تخمين آب شستگي با استفاده از آناليز جتهاي اغتشاشي

عباس منصوري — دكتراى سازههاى هيدروليكى، دانشكده تحصيلات تكميلي، دانشگاه آزاد اسلامى واحد جنوب

فرشيد صبوري — كارشناس ارشد تأسيسات آبيارى، دانشگاه آزاد اسلامي واحد شهر ري

چكيده

حمل مواد توسط آب در پائين دستسازههاي آبي منجمله مستهلك كنندهها كه به صورت فرسايش و آب شستگي بروز مينمايد، از جمله مسايل مهم و كاربردي در طراحي اينگونه سازهها ميباشد، چراكه آب شستگي موضعي موجب كم شدن پايداري سازه و در نهايت خرابي آن خواهد شد. تئوريهاي انتقال رسوب را ميتوان براساس تنش برشي بحراني، دبي و سرعت بحراني، انرژي تبادلي جريان، آماري و احتمالاتي، آناليز ابعادي و رگرسيون و ساير مدلها طبقهبندي نمود كه در هيچكدام منشاء اصلي ايجاد پديده، نحوة پخش جريان مورد تجزيه و تحليل قرار نگرفته است، كه دليل اصلي آن مشكل بودن اندازهگيري سرعت جريان و در دسترس نبودن آن ميباشد. در مقاله حاضر با استفاده از مطالعه و بررسي جت اغتشاشي و تلفيق آن با روش سرعت بحراني كه يكي از روشهاي مهم در قانونمند كردن آستانه حركت ذرات در هيدروليك رسوب ميباشد، روابطي ارائه گرديد كه تنها با توجه به پارامترهاي جت نظير سرعت خروجي و پهناي جت بتوان آب شستگي پائين دست سازه آبي را تخمين زد.

كلمات كليدى: آب شستگي، هيدروليك رسوب، جتهاي اغتشاشي مستغرق.

Determination of Scour Due to Analysis of Turbulent Jets

A. Manssori — Azad Islamic University South Brunch

F. Sabouri — Faculty, Hydraulic Structure section

Abstract

Transport of bed material downstream of hydraulic structures as control gates can be found in case of erosion or scour that has significant effect on hydraulic structures and finally damage them. Theories that exist on sediment transport were based on critical velocity, energy of flow, statistical and probability theories, dimensional aspects and so on but none of them pay attention to main subject which is indeed distribution of velocity, volume, and momentum and energy flux. This paper pronounced local scour due to two dimensional submerged wall jets and correlation of incipient motion caused by fluid power of jet.

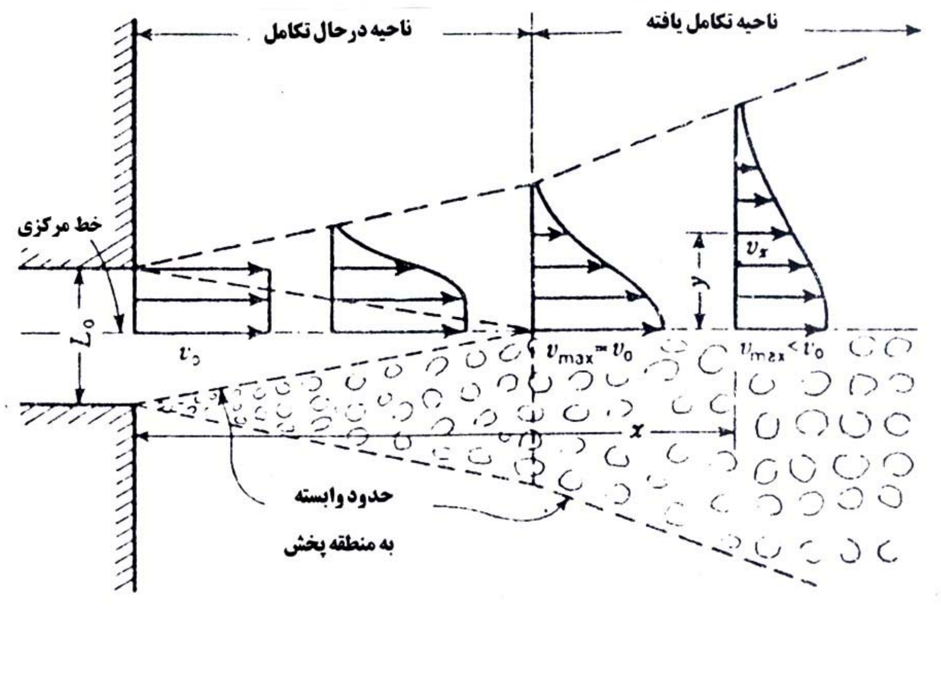
Key words: Scour, Sediment hydraulic, Turbulent submerged jets.

۱- مقدمه

از نتایج مستقیم اغتشاش، تغییر در پخش جانبي جت و کاهش شتاب جریان است. تفاوت سرعت جت و منطقهایکه جت به داخل آن نفوذ میکند درجه ناپایداري را بالا خواهد برد و در ایـن شرایط انرژي جنبشي (سینماتیك) جریان ورودي، بـه انرژي جنبشي اغتشاش تبدیل میشود و به مرور به طور یکنواخت در اثر تنش ویسکوزیته کاهش مییابد. هرگونه کاهش در انرژي جنبشي مستلزم کاهش سرعت جریان است و توجه به پیوستگي جریان نشان میدهد که مساحت منطقه جریان با کاهش سرعت بایستي وسعت بیشتري پیدا کند. با توجه به قانون عمل و عکسالعمل نیوتن میتوان تشخیص داد که کاهش سرعت سیال در جت تنها وقتي میتواند اتفاق افتد که مقارن با شتاب یافتن سیال اطراف آن باشد، به همین جهت است که میزان کل جریاني که به طور پیاپي عبور میکند طبیعتاً با دور شدن از خروجي جت افزایش خواهد یافت [۱۰].

