رابطه‌های (۳) و (۴) تعریف می‌شوند:

$$Bo=\frac{\rho g R_j \Delta H}{\sigma} \quad (۳)$$

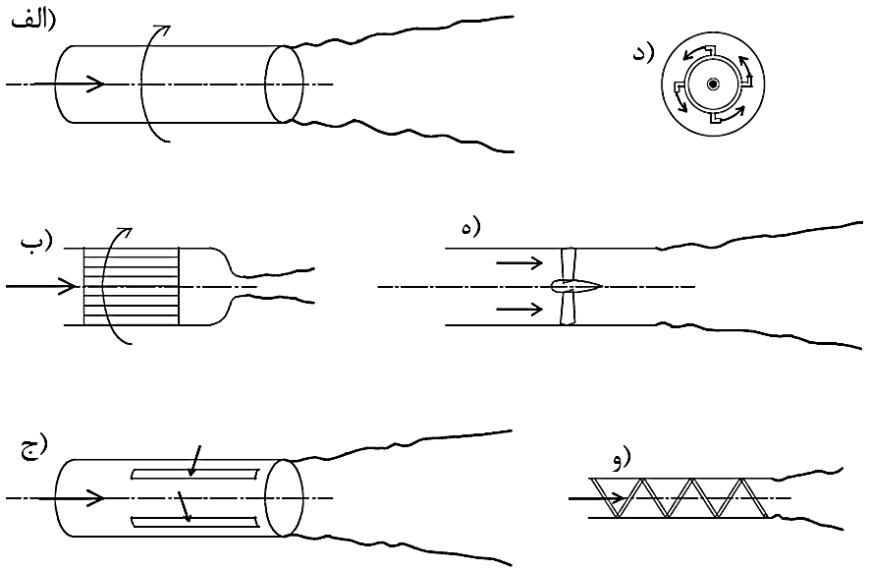
$$\mathrm{Re}=\frac{Q}{a\upsilon} \quad (۴)$$

که در آن ρ چگالی سیال، ΔH اختلاف ارتفاع سیال در بالا و پایین دست پرش، σ کشش سطحی و υ لزجت سینماتیکی سیال است. همانطور که اشاره شد تا به حال تحقیقات مربوط به پرش‌های هیدرولیکی با جت سیال ثابت بوده‌است. در کار حاضر برای اولین بار اثر جت سیال چرخشی بر پرش دایروی مورد بررسی قرار می‌گیرد. شماتیک جت سیال در حال دوران برخوردکننده به صفحه‌ی افقی و پرش هیدرولیکی ایجادشده در شکل ۴ نشان داده‌شده‌است.

در این حالت پارامتر جدیدی به نام عدد چرخش ظاهر می‌گردد که باید اثر آن به صورت خاص و نیز در ارتباط با سایر پارامترهای مؤثر بر این پدیده بررسی گردد. تعاریف مختلفی برای عدد چرخش ارائه شده‌است. چیگیر و چروینسکی [۲۸] عدد چرخش را به صورت نسبت بین ماکزیمم سرعت مماسی و ماکزیمم سرعت محوری در اورفیس پیشنهاد کردند. در حالی که بیلانت و همکاران [۲۹] نسبت بین سرعت مماسی اندازه‌گیری شده در نصف شعاع نازل و سرعت محوری خط مرکزی در خروجی جت را به عنوان عدد چرخش در نظر گرفتند. فاچیولو [۳۰] نسبت بین سرعت مماسی در دیواره‌ی لوله‌ی جت (ماکزیمم سرعت مماسی) و سرعت متوسط محوری توده‌ی سیال را به عنوان عدد چرخش ارائه کرد (رابطه‌ی ۵).

$$S=\frac{V_\omega}{U_b} \quad (۵)$$

که در آن S، عدد چرخش، V_ω، ماکزیمم سرعت مماسی در دیواره‌ی لوله‌ی جت و U_b سرعت متوسط محوری توده‌ی سیال خروجی از نازل است. با توجه به شرایط آزمایشگاهی تحقیق حاضر،



شکل ۵. شماتیک شش روش از سه دسته‌ی مختلف برای ایجاد یک جت سیال چرخشی. الف) لوله‌ی چرخشی، ب) لانه زنبوری چرخشی، ج) شیار مماسی لوله، د) نازل مماسی، ه) قراردادن پروانه در داخل لوله و و) قراردادن مارپیچ در داخل لوله [۳۰]

Fig. 5. A schematic of six methods from three different categories to create a swirling jet. a) The swirling tube, b) The rotating honeycomb, c) The tangential groove of the pipe, d) The tangential nozzle, e) Insert the impeller inside the tube and f) Insert the screw inside the tube [30]

از تعریف ارائه‌شده توسط فاچیولو استفاده شده‌است. زیرا در دستگاه آزمایشگاهی تحقیق حاضر این عدد با محاسبه سرعت مماسی در دیواره‌ی لوله‌ی جت (V_ω) و سرعت متوسط محوری توده‌ی سیال (U_b) به راحتی و با دقت، قابل اندازه‌گیری می‌باشد. همچنین با توجه به اینکه سرعت مماسی و سرعت متوسط محوری توده‌ی سیال به کمک پارامترهای قابل اندازه‌گیری و قابل تنظیم ω و Q محاسبه می‌شوند، می‌توان محدوده‌ی بسیار خوبی از اعداد چرخش را ایجاد کرد و به مطالعه‌ی این پارامتر مهم پرداخت.

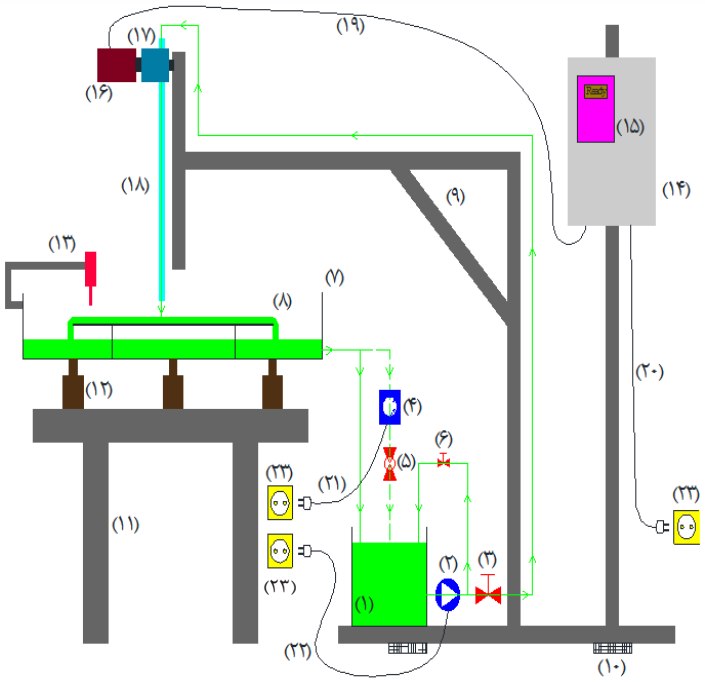
برای آزمودن ایده‌ی تحقیق حاضر، یعنی ایجاد یک جت سیال چرخشی بایستی دستگاهی طراحی و ساخته شود که بتواند این هدف را عملی کند. روش‌های مختلفی برای ایجاد یک جت سیال چرخشی وجود دارد که چند مورد از آن‌ها در شکل ۵ نشان داده‌شده‌است. این روش‌ها را می‌توان در سه دسته قرار داد.

