

استفاده از نظریه‌ی خود تشابهی ناقص به منظور تخمین نسبت عمقهای مزدوج پرش آبی ایجاد شده در جریانهای غلیظ عبوری از روی بسترهای صاف و زبر

نادر برهمند^{۱*}

چکیده

جریان غلیظ به علت تفاوت چگالی با سیال محیطی به وجود می‌آید. این تفاوت جرم حجمی می‌تواند ناشی از ذرات جامد نامحلول، مواد محلول، تفاوت‌های دمایی و ... باشد. پرشهای آبی ایجاد شده در جریانهای غلیظ، نقش مهمی در تغییرات خصوصیات کیفی جریان غلیظ، و همچنین سیال محیطی (همانند دریاچه‌ها و مخازن سدها) دارند. در این تحقیق، با استفاده از تحلیل ابعادی و نظریه‌ی خود تشابهی ناقص، چنین پرشهایی مورد مطالعه قرار گرفته، و معادله‌ای جدید جهت محاسبه‌ی نسبت عمقهای مزدوج پرش به دست آمده است. به منظور بررسی کارایی این معادله، از نتایج مجموعه‌ای از آزمایشها، که جهت هر دو نوع بستر صاف و زبر صورت پذیرفته است، کمک گرفته شد. نتایج آزمایش، نشان دهنده‌ی دقت و کارایی مناسب معادله‌ی جدید به دست آمده نسبت به معادله سنتی می‌باشند. به عبارت دیگر، نشان داده شده است که نمی‌توان از تاثیر اختلاط سیال محیطی با جریان غلیظ، و همچنین از تاثیر زبری بستر بر مقدار نسبت عمقهای مزدوج پرش، حتی در مقادیر کوچک، صرف نظر کرد.

واژه‌های کلیدی: پرش آبی در جریان غلیظ، جریان غلیظ، نظریه‌ی خود تشابهی ناقص، نسبت عمقهای مزدوج، زبری بستر.

^۱ - گروه مهندسی عمران، واحد لارستان، دانشگاه آزاد اسلامی، لارستان، ایران.

* - نویسنده مسوول مقاله: nader_barahmand@yahoo.com

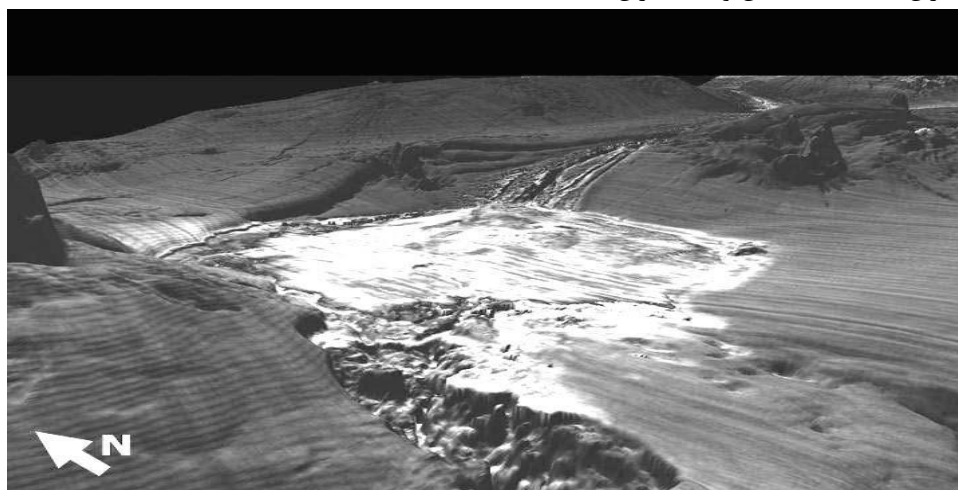
مقدمه

محمود ۱۹۸۷؛ هی، ۱۹۸۷؛ سیمپسون، ۱۹۹۲؛ فان و موریس، ۱۹۹۲؛ دسزار و همکاران، ۲۰۰۱).

جریان غلیظ معمولاً تحت تاثیر بالا آمدگی بستر و یا تنگ شدگی مقطع در پایاب، و همچنین تحت تاثیر کاهش شیب (مانند شکستگی شیب در محل تماس دره با دشت آبرفتی در اعماق دریاها و اقیانوسها) می تواند طی یک پرش آبی، به صورت سریع از جریان فوق بحرانی (دارای سرعت زیاد و ضخامت جریان کم) به زیر بحرانی (دارای سرعت کم و ضخامت جریان زیاد) تغییر وضعیت دهد (ویلیکینسون و وود، ۱۹۷۱؛ بادور و اینسک، ۱۹۸۳؛ و گارسیا، ۱۹۹۳). شناختن دقیق پرشهای آبی ایجاد شده در جریانهای غلیظ می تواند نقش بسیار مهمی را در شناخت توسعه‌ی جریان، تکامل شیب‌های عددی، بهبود کیفی آب و همچنین مدیریت ته نشینی و فرسایش رسوبات داشته باشند.

همان طور که در شکل (۱) مشاهده می گردد، در محل ورود رود نیجر به دریا (در شیب قاره ای)، نوسانهایی در شیب نیمرخ بستر وجود دارد که ناحیه‌ی مابین دره‌ی بالادستی و دشت آبرفتی می تواند شرایط وقوع یک پرش آبی را در جریان غلیظ ایجاد کند (کاستیک و پارکر، ۲۰۰۷).

جریان غلیظ بر اثر اختلاف جرم حجمی با سیال محیطی به وجود می آید. این تفاوت جرم حجمی می تواند به علت وجود ذرات معلق، مواد محلول (کیفیت شیمیایی)، تفاوت‌های دمایی، و یا ترکیبی از آنها باشد. حرکت توده های هوای سرد و گرم در محیطهای کوچک و بزرگ، نسیمهای دریایی، طوفانهای شن و گرد و غبار، فاضلابهای صنعتی ورودی به مخازن و دریاچه ها، جریانهای خروجی طوفانهای آذرخشی، بادهای پایین رونده برون کار، جریان گدازه‌های آتشفشانی، حرکت بهممن و جریانهای غلیظ نمکی یا کدر وارد شده به دریاچه ها، آبگیرها، دریاها و اقیانوسها، مثالهایی گوناگون از جریانهای غلیظ در طبیعت و محیطهای ساخته شده به وسیله‌ی بشر می باشند (سیمپسون، ۱۹۸۲؛ فزدر و همکاران، ۱۹۸۵؛ علویان، ۱۹۸۶؛ سیمپسون، ۱۹۹۷؛ هارتل و همکاران، ۲۰۰۰؛ الف و ب؛ دالیمور و همکاران، ۲۰۰۱؛ رجو و همکاران، ۲۰۰۴). جریانهای غلیظ عامل عمده‌ی ایجاد الگوهای ته نشینی و فرسایش بستر، تغییر کیفی آب، و همچنین هوا، تشکیل دره های دریایی و خسارت به کابل‌های انتقال پیام و لوله های انتقال مایعات گذرنده از بستر دریاها و اقیانوسها می باشند (دالی، ۱۹۳۶؛ کروز و همکاران، ۱۹۷۰؛ اینمان و همکاران، ۱۹۷۶؛



شکل ۱- تصویر سامانه‌ی مرکب دره-دشت آبرفتی-دره بر روی شیب قاره ای واقع شده در انتهای رود نیجر در آفریقا (کاستیک و پارکر ۲۰۰۷).