از آنجاکه براي جلوگیري از آب شستگي پائین دست سازهها اطلاع از تغییرات سرعت لازم است انتـقال و نفوذ جت از ناحیه در حال تکامل به ناحیه تکامل یافته از مسائل قابل توجه براي محققین میباشد و این پدیده در عبور آب به صورت جت مستغرق از دریچههاي تنظیم یا سرریزها مشاهده میگردد.

با توجه به شکل (۱) مشاهده میشود که در ابتداي ناحیه در حال تکامل، وجود جت خروجي مستغرق دو بعدي و یا سهبعدي الزامي است. در بررسي جریان بدون مرز امکان اینکه مقدار جریان متناسب با سرعت ثابت در نظر گرفته شود وجود داشت، حال آنکه در بخش خروجي جت که در شکل با خط شکسته نشان داده شده، عدم پیوستگي سرعت جت و سیال اطراف حتمي است. جریانهاي چرخشي میکروسکوپي با تنش بالا در این منطقه سریعاً در روند اختلاط جانبي اثر خواهند داشت. چنین اختلاط جانبي نتیجه ضروري تعادل میان عمل و عکسالعمل است.



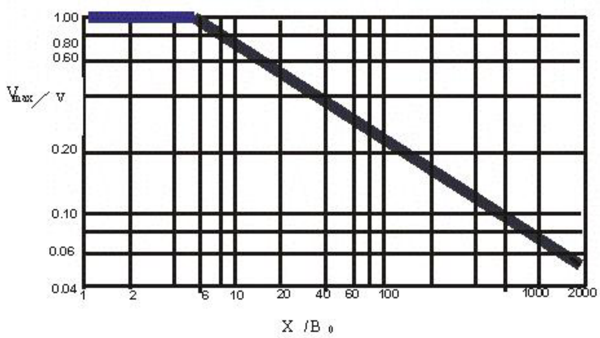
شکل ۱- چگونگي پخش جت [۲]

از يك طرف سيال داخل جت با كاهش تدريجي سرعت مواجه است و از طرف ديـگر سيال اطراف بـا شتاب تدريجـي و نفوذ به داخل روبرو است. نتيجه اين است كه مقدار ثابت سرعت هسته جت در حركت جانبـي به طور يكنواخت كاهش خواهد يافت. ايـن در حالـي است كه ميزان جريان كل و پهناي آن، نسبت به فاصله از ناحيه خروجي جت، بتدريج در معرض افزايش قابل توجهي قرار ميگيرند. وقتيكه مرز منطقه اختلاط با خط مركزي جت تداخل داشته باشد، مرز ناحيه در حال تكامل شروع ميشود. با رسيدن اديها (eddies) به مركز جت جريان به طور كامل اغتشاشي خواهد شد، از اين محدوده به بعد فقط پخش خارجي جت انجام ميگردد و تداخل جريان ثانويه به داخل جت ميسر است [۱۰].

محدودة تئوري ناحيه در حال تكامل به طور واضح وجود ندارد. براي تعيين حدود مرز منطقه بين اين ناحيه و جريان در حال تكامل (خطوط شكسته شكل (۱)) مسايلي كه بين دو رژيم جريان وجود دارد ميتواند موردتوجه باشد (ناحيه انتقالي) موقعيت بين ناحيه در حال تكامل و ناحيه تكامل يافته، اولين بار توسط تولمين در سال ۱۹۶۲ بررسي شد [۱۲]. با فرض اينكه: الف ـ نيروي مؤثر كف تنش مماسي است كه با عبارت اندازه حركت جانبي انتقالي در روند اختلاط بيان ميشود. ب ـ طول اختلاط به قدرت اوليه خروجي جت بستگي دارد ج ـ سرعت اغتشاش وابسته به طول اختلاط و گراديان سرعت است.

تولمين توانسته بود ريشه تابع جريان را معرفي كند كه تقريب خوبي از الگوي حقيقي جريان در هر منطقه را شامل ميشود. مطالعات بعدي توسط كيوسي [۹]، تومونيكا [۱۴] و هووارث [۸] عقيده انتقال چرخشي را با در نظر گرفتن ويسكوزيته ثابت براي جريان چرخشي ميكروسكوپي در عرض هر مقطع از ناحيه پخش مطرح نمود كه با اندازهگيريهاي آزمايشگاهي همخواني نداشت. در حقيقت حساسيت تابع پخش سرعت در ساختمان اغتشاش زياد به نظر نميرسد؛ مقايسه بين اندازهگيري و تئوري اين نتيجه را به دست داد كه نميتوان مقدار قابل قبولي را به طور قطعي براي مشخصههاي اختلاط پيشگويي يا تعيين نمود، حقيقتاً تا زمانيكه جزئيات اندازهگيريهاي اغتشاش دو بعدي و سه بعدي توسط كورين و ليچن ولافر موردتوجه قرار نگرفته بود تفاوت بين مفروضات و آنچه واقعاً اتفاق ميافتد مشخص نشد [۱].