دسته‌ی اول، چرخش جت سیال به کمک ایجاد چرخش در یک لوله است که سیال در حال عبور از آن می‌باشد (شکل ۵-الف و ۵-ب)[۲۹و۳۱-۳۴]دسته‌ی دوم، تزریق جریان ثانویه است. در این روش برای ایجاد مؤلفه‌ی مماسی در جریان، یک جریان ثانویه به جریان محوری اضافه می‌شود (شکل ۵-ج و ۵-د) [۲۸و۳۵] دسته‌ی سوم، ایجاد یک مانع در مسیر جریان می‌باشد. در این روش می‌توان با استفاده از یک پروانه[۳۸-۳۶] که قبل از نازل خروجی قرار داده می‌شود (شکل ۵-ه) یا یک مارپیچ [۳۹] در مسیر جریان (شکل ۵-و)، مؤلفه‌ی مماسی جریان را ایجاد کرد. با بررسی روش‌های بالا، با توجه به اینکه جریان در مسئله‌ی پرش‌های هیدرولیکی آرام است و نیز برای اندازه‌گیری بهتر و دقیق‌تر پارامتر عدد چرخش در تعریف انتخاب‌شده (رابطه‌ی ۵) و نیز قابلیت تنظیم میزان چرخش جت سیال بر اساس میزان دور لوله‌ی ایجادکننده‌ی جت سیال، دسته‌ی اول روش‌های ایجاد چرخش مناسب‌تر است. در همین راستا دستگاه آزمایشگاهی طراحی و ساخته شد که شرح آن در بخش بعدی ارائه می‌شود.

۳- دستگاه آزمایش

شکل ۶ شماتیک و شکل ۷ نمای کلی دستگاه آزمایشگاهیِ طراحی و ساخته‌شده در این تحقیق را نشان می‌دهد. این دستگاه قادر است پرش‌های هیدرولیکی به وسیله‌ی یک جت سیال چرخشی ایجاد کند که میزان چرخش جت سیال آن به کمک یک دستگاه اینورتر قابل تنظیم است. اجزاء مختلف این دستگاه در شکل ۶ نشان داده‌شده‌است.

عملکرد دستگاه به این صورت است که سیال به کمک یک پمپ



شماره جزء	عنوان اجزاء دستگاه
۱	مخزن اصلی نگهدارنده‌ی سیال
۲	پمپ
۳	شیر تنظیم دبی اصلی
۴	دبی سنج
۵	شیر تخلیه‌ی دبی سنج
۶	شیر تنظیم دبی مسیر بای‌پس سیال خروجی از پمپ
۷	مخزن سرریز
۸	صفحه هدف شیشه‌ای
۹	پایه‌ی نگهدارنده‌ی تجهیزات جت سیال چرخشی
۱۰	لاستیک ضربه‌گیر پایه برای جلوگیری از لرزش و ارتعاش
۱۱	میز نگهدارنده‌ی مخزن سرریز و صفحه‌ی هدف
۱۲	پایه‌های تنظیم تراز افقی صفحه‌ی هدف
۱۳	ارتفاع سنج دیجیتال
۱۴	تابلو برق
۱۵	اینورتر تنظیم دور جت سیال چرخشی
۱۶	موتور الکتریکی
۱۷	گیربکس
۱۸	لوله‌ی ایجادکننده‌ی جت سیال چرخشی و سر نازل
۱۹	کابل ارتباطی تابلو برق و موتور الکتریکی
۲۰	کابل ارتباطی تابلو برق و منبع تغذیه
۲۱	کابل ارتباطی دبی سنج و منبع تغذیه
۲۲	کابل ارتباطی پمپ و منبع تغذیه
۲۳	منبع تغذیه تک فاز با ولتاژ ۲۲۰V

شکل ۶. شماتیک دستگاه طراحی و ساخته‌شده برای ایجاد پرش‌های هیدرولیکی تحقیق حاضر

Fig. 6. A schematic of the device designed and constructed to create hydraulic jumps in the present study

شکل ۷. نمای کلی دستگاه طراحی و ساخته‌شده برای ایجاد پرش‌های هیدرولیکی تحقیق حاضر

Fig. 7. An overview of the device designed and constructed to create hydraulic jumps in the present study

از مخزن اصلی به سمت مکانیزم ایجاد جت سیال چرخشی هدایت شده و پس از خروج از دهانه‌ی نازل و شکل‌گیری پرش هیدرولیکی بر روی صفحه‌ی هدف، وارد مخزن سرریز شده و از آن جا به مخزن اصلی برمی‌گردد. به این ترتیب یک چرخه کامل شده و می‌تواند ادامه یابد.

صفحه‌ی هدف افقی که سیال خروجی از نازل به آن برخورد می‌کند و پرش هیدرولیکی بر روی آن شکل می‌گیرد، یک صفحه‌ی مربعی شیشه‌ای به طول ضلع ۵۴cm است. این صفحه در داخل یک مخزن سرریز شیشه‌ای به ابعاد ۷۴×۷۴×۲۱cm قرار گرفته که در زیر آن سه پایه‌ی مجزا برای تنظیم ارتفاع و تراز نمودن افقی صفحه‌ی هدف تعبیه شده‌است.

پمپ به‌کاررفته در این دستگاه از نوع سانتریفیوژ با توان ۰٫۵ اسب بخار و با حداقل نوسانات و ارتعاشات است. برای ایجاد پرش‌های هیدرولیکی آرام و بدون اغتشاش، کیفیت جریان خروجی از پمپ اهمیت بسیاری دارد. برای جلوگیری از هر گونه حباب، اغتشاش، نوسانات و یا پدیده‌ی کاویتاسیون، از لوله‌کشی پلی‌پروپیلن پرسی استفاده شده‌است. همچنین در دهانه‌ی لوله‌ی مکش پمپ که در داخل مخزن اصلی نگهدارنده‌ی سیال قرار دارد، یک توری با سوراخ‌های بسیار کوچک جهت ایجاد یکنواختی در جریان و صاف‌کردن ذرات معلق احتمالی موجود در مخزن تعبیه شده‌است. در خروجی پمپ برای تنظیم دبی از شیرهای تنظیم دبی حبابی که دارای دقت و حساسیت بالا و حداقل نوسانات هستند، استفاده شده‌است. همچنین برای جلوگیری از ایجاد فشار بالا، در خروجی پمپ یک مسیر بای‌پس به مخزن اصلی تعبیه شده‌است.

برای ایجاد جت عمودی سیال از یک لوله از جنس استیل نگیر (به وسیله‌ی آهن‌ربا جذب نمی‌شود) به طول ۷۱٫۸ سانتی‌متر استفاده شده‌است که به کمک دو یاتاقان بر روی صفحه‌ی نگهدارنده‌ی تجهیزات ایجاد کننده‌ی جت سیال چرخشی، محکم شده‌است. طول لوله به نحوی انتخاب شده‌است که از توسعه‌یافتگی جریان در داخل لوله اطمینان حاصل شود. سر بالای این لوله به شفت متصل می‌شود و در سر پایینی آن سرنازل‌های با قطر مختلف برای ایجاد جت‌های با قطر متفاوت به کمک یک مهره بسته می‌شود.

برای ایجاد چرخش در لوله‌ی ایجادکننده‌ی جت سیال از یک موتور الکتریکی با دقت و دور بالا استفاده شده‌است که سرعت چرخشی آن به کمک یک اینورتر با دقت فرکانس ۰٫۱ هرتز تنظیم می‌شود. راستای قرارگیری شفت موتور الکتریکی افقی است که به کمک یک گیربکس شفت تو خالی به صورت عمودی تغییر می‌کند. گیربکس آلومینیمی مورد استفاده دارای نسبت تبدیل دور ۷٫۵ بوده و با توجه به غوطه‌وربودن در روغن، کاملاً نرم و یکنواخت حرکت می‌کند. حرکت چرخشی به کمک یک محور از گیربکس به لوله‌ی ایجاد کننده‌ی جت سیال منتقل می‌شود.