معادله‌ی اضافی جهت انتقال کارمایه بهره برده و فرض کردند که افت کارمایه متوسط در ناحیه‌ی اختلاط یک کسر قابل تخمین از افت کارمایه سرتاسری پرشی است، که در آن مقدار اختلاط برابر با صفر است (البته با ثابت بودن عدد فرود ماقبل پرش). وود و سیمپسون (۱۹۸۴) حالت‌های متفاوتی را از پرش آبی داخلی مابین دو سیال قابل اختلاط با هم با توجه به سرعت‌های متفاوت تحلیل کرده و نشان دادند که هنگامی که یک لایه بسیار بزرگ و ساکن باشد، جواب به مقدار حاصله از منحنی به دست آمده به وسیله‌ی ویلکینسون و وود (۱۹۷۱) نزدیک می‌گردد. گارسیا (۱۹۹۳) رفتار جریان غلیظ نمکی، و همچنین رفتار جریان کدر را در یک نهر پایه دار آزمایشگاهی با بستر صاف، بررسی کرد. مقادیر اندازه گیری شده نشان دادند که مقدار اختلاط در ناحیه‌ی پرش، و همچنین در جریان زیر بحرانی، در مقایسه با ناحیه‌ی فوق بحرانی، کوچک می‌باشد. ایشان برای ارزیابی نتایج آزمایشها، از رابطه‌ی پیشنهادی یه و گوها (معادله-۱) استفاده کردند. کاستیک و پارکر (۲۰۰۶)، رفتار جریان کدر را در نزدیکی محل شکستگی شیب بستر به صورت عددی شبیه سازی نمودند. مطابق با شبیه ساخته شده به وسیله‌ی ایشان، هرچه زبری بستر بیشتر گردد، طول پرش کوتاهتر شده و به بالادست منتقل خواهد شد. پرش ایجاد‌ی در جریانهای غلیظ عبوری از روی بسترهای صاف به وسیله‌ی رجو و همکاران (۲۰۰۶) به صورت نظری، تحلیل شد. آنها رابطه‌ی را جهت تخمین نسبت عمقهای مزدوج پرش در جریان دود، به دست آوردند. لارکا و همکاران (۲۰۰۸) رفتار یک جریان غلیظ نمکی را بدون آن که پرشی انجام دهد بر روی بستر زبر به صورت عددی و آزمایشگاهی مطالعه کردند. اهمیت کار ایشان مطالعه‌ی اثر زبری بر ویژگیهای جریان غلیظ بود. بنابر نظر ایشان رفتار جریان عبوری از روی بستر زبر کاملاً غیر معمول است، بطوری که سرعت بار آبی ابتدا زیاد شده و بعد از طی مسافتی سرعت بار آبی جریان کاهش می‌یابد. شبیه عددی ایشان تنها برای حالت دوم قادر به شبیه سازی جریان غلیظ بود. هوانگ و همکاران (۲۰۰۹)، با استفاده از تحلیل کارمایه‌ی مخصوص نشان دادند که در جریانهای غلیظ تحتانی، دو جمله‌ی اصلاحی (بدهی اصلاح

یه و گوها (۱۹۵۵) به بررسی پرش آبی ایجاد شده در سطح مشترک دو سیال محیطی و غلیظ پرداختند. گفتنی است که این دو سیال غیر قابل اختلاط با یکدیگر بودند. آنها به این نتیجه رسیدند که در بستر صاف، اگر تنها یکی از دو سیال غیر قابل اختلاط متحرک باشد، جهت پیش بینی نسبت عمق جریان غلیظ در مقطع بعد از پرش h_2 به عمق جریان در مقطع قبل از پرش h_1 می‌توان از رابطه‌ی زیر استفاده کرد:

$$\frac{h_2}{h_1} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{1 + 8F_{DI}^2} - 1 \right) \quad (1)$$

که F_{DI} عدد فرود چگال در مقطع ماقبل پرش بوده و به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$F_{DI} = \frac{1}{\sqrt{Ri_1}} = \frac{U_1}{\sqrt{g \left(\frac{\rho_1 - \rho_a}{\rho_1} \right) h_1}} \quad (2)$$

که در آن Ri عدد ریچاردسون حجمی، g شتاب گرانش، ρ جرم حجمی متوسط - عمقی سیال غلیظ، ρ_a جرم حجمی سیال محیطی و U سرعت متوسط - عمقی جریان غلیظ در جهت شیب است. ضمناً نمایه‌ی ۱، نشان‌دهنده‌ی تعلق فراسنج مورد نظر به مقطع ۱ (مقطع فوق بحرانی ماقبل پرش) می‌باشد. معادله‌ی (۱)، مشابه با رابطه‌ی سنتی نسبت عمقهای مزدوج پرش در جریانهای کانال باز تک حالت (رابطه‌ی بلانگر) می‌باشد.

با صرف نظر کردن از افت‌های اصطکاکی و اختلاط دو سیال در طی فرایند پرش ایجاد‌ی در جریان غلیظ، رفتار این جریان در همسایگی موانع به وسیله‌ی محققان متعددی مورد مطالعه قرار گرفته است (لانگ، ۱۹۵۳ و ۱۹۵۴؛ که، ۱۹۷۱؛ و مه رترا و کلی، ۱۹۷۳). به عنوان مثال، که (۱۹۷۱)، اثر سازه‌ی بازدارنده‌ی پایین دست را بر مشخصات اختلاطی یک جریان غلیظ در یک سیال محیطی عمیق و ساکن مورد بررسی قرار داد؛ همچنین، با در نظر گرفتن یک سیال محیطی عمیق، اثر بالآمدگی بستر در پایاب بر خصوصیات اختلاطی پرش ایجاد‌ی در جریان غلیظ به وسیله‌ی ویلکینسون و وود (۱۹۷۱) به صورت نظری و آزمایشگاهی مورد تحقیق قرار گرفت. ایشان با توجه به اختلاط و یا عدم اختلاط سیال محیطی با جریان غلیظ، طول پرش را به دو ناحیه‌ی اختلاطی و غلطکی تقسیم کردند. ماکاگنو و ماکاگنو (۱۹۷۵) از یک

نگرفته اند. لذا، در این تحقیق سعی می‌گردد که با استفاده از تحلیل ابعادی و نظریه‌ی خود تشابهی ناقص، معادله‌ی جدید برای محاسبه‌ی نسبت عمقهای مزدوج پرش در جریانهای غلیظ نمکی (با در نظر گرفتن زبری بستر) به دست آمده، و با کمک نتایج مجموعه‌ی آزمایشها، اعتبارسنجی گردد. معادله‌ی مزبور از لحاظ تاثیر زبری نسبی بستر، و همچنین نسبت اختلاط، حائز اهمیت است. در انتها، گفتنی است که مجموعه‌ی آزمایشهای بالا با استفاده از جریان غلیظ نمکی و بر روی دو نوع بستر (صاف و زبر) انجام شده اند.

مواد و روشها آزمایشها

به علت مشکل و پر هزینه بودن اندازه گیریهای میدانی، اغلب از نتایج آزمایشگاهی، جهت بررسی و تحلیل پدیده‌ی پرش ایجاد می‌شود. در این مطالعه، آزمایشها در یک نهر پایه دار به طول ۸/۳ متر، عرض ۰/۴ متر و ارتفاع ۰/۹ متر با دیواره‌هایی از جنس پلکسی گلاس انجام شد (شکل ۲). نهر پایه دار به وسیله‌ی یک دریچه‌ی کشویی به دو قسمت ۰/۵ و ۷/۸ متری تقسیم می‌گردید. بخش کوچکتر به عنوان مخزن آرام کننده سیال غلیظ عمل می‌کرد، و بخش بزرگتر، یک مخزن دارای شکستگی شیب بستر را شبیه سازی می نمود.

شده، و همچنین غلظت اصلاح شده) در بیان ریاضی عدد فرود چگال بحرانی دخالت دارند؛ در این صورت، عدد فرود چگال بحرانی می‌تواند مقداری غیر از واحد را داشته باشد، و یا این که مقداری جهت این عدد فرود موجود نباشد. این مقدار به میزان اختلاط سیال محیطی و همچنین تغییرات چگالی جریان، بستگی دارد.

برهمند و شمسایی (۲۰۱۰)، با استفاده از روش تحلیلی، معادله‌ی زیر را جهت تخمین نسبت عمقهای مزدوج پرش در جریانهای غلیظ نمکی، و یا دمایی به دست آوردند:

$$\frac{h_2}{h_1} = 2\sqrt{\left(-\frac{k}{3}\right) \cos\left(\frac{\alpha}{3}\right)} \quad (3)$$

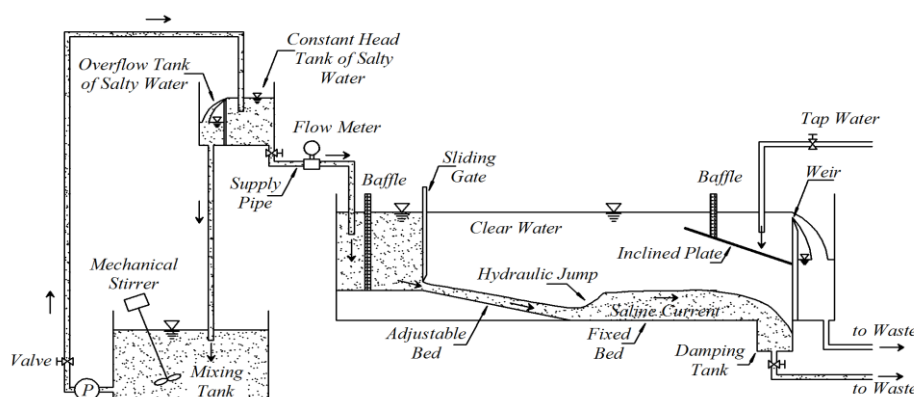
$$\alpha = \text{Arc cos} \left[\left(-\frac{l}{2}\right) / \sqrt{\left(-\frac{k}{3}\right)^3} \right]$$

$$k = -[1 + 2F_{D1}^2(1 - \beta)](1 + r_e)$$

$$l = 2F_{D1}^2(1 - \beta)(1 + r_e)^3$$

گفتنی است که β (ضریب تنش برشی بستر) تابعی از زبری نسبی بستر می‌باشد. ضمناً، زبری نسبی بستر خود برابر با نسبت ارتفاع معادل زبری بستر (K_S) به ضخامت جریان غلیظ در مقطع ابتدایی پرش (h_1) است. همچنین، r_e نسبت اختلاط بوده که برابر با نسبت بده ویژه جریان اختلاط یافته در طول ناحیه پرش به بده ویژه‌ی جریان غلیظ در مقطع ابتدایی پرش می‌باشد ($r_e = q_e/q_1$).