صورت ابعادي پديده و به دنبال آن يك آناليز فيزيكي مقدماتي از الگوي جريان مورد بررسي قرار گرفته است. دادههاي آزمايشگاهي محدودة قابل توجهي از متغيرهاي مستـقل را براي جريانهاي دو بعدي و سه بعدي پوشش دادهاند، كه در شـكل (۲) حالت دو بعدي آن ملاحظه ميگردد [۲]. سپس يك ثـابت عددي در هر حالت بـه دست آمده است [۲،۱۰و۱۷]. در اين مقاله تمام نتايج نهايتاً در يك فرم بيبعد مطلوب خلاصه شده و سپس با بيان روش سرعت بحراني رابطهاي كه آستانه حركت را مشخص كند ارائه گرديده است.



شكل۲- پخش جت دو بعدی

۲- مواد و روشها

در تجزيه و تحليل رژيم جريان دو ناحيه در حال تكامل و ناحيه تكامل يافته در نظر گرفته شده، ميزان حجم عبوري از مقطع نرمال، اندازه حركت و انرژي هر يك از مناطق به طور جداگانه بيان شده است و با توجه به اين امر كه زاويه انحراف جت مقدار ثابتي (بين ۴ الي ۷ درجه) است [۱۰] ميتوان مقدار ضريب C را (تانژانت زاويه انحراف در مدل جت) تخمين زد و مقدار مشخصي براي پخش سرعت در هر دو ناحيه به دست آورد.

موارد فوقالذكر را براي هر دو ناحيه ميتوان به شكل زير خلاصه كرد:

اگر عدد رينولدز جريان خروجي جت مربوط به مرزهاي خروجي مستغرق خيلي پايين باشد سرعت حقيقي (اصلي) V در هر نقطـه شكل (۱) تنها وابسته به مختصههاي z ,y, x روي سرعت خروجـي جت V_0 و روي يـك مشخصــه منحصر

بـــه خروجي با بعد خطي L_0 است.

$$\frac{V}{V_O} = f_1(\frac{x}{L_o}, \frac{y}{x}, \frac{z}{x}) \qquad (1)$$

اين ارتباط كه اهميت و پيچيدگي بردار V را بيان ميكند بايد مورد توجه قرار گيرد، كه اجزاء آن با معادله ديفرانسيل پيوستگي مرتبطاند:

$$\frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} + \frac{\partial V_z}{\partial z} = 0 \qquad (2)$$

ميزان حجم جريان عبوري Q از مقطع نرمال را ميتوان با انتگرالگيري از معادله ديفرانسيل منطقه موردنظر $V_x d_A$ در محدوده مقطع نرمال به دست آورد. حال، به دليل اينكه Q با مسافت x تغيير ميكند نسبت آن به Q_o را ميتوان به فرم تابع شكل نمايش داد:

$$\frac{Q}{Q_0} = \frac{\int_{\circ}^{\infty} V_x dA}{V_0 A_0} = f_2(\frac{x}{L_o}) \qquad (3)$$

كه در آن A_0 سطح مقطع خروجي و V_0 سرعت خروج جت است. به همين ترتيب براي اندازه حركت منطقه موردنظر ميتوان نوشت: انتگرال حجم منطقه $V_x dA$ اندازه حركت واحد حجم (ρV_x) (ρ دانسيته سيال)، كه نسبت M براي هربخش به M_0 براي خروجي جت خواهد شد:

$$\frac{M}{M_0} = \frac{\int_{\circ}^{\infty} (V_x)^2 dA}{V_0^2 A} = f_3(\frac{x}{L_0}) \qquad (4)$$

و نهايتاً انرژي منطقه موردنظر با انتگرال حجم منطقه $(V_x dA)$ و انرژي سينماتيك در واحد حجم $\frac{\rho V^2}{2}$ قابل بيان است، نسبت E براي هر بخش به E_0 براي مرز خروجي:

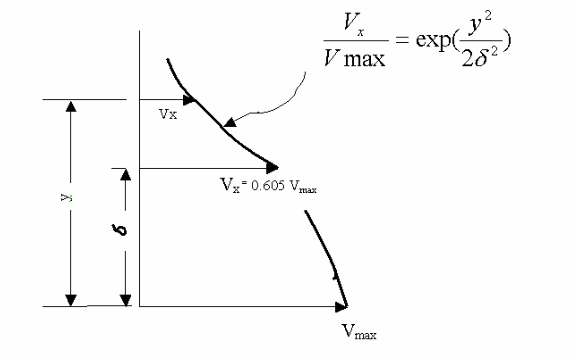
$$\frac{E}{E_0} = \frac{\int_{\circ}^{\infty} V^2 V_x dA}{V_0^3 A_0} = f_4(\frac{x}{L_0}) \qquad (5)$$

مطالب ذكر شده به تنهايي معادله خاصي را براي ديناميك جريان مشخص نميكنند. براي مثال براساس آزمايشهاي انجام شده ميتوان به جرأت بيان كرد كه لازم است پخش فشار در ناحيه حركت به طور هيدرواستاتيك صورت پذيرد. به عبارت ديگر نيروي كف كه موجب كاهش سرعت جت و شتاب سيال اطراف ميشود، حاصل از تنش مماسي در منطقه اختلاط است و به علت اينكه اين پديده كاملاً داخلي است، طبيعي است كه اندازه حركت منطقه موردنظر بايستي براي همه مقاطع نرمال از رژيم جريان ثابت باشد [۲].

$$\frac{M}{M_0} = \frac{\int_{\circ}^{\infty} (V_x)^2 d_A}{V_0^2 A} = 1 \qquad (6)$$