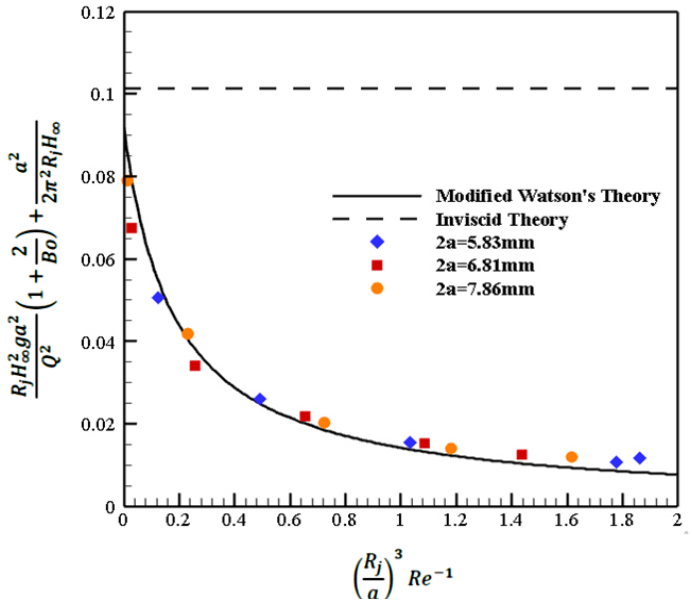
برای اندازه‌گیری دبی جریان از یک دبی سنج دیجیتال استفاده شده‌است که بر اساس پرشدن حجم مشخصی از سیال در زمان معینی کار می‌کند. به عبارتی دبی، تابعی از دو کمیت حجم (V) و زمان (t) است. دقت اندازه‌گیری حجم ۱ml و دقت اندازه‌گیری زمان ۰٫۰۱ s می‌باشد. طبق مرجع [۴۰] اگر y تابعی از چند کمیت باشد، یعنی $y=f(x_1,x_2,\dots x_n)$، مانند آنچه در دبی‌سنج دستگاه آزمایش وجود دارد، عدم قطعیت برای این تابع بر اساس رابطه‌ی زیر بدست می‌آید:

$$dy^2=\left(\frac{\partial f}{\partial x_1}dx_1\right)^2+\left(\frac{\partial f}{\partial x_2}dx_2\right)^2+\dots+\left(\frac{\partial f}{\partial x_n}dx_n\right)^2=\left(dy_1\right)^2+\left(dy_2\right)^2+\dots+\left(dy_n\right)^2 \quad (۶)$$

که در آن $\frac{\partial f}{\partial x_n}$ مشتق جزئی تابع f نسبت به x_n است و y_n هم بیان‌کننده‌ی تغییرات تابع f نسبت به کمیت x_n می‌باشد. dx_n نیز عدم قطعیت متغیر مستقل n ام است. با قرار دادن دبی ($Q=f(V,t)=V/t$) در رابطه‌ی (۶) و انجام محاسبات لازم، رابطه‌ی نهایی زیر حاصل می‌شود:

$$\left(\frac{dQ}{Q}\right)^2=\left(\frac{dV}{V}\right)^2+\left(\frac{dt}{t}\right)^2 \quad (۷)$$

که در این رابطه dt دقت زمان سنج و dV دقت ظرف استوانه‌ای دبی سنج می‌باشد. $\frac{dQ}{Q}$ نیز عدم قطعیت دبی سنج است وقتی که حجم مشخص V در زمان t پر شود. با توجه به اینکه حجم مخزن دبی‌سنج دستگاه ۱۶۰۶ ml و کمترین زمان پرشدن این حجم برای بیشترین دبی در آزمایش‌ها حدود ۱۰ s می‌باشد، بیشترین درصد عدم قطعیت اندازه‌گیری دبی بر اساس رابطه‌ی (۸) و برابر ۰٫۱۲



شکل ۸. مقایسه‌ی نتایج پرش‌های هیدرولیکی ایجادشده به وسیله‌ی نازل بدون چرخش با تئوری اصلاح‌شده‌ی واتسون و تئوری غیرلزج [۸]

Fig. 8. The comparison of the results of hydraulic jumps created by non-swirling nozzles with modified Watson's theory and non-viscous theory [8]

درصد بدست می‌آید.

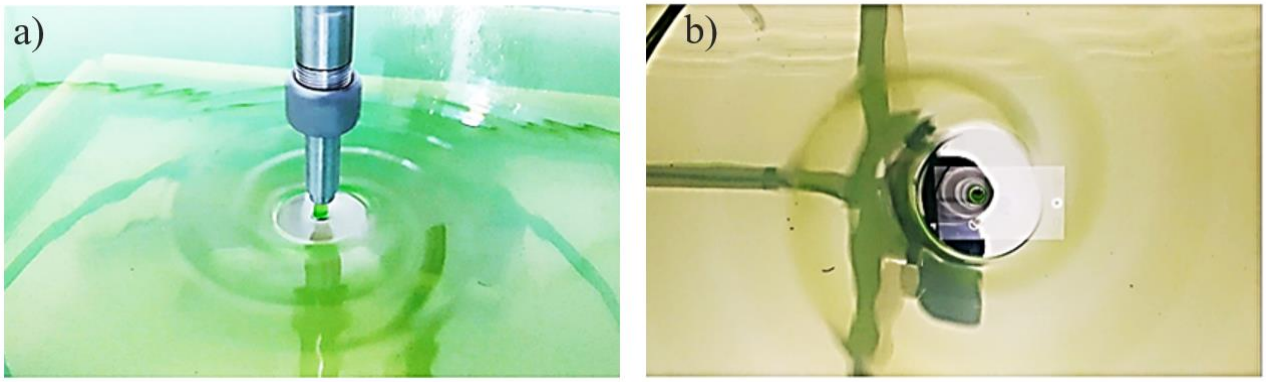
$$\left(\frac{dQ}{Q}\Big|_{\max}\right)^2=\left(\frac{1ml}{1606ml}\right)^2+\left(\frac{0.01s}{10s}\right)^2\Rightarrow\frac{dQ}{Q}\Big|_{\max}\times100\approx0.12\% \quad (۸)$$

بر همین اساس عدم قطعیت سرعت چرخشی نازل نیز برابر ۰٫۲۰ درصد محاسبه می‌شود. برای اندازه‌گیری دقیق ابعاد و پارامترهای هندسی از یک کولیس دیجیتال با دقت ۰٫۰۱mm استفاده گردید. همچنین برای اندازه‌گیری شعاع پرش دایروی با دقت بالا از نرم‌افزار پردازش تصویر Corel Draw با دقت ۰٫۰۱mm استفاده شد. سیال مورد استفاده در این تحقیق اتیلن گلیکول با مشخصات فیزیکی υ=۱۱٫۸cSt، ρ=۱٫۱g/cm^3 و σ=۴۷٫۵dyn.cm^{-1} می‌باشد. این سیال با لزجتی حدود ۱۱ برابر آب، امکان ایجاد پرش‌های هیدرولیکی دایروی، چندضلعی ایستا و چند ضلعی چرخشی را دارد.

۴- نتایج و بحث

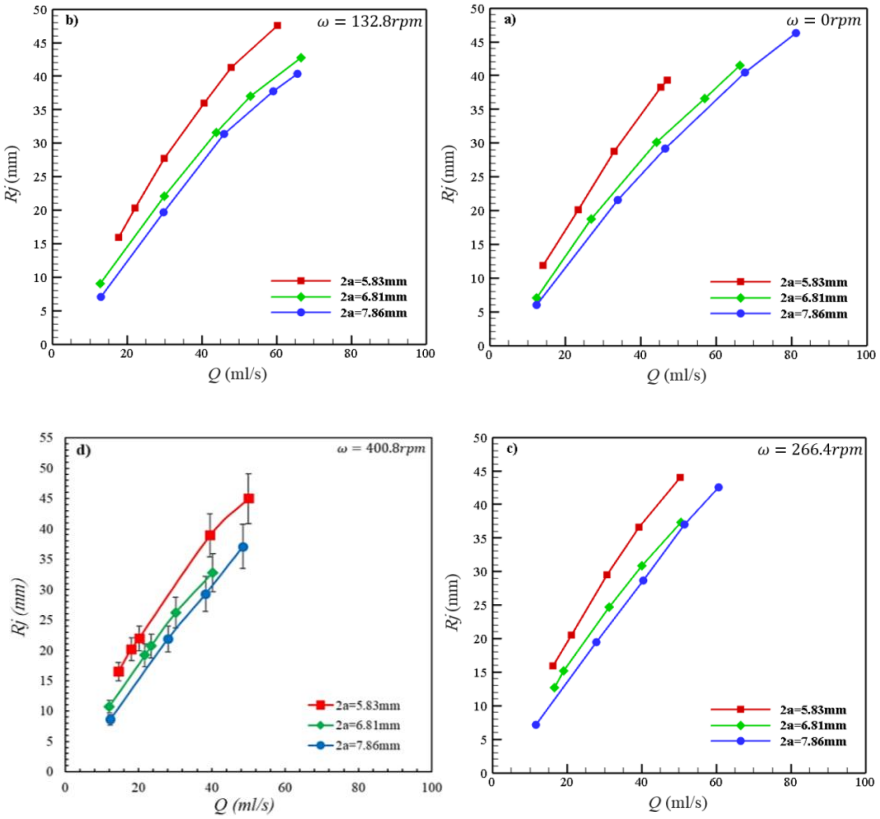
برای اعتبارسنجی و بررسی دقت نتایج آزمایشگاهی، مقایسه‌ی نتایج پرش‌های هیدرولیکی دایروی بدست‌آمده به وسیله‌ی نازل غیرچرخشی با تئوری اصلاح‌شده‌ی واتسون در شکل ۸ نشان داده‌شده‌است. قطر نازل‌های به‌کاررفته در این نتایج $2a$=۵٫۸۳mm، $2a$=۶٫۸۱mm و $2a$=۷٫۸۶mm می‌باشد. مشاهده می‌شود که نتایج با دقت خوبی با تئوری اصلاح شده‌ی واتسون مطابقت دارند. نتایج تئوری غیر لزج نیز که اختلاف زیادی با نتایج تئوری اصلاح شده‌ی واتسون و نتایج آزمایشگاهی تحقیق حاضر دارد، در این شکل نشان داده‌شده‌است.