همان طور که ملاحظه گردید، به جز مطالعات برهمند و شمسایی (۲۰۱۰)، تاکنون اثرات زبری بر خصوصیات پرشهای ایجاد می‌شود مطالعه قرار



شکل ۲- تصویر طرح‌واره‌ی نهر پایه دار آزمایشگاهی به همراه ملحقات آن (بدون مقیاس).

موازات بستر به فاصله K_s از آن در نظر گرفته شد. جهت برداشت نیمرخ قائم سرعت در امتداد صفحه مرکزی نهر پایه دار از یک سرعت سنج صوتی استفاده شد. همچنین، برای نمونه برداری غلظت، مجموعه‌ای از شترگلوهای قائم با ارتفاعهای متفاوت از بستر به کار گرفته شدند. این مجموعه شامل ۱۰ شترگلو لوله‌ای با قطر خارجی ۳/۱۸ میلی‌متر بود. لازم به ذکر است که در هر آزمایش، تعداد شترگلوهای مورد استفاده بستگی به ضخامت ظاهری جریان داشت. نمونه‌های جمع‌آوری شده به وسیله‌ی لوله‌های پلاستیکی متصل به شترگلوها به ظرفهایی منتقل گردیده سپس با کاربرد یک هدایت سنج الکترونیکی واسنجی شده، مقدار غلظت آنها اندازه‌گیری می‌گردید.

با تغییر مقادیر غلظت حجمی ورودی C_0 ، ارتفاع بازشدگی دریچه h_0 ، بدهی ورودی Q_0 ، شیب بستر قابل تنظیم S_a و ارتفاع معادل زبری بستر K_s ، ۳۹ آزمایش انجام شد. در هر آزمایش، اندازه‌گیریها در صورتی انجام می‌گردیدند که علاوه بر تشکیل پرش داخلی آزاد در قسمت افقی بستر، تفاوت دمای آب تمیز داخل شترگلو T_R و دمای آب شور موجود در پشت دریچه‌ی کشویی T_T کمتر از 2°C باشد. مشخصات جریانهای غلیظ ورودی به نهر پایه دار، در جدول (۱) به اختصار آمده‌اند. در این جدول نمایه‌ی صفر نشان‌دهنده مقطع ورودی (دریچه کشویی) می‌باشد. با توجه به اعداد رینولدز و ریچاردسون حجمی، در کلیه آزمایشها، جریان آشفتگی فوق بحرانی در ورودی به وجود آمده است.

در انتهای این بخش از مقاله لازم به ذکر است که سرعت متوسط-لایه‌ای جریان چگال (U)، ضخامت جریان (h) و غلظت حجمی متوسط-لایه‌ای جریان (C) با استفاده از نیمرخهای قائم غلظت حجمی و همچنین نیمرخهای قائم مولفه در جهت جریان سرعت، محاسبه شده‌اند. روابط مورد استفاده در تخمین مقادیر U ، h و C به ترتیب عبارتند از: ترنر (۱۹۷۳) و پارکر و همکاران (۱۹۸۶):

قبل از هر آزمایش، مخزن اختلاط از آب شهری پر می‌شد؛ سپس، با توجه به غلظت مورد نظر آزمایش، مقدار مناسبی نمک به آب اضافه گردیده و با کاربرد همزن مکانیکی حل می‌گردید. همزمان با تهیه‌ی سیال غلیظ، مخزن نهر پایه دار با آب شهری پر می‌شد. سپس سیال غلیظ تهیه شده در مخزن اختلاط به مخزن بار آبی ثابت، تلمبه گردید. در انتهای نهر پایه دار، یک سرریز لبه تیز نصب گردید تا آن که سطح آزاد سیال محیطی در تراز تاج سرریز ثابت باقی بماند. همچنین، جهت جلوگیری از ایجاد نوسانهای شدید ناشی از ورود آب تمیز، با استفاده از یک صفحه مورب پلکسی گلاس، حوضچه آرامشی ساخته شد.

بستر نهر پایه دار شامل دو بخش ثابت و قابل تنظیم با طولهایی به ترتیب برابر با ۲/۵ و ۴/۸ متر بود. بستر بخش قابل تنظیم دارای شیب طولی متغیر بین ۸ تا ۱۲ درصد بود، در حالی که بخش ثابت همواره در وضعیت افقی قرار داشت. بعد از هم تراز شدن سطح سیال غلیظ با سطح آزاد مخزن نهر پایه دار، اقدام به باز کردن آهسته‌ی دریچه کشویی به اندازه‌ای مشخص می‌شد. به علت شیب عمودی چگالی، جریان غلیظ نمکی در امتداد شیب بستر حرکت کرده، در انتهای نهر پایه دار وارد مخزن استهلاک می‌گردید.

در این تحقیق، در هر دو نوع بستر صاف و زبر، آزمایشهایی انجام گرفت. با استفاده از چهار مقدار مختلف جهت قطر متوسط ذرات ریگی d_{50} ($d_{50} = 0.43, 1.12, 1.67 \& 2.21 \text{ (cm)}$)، چهار آرایش بستر زبر تهیه گردیدند. در هر آرایش، ذرات ریگی تقریباً کروی شکل و هم اندازه، به صورت به هم فشرده، به بخش افقی بستر نهر پایه دار چسبانده می‌شدند. به علت این که در هر آرایش بستر، ذرات ریگی دارای منحنی دانه بندی باریکی بودند، ارتفاع زبری بستر، K_s برابر با قطر متوسط ذرات d_{50} در نظر گرفته شد. گفتنی است که d_{50} ذرات با غربالگری و استفاده از نمونه گیری تصادفی ۲۰۰ ذره و متوسط گیری ۳ اندازه-ی محوری آنها محاسبه گردید. همچنین، در اندازه-گیریها و محاسبات، تراز مرجع، صفحه‌ای فرضی به

جدول ۱- خلاصه‌ای از مشخصات جریان غلیظ ورودی به نهر پایه دار.

h_0 (cm)	Q_0 (lit/s)	$C_0 \times 10^3$	S_a (%)	K_s (cm)	Ri_0	Re_0	$(T_T - T_R)(^\circ C)$
2, 3, 4	1, 1.3, 1.5, 1.7	4.848, 9.091	8, 10, 12	0, 0.43, 1.12, 1.67, 2.21	0.10-0.37	2273-3864	$\pm 1,0$

تحلیل ابعادی پدیده‌ی پرش آبی در جریان غلیظ
از جمله عوامل مهم و موثر بر پرش آبی در جریانهای غلیظ نمکی و یا دمایی، می‌توان به عمق سیال محیطی (H)، ضخامت جریان غلیظ در مقاطع ابتدایی و انتهایی پرش (به ترتیب h_1 و h_2)، سرعت متوسط-لایه‌ای جریان غلیظ در مقاطع ابتدایی و انتهایی پرش (به ترتیب U_1 و U_2)، چگالی سیال محیطی (ρ_a)، چگالی سیال غلیظ در مقاطع ابتدایی و انتهایی پرش (ρ_1 و ρ_2)، ارتفاع معادل زبری بستر (K_s)، عرض نهر (B)، شتاب گرانش (g) و گرانیوی جنبشی (v) اشاره کرد. با توجه به قضیه‌ی Π - باکینگهام، پس از ساده سازی و دوباره مرتب کردن گروههای بدون بعد، خواهیم داشت:

$$\frac{h_2}{h_1} = \Phi \left(F_{D1}, Re_1, (1+r_e), \frac{h_1}{B}, \frac{K_s}{h_1}, \frac{H}{h_1}, \frac{\rho_2}{\rho_1} \right) \quad (5)$$

در این رابطه، گروه بدون بعد $(1+r_e)$ از حاصل ضرب h_2/h_1 در U_2/U_1 به دست آمده است که r_e به عنوان نسبت اختلاط تعریف می‌شود.