حال اگر فرض شود عكس‌العمل چسبندگي تأثيري در روند مشخصه‌هاي پخش اختلاط ندارد (مشخصه‌هاي جريان اصلي) بايد تشابه ديناميكي در كليه شرايط برقرار باشد. بنابراين در حقيقت همان تابع سرعت را براي تمام بخشهاي منطقه پخش بايد داشته باشيم و نتايج آزمايشگاهي تمايل به تابع احتمال نرمال گوس دارند [۲و۱۰].

$$\frac{V_x}{V_{max}} = e^{\frac{-y}{2\delta^2}}$$



شكل۳- مشخصه‌هاي منحني توزيع نرمال [۲]

$$\frac{V_x}{V\max} = \exp(\frac{y^2}{2\delta^2}) \qquad (7)$$

با استفاده از معادله (۷) در تجزیه و تحلیل الگوي کل جريان ميتوان مشخصههاي جريان را با دو پارامتر $V_{\max}$ و انحراف معيار δ مانند شکل (۳) نشان داد [۲].

$$\frac{V_{\max}}{V_0} = f_5(\frac{x}{l_0}, \frac{\sigma}{x}) \qquad (۸)$$

اما براي تشابه ديناميکي همزمان لازم است که $\frac{\sigma}{x}$ مقدار ثابتي باشد [۲].

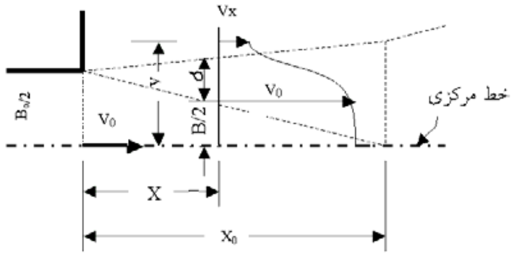
$$\frac{\sigma}{x} = C \qquad (۹)$$

به عبارت ديگر زاويه جت پخش شده بايستي ثابت باشد.

در ميان معادلات (۶) و (۷) و (۹) بجز ثابت عددي آزمايش، کليه مشخصه‌هاي الگوي جريان براي هر مرز مشخصي را با تجزيه و تحليل مي‌توان تخمين زد. چنين مشخصه‌هايي شامل تغييرات مهم در موقعيت بردار سرعت با مشخصه‌هاي فضايي و تغييرات حجم منطقه و انرژي آن با مسافت براي بخش خروجي هستند. در مرحله بعدي اين مشخصه‌ها براي ناحيه در حال تکامل و ناحيه جريان تکامل يافته به طور دو بعدي ارزش‌گذاري مي‌شود [۲].

۳- ناحیه در حال تکامل

در صورت خروج جريان از يك شکاف بلند شکل(۴) مشاهده ميشود که $V_{\max}$ سرعت ماکزيمم (سرعت خط وسط) تا جائيکه جريانهاي چرخشي ميکروسکوپي هنوز به خط مرکزي صفحه جت نرسيده‌اند، همان V_0 است. پخش سرعت نظير آنچه در شکل (۴) نشان داده شده است ميباشد.



شکل ۴- ناحیه در حال تکامل [۲]

انتگرال اندازه حرکت منطقه از معادله (۶) براي $\frac{\sigma}{x} = C_1$ قابل محاسبـه است و حاصل يـك رابطـه معين به قرار زير ميباشد [۲]:

$$\frac{x_0}{B_0} = \frac{1}{\sqrt{\pi} C_1} \qquad (۱۰)$$

که در آن x_0 بيان کننده خروجي جت تا انتهاي ناحيه درحال تکامل است. مرز داخلي وابسته به منطقه پخش‌نيز با معادله زير قابل توصيف است [۲]:

$$\frac{B}{B_0} = 1 - \frac{X}{X_0} \qquad (۱۱)$$

تابـع پخش بـراي V_x در منطقـه انتـشار را نيز مي‌تـوان بـه صورت معادله زير نشان داد [۲]:

$$\frac{V_x}{V_0} = \exp\left[-\frac{(y + \sqrt{\pi}.c_1 \frac{x}{2} - \frac{B_0}{2})^2}{2(C_1 x)^2} \right] \qquad (۱۲)$$

به طور مشابه حجم منطقه با انتگرالگيري از معادله (۳) پس از معرفی V_x از معادله (۱۲) نتيجه خواهد شد:

$$\frac{Q}{Q_0} = 1 + \sqrt{\pi}(\sqrt{2} - 1) C_1 \frac{X}{B_0} \qquad (۱۳)$$

براي بيشترين ميزان تغييرات حجم منطقه موردنظر در واحد طول $\frac{dQ}{dx}$ بايد مساوي با دو برابر سرعت نفوذ بداخل جت باشد، که نتيجه آن معادله (۱۴) است [۲]:

$$\lim_{y \to \infty} \frac{V_y}{V_0} = \frac{-1}{2} \sqrt{\pi}(\sqrt{2} - 1) C_1 \qquad (۱۴)$$

با حل معادله ديفرانسيل پيوستگي براي V_y که توابعي از x و y هستند نيز همين نتيجه به دست خواهد آمد [۲].

اگر چه تابع اولیه انرژي منطقه موردنظر اهمیت بردار سرعت در ترم انرژي جنبشي واحد حجم رانشان میدهد، میتوان انتظار داشت که به جز در منطقه خروجي اندازه بردار سرعت بسته به اجزاء طولي محل متغیر باشد. بنابراین نسبت انرژي در عبارت V_x را میتوان به فرم زیر تخمین زد[۲]:

$$\frac{E}{E_0} = 1 + \sqrt{\pi}\left(\sqrt{\frac{2}{3}} - 1\right) C_1 \frac{x}{B_0} \qquad (۱۵)$$

۴- ناحیه جریان تکامل یافته

همانگونه که در شکل (۵) نمایش داده شده است پخش سرعت ناحیه در حال تکامل به طور یکنواخت و متقارن ادامه یافته و ناحیه جریان تکامل یافته را به وجود میآورد.