پس از بررسی دقت عملکرد دستگاه آزمایش، به ارائه‌ی نتایج بدست‌آمده با جت سیال چرخشی پرداخته‌می‌شود. این نتایج با سرعت زاویه‌ای نازل ω=۰ rpm، ω=۱۳۲٫۸rpm، ω=۲۶۶٫۴rpm و ω=۴۰۰٫۸rpm بدست آمده است. قطر نازل‌های به‌کاررفته در این نتایج عبارت است از: 2a=۵٫۸۳mm، 2a=۶٫۸۱mm و 2a=۷٫۸۶mm. شکل ۹ نمای بالایی و پایینی یک پرش دایروی ایجاد شده با جت سیال چرخشی را نشان می‌دهد. همانطور که در این شکل مشاهده می‌شود، پرش هیدرولیکی شکل‌گرفته بر روی صفحه‌ی هدف در حال چرخش است. جهت چرخش پرش‌های هیدرولیکی در شکل ۹-a پاد ساعتگرد و در شکل ۹-b ساعتگرد می‌باشد. پرش‌های ایجادشده به وسیله‌ی جت سیال چرخشی گاهی اوقات در حین چرخش، گاهی به مقدار بسیار کمی از حالت دایروی خارج شده و سپس مجدداً به حالت دایروی بر می‌گردد. این موضوع در شکل ۹-b قابل مشاهده است.



شکل ۹. a) نمای بالایی یک پرش هیدرولیکی ایجادشده به وسیله‌ی جت سیال چرخشی b) نمای پایینی یک پرش هیدرولیکی ایجادشده به وسیله‌ی جت سیال چرخشی (ω=۲۶۶٫۴ rpm ،Q =۲۵٫۳۶ ml/s ،۲ a = ۵٫۸۳ mm)

Fig. 9. a) The top view of a hydraulic jump created by a swirling fluid jet b) The lower view of a hydraulic jump created by a swirling fluid jet (ω=266.4rpm, Q=25.36ml/s, 2a=5.83mm)

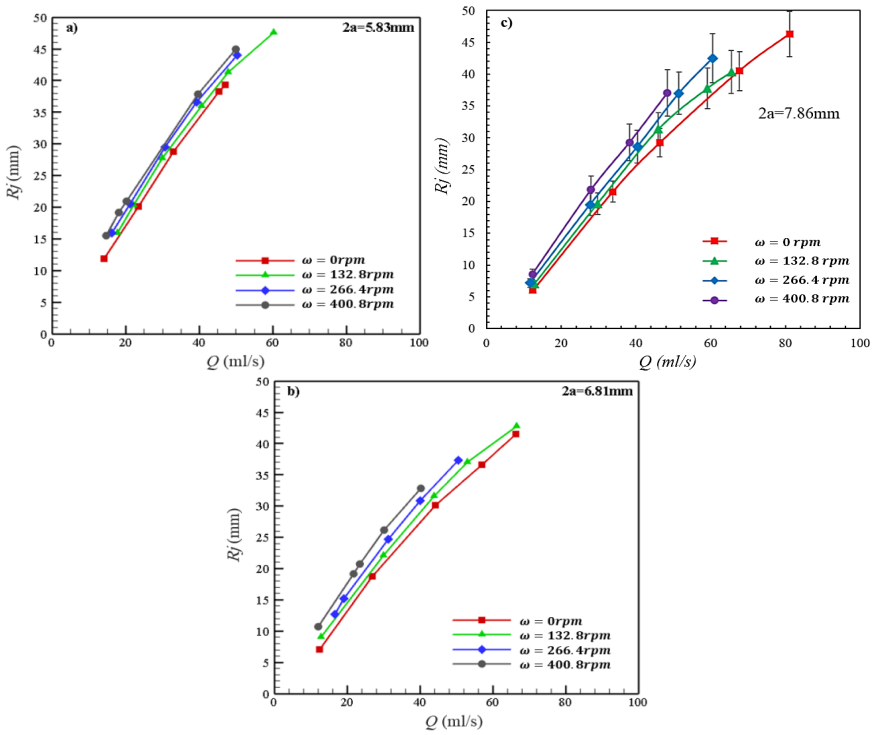


شکل ۱۰. تغییرات شعاع پرش هیدرولیکی دایروی بر حسب دبی به ازای ۳ قطر نازل در سرعت‌های زاویه‌ای مختلف نازل

Fig. 10. Variations of the radius of the circular hydraulic jump versus the flow rate per 3 nozzle diameters at different nozzle angular velocities

شکل ۱۰ تغییرات شعاع پرش هیدرولیکی دایروی بر حسب دبی به ازای ۳ قطر نازل ذکرشده فوق را (در ۴ سرعت زاویه‌ای مختلف نازل) نشان می‌دهد. همانطور که مشاهده می‌شود، در هر سرعت زاویه‌ای و قطر نازل مشخص، شعاع پرش دایروی با افزایش دبی افزایش می‌یابد. علت این افزایشِ شعاع، افزایش مومنتم سیال برخوردکننده به صفحه‌ی هدف با افزایش دبی است.

افزایش قطر نازل در یک دبی ثابت، باعث کاهش شعاع پرش دایروی در سرعت‌های زاویه‌ای مشخص می‌شود و به همین دلیل در نمودارهای شکل ۱۰ منحنی‌های مربوط به قطر کمتر، در موقعیت بالاتر و منحنی‌های مربوط به قطر بیشتر، در موقعیت پایین‌تری



شکل ۱۱. تغییرات شعاع پرش هیدرولیکی دایروی بر حسب دبی در سرعت‌های زاویه‌ای مختلف نازل برای نازل‌های با قطر متفاوت

Fig. 11. Variations of the radius of the circular hydraulic jump versus the flow rate at different nozzle velocities for nozzles with different diameters