همانند پرشهای آبی ایجاد شده در جریانهای تک-حالتی نهر-باز، در پرش ایجاد در جریانهای غلیظ، اثرات گرانیوی در مقایسه با اثرات نیروی گرانشی ناچیز است؛ لذا معمولاً در روابط از عدد رینولدز صرف نظر می‌شود (راجاراتنام، ۱۹۶۵؛ راجاراتنام، ۱۹۷۶؛ هوقس و فلاک، ۱۹۸۴؛ هاگر و برمن، ۱۹۸۹؛ اد و راجاراتنام، ۲۰۰۲؛ کارلو و همکاران، ۲۰۰۷؛ برهمند و شمسایی، ۲۰۱۰). همچنین، با توجه به آزمایشهایی که در نهرهای باز تک-لایه و دو-لایه‌ای انجام شده است، معمولاً می‌توان از گروه بدون بعد h_1/B چشم پوشید (راجاراتنام، ۱۹۶۵؛ هوقس و فلاک، ۱۹۸۴؛ اد و راجاراتنام، ۲۰۰۲؛ کارلو و همکاران، ۲۰۰۷؛ برهمند، ۱۳۸۹). نسبت جرم مخصوص جریان غلیظ در مقطع مابعد پرش به مقطع ماقبل پرش نیز معمولاً نزدیک به واحد است (گارسیا، ۱۹۹۳؛ برهمند و شمسایی، ۲۰۱۰). لازم به ذکر است که اگرچه پدیده-ی اختلاط در ناحیه‌ی پرش وجود دارد، که خود باعث

$$U \cong \frac{\int_0^{h_1} u^2(z) dz}{\int_0^{h_1} u(z) dz} \cong \frac{\sum_{i=1}^{r-1} \left(\frac{u^2(z_i) + u^2(z_{i+1})}{2} \right) (z_{i+1} - z_i)}{\sum_{i=1}^{r-1} \left(\frac{u(z_i) + u(z_{i+1})}{2} \right) (z_{i+1} - z_i)} \quad (4-f)$$

$$h \cong \frac{\left(\int_0^{h_1} u(z) dz \right)^2}{\int_0^{h_1} u^2(z) dz} \cong \frac{\left(\sum_{i=1}^{r-1} \left(\frac{u(z_i) + u(z_{i+1})}{2} \right) (z_{i+1} - z_i) \right)^2}{\sum_{i=1}^{r-1} \left(\frac{u^2(z_i) + u^2(z_{i+1})}{2} \right) (z_{i+1} - z_i)} \quad (4-b)$$

$$C \cong \frac{\int_0^{h_1} (u(z).c(z)) dz}{\int_0^{h_1} u(z) dz} \cong \frac{\sum_{i=1}^{r-1} \left(\frac{u(z_i).c(z_i) + u(z_{i+1}).c(z_{i+1})}{2} \right) (z_{i+1} - z_i)}{U.h} \quad (4-c)$$

در این روابط، $c(z)$ و $u(z)$ به ترتیب مقادیر متوسط-زمانی (مقادیر موضعی) غلظت حجمی و سرعت طولی در فاصله‌ی قائم z از سطح مبنا می‌باشند؛ همچنین h_1 فاصله‌ی قائم بین سطح مبنا و محلی است که در آن جا سرعت موضعی دوباره برابر با صفر می‌گردد؛ $i=1$ اولین نقطه‌ی اندازه گیری است که آن را نزدیک به بستر (یعنی $z=0$) در نظر می‌گیرند؛ r نیز تعداد داده‌های اندازه گیری شده در روی هر نیمرخ قائم می‌باشد. البته r تا مکانی محاسبه می‌گردد که فاصله‌ی قائم آن مکان تا سطح مبنا برابر با h_1 شود.

در ادامه، رابطه‌ی (۶) را می‌توان به شکل زیر بازنویسی نمود:

$$\frac{h_2}{h_1} - 1 = \zeta \left((F_{D1} - 1), (1 + r_e), \frac{K_S}{h_1} \right) \quad (9)$$

که ζ نماد تابع می‌باشد.

اگر فرض شود که رابطه‌ی (۹) نسبت به گروه بدون بعد $(F_{D1} - 1)$ دارای شرایط خود تشابهی ناقص باشد، معادله-ی مزبور به شکل زیر در می‌آید:

$$\frac{h_2}{h_1} - 1 = (F_{D1} - 1)^\delta \chi \left((1 + r_e), \frac{K_S}{h_1} \right) \quad (10)$$

با فرض برابر یک بودن δ ، و با توجه به معادله‌ی (۳) تابع χ می‌تواند به شکل زیر باشد:

$$\chi = \left(\frac{h_2}{h_1} - 1 \right) / (F_{D1} - 1) = \frac{2\sqrt{(-k/3)\cos(\alpha/3)} - 1}{(F_{D1} - 1)} \quad (11)$$

با توجه به شرط خودتشابهی ناقص جهت عامل بی‌بعد، $(F_{D1} - 1)$ باید حد معادله‌ی بالا زمانی که این عامل بی‌بعد به سمت بی‌نهایت میل می‌کند مقداری مخالف صفر، و همچنین مخالف بی‌نهایت شود:

$$\lim_{(F_{D1}-1) \rightarrow +\infty} \chi = \lim_{(F_{D1}-1) \rightarrow +\infty} \frac{2\sqrt{(-k/3)\cos(\alpha/3)} - 1}{(F_{D1} - 1)} = \sqrt{2(1 - \beta)(1 + r_e)} \quad (12)$$

در این رابطه، ضریب تنش برشی بستر β خود تابعی از نسبت بدون بعد K_S/h_1 می‌باشد. لازم به ذکر است که طبق مطالعات برهمند و شمسانی (۲۰۱۰)، $0 \leq \beta < 1$ می‌باشد. ضمناً مقدار صفر این ضریب در بسترهای صاف به دست می‌آید. همچنین، مقدار حداقل نسبت اختلاط برابر صفر و بیشینه‌ی مقدار آن نیز دارای محدودیت می‌باشد؛ لذا، می‌توان نتیجه گرفت که معادله‌ی (۱۲) دارای مقداری مخالف صفر، و همچنین بی‌نهایت خواهد شد.

در پرشهای چگال، که در آنها سیال محیطی هیچ‌گونه اختلاطی با جریان ندارد ($r_e = 0$)، رابطه‌ی (۱۲) به شکل معادله‌ی زیر در می‌آید.

$$\lim_{(F_{D1}-1) \rightarrow +\infty} \chi = \sqrt{2(1 - \beta)} \quad (13)$$

تغییر غلظت متوسط عمقی جریان غلیظ در ناحیه پرش می‌گردد (بطوری که با استفاده از آزمایشهای صورت پذیرفته، مابین مقادیر متوسط عمقی غلظت در مقاطع ابتدایی و انتهایی پُرش، نامعادله‌ی $(1.08 \leq (C_1/C_2) \leq 1.24)$ برقرار می‌شود)، اما این تغییر غلظت موجب تغییر اندکی در نسبت جرم مخصوص جریان غلیظ در مقطع انتهایی پرش به مقطع ابتدایی پرش (ρ_2/ρ_1) نسبت به مقدار واحد می‌گردد (بطوری که با استفاده از آزمایشهای صورت پذیرفته در این تحقیق، این نسبت مابین ۰/۹۸۹ الی ۰/۹۹۶ می‌باشد که تقریباً با عدد ۱ برابر است).

لذا در عمل، می‌توان نتیجه گرفت که:

$$\frac{h_2}{h_1} = \phi \left(F_{D1}, (1 + r_e), \frac{K_S}{h_1} \right) \quad (6)$$

نظریه‌ی خود تشابهی ناقص

جهت یک پدیده‌ی فیزیکی، بعد از مشخص شدن n گروه بدون بعد Π خواهیم داشت:

$$\Pi_1 = \psi(\Pi_2, \Pi_3, \dots, \Pi_n) \quad (7)$$

در این رابطه، Π_1 گروه بدون بعد اصلی می‌باشد که در واقع فرانسج مورد نظر اصلی در این گروه وجود دارد. ψ نیز نشان دهنده‌ی تابع می‌باشد.