با توجه به نسبت $\frac{\sigma}{x}$ و خروج از منطقه جریانهاي چرخشي میکروسکوپي براي حالت دو بعدي که $\frac{\sigma}{x} = C_1$ و با توجه بـه معادله مومنتم به رابطه:

$$\frac{V_{max}}{V_0} = \sqrt{\frac{1}{\sqrt{\pi} C_1} \frac{B_0}{x}} \qquad (۱۶)$$

میرسیـم، که $\frac{B_0}{\sqrt{\pi} C_1}$ همان پـارامتر مسافت در معادلـه (۱۰) را بیان میکند. به عبارت دیگر با توجه به اندازهگیریهاي آزمایشگاهي ثابت C_1 براي هر دو ناحیه معتبر است. اجزاء بردار پخش سرعت طولي در ناحیه جریان پایدار را ممکن است به صورت زیر بیان نمود [۲]:

$$\frac{V_x}{V_0} = \sqrt{\frac{1}{\sqrt{\pi} C_1} \frac{x}{B_0}} \exp\left[-\frac{1}{2(C_1)^2} \frac{y^2}{x^2}\right] \qquad (۱۷)$$

با توجه به معادله حجم منطقه موردنظر براي ناحیه تکامل یافته معلوم ميگردد که :

$$\frac{Q}{Q_0} = \sqrt{2\sqrt{\pi} C_1 \frac{x}{B_0}} \qquad (۱۸)$$

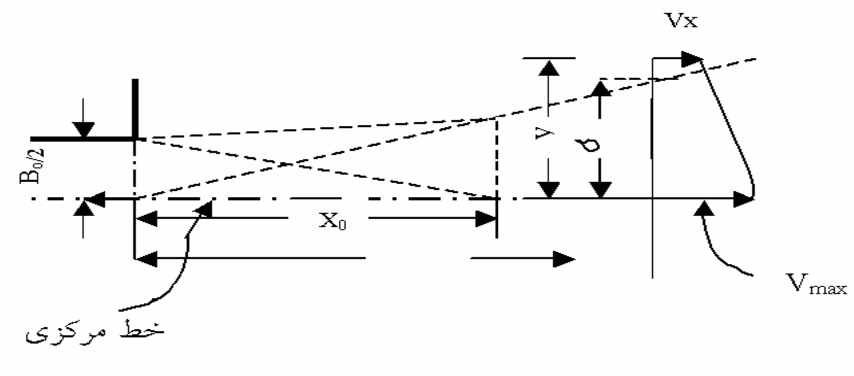
میزان نفوذ به داخل جت با توجه به سرعت جانبي حاصل ميشود[۲]:

$$\lim_{y \to \infty} \frac{V_y}{V_0} = -\sqrt{\frac{\sqrt{\pi}.C_1}{8} \frac{B_0}{x}} \qquad (۱۹)$$

معادله (۱۹) بـه دلیل ایـنکه تابع عمومي V_y است محدود خواهد بود و حل گرافیکي معادله پیوستگي مقدار آن را به دست ميدهد. مقدار انرژي منطقه را نیز میتوان به صورت زیر بیان کرد [۲]:

$$\frac{E}{E_0} = \sqrt{\frac{2}{3\sqrt{\pi} C_1} \frac{B_0}{x}} \qquad (۲۰)$$

بـا توجــه به بررسي آزمایشات مربوط به جت از جمله نتایـج مهم ثـابت بــودن زاویـه انحراف جت ميباشد. این نتایج



شکل۵- ناحیه جریان تکامل یافته[۲]

ميـزان انحراف زاويه جت را از ۴ الي ۷ درجه نشان ميدهد [۱۰]. كه با ثابت معرفي شده $\frac{\delta}{x}=C_1$ در مدل جت همخواني دارد. با توجه به حدود زاويه ارائه شده ميتوان نتيجه گرفت كه ضريب C_1 از حدود ۰/۰۶۹۹ تا ۰/۱۲۲۷ تجاوز نخواهد كرد. حال با داشتن ثابت C_1 و جايگزيني آن در معادلات روابط مشخصي براي هر منطقه حاصل ميگردد كه از جمله سرعت تئوري جريان در هر منطقه را شامل مي‌شود كه در بسياري از مسايل هيدروليك رسوب كاربرد اساسي دارد.

نتايـج حاصل از آزمايـش در دانشگاه آيـوا مقدار C_1 را ۰/۱۰۹ بـه دست داده است [۲] و با جايگزيني آن در معادلـه (۱۲) رابط مشخصي براي پخش سرعت ناحيه در حال تكامل به دست ميدهد:

$$\log\frac{V_x}{V_0}=-18.4(0.096+\frac{y-B_{\frac{0}{2}}}{x})^2 \qquad (۲۱)$$

و براي ناحيه تكامل يافته نيز با جايگزيني ضريب ۰/۱۰۹ در معادله (۱۶) يك رابطه مشخصي براي اين ناحيه حاصل مي‌شود.

$$\frac{V_{\max}}{V_0}\sqrt{\frac{x}{B_0}}=2.28 \qquad (۲۲)$$

معادله (۲۲) محدوده‌اي براي معادله (۱۷) با توجه به ثابت C_1 خواهد بود كه به صورت زير قابل بيان است:

$$\log\frac{V_x}{V_0}\sqrt{\frac{x}{B_o}}=0.36-1.84\frac{y^2}{x^2} \qquad (۲۳)$$

براي درك بهتر ارتباط اين روابط با ابعاد منطقه فرسايش و ميزان حمل رسوب روش سرعت بحراني تشريح و سپس فرمولي براي آستانه حركت عنوان ميگردد.