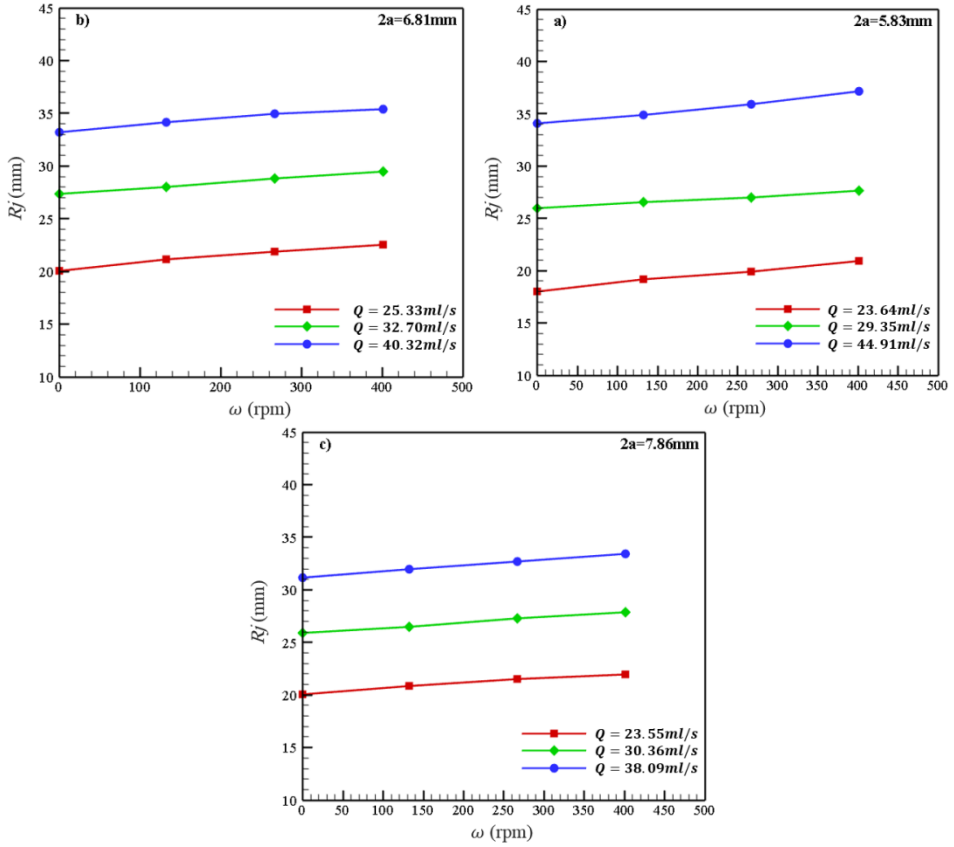
قرارگرفته‌اند. علت این پدیده آن است که با توجه به رابطه‌ی دبی حجمی ($Q=AV$)، در یک دبی ثابت، افزایش قطر نازل یا به عبارتی افزایش سطح مقطع نازل منجر به کاهش سرعت سیال عبوری از نازل می‌گردد و بنابراین مومنتم سیال کاهش یافته و شعاع پرش دایروی کاهش می‌یابد.

اثر دبی بر شعاع پرش دایروی در ۴ سرعت زاویه‌ای (به ازای قطرهای متفاوت نازل) در شکل ۱۱ نشان داده شده‌است. با دقت در این شکل درمی‌یابیم که در یک دبی ثابت، افزایش سرعت زاویه‌ای نازل، شعاع پرش دایروی را افزایش می‌دهد. علت این امر آن است که افزایش سرعت زاویه‌ای نازل باعث افزایش سرعت مماسی سیال خروجی از نازل (گریز از مرکز) شده، پرش دایروی در فاصله‌ی دورتری از مرکز برخورد جت سیال به صفحه‌ی هدف شکل می‌گیرد.

آنالیز خطا در آزمایش‌ها نشان می‌دهد که به طور میانگین بیشترین میزان خطا برای نتایج قطر نازل ۲a=۷٫۸۶mm در سرعت زاویه‌ای ω=۴۰۰٫۸rpm و برابر ۹٫۸ درصد است. کمترین میزان خطا نیز برای نتایج قطر نازل ۲a=۲٫۸۳mm در سرعت زاویه‌ای نازل ω=۰ rpm و برابر ۷٫۰۹ درصد می‌باشد. در محاسبه‌ی میزان خطا از تئوری واتسون (تنها تئوری موجود در این زمینه)، استفاده شده‌است. علت اصلی خطای نتایج این است که اثر چرخش نازل در تئوری واتسون در نظر گرفته‌نشده‌است. به دلیل پرهیز از شلوغی نمودارها، خطا در نمودارهای d-۱۰ و c-۱۱ که دارای بیشترین میزان خطا نیز هستند، به صورت نوار خطا نشان داده‌شده‌است.

شکل ۱۲ نمودار تغییرات شعاع پرش هیدرولیکی دایروی بر حسب سرعت زاویه‌ای نازل در سه دبی جریان مختلف را نشان می‌دهد. برای همه‌ی قطرهای نازل به‌کاررفته، افزایش سرعت زاویه‌ای نازل، باعث افزایش شعاع پرش دایروی با شیب ملایم می‌شود. این موضوع نشان می‌دهد افزایش دبی نسبت به افزایش سرعت زاویه‌ای نازل، تاثیر بیشتری بر افزایش شعاع پرش هیدرولیکی دارد.

جدول‌های ۱ تا ۳ مقایسه‌ی اندازه‌ی شعاع پرش هیدرولیکی در حالت نازل چرخشی با حالت نازل بدون چرخش را نشان می‌دهد. همانطور که در ستون میانگین کل هر یک از این جدول‌ها درج شده‌است، افزایش شعاع پرش دایروی در حالت نازل چرخشی برای سرعت‌های زاویه‌ای نازل ω=۱۳۲٫۸rpm، ω=۲۶۶٫۴rpm و ω=۴۰۰٫۸rpm نسبت به حالت نازل بدون چرخش به ترتیب مقدار



شکل ۱۲. تغییرات شعاع پرش هیدرولیکی دایروی بر حسب سرعت زاویه‌ای نازل برای نازل‌های با قطر مختلف

Fig. 12. Variations of the radius of the circular hydraulic jump versus the nozzle angular velocity for nozzles of different diameters

جدول ۱. مقایسه‌ی شعاع پرش هیدرولیکی در حالت نازل چرخشی (ω=۱۳۲٫۸ rpm) با حالت نازل بدون چرخش

Table 1. The comparison of hydraulic jump radius in swirling nozzle mode (ω=132.8rpm) with non-swirling nozzle mode

قطر نازل (mm)	دبی (ml/s)	$R_{j,\omega=0rpm}$ (mm)	$R_{j,\omega=132.8rpm}$ (mm)	درصد افزایش شعاع پرش در ω=۱۳۲٫۸rpm نسبت به ω=۰rpm	میانگین (٪)	میانگین کل (٪)
۵٫۸۳	۲۳٫۶۴	۱۸٫۰۲	۱۹٫۱۶	۶٫۳۳	۳٫۶۹	۳٫۲۹
	۲۹٫۳۵	۲۵٫۹۴	۲۶٫۵۶	۲٫۳۹		
	۴۴٫۹۱	۳۴٫۰۸	۳۴٫۸۸	۲٫۳۵		
۶٫۸۱	۲۵٫۳۳	۲۰٫۰۸	۲۱٫۱۲	۵٫۱۸	۳٫۴۱	
	۳۲٫۷۰	۲۷٫۳۹	۲۸٫۰۱	۲٫۲۶		
	۴۰٫۳۲	۳۳٫۲۲	۳۴٫۱۵	۲٫۸۰		
۷٫۸۶	۲۳٫۵۵	۲۰٫۰۸	۲۰٫۸۴	۳٫۷۸	۲٫۷۷	
	۳۰٫۳۶	۲۵٫۹۳	۲۶٫۴۶	۲٫۰۴		
	۳۸٫۰۹	۳۱٫۱۵	۳۱٫۹۳	۲٫۵۰		

جدول ۲. مقایسه‌ی شعاع پرش هیدرولیکی در حالت نازل چرخشی (ω=۲۶۶٫۴ rpm) با حالت نازل بدون چرخش

Table 2. The comparison of hydraulic jump radius in swirling nozzle mode (ω=266.4rpm) with non-swirling nozzle mode

قطر نازل (mm)	دبی (ml/s)	$R_{j,\omega=0rpm}$ (mm)	$R_{j,\omega=266/4rpm}$ (mm)	درصد افزایش شعاع پرش در ω=۲۶۶٫۴rpm نسبت به ω=۰rpm	میانگین (٪)	میانگین کل (٪)
۵٫۸۳	۲۳٫۶۴	۱۸٫۰۲	۱۹٫۹۱	۹٫۵۰	۶٫۱۶	۵٫۸۹
	۲۹٫۳۵	۲۵٫۹۴	۲۶٫۹۸	۳٫۸۵		
	۴۴٫۹۱	۳۴٫۰۸	۳۵٫۹۲	۵٫۱۲		
۶٫۸۱	۲۵٫۳۳	۲۰٫۰۸	۲۱٫۸۸	۸٫۲۳	۶٫۱۱	
	۳۲٫۷۰	۲۷٫۳۹	۲۸٫۸۵	۵٫۰۶		
	۴۰٫۳۲	۳۳٫۲۲	۳۴٫۹۸	۵٫۰۳		
۷٫۸۶	۲۳٫۵۵	۲۰٫۰۸	۲۱٫۵۰	۶٫۶۰	۵٫۴۱	
	۳۰٫۳۶	۲۵٫۹۳	۲۷٫۲۷	۴٫۹۱		
	۳۸٫۰۹	۳۱٫۱۵	۳۲٫۶۹	۴٫۷۱		