یک پدیده فیزیکی برای یک گروه بی‌بعد مشخص و معین Π_n دارای شرایط خود تشابهی کامل است اگر Π_1 مستقل از Π_n گردد. زمانی که Π_n به سمت صفر و یا بی‌نهایت میل می‌کند، اگر تابع ψ دارای مقداری مخالف با صفر، و همچنین بی‌نهایت شود، گوییم Π_n دارای شرایط خود تشابهی کامل است (بارنبلات ۱۹۷۹، ۱۹۸۷ و ۱۹۹۳، فرو و ۱۹۹۷ و ۲۰۰۶ و فرو و پکورارو ۲۰۰۰). اما اگر تابع ψ به سمت صفر و یا بی‌نهایت میل کند، گوییم Π_n دارای شرایط خود تشابهی ناقص است؛ در این حالت، پدیده‌ی فیزیکی فوق را می‌توان به وسیله-ی رابطه (۸) بیان کرد (بارنبلات ۱۹۷۹ و ۱۹۸۷؛ فرو، ۱۹۹۷).

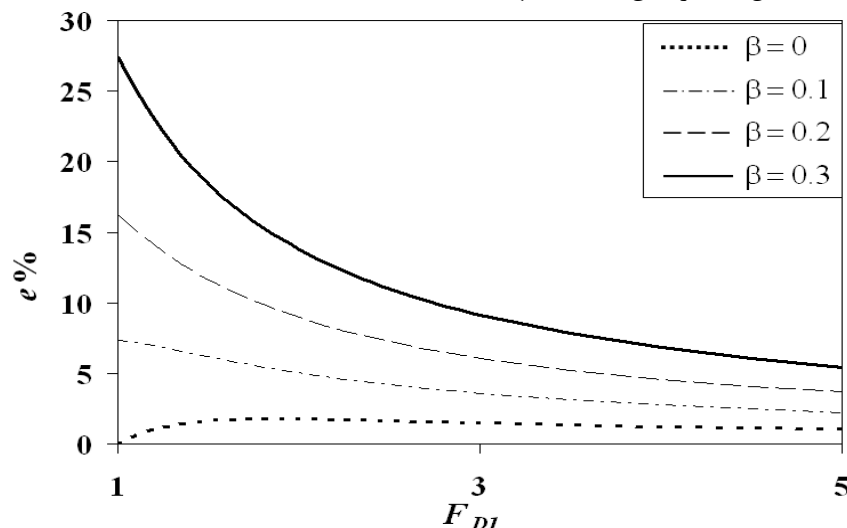
$$\Pi_1 = \Pi_n^\delta \xi(\Pi_2, \Pi_3, \dots, \Pi_{n-1}) \quad (8)$$

که ξ نماد تابع، و δ یک ثابت عددی است که با توجه به آزمایشهای پرشمار به دست می‌آید.

در صورتی که جریان از نوع جریانهای نهرهای باز تک- لایه‌ای باشد، خواهیم داشت:

$$(14) \quad \lim_{(F_1-1) \rightarrow +\infty} \chi = \lim_{(F_1-1) \rightarrow +\infty} \frac{\sqrt{1+8(1-\beta)F_1^2}-3}{2(F_1-1)} = \sqrt{2(1-\beta)}$$

برای جریانهای غلیظ نمکی و یا دمایی جاری شده بر بسترهای صاف، و همچنین با فرض عدم اختلاط سیال محیطی با جریان در طول پرش (رابطه‌ی ۱۳)، می‌توان تابع χ را در معادله‌ی (۱۰) برابر با $\sqrt{2}$ در نظر گرفت. با لحاظ $\delta=1$ ، معادله‌ی (۱۰) همواره مقادیری را محاسبه می‌کند که تقریباً منطبق با مقادیر به دست آمده از رابطه‌ی (۱) می‌باشند (شکل ۳). در این حالت، جهت



شکل ۳- درصد خطای استفاده از رابطه‌ی (۱۰) با در نظر گرفتن $\delta=1$ و $\chi = \sqrt{2(1-\beta)}$ به جای استفاده از رابطه‌ی سنتی (۱).

نتایج و بحث

ضریب تنش برشی بستر

در مجموع ۳۰ آزمایش بر روی بسترهای زبر ($\beta \neq 0$) و ۹ آزمایش بر روی بسترهای صاف انجام شده‌اند. لازم به ذکر است که آزمایشهای انجام گرفته بر روی بسترهای صاف، دو بار تکرار شده‌اند. خلاصه‌ای از نتایج آزمایشگاهی در جدول (۲) درج شده است.

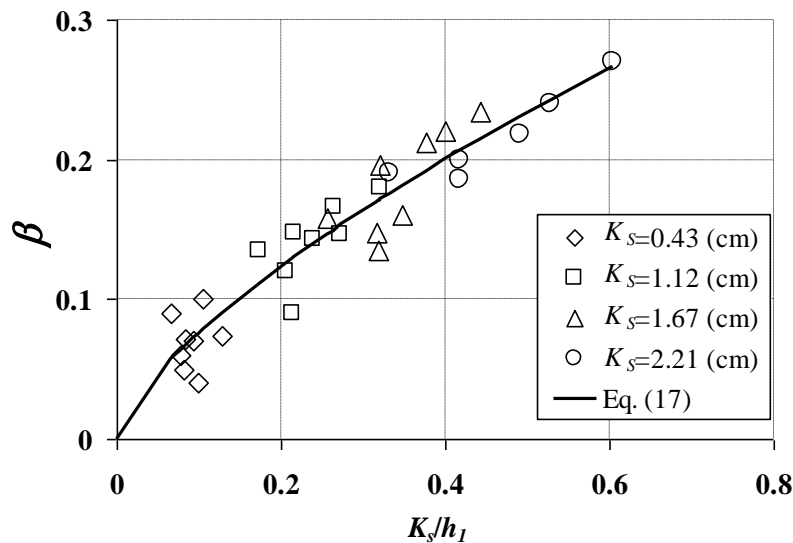
جدول ۲- خلاصه‌ای از نتایج آزمایشگاهی پرشهای ایجاد شده در جریانهای غلیظ نمکی.

K_s/h_1	Ri_1	Ri_2	r_e	h_2/h_1
0-0.60	0.15-0.26	1.13-2.61	0.08-0.24	2.18-2.63

در شکل (۴) با توجه به آزمایشهای فوق الذکر و همچنین معادلات (۳)، مقادیر ضریب تنش برشی بستر β در مقابل مقادیر زبری نسبی K_s/h_1 رسم شده است. همان طور که ملاحظه می‌شود، با افزایش زبری نسبی،

مندرج در جدول (۳)، جهت تخمین ضریب β به دست می‌آیند.

مقدار ضریب تنش برشی بستر نیز افزایش می‌یابد. همچنین با استفاده از روش حداقل مربعات خطا، روابط



شکل ۴- تغییرات ضریب تنش برشی بستر β با توجه به تغییرات زبری نسبی بستر K_s/h_1 .

جدول ۳- روابط تجربی جهت تعیین ضریب تنش برشی بستر.

MAE	R^2	معادله	No.
۱۴/۶۹	۰/۸۹	$\beta = 0.35[1 - \exp[-2.18(K_s/h_1)]]$	(۱۵)
۱۴/۸۵	۰/۹۰	$\beta = 0.38[(K_s/h_1) + 0.01]^{0.73}$	(۱۶)
۱۴/۸۶	۰/۹۰	$\beta = 0.38(K_s/h_1)^{0.7}$	(۱۷)
۱۵/۶۶	۰/۹۰	$\beta = 0.03 + 0.52(K_s/h_1) - 0.21(K_s/h_1)^2$	(۱۸)
۱۶/۱۲	۰/۸۹	$\beta = 0.04 + 0.4(K_s/h_1)$	(۱۹)
۱۶/۲۶	۰/۸۶	$\beta = 0.28 + 0.09 \ln(K_s/h_1)$	(۲۰)
۱۹/۲۵	۰/۸۰	$\beta = 0.51(K_s/h_1)$	(۲۱)

محاسبه شده با کاربرد روابط (۳)، (۴) و (۱۷)، در شکل (۵) با یکدیگر مقایسه شده‌اند. مشاهده می‌گردد که تنها سه عدد از داده‌ها در خارج از نوار خطای $\pm 4\%$ واقع می‌شود. همچنین، مقادیر h_2/h_1 محاسبه شده (با کاربرد روابط فوق‌الذکر) دارای خطای مطلق متوسط $1/97$ درصد و ضریب همبستگی $0/80$ می‌باشند. گفتنی است، در صورتی که از معادله‌ی سنتی (۱) جهت محاسبه نسبت عمقهای مزدوج پرش استفاده شود، مقدار خطای مطلق متوسط مقادیر محاسبه گردیده برابر با $14/56$ درصد خواهد شد (شکل ۶). همان‌طور که از شکل (۶) مشخص است، مقادیر محاسبه شده با کاربرد رابطه‌ی

از بین روابط فوق، رابطه‌ی (۱۷) به علت سادگی و شکل و دقت مناسب آن، مناسبترین معادله برای تخمین ضریب تنش برشی بستر است. مطابق با جدول فوق، خطای مطلق متوسط MAE و ضریب همبستگی R^2 جهت معادله (۱۷) به ترتیب برابر با $14/86$ درصد و $0/90$ می‌باشد. در ادامه، لازم به ذکر است که این معادله تنها در بازه آزمایشهای دارای شرایط $0 \leq (K_s/h_1) \leq 0.6$ قابل کاربرد می‌باشد.