۵- روش سرعت بحراني

تعدادي از دانشمندان علم هيدروليك رسوب، به جاي استفاده از تنش برشي، سرعت جريان را به عنوان مهمترين فاكتور در قانونمند كردن آستانه حركت به كار برده‌اند. روابطي كه تا به حال پيشنهاد گرديده است عمدتاً بر مبناي تجزيه و تحليل آناليز ابعادي و استفاده از داده‌هاي تجربي بوده است.

در اين مقاله ضمن ارائه روش سرعت بحراني با استفاده از سرعت جريان ورودي مدل جت دو رابطه براي آستانه حركت پيشنهاد شده است.

ذره‌اي را در نظر بگيريد كه در بستر كانالي قرار دارد و جريان آب از روي آن عبور مي‌كند. خطوط جريان در حين عبور از روي ذره از بستر خود جدا مى‌شود و منطقه‌اي درهم پشت ذره به وجود مي‌آيد. از آنجا كه فشار آب روي ذره قبل از جدا شدن خطوط جريان مثبت و در منطقه جدا شده منفي است بنابراين اختلاف فشار دو طرف ذره باعث به وجود آمدن نيرويي مي‌شـود كه از طرف آب به ذره وارد مي‌شـود و بـه نيروي پسا (Drag) معروف است. جهت اين نيرو در جهت حركت آب و اين نيرو باعث حركت ذره مي‌گردد. مقدار نيروي پسا برابر است با :

$$F_D=C_D\rho\frac{V_b^2}{2}A \qquad (۲۴)$$

نيروي ديگري كه از سوي آب به ذره وارد مي‌شود و باعث مي‌گردد تا ذره به طرف بالا حركت كند، نيروي بالا برنده مي‌باشد، مقدار اين نيرو برابر است با :

$$F_L=C_L\rho\frac{V_b^2}{2}A \qquad (۲۵)$$

در روابط فوق C_L, C_D به ترتيب ضريب نيروي پسا و ضريب نيروي بالا برنده است، ρ جرم مخصوص، V_b سرعت جريان در نزديكي بستر و A سطح تصوير شده ذره مي‌باشد. مقدار A براي ذره كروي برابر سطح دايره است. $\left[\frac{\pi D_2^2}{4}\right]$ و براي ذرات طبيعي مي‌توان معادل $C_1D_s^2$ اختيار كرد كه C_1 ضريب ثابتي است و D_s اندازه ذره مي‌باشد [۱۷].

نتيجه دو نيروي F_L, F_D باعث حركت ذره مي‌شود، كه برآيند آنها F_{dr} برابر است با :

$$F_{dr} = \left[F_D^2 + F_L^2\right]^{1/2} = F_L\left[1+(\frac{F_L}{F_D})^2\right]^{1/2} \quad (۲۶)$$

نسبت $\frac{F_L}{F_D}$ در جريانهاي درهم با بستر زبر مقدار ثابتي خواهد بود در نتيجه مي‌توان نوشت:

$$F_{dr} = C_2F_D = C_2C_L\rho\frac{V_b^2}{2}C_1D_s^2 = C_3\rho V_b^2D_s^2 \quad (۲۷)$$

از طرفي نيروي مقاوم در مقابل حركت ذره، وزن مستغرق ذره است كه مقدار آن:

$$F_w = (\gamma_s - \gamma)\forall \quad (۲۸)$$

مي‌باشد، $\forall$ عبارت از حجم ذره كه براي ذره كروي $\frac{\pi}{6}D_s^3$ مي‌باشد براي ذرات طبيعي مي‌توان مقدار آنرا برابر $C_4D_s^3$ اختيار كرد كه C_4 ضريب ثابت يا فاكتور شكل است كه يكي از روشهاي به دست آوردن آن رابطه كُري [۱۹] $\frac{C}{\sqrt{ab}}$ است چنانچه محورهاي a، bو c را طوري اختيار كنيم كه b محور قطر الك باشد در نتيجه :

$$F_w = C_4(\gamma_s - \gamma)D_s^3 \quad (۲۹)$$

در شرايط آستانه حركت نسبت نيروي محرك به نيروي مقاوم بايد عدد ثابتي باشد، با اين استدلال ميتوان شرايط آستانه حركت را به صورت زير نوشت:

$$\frac{F_{dr}}{F_w} = \frac{C_3\rho V_b^2D_s^2}{C_4(\gamma_s - \gamma)D_s^3} = C_5 \quad (۳۰)$$

و پس از ساده كردن:

$$\frac{V_b}{\left[g(\frac{\rho_s}{\rho} - 1)D_s\right]^{0.5}} = C_6 \quad (۳۱)$$

كه C_6 ضريب ثابت است [۱۷].