جدول ۳. مقایسه‌ی شعاع پرش هیدرولیکی در حالت نازل چرخشی (ω=۴۰۰٫۸ rpm) با حالت نازل بدون چرخش

Table 3. The comparison of hydraulic jump radius in swirling nozzle mode (ω=400.8rpm) with non-swirling nozzle mode

قطر نازل (mm)	دبی (ml/s)	$R_{j,\omega=0rpm}$ (mm)	$R_{j,\omega=400/8rpm}$ (mm)	درصد افزایش شعاع پرش در ω=۴۰۰٫۸rpm نسبت به ω=۰rpm	میانگین (٪)	میانگین کل (٪)
۵٫۸۳	۲۳٫۶۴	۱۸٫۰۲	۲۰٫۹۳	۱۳٫۹۰	۹٫۴۰	۸٫۳۴
	۲۹٫۳۵	۲۵٫۹۴	۲۷٫۶۳	۶٫۱۲		
	۴۴٫۹۱	۳۴٫۰۸	۳۷٫۱۲	۸٫۱۹		
۶٫۸۱	۲۵٫۳۳	۲۰٫۰۸	۲۲٫۵۴	۱۰٫۹۱	۸٫۱	
	۳۲٫۷۰	۲۷٫۳۹	۲۹٫۵۱	۷٫۱۸		
	۴۰٫۳۲	۳۳٫۲۲	۳۵٫۴۲	۶٫۲۱		
۷٫۸۶	۲۳٫۵۵	۲۰٫۰۸	۲۱٫۹۹	۸٫۶۹	۷٫۵۲	
	۳۰٫۳۶	۲۵٫۹۳	۲۷٫۸۷	۶٫۹۶		
	۳۸٫۰۹	۳۱٫۱۵	۳۳٫۴۶	۶٫۹۰		

۳٫۲۹، ۵٫۸۹ و ۸٫۳۴ درصد می‌باشد. به عبارتی هر چه سرعت زاویه‌ای نازل بیشتر باشد، درصد افزایش شعاع پرش دایروی نسبت به حالت نازل بدون چرخش بیشتر است. همانطور که پیش‌تر اشاره شد، علت این امر آن است که افزایش سرعت زاویه‌ای نازل باعث می‌شود سرعت مماسی سیال خروجی از نازل بیشتر شده و پرش هیدرولیکی، شعاع بزرگتری داشته باشد. همچنین با دقت در ستون میانگین هر یک از جدول‌های ۱ تا ۳ مشاهده می‌شود که درصد افزایش شعاع پرش هیدرولیکی نسبت به حالت نازل بدون چرخش، در قطر نازل کوچکتر، بیشتر است. به عبارتی استفاده از یک نازل با قطر کوچکتر، در سرعت‌های زاویه‌ای مختلف، منجر به افزایش بیشتر شعاع پرش

جدول ۴. گروه‌های بی‌بعد مرتبط با مسئله‌ی پرش هیدرولیکی دایروی ایجادشده به وسیله‌ی جت سیال چرخشی
Table 4. The dimensionless groups related with the issue of circular hydraulic jump created by swirling fluid jet

ردیف	گروه بی‌بعد
۱	$\Pi_1 = Q / \omega \Delta H^3$
۲	$\Pi_2 = R_j / \Delta H$
۳	$\Pi_3 = a / \Delta H$
۴	$\Pi_4 = h_1 / \Delta H$
۵	$\Pi_5 = h_2 / \Delta H$
۶	$\Pi_6 = \mu / \rho \omega \Delta H^2$
۷	$\Pi_7 = \sigma / \rho \omega^2 \Delta H^3$
۸	$\Pi_8 = g / \omega^2 \Delta H$

دایروی می‌شود.

به نظر می‌رسد که با توجه به تعداد زیاد آزمایش‌ها و حجم زیاد داده‌های آزمایشگاهی بهتر است که این نتایج در قالب گروه‌های بی‌بعد نمایش داده شود. یازده پارامتر دبی (Q)، شعاع پرش (R_j)، سرعت زاویه‌ای نازل (ω)، شعاع نازل (a)، ارتفاع بالا دست پرش (h_1)، ارتفاع پایین دست پرش (h_2)، اختلاف ارتفاع بالادست و ارتفاع پایین دست پرش (ΔH)، چگالی (ρ)، لزجت (μ)، کشش سطحی (σ) و شتاب جاذبه (g) در مسئله‌ی پرش هیدرولیکی دایروی ایجادشده به کمک جت سیال چرخشی اهمیت دارند. به کمک تحلیل ابعادی و به روش پی باکینگهام می‌توان ۸ گروه بی‌بعد مرتبط با پارامترهای ذکرشده استخراج نمود که در جدول ۴ نشان داده‌شده‌است.

با ضرب، تقسیم و یا به‌توان‌رساندن این گروه‌های بی‌بعد، می‌توان گروه‌های بی‌بعد معروف مرتبط با مسئله‌ی تحقیق حاضر را نیز بدست آورد. تعدادی از این گروه‌های بی‌بعد معروف عبارتند از:

$$\Pi_9 = \left(\Pi_2 \Pi_3^{-1}\right) = \frac{R_j}{a} \quad (۹)$$

$$\Pi_{10} = \left(\Pi_1 \Pi_6^{-1} \Pi_3^{-1}\right) = \frac{Q}{a\upsilon} = \mathrm{Re} \quad (۱۰)$$

$$\Pi_{11} = \left(\Pi_7^{-1} \Pi_8 \Pi_2\right) = \frac{R_j \rho g \Delta H}{\sigma} = Bo \quad (۱۱)$$

$$\Pi_{12} = \left(\Pi_7^{-1} \Pi_5^{-3} \Pi_1^2\right) = \frac{\rho Q^2}{h_2^3 \sigma} = We \quad (۱۲)$$

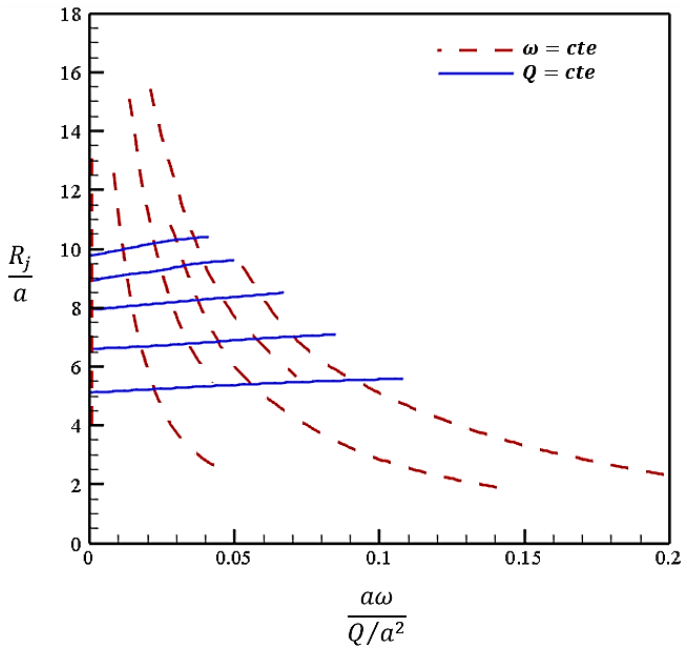
$$\Pi_{13} = \left(\Pi_1^2 \Pi_4^{-1} \Pi_8^{-1} \Pi_3^{-4}\right)^{-1/2} = \frac{Q / a^2}{\sqrt{g h_1}} = Fr_1 \quad (۱۳)$$

$$\Pi_{14} = \left(\Pi_1^2 \Pi_5^{-1} \Pi_8^{-1} \Pi_3^{-4}\right)^{-1/2} = \frac{Q / a^2}{\sqrt{g h_2}} = Fr_2 \quad (۱۴)$$

$$\Pi_{15} = \left(\Pi_1 \Pi_6^{-1} \Pi_3^{-1}\right) = \frac{a\omega}{Q / a^2} = \frac{V_\omega}{U_b} = S \quad (۱۵)$$