نسبت عمقهای مزدوج پرش

نسبت عمقهای مزدوج h_2/h_1 اندازه‌گیری شده با مقادیر

سازی، تعیین شده تا معادلاتی توانی اما بهینه و مناسب به دست آیند.

همان طور که اشاره شد، عبارت $\sqrt{2(1-\beta)(1+r_e)}$ (جواب حد $\lim_{(F_{D1}-1) \rightarrow +\infty} \chi$ در معادله‌ی (۱۲))، می‌تواند یک حدس اولیه جهت تابع χ باشد (معادله‌ی ۲۲) که می‌تواند درست نباشد، بنابراین، باید با توجه به داده‌های آزمایشگاهی آن را بهینه سازی نمود (معادلات ۲۳ الی ۲۶). همان طور که از جدول (۴) ملاحظه می‌گردد، تابع χ به شکل $\sqrt{2(1-\beta)(1+r_e)}$ (با در نظر گرفتن $\delta = 1$ در معادله‌ی ۲۲)، موجب ایجاد درصد خطای مطلق متوسط حدوداً ۱۸ درصدی شده است، اما اگر تابع χ به شکل $\sqrt{2(1-\beta)}$ (با حذف فراسنج نسبت اختلاط و نیز با در نظر گرفتن مقدار δ به ترتیب برابر با ۱ و ۰/۳ در معادلات ۲۳ و ۲۴) در نظر گرفته شود درصد خطای مطلق متوسط این روابط به ترتیب ۱۲/۵۹ و ۴/۲۲ درصد می‌گردد. ضمناً اگر تابع χ به شکل $1.16\sqrt{(1-\beta)}$ و $1.23\sqrt{(1-\beta)}$ (با در نظر گرفتن مقدار δ به ترتیب برابر با ۰/۷۵ و ۱ و نیز با در نظر گرفتن اثر نسبت اختلاط در معادله‌های ۲۵ و ۲۶ به صورت کاهش ضریب $\sqrt{2}$ به ترتیب به ضرایب ۱/۲۳ و ۱/۱۶) در نظر گرفته شود خطای مطلق متوسط این روابط به ترتیب ۲/۸۰ و ۳/۲۲ درصد می‌شود.

همان طور که در شکل ۷ ملاحظه می‌گردد، در اکثر معادلات مندرج در جدول (۴)، درصد خطاها قابل توجه است؛ همچنین، نسبت عمقهای مزدوج تخمین زده شده با کاربرد اکثر معادلات دارای مقدار بزرگتری از داده‌های آزمایشگاهی متناظر می‌باشند.

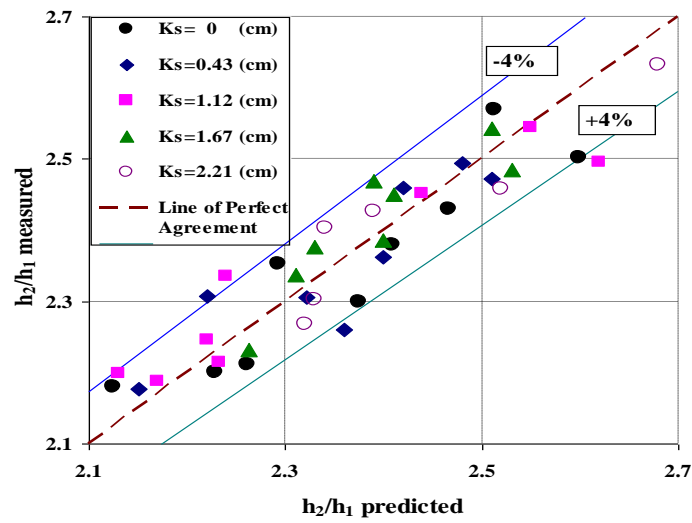
سنتی بزرگتر از مقادیر مشاهداتی می‌باشند؛ به عبارت دیگر به منظور محاسبه‌ی نسبت عمقهای مزدوج پرش آبی در جریانهای غلیظ نمی‌توان از اختلاط و ورود آب محیطی به درون ناحیه‌ی پرش ولو در مقادیر کوچک و همچنین از فراسنج زبری بستر، صرف‌نظر کرد.

همچنین، با استفاده از فرضیه‌ی خودتشابهی ناقص، معادلات مندرج در جدول (۴) به دست آمده‌اند. در این معادلات، مقدار ضریب β با توجه به معادله‌ی (۱۷) تخمین زده شده است. لازم به ذکر است که این معادلات با توجه به آزمایشهای حاضر (پرشهای چگالی نسبتاً ضعیف)، بهینه سازی گردیده‌اند. همان طور که اشاره گردید، مطابق با نظریه‌ی خودتشابهی ناقص در

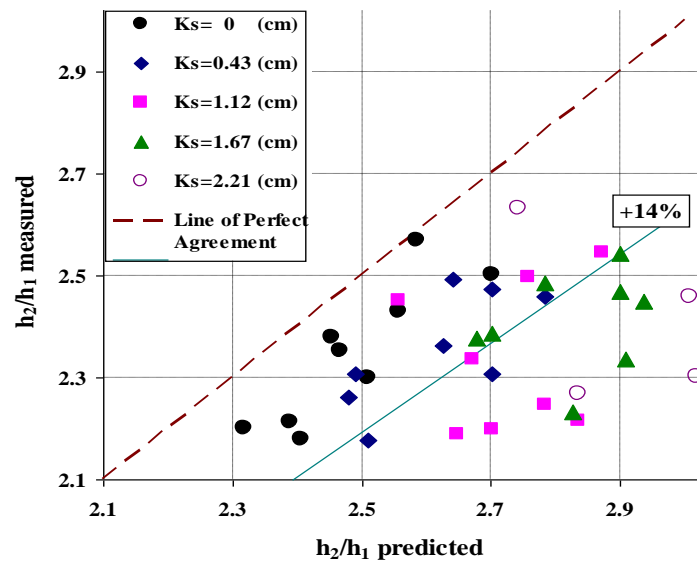
مقاله‌ی حاضر نشان داده شد که گروه بی بعد $(\frac{h_2}{h_1} - 1)$ نسبت به گروه بی بعد $(F_{D1} - 1)$ دارای شرایط خود تشابهی ناقص است. به عبارت دیگر، فراسنج $(\frac{h_2}{h_1} - 1)$

تابعی توانی از گروه $(F_{D1} - 1)$ به صورت $\chi = (F_{D1} - 1)^\delta (\frac{h_2}{h_1} - 1)$ می‌باشد. باید متذکر شد که