رابطه فوق، شرايط آستانه حركت ذّره را نشان ميدهد. براي به دست آوردن C_6 به دادههاي آزمايشگاهي نياز ميباشد. براي اثبات صحت رابطه (۳۱) سه روش با استفاده از آناليز ابعادي و به صورت تجربي به دست آمده است:

۱- بري [۴] براي ذره در بستر كانال رابطةزير را بدست آورد:

$$V_b = 2075\sqrt{D_{50}} \quad (۳۲)$$

كه D_{50} برحسب اينچ و V_b برحسب فوت در ثانيه ميباشد. در آزمايشهاي بري چگالي ذرات برابر ۲/۶۵ بوده است.

۲-ميويس و لوشي [۱۱] نيز رابطهاي به صورت زير به دست آوردند:

$$V_b = 0.5\sqrt{D_{50}(\frac{\gamma_s}{\gamma} - 1)^{0.5}} \quad (۳۳)$$

D_{50} برحسب ميليمتر و V_b برحسب فوت در ثانيه

۳-گارد و راجو [۷] نيز رابطهاي به صورت زير اثبات كردند:

$$V_b = 1.51[g(\frac{\rho_s}{\rho} - 1)D_{50}]^{0.5} \quad (۳۴)$$

كه رابطه بيبعدي است بنابراين در هر سيستم آحادي ميتوان استفاده كرد. از مقايسه اين رابطه و رابطه (۳۱) ميتوان نتيجه گرفت كه C_6 ميتواند برابر با ۱/۵۱ باشد.

۶- نتيجه گيري

در روابطي كه تاكنون ذكر شده است براي پيدا كردن آستانه حركت، سرعت در نزديكي بستر كانال بايد معلوم باشد. اندازهگيري اين سرعت مشكل بوده و معمول نيست، لذا با استفاده از روابط توزيع لگاريتمي سرعت - نظير رابطه انيشتن - آستانه حركت را به سرعت متوسط جريان ربط دادهاند.

در اين تحقيق مدل جت بررسي، تجزيه و تحليل شد، اين بررسي مشتمل بر معرفي ناحيه جريان در حال تكامل يافته و تجزيه و تحليل رژيم جريان اصلي كه به ارائه معادلات سرعت، دبي و اندازه حركت در هر نقطه كه همگي تابعي از فاصله افقي نقطه موردنظر به پهناي خروجي جت ميباشند، انجاميد. پايه و اساس اين معادلات بر دو اصل استوار است:

۱-نسبت اندازه حركت براي هر قسمت به اندازه حركت ناحيه خروجي برابر با يك ميباشد.

۲-زاويه پخش جت بايستي ثابت باشد.

سپس با فرض اينكه عكسالعمل چسبندگي تأثيري در روند مشخصههاي پخش اختلاط ندارد و برقراري تشابه ديناميكي در كليه موقعيتها تابع پخش لگاريتمي سرعت يا معادله (۷) كه بيانگر مشخصههاي منحني توزيع نرمال ميباشد، بيان گرديد و براي دو ناحيه جريان در حال تكامل و جريان تكامل يافته روابط دقيقي ارائه شد (معادلات پخش).

حال براي استفاده از روابطي كه پايه آنها براساس جت مستغرق گذاشته شد در مسايل مرتبط با فرسايش ايجاد شده توسط اينگونه جتها براي هر يك از دو ناحيه جريان در حال تـكامل و جريان تكامل يافته معادلهاي مستقل به ترتيب زير بـه دست آمده است.

روش سرعت بحراني به طور دقيق تشريح گرديد و مشخص شد كه دانستن سرعت در نزديكي بستر كانال براي معلوم شدن آستانه حركت ضروري است، روشي كه مقدار اين سرعت را معلوم كند تاكنون ارائه نشده است و استفاده از روابط توزيع لگاريتمي سرعت كه آستانه حركت را به طور تجربي به سرعت متـوسط جريان ربط دادهاند، مرسوم است. در اينجا با توجه بـه مطالب بيان شده و معلوم بودن سرعت در هر منطقه از معادلات جت و ادغام آن در رابطه سرعت بحراني به معادلات ذيل خواهيم رسيد كه شرايط آستانه حركت را تشريح ميكنند.

براي ناحيه جريان در حال تكامل:

$$\frac{V_0 \times 10^{-18.4\left(0.096+\frac{y-\frac{B_0}{2}}{x}\right)^2}}{\left[g\left(\frac{\rho_s}{\rho}-1\right)D_s\right]^{0.5}} = C_6 \qquad (۳۵)$$

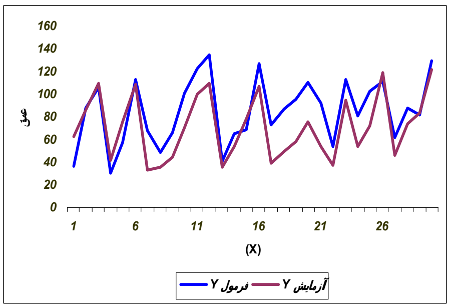
براي ناحيه جريان تكامل يافته:

$$\frac{V_0 \sqrt{B_\circ / x}\, 10^{\left(0.36-1.84\frac{y^2}{x^2}\right)}}{\left[g\left(\frac{\rho_s}{\rho}-1\right)D_s\right]^{0.5}} = C_6 \qquad (۳۶)$$

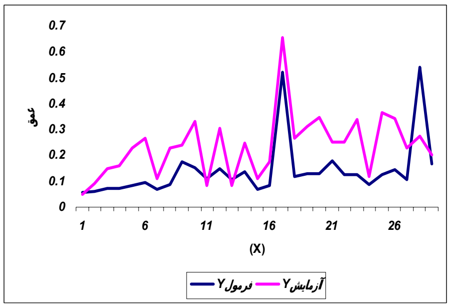
مقدار ضريب C_6 با توجه به رابطه گاردوراجو [۷] و مقايسه آن با رابطه (۳۱) براي آستانه حركت برابر ۱/۵۱ به دست آمد و چنانچه مقدار حاصل از دو معادلة اخير با اين مقدار برابر باشد شرايط آستانه حركت برقرار خواهد بود.