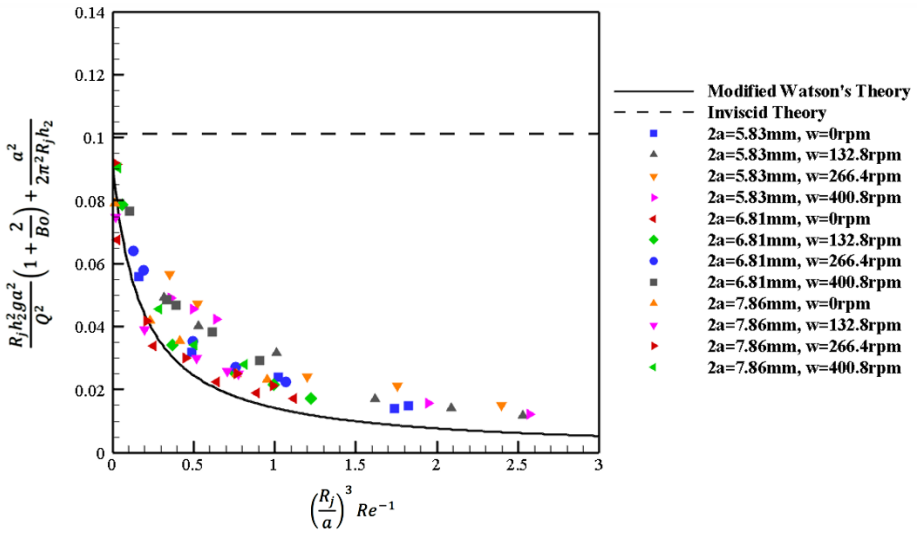
که R_j/a شعاع بی‌بعد پرش، Re عدد رینولدز، Bo عدد باند، We عدد وبر، Fr_1 عدد فرود بالادست پرش، Fr_2 عدد فرود پایین دست پرش و S عدد بی‌بعد چرخش است. عدد مهم و مرتبط با ایده‌ی چرخش نازل، عدد بی‌بعد چرخش می‌باشد که در بخش تئوری (رابطه ی ۵) نیز به آن اشاره شد. این عدد نسبت سرعت مماسی در دیواره‌ی لوله‌ی جت (ماکزیمم سرعت مماسی، V_ω) و سرعت متوسط محوری توده‌ی سیال (U_b) است. بنابراین استفاده از این عدد در ارائه‌ی نتایج می‌تواند مفید باشد.

شکل ۱۳ نتایج شکل‌های ۱۰ تا ۱۲ را در قالب گروه‌های بی‌بعد نشان می‌دهد. در این شکل تغییرات شعاع بی‌بعد پرش بر حسب عدد چرخش نشان داده‌است. دو دسته خط در این شکل قابل مشاهده است. دسته‌ی اول، خط‌چین‌ها که معرف خطوط سرعت زاویه‌ای ثابت ($\omega = cte$) با شیب منفی می‌باشند. علت منفی‌بودن شیب این خطوط آن است که در یک سرعت زاویه‌ای ثابت، افزایش دبی باعث کاهش عدد چرخش می‌شود. اما در عین حال شعاع پرش دایروی افزایش می‌یابد. وقتی سرعت زاویه‌ای صفر باشد، عدد چرخش همواره



شکل ۱۳. تغییرات شعاع بی بعد (R_j/a) بر حسب عدد بی بعد چرخش ($S=\frac{a\omega}{Q/a^2}$)

Fig. 13. Variations of the dimensionless radius (R_j/a) versus the dimensionless swirl number ($S=\frac{a\omega}{Q/a^2}$)



شکل ۱۴. مقایسه‌ی نتایج پرش‌های هیدرولیکی ایجادشده به وسیله‌ی جت سیال چرخشی با تئوری اصلاح‌شده‌ی واتسون

Fig. 14. The comparison of the results of hydraulic jumps created by a swirling fluid jet with modified Watson's theory

برابر با صفر خواهد بود. اما افزایش دبی در سرعت زاویه‌ای صفر باعث افزایش شعاع پرش دایروی خواهد شد. بنابراین منحنی مربوط به سرعت زاویه‌ای صفر در شکل ۱۳ یک خط عمودی در بالای عدد چرخش صفر است. دسته‌ی دوم، خطوط ممتد که معرف خطوط دبی ثابت ($Q=cte$) هستند. شیب این خطوط مثبت می‌باشد، زیرا در یک دبی ثابت، افزایش سرعت زاویه‌ای منجر به افزایش همزمان شعاع پرش دایروی و عدد چرخش می‌شود. از این شکل همچنین می‌توان دید که افزایش سرعت زاویه‌ای جت چرخشی نسبت به افزایش دبی

سیال اثر کمتری بر افزایش شعاع پرش هیدرولیکی دایروی دارد. این امر در پدیده خنک‌کاری با استفاده از این پدیده حائز اهمیت فراوانی است. زیرا اگر به دنبال خنک‌کاری بهتر با هزینه کمتر می‌باشیم بهتر است با افزایش دبی سیال این امر صورت گیرد تا استفاده از سیستم جت نازل چرخشی که بکارگیری آن با هزینه فراوانی نیز همراه است. البته در صورتی که جت چرخشی سیال منجر به مغشوش‌شدن جریان برخوردی به سطح شود، مقایسه دو مکانیزم فوق‌الذکر در فرایند خنک‌کاری نیازمند بحث دوباره‌ای است که در قالب این تحقیق نمی‌گنجد. این نکته نیز قابل توجه است که در جایی که محدودیت فضا و افزایش دبی وجود دارد (به عنوان مثال خنک‌کاری قطعات صنعتی یا الکترونیکی کوچک)، چرخش جت سیال روشی موثر و کارا در افزایش انتقال حرارت و سطح پوشش‌دهی خواهد بود.

شکل ۱۴ مقایسه‌ی نتایج پرش‌های هیدرولیکی ایجاد شده به وسیله‌ی جت سیال چرخشی با تئوری اصلاح‌شده‌ی واتسون (مهم ترین و تنها تئوری موجود در زمینه‌ی پرش‌های هیدرولیکی دایروی) را نشان می‌دهد. همانطور که در این شکل مشاهده می‌شود، نتایج آزمایشگاهی تحقیق حاضر مطابقت نسبتاً خوبی با نتایج تئوری اصلاح‌شده‌ی واتسون دارد. اختلاف کمی که بین نتایج آزمایشگاهی و تئوری وجود دارد به دلیل آن است که اثر چرخش جت سیال در تئوری واتسون لحاظ نشده‌است.

۵- نتیجه‌گیری

در این تحقیق به روش آزمایشگاهی اثر پارامتر مهم چرخش جت سیال بر روی پرش‌های هیدرولیکی دایروی مطالعه شد. به این منظور اقدام به طراحی و ساخت یک دستگاه آزمایشگاهی گردید که امکان ایجاد پرش‌های هیدرولیکی در سرعت‌های مختلف زاویه‌ای نازل و دبی‌های متفاوت را فراهم می‌کند. نتایج با استفاده از سه نازل با قطرهای 2a=5/83mm، 2a=2/81mm و 2a=2/86mm و در سرعت‌های زاویه‌ای نازل ω=132/8rpm، ω=266/4rpm و ω=400/8rpm حاصل شده و با نتایج بدست‌آمده از نازل بدون چرخش مقایسه شد. در پایان نتایج زیر بدست آمد:

- در هر سرعت زاویه‌ای ثابت نازل، افزایش دبی جریان باعث افزایش شعاع پرش هیدرولیکی دایروی می‌شود.
- افزایش سرعت زاویه‌ای نازل، باعث افزایش شعاع پرش دایروی در یک دبی ثابت می‌شود.
- میزان افزایش شعاع پرش دایروی در حالت نازل چرخشی برای سرعت‌های زاویه‌ای نازل ω=132/8rpm، ω=266/4rpm و ω=400/8rpm نسبت به حالت نازل بدون چرخش (ω= . rpm) به ترتیب مقدار ۳/۲۹، ۵/۸۹ و ۸/۳۴ درصد می‌باشد.
- ترسیم نمودار شعاع بی‌بعد پرش بر حسب عدد بی‌بعد چرخش، نشان می‌دهد که افزایش سرعت زاویه‌ای جت چرخشی نسبت به افزایش دبی سیال اثر کمتری بر افزایش شعاع پرش هیدرولیکی دایروی دارد.
- پرش‌های ایجادشده توسط جت سیال چرخشی با کمی اختلاف از روند نتایج تئوری اصلاح‌شده‌ی واتسون پیروی می‌کنند. اختلاف میان نتایج تئوری و آزمایشگاهی به دلیل درنظرنگرفتن پارامتر مهم سرعت زاویه‌ای جت سیال در تئوری واتسون است.