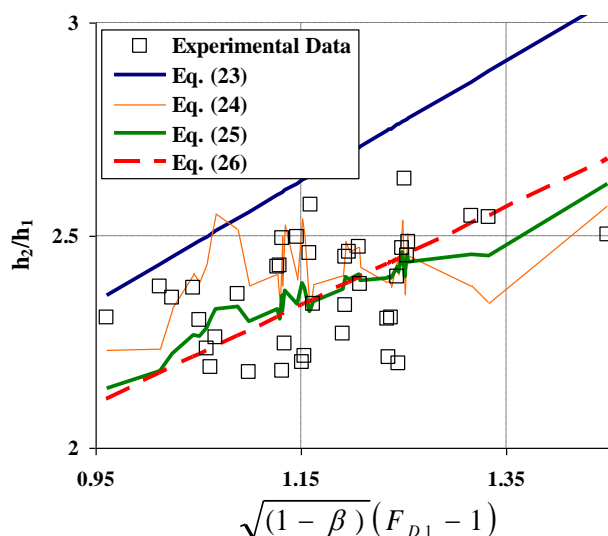
توان δ لزوماً برابر با یک نیست، بلکه این مقدار حدسی ابتدایی می‌باشد (به عنوان مثال معادلات ۲۲ و ۲۳) که ممکن است مقدار مناسبی نباشد؛ فلذا می‌توان مقدار مناسب آن را از طریق روشهای بهینه سازی با توجه به داده‌های آزمایشگاهی به دست آورد (معادلات ۲۴ و ۲۵). همچنین تابع χ نیز از این قاعده مستثنی نیست. گفتنی است که تحقیقاتی از قبیل دی استفانو و فرو (۱۹۹۸)، داگوستینو و فرو (۲۰۰۴) و کارلو و همکاران (۲۰۰۵) مطالب فوق را تایید می‌کنند؛ به عبارت دیگر، توان δ و تابع χ می‌توانند با استفاده از روشهای بهینه



شکل ۵- مقایسه‌ی نسبت عمقهای مزدوج h_2/h_1 اندازه‌گیری شده با مقادیر محاسبه شده با کاربرد روابط (۳)، (۴) و (۱۷).



شکل ۶- مقایسه‌ی نسبت عمقهای مزدوج h_2/h_1 اندازه‌گیری شده با مقادیر محاسبه شده با کاربرد معادله‌ی سنتی (۱).



شکل ۷- مقایسه‌ی معادلات به دست آمده از نظریه‌ی خود تشابهی ناقص با مقادیر آزمایشگاهی.

جدول ۴- معادلات به دست آمده از نظریه‌ی خود تشابهی ناقص جهت تعیین نسبت عمقهای مزدوج پرش.

No.	معادله	درصد خطای مطلق متوسط	توضیحات
(۲۲)	$h_2/h_1 = \sqrt{2(1+r_e)(1-\beta)}(F_{D1}-1)+1$	۱۸/۰۸	نظریه‌ی خود تشابهی ناقص
(۲۳)	$h_2/h_1 = \sqrt{2(1-\beta)}(F_{D1}-1)+1$	۱۲/۵۹	نظریه‌ی خود تشابهی ناقص با فرض $r_e = 0$
(۲۴)	$h_2/h_1 = \sqrt{2(1-\beta)}(F_{D1}-1)^{0.3}+1$	۴/۲۲	نظریه‌ی خود تشابهی ناقص با فرض $r_e = 0$
(۲۵)	$h_2/h_1 = 1.23\sqrt{(1-\beta)}(F_{D1}-1)^{0.75}+1$	۲/۸۰	مشابه نظریه‌ی خود تشابهی ناقص
(۲۶)	$h_2/h_1 = 1.16\sqrt{(1-\beta)}(F_{D1}-1)+1$	۳/۲۲	مشابه نظریه‌ی خود تشابهی ناقص

دهنده این مطلبند، بطوری که کاهش تابع χ در وضعیت فاقد اختلاط ($\chi = \sqrt{2(1-\beta)}$) به مقادیر $\chi = 1.23\sqrt{(1-\beta)}$ در معادله ۲۵ و $\chi = 1.16\sqrt{(1-\beta)}$ در رابطه ۲۶ در وضعیت بهینه‌سازی شده (با توجه به داده‌های آزمایشگاهی که دارای نسبت اختلاط مابین ۱/۰۸ و ۱/۲۴ می باشند) به خوبی بیانگر کاهش نسبت عمقهای مزدوج پرش در واقعیت نسبت به حالت بدون اختلاط در ناحیه پرش می باشند.

همان طور که در شکل ۷ ملاحظه می‌گردد، درصد خطای مطلق متوسط دو معادله‌ی (۲۵) و (۲۶) کوچک است. لذا دو معادله‌ی فوق و بویژه رابطه‌ی (۲۶) می‌توانند جایگزین معادله‌ی تحلیلی برهمند و شمسایی (۲۰۱۰) (رابطه‌ی ۳) شوند. لازم به توجه است که از بین

گفتنی است که دو معادله‌ی انتهایی جدول فوق (بویژه معادله‌ی ۲۶) دارای شکلی مشابه با معادلات به دست آمده از فرضیه‌ی خود تشابهی ناقصند. در معادلات فوق الذکر، اثر اختلاطی سیال محیطی با جریان غلیظ به صورت کاهش ضریب معادله از مقدار نظری $\sqrt{2} \cong 1.41$ (حدس اولیه) به مقدار ۱/۱۶ و یا ۱/۲۳ در نظر گرفته شده است.

ضمناً لازم به ذکر است که محققانی از قبیل برهمند و شمسایی (۲۰۱۰) نشان داده اند که پدیده‌ی اختلاط در ناحیه‌ی پرش (حتی در مقادیر کوچک) موجب کاهش نسبت عمقهای مزدوج پرش نسبت به حالتی که ناحیه‌ی پرش فاقد هرگونه اختلاطی باشد، می‌گردد. همان طور که بیان گردید، معادلات (۲۵) و (۲۶) به خوبی نشان

فوق الذکر، تاثیر اختلاط سیال محیطی با جریان غلیظ در ناحیه‌ی پرش (به صورت کاهش ضریب معادله از مقدار نظری $\sqrt{2} \cong 1.41$ به مقادیری کمتر) جهت تطابق و سازگاری با داده‌های آزمایشگاهی می باشد. مقایسه این روابط با معادله‌ی سنتی نشان‌دهنده‌ی دقت بالای روابط فوق الذکر در تخمین نسبت عمقهای مزدوج پرش است.

منابع

۱. برهمند، ن. ۱۳۸۹. بررسی آزمایشگاهی پرشهای چگالی ایجادی بر روی بسترهای صاف و زبر. پایان نامه کارشناسی ارشد. دانشگاه آزاد اسلامی، واحد علوم و تحقیقات تهران.
2. Alavian, V. 1986. Behavior of density currents on an incline. *J. Hydraul. Eng.* 112: 27-42.
3. Baddour, R.E., and H. Abbink. 1983. Turbulent underflow in a short channel of limited depth. *J. Hydraul. Eng.* 109: 722-740.
4. Barahmand, N., and A. Shamsai. 2010. Experimental and theoretical study of density jumps on smooth and rough beds. *Lakes and Reservoirs: Res. Manage.* 4: 285-306.
5. Barenblatt, G.I. 1979. Similarity, self-similarity, and intermediate asymptotics. Consultants Bureau, N.Y.
6. Barenblatt, G.I. 1987. Dimensional analysis. Gordon and Breach, Newark, N.J.
7. Barenblatt, G.I. 1993. Scaling laws for fully developed turbulent shear flows. 1: Basic hypothesis and analysis. *J. Fluid Mech.* 248: 513-520.
8. Carollo, F.G., V. Ferro, and V. Pampalone. 2007. Hydraulic jumps on rough beds. *J. Hydraul. Eng.* 133: 989-999.
9. Carollo, F.G., V. Ferro, and D. Termini. 2005. Flow resistance law in channels with flexible submerged vegetation. *Hydraul. Eng.* 131: 554-564.

دو معادله‌ی مزبور، معادله‌ی (۲۶) به علت سادگی شکل، مورد استفاده قرار می گیرد.

در انتها لازم به ذکر است که رابطه‌ی (۲۶) جهت بازه‌ی تغییراتی فراسنجهای آزمایشهای حاضر کارایی دارد؛ به عبارت دیگر، این رابطه را می‌توان جهت بازه‌ی $0.15 \leq Ri_1 \leq 0.27$ به کار برد. همچنین، با توجه به مقادیر آزمایشگاهی زبری نسبی، می‌توان از معادله‌ی فوق برای $0 \leq K_s/h_1 \leq 0.6$ استفاده کرد.