با توجه به اينكه محل برخورد جت با بستر معلوم است با جاگذاري آن در معادله بسته به اينكه در كدام ناحيه از جت (ناحيه جريان در حال تكامل يا جريان تكامل يافته) برخورد صورت ميپذيرد شرايط آستانه حركت قابل بررسي ميباشد،كه نهايتاً با توجه به مقادير y, x محدودهايكه در معرض فرسايش (آب شستگي) قرار دارد حاصل خواهد شد. با بررسي دادههاي آزمايشگاهي موجود [۱و۱۳] نمودارهاي (۱و۲) حاصل از فرمولهاي ارائه شده و داده هاي آزمايشگاهي جهت مقايسه ارائه شده كه از لحاظ آماري نشان دهنده مطابقت قابل قبولي است همچنين نگارنده در حال ساخت مدل فيزيكي جهت بررسي بيشتر و اصلاح احتمالي فرمول ميباشد.

مزيت اين روش را در تخمين آب شستگي ميتوان وابستگي آن به پارامترهاي جت نظير V_0 سرعت خروجي و B_o پهناي جت كه براي ما معلوم هستند دانست و سرعت در نزديكي بستر با كمك پارامترهاي فوقالذكر قابل دسترسي خواهد بود و از اين نظر محدوديتي نخواهيم داشت.



نمودار ۱- مقايسه عمق فرسايش درناحيه تكامل يافته



نمودار۲- مقایسه عمق فرسایش در ناحیه در حال تکامل (کلیه اندازهها برحسب میلیمتر است)

سپاسگزاریها

نویسندگان علاقمندند از آقای مهدی صبوری به جهت کمک در ویرایش و تنظیم شکلها سپاسگزاری نمایند.

مراجع

[1] Aderibigbe, O. and Rajaratnam, N. Fellow, ASCE "Effect of Sedimend Gradation on Erosion by Plane Turbulant Wall Jets". Journal of Hydraulic Engineering, Vol.124, No.10, pp. 1034-1042, Oct.1998.

[2] Albertson , M.L, Dai, Y.B., Jensen , R.A. and Rouse, H. "Diffussion of Submerged Jets", Transactions of the American Society of Civil Engineers, Vol.115, pp.639.697, 1950.

[3] Ali, K.H.M. and Lim, S.Y., "Local Scour Caused by Submerged Wall Jets", Journal of Civil Engineers, London, part 2 , Vol.81, pp.607-675,1986.

[4] Berry, N.K. "The Start of Bed Load Movement." Thesis Presented to Department of Civil Engineering, University of Colorado, 1948.

[5] Chatterjee, S.S., Ghosh, S.N. and Chatterjee, M. "Local Scour due to Submerged Horizontal Jet, Journal of Hydraulic Engineering., ASCE, Vol.120, No.8, pp.973-992, 1994.

[6] Doddiah, D., Albertson, M.L and Thomas, R., "Scour from Jets", procs. IAHR Congress pp.161-169, 1953.

[7] Garde, R.J. and Ranga Raju, K.G. "Mechanics of Sediment Transportation and Alluvial Stream Problems". 2nd Edition, Willey Eastern Limited, New Delhi, India, 1985.

[8] Howarth, L. "Concerning the Velocity and Temperature Distribution in Plain and Axially Symmetrical Jets." Proceedings, Cambridge Philosophical Soc.Vol.34, p.185, 1938.

[9] Keuthe, A. M. "Investigation of the Turbulent Mixing Regions Formed by Jets", Journal of Applied Mechanics, p. A-87, 1935.

[10] Mansoori, A, "The Flow Characteristics of a Bounded Jet Sudden Enlargement Including the Phenomena of Cavitation", PhD Dissertation, King's College London University, 1988.

[11] Mavis, F.T., and L.M. Laushey. "A Reapprasial of the Beginning of Bed Movement-Competent Velocity." proc.2nd Meeting Intern.Assoc. Hydr. Res., Stockhoolm, 1948.

[12] PAI, S. "Fluid Dynamics of Jets." D.Van Nostrand Company, 1954.

[13] Rajaratnam, N. "Erosion by Plane Turbulent Jets." Journal of Hydraulic Research, IAHR, Vol.19, No.4, pp.339-358, 1981.

[14] Tomotika, S. "Application of the Modified Vorticity Transport Theory to the Turbulent Spreading of a Jet of Air." Proceeding Royal Soc. of London, Vol.165, series A, p.65, 1938.

[۱۵] بابليان، اسماعيل، آناليـز عددي، انتشارات پيام نور، ۱۳۷۶.

[۱۶] حامدي، محمدحسن، مكانيك سيالات، انتشارات دانشگاه صنعتي خواجه نصيرالدينطوسي، ۱۳۷۱.

[۱۷] شفاعي بجستاني، محمود، هيدروليك رسوب، انتشارات دانشگاه شهيد چمران اهواز، ۱۳۷۳.

[۱۸] صبوري، فرشيد، اثرات فرسايش در مستهلك كنندههاي غيرمسلح توسط جتهاي اغتشاشي، پاياننامه كارشناسي ارشد، ۱۳۷۹.

[۱۹] منصوري، عباس، هيدروليك رسوب ، درسنامه، ۱۳۷۸.