مراجع

[1] C. Avedisian, Z. Zhao, The circular hydraulic jump in low gravity, in Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, The Royal Society, 2)456) (2000) 2151-2127.

[2] L. Rayleigh, On the theory of long waves and bores, in Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character, 328-324 (1914) (61)90.

[3] G. Birkhoff, E. Zarantonello, Jets, wakes, and cavities, Academic Press, New York, (1957).

[4] E. Watson, The radial spread of a liquid jet over a horizontal plane, Journal of Fluid Mechanics, 499-481 (1964) (3)20.

[5] A. Craik, R. Latham, M. Fawkes, P. Gribbon, The circular hydraulic jump, Journal of Fluid Mechanics, (1981) 112 362-347.

[6] M. Errico, A study of the interaction of liquid jets with solid surfaces, University of California, San Diego, (1986).

[7] X. Liu, J.H. Lienhard, The hydraulic jump in circular jet impingement and in other thin liquid films, Experiments in Fluids, 116-108 (1993) (2)15.

[8] J.W. Bush, J.M. Aristoff, The influence of surface tension on the circular hydraulic jump, Journal of Fluid Mechanics, 238-229 (2003) 489.

[9] J.W. Bush, J.M. Aristoff, A. Hosoi, An experimental

Numerical study of circular hydraulic jump using volume-of-fluid method, Journal of Fluids Engineering, vol. (1)133 011401 (2011).

[22] C.W. Hirt, B.D. Nichols, Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries, Journal of computational physics, 1981 (1981) (1)39.

[23] M. Johnson, D. Maynes, J. Crockett, Experimental characterization of hydraulic jump caused by jet impingement on micro-patterned surfaces exhibiting ribs and cavities, Experimental Thermal and Fluid Science, 58 223-216 (2014).

[24] K. Choo, S.J. Kim, The influence of nozzle diameter on the circular hydraulic jump of liquid jet impingement, Experimental Thermal and Fluid Science, 72 (2016) –12 17.

[25] R. Fernandez-Feria, E. Sanmiguel-Rojas, E.S. Benilov, On the origin and structure of a stationary circular hydraulic jump, Physics of Fluids, 31 (2019) 072104.

[26] A. Saberi, M.R. Mahpeykar, A.R. Teymourtash, Experimental Study and Numerical Simulation of the Circular Hydraulic Jump on the Concave Target Plate, Modares Mechanical Engineering, 328-321 (2020) (2)20.

[27] Y. Wang, R.E. Khayat, The role of gravity in the prediction of the circular hydraulic jump radius for high-viscosity liquids, Journal of Fluid Mechanics, 682 (2019) 161-128.

[28] N.A. Chigier, A. Chervinsky, Experimental investigation of swirling vortex motion in jets, Journal of Applied Mechanics, 451-443 (1967) (2)34.

[29] P. Billant, J. Chomaz, P. Huerre, Experimental study of vortex breakdown in swirling jets, Journal of Fluid Mechanics, 219-183 (1998) 376.

[30] L. Facciolo, A study on axially rotating pipe and swirling jet flows, Stockholm, Sweden (2006).

[31] W. Rose, A Swirling Round Turbulent Jet: 1—Mean-Flow Measurements, Journal of Applied Mechanics, (4)29 625-615 (1962).

[32] B.D. Pratte, J. Keffer, The swirling turbulent jet, Journal of Fluids Engineering, 747-739 (1972) (4)94.

[33] S. Komori, H. Ueda, Turbulent flow structure in the near investigation of the stability of the circular hydraulic jump, Journal of Fluid Mechanics, 52-33 (2006) 558.

[10] T. Bohr, P. Dimon, V. Putkaradze, Shallow-water approach to the circular hydraulic jump, Journal of Fluid Mechanics, 648-635 (1993) 254.

[11] T. Bohr, V. Putkaradze, S. Watanabe, Averaging theory for the structure of hydraulic jumps and separation in laminar free-surface flows, Physical review letters, (6)79 1041-1038 (1997).

[12] F. Higuera, The hydraulic jump in a viscous laminar flow, Journal of fluid Mechanics, 92-69 (1994) 274.

[13] K. Yokoi, F. Xiao, A numerical study of the transition in the circular hydraulic jump, Physics Letters A, (3)257 157-153 (1999).

[14] K. Yokoi, F. Xiao, Mechanism of structure formation in circular hydraulic jumps: Numerical studies of strongly deformed free-surface shallow flows, Physica D: Nonlinear Phenomena, 219-202 (2002) (3)161.

[15] V. Ferreira, M. Tome, N. Mangiavacchi, A. Castelo, J. Cuminato, A. Fortuna, S. Mckee, High-order upwinding and the hydraulic jump, International journal for numerical methods in fluids, 583-549 (2002) (7)39.

[16] S. Watanabe, V. Putkaradze, T. Bohr, Integral methods for shallow free-surface flows with separation, Journal of fluid mechanics, 265-233 (2003) 480.

[17] M. Gradeck, A. Kouachi, A. Dani, D. Arnoult, J. Borean, Experimental and numerical study of the hydraulic jump of an impinging jet on a moving surface, Experimental thermal and fluid science, 201-193 (2006) (3)30.

[18] A.K. Ray, J.K. Bhattacharjee, Standing and travelling waves in the shallow-water circular hydraulic jump, Physics Letters A, 248-241 (2007) (3)371.

[19] J. Mikielewicz, D. Mikielewicz, A simple dissipation model of circular hydraulic jump, International Journal of Heat and Mass Transfer, 21-17 (2009) (1)52.

[20] R. Kate, P. Das, S. Chakraborty, An Investigation on non-circular hydraulic jumps formed due to obliquely impinging circular liquid jets, Experimental Thermal and Fluid Science, 1439-1429 (2008) (8)32.

[21] M. Passandideh-Fard, A.R. Teymourtash, M. Khavari,

field of a swirling round free jet, Physics of Fluids, (7)28 2082-2075 (1985).

[34] T. Loiseleux, J.M. Chomaz, Breaking of rotational symmetry in a swirling jet experiment, Physics of Fluids, 523-511 (2003) (2)15.

[35] S. Farokhi, R. TAGhavi, E. Rice, Effect of initial swirl distribution on the evolution of a turbulent jet, AIAA journal, 706-700 (1989) (6)27.

[36] J. Sislian, R. Cusworth, Measurements of mean velocity and turbulent intensities in a free isothermal swirling jet, AIAA journal, 309-303 (1986) (2)24.

[37] J. Panda, D. Mclaughlin, Experiments on the instabilities of a swirling jet, Physics of Fluids, 276-263 (1994) (1)6.

[38] D.G. Lilley, Annular vane swirler performance, Journal of propulsion and power, 252-248 (1999) (2)15.

[39] H. Rahai, T. Wong, Velocity field characteristics of turbulent jets from round tubes with coil inserts, Applied Thermal Engineering, 1045-1037 (2002) (9)22.

[40] G.L. Squires, Practical Physics, 4th Edition, Cambridge University Press, England (2001).

چگونه به این مقاله ارجاع دهیم

A. Asadi, M. Malek Jafarian , A.R. Teymourtash, Experimental Study of the Effect of Fluid Jet Swirl on Circular Hydraulic Jump, Amirkabir J. Mech Eng., 53(7) (2021) 4153-4170.

DOI: 10.22060/mej.2020.18409.6811