نتیجه گیری

جریانهای غلیظ پدیده‌هایی کمیاب در طبیعت نمی‌باشند. در این مقاله، پرش آبی ایجاد شده در چنین جریانهایی مورد بررسی و تحلیل قرار گرفته است. بدین منظور، از نتایج آزمایشگاهی که در یک نهر پایه دار مستطیلی شکل تحقق یافته است، کمک گرفته شد. بخش ابتدایی این نهر پایه دار، دارای بستری شیب‌دار و صاف بود، اما بستر بخش انتهایی آن همواره در حالت افقی قرار داشت. لازم به یادآوری است که این قسمت از بستر، مصنوعاً با کاربرد ذرات ریگ مانند که نزدیک به هم قرار داشتند، زبر گردیده بود. در مورد بستر زبر، آزمایشها با توجه به ۴ مقدار مختلف از d_{50} ذرات ریگی انجام گرفت. با استفاده از داده‌های اندازه‌گیری شده، معادله‌ای جهت محاسبه‌ی ضریب تنش برشی بستر به صورت تابعی منفرد از نسبت ارتفاع زبری بستر به عمق اولیه‌ی پرش به دست آمد. مقادیر به دست آمده از معادله‌ی تحلیلی (۳) (برهمند و شمسایی ۲۰۱۰)، که در آن ضریب تنش برشی بستر از رابطه‌ی (۱۷) محاسبه شده است، سازگاری مناسبی با داده‌های اندازه‌گیری شده، داشت. همچنین برای تخمین نسبت عمقهای مزدوج پرش، از نظریه‌ی خود تشابهی ناقص استفاده شد و روابطی جهت محاسبه نسبت عمقهای مزدوج پرش پیشنهاد گردیدند. آزمایشهای انجام شده نشان دادند که استفاده از روابط فوق همراه با خطاهای تقریباً قابل توجهی می باشد؛ اما در همین رابطه، معادلاتی (مشابه به روابط به دست آمده از نظریه‌ی خودتشابهی ناقص) حاصل گردیدند که سازگاری نسبتاً مناسبی با داده‌های آزمایشگاهی داشتند. نکته‌ی قابل ملاحظه در معادلات

- Thunblom. 2000a. Analysis and direct numerical simulation of the flow at a gravity-current head. Part 2: The Lobe-and-cleft instability. *J. Fluid Mech.* 418: 213-229.
23. Hartel, C., E. Meiburg, and F. Necker. 2000b. Analysis and direct numerical simulation of the flow at a gravity-current head. Part 1: Flow topology and front speed for slip and no-slip boundaries. *J. Fluid Mech.* 418: 189-212.
24. Hay, A.E. 1987. Turbidity currents and submarine channel formation in Rupert Inlet, British Columbia, 2. The roles of continuous and surge-type flow. *J. Geophys. Res.* 92: 2883-2900.
25. Huang, H., J. Imran, C. Pirmez, Q. Zhang, and G. Chen. 2009. The critical densimetric Froude number of subaqueous gravity currents can be non-unity or non-existent. *J. Sediment. Res.* 79: 479-485.
26. Hughes, W.C., and J.E. Flack. 1984. Hydraulic jump properties over a rough bed. *J. Hydraul. Eng.* 110: 1755-1771.
27. Inman, D.L., C.E. Nordstrom, and R.E. Flick. 1976. Currents in submarine canyons: An air-sea-land interaction. *Annu. Rev. Fluid Mech.* 8: 275-310.
28. Koh, R.C.Y. 1971. Two-dimensional surface warm jets. *J. Hydraul. Div., ASCE.* 97(HY6): 819-836.
29. Kostic, S., and G. Parker. 2007. Conditions under which a supercritical turbidity current traverses an abrupt transition to vanishing bed slope without a hydraulic jump. *J. Fluid Mech.* 586: 119-145.
30. Kostic, S., and G. Parker. 2006. The response of turbidity currents to a canyon-fan transition: Internal hydraulic jumps and depositional signatures. *J. Hydraul. Res.* 44: 631-653.
31. Krause, D.C., W.C. White, D.J.W. Piper, and B.C. Heezen. 1970. Turbidity currents and cable breaks in
10. D'Agostino, V., and V. Ferro. 2004. Scour on alluvial bed downstream of grade-control structures. *J. Hydraul. Eng.* 130: 24-37.
11. Dallimore, C.J., J. Imberger, and T. Ishikawa. 2001. Entrainment and turbulence in a saline underflow in Lake Ogawara. *J. Hydraul. Eng.* 127: 937-948.
12. Daly, R.A. 1936. Origin of submarine canyons. *Am. J. Sci.* 31: 401-420.
13. Di Stefano, C., and V. Ferro. 1998. Calculating average filling rock diameter for gabion-mattress channel design. *J. Hydraul. Eng.* 124(9): 975-978.
14. De Cesare, G., A. Schleiss, and F. Hermann. 2001. Impact of turbidity currents on reservoir sedimentation. *J. Hydraul. Eng.* 127: 6-16.
15. Fan, J., and G.L. Morris. 1992. Reservoir sedimentation. I: Delta and density current deposits. *J. Hydraul. Eng.* 118: 354-369.
16. Ferro, V. 1997. Applying hypothesis of self-similarity for flow resistance law of small-diameter plastic pipes. *J. Irrig. Drain. Eng.* 123: 175-179.
17. Ferro, V. 2006. *La sistemazione dei bacini idrografici – seconda edizione.* McGraw-Hill, Milano, 848 pp. (in Italian).
18. Ferro, V., and R. Pecoraro. 2000. Incomplete self-similarity and flow velocity in gravel-bed channels. *Water Resour. Res.* 36: 2761-2769.
19. Fozdar, F.M., G. Parker, and J. Imberger. 1985. Matching temperature and conductivity sensor response characteristics. *J. Phys. Oceanogr.* 15: 1557-1569.
20. Garcia, M.H. 1993. Hydraulic jumps in sediment-driven bottom currents. *J. Hydraul. Eng.* 119: 1094-1117.
21. Hager, W.H., and R. Bremen. 1989. Classical hydraulic jump: Sequent depths. *J. Hydraul. Res.* 27: 565-585.
22. Hartel, C., F. Carlsson, and M.

- lower boundary on the head of a gravity current. *J. Fluid Mech.* 53: 759-768.
45. Simpson, J.E. 1997. Gravity currents in the environment and in the laboratory, 2nd ed., Cambridge University Press, Cambridge, U.K.
 46. Turner, J.S. 1973. Buoyancy effects in fluids. Cambridge Univ. Press, London, UK.
 47. Wilkinson, D.L., and I.R. Wood. 1971. A rapidly varied flow phenomenon in a two-layer flow. *J. Fluid Mech.* 47: 241-256.
 48. Wood, I.R., and J.E. Simpson. 1984. Jumps in layered miscible fluids. *J. Fluid Mech.* 140: 329-342.
 49. Yih, C.S., and C.R. Guha. 1955. Hydraulic jump in a fluid system of two layers. *Tellus*, 7: 358-366.
 - the western New Britain Trench. *Geol. Soc. Am. Bull.* 81: 2153-2160.
 32. La Rocca, M., C. Adduce, and G. Sciortino. 2008. Experimental and numerical simulation of three-dimensional gravity currents on smooth and rough bottom. *Phys. Fluids.* 20: 106603(1-15).
 33. Long, R.R. 1953. Some aspects of the flow of stratified fluids I. A theoretical investigation. *Tellus*, 5: 42-58.
 34. Long, R.R. 1954. Some aspects of the flow of stratified fluids II. Experiments with a two-fluid system. *Tellus* 6: 97-115.
 35. Macagno, E.O., and M.C. Macagno. 1975. Mixing in interfacial hydraulic jumps. Proc., 16th Cong. IAHR, São Paulo, Brazil.
 36. Mahmood, K. 1987. Reservoir sedimentation: Impact, extent and mitigation. Technical paper No.71, The World Bank, Washington D.C.
 37. Mehrotra, S.C., and R.E. Kelly. 1973. On the question of non-uniqueness of internal hydraulic jumps and drops in a two-fluid system. *Tellus*. 25: 560-567.
 38. Parker, G., Y. Fukushima, and H.M. Pantin. 1986. Self-accelerating turbidity currents. *J. Fluid Mech.* 171: 145-181.
 39. Rajaratnam, N. 1965. The hydraulic jump as a wall jet. *J. Hydraul. Division.* 91: 107-132.
 40. Rajaratnam, N. 1967. Hydraulic jumps. *Adv. Hydrosoci.* 4: 197-280.
 41. Regev, A., S. Hassid, and M. Poreh. 2004. Density jumps in smoke flow along horizontal ceilings. *Fire Safety J.* 39: 465-479.
 42. Regev, A., S. Hassid, and M. Poreh. 2006. Calculation of entrainment in density jumps. *J. Environ Fluid Mech.* 6: 407-424.
 43. Simpson, J.E. 1982. Gravity currents in the laboratory, atmosphere, and ocean. *Ann. Rev. Fluid Mech.* 14: 213-234.
 44. Simpson, J.E. 1992. Effects of the

