



شبیه سازی عددی امواج ناشی از زمین لغزش زیر سطحی با استفاده از روش هیدرودینامیک ذرات هموار تراکم ناپذیر سه مرحله ای صریح

سید عرفان حسینی میرا، رسول قبادیان*

دانشکده علوم و مهندسی آب، دانشگاه رازی، کرمانشاه، ایران

تاریخچه داوری:

دریافت: ۱۳۹۷-۰۷-۱۸
بازنگری: ۱۳۹۷-۱۰-۰۴
پذیرش: ۱۳۹۷-۱۰-۱۸
ارائه آنلاین: ۱۳۹۷-۱۰-۱۸

کلمات کلیدی:

شبیه سازی امواج
زمین لغزش زیر سطحی
جریان آزاد
روش هیدرودینامیک ذرات هموار

خلاصه: امواج ساحلی ناشی از زمین لغزش در دریاچه سدهای مخزنی می تواند ایمنی سد را مورد تهدید قرار دهد. بنابراین شناخت دقیق هیدرولیک جریان ناشی از امواج ساحلی همواره مورد توجه محققین بوده به گونه ای که تاکنون تحقیقات گسترده آزمایشگاهی و عددی را به خود معطوف نموده است. در این تحقیق از یک روش کاملا لاگرانژی عددی مبتنی بر ذرات و بدون شبکه بندی به نام روش هیدرودینامیک ذرات هموار برای شبیه سازی امواج ساحلی ناشی از زمین لغزش استفاده شده است. معادلات حاکم از یک الگوریتم جدید سه مرحله ایی هیدرودینامیک ذرات هموار که مبتنی بر روش پیش بینی و تصحیح است حل می شوند. به منظور معتبر سازی روش، از داده های آزمایشگاهی مسئله شکست سد روی بستر خشک استفاده شده است. نتایج این تحقیق، حل تحلیلی را خوب تقریب زده و مدل حاضر برای عمق جریان در محل شکست، به حل تحلیلی نزدیک است. رسیدن به ضریب همبستگی ۰/۹۹۹۸، متوسط خطای مطلق ۰/۰۵۴۲ و ضریب کارایی مدل نش-ساتنکلیف ۰/۹۷۴ برای پارامترهای مورد محاسبه، نشان می دهد مدل با دقت مناسبی کالیبره شده است و مدل مذکور توانایی شبیه سازی عمق و دبی آب را دارد. نتایج نشان داد که مدل سازی امواج ناشی از زمین لغزش در ناحیه تولید و ناحیه دورخیز توانایی بالایی دارد و ناحیه انتشار را با دقت ۹۵ درصد به خوبی شبیه سازی می کند. از مقایسه نتایج اندازه گیری شده و آزمایشگاهی، مقادیر آماری ضریب همبستگی و جذر میانگین مربعات خطا به ترتیب ۰/۹۵ و ۰/۰۷۱ به دست آمد که نشان دهنده دقت بالای مدل در محاسبه نیمرخ سطح آب ناشی از زمین لغزش زیر سطحی می باشد.

۱- مقدمه

از نمونه های پراهمیت جریان های با سطح آزاد هستند. با پیشرفت روزافزون کامپیوترها روش های عددی در شبیه سازی چنین مسائلی بسیار معمول شده است. اگرچه معادلات ریاضی و آماری که تعیین کننده رفتار امواج در نواحی ساحلی باشند تاکنون به طور کامل شناخته نشده است، با این حال به دلیل مزایایی که در روش های عددی وجود دارد، می توان با انجام برخی فرضیات ساده شونده، نتایج نسبتا قابل قبولی به دست آورد. روش SPH^۱ یک روش کاملا لاگرانژی است که در آن احتیاج به هیچ نوع شبکه بندی نیست. اصولا شبیه سازی چنین جریان هایی مشکل است، زیرا اولاً،

درک پدیده های طبیعی که در اطراف بشر بوقوع می پیوندند از دیرباز دارای اهمیت بوده است. از این رو همواره محققان در تلاش بوده اند تا با یافتن قوانین حاکم بر این پدیده ها به کنترل آنها پرداخته و به نحو مطلوب از آنها در جهت رشد و توسعه زندگی بشر استفاده نمایند. یکی از این پدیده ها، پدیده جریان های با سطح آزاد است که دارای کاربردهای بسیار زیادی می باشد. حرکت سیال در کانال های باز، جریان ناشی از شکست سد، انتشار و شکست امواج در ساحل، امواج ضربه ای و آب شستگی بستر سواحل در اثر امواج ساحلی

* نویسنده عهده دار مکاتبات: rsglobalian@gmail.com



تغییرات شکل سطح آزاد در آن‌ها زیاد بوده و اعمال شرایط مرزی برای این جریان‌ها دشوار می‌باشد. دوم این‌که، در روش‌هایی که از شبکه بندی فضای محاسباتی برای انجام محاسبات خود استفاده می‌کنند، تولید شبکه‌هایی که بتوانند فیزیک‌های پیچیده را مدل کنند، مشکلاتی را ایجاد می‌کند. به‌همین دلیل برای این نوع جریان‌ها، تمایل برای مدل‌سازی با استفاده از روش‌های بدون شبکه افزایش یافته‌است.

زمین‌لغزش یا رانش زمین به حرکت لایه‌های رسوبی غیرمترکم و مترکم بر روی سطح شیب‌دار گفته می‌شود. رانش زمین ممکن است به‌علت زلزله، فعالیت آتشفشانی، تغییرات آب‌های زیرزمینی، به‌هم خوردن یا تغییر شیب زمین رخ دهد [۱]. رانش زمین حتی می‌تواند در بستر دریا و زیر آب رخ دهد و امواج رفت‌وبرگشتی به‌وجود آورد که باعث تخریب در مناطق ساحلی شود. این رانش‌ها را رانش زمین زیردریایی می‌گویند. به‌علت دلایل ذکرشده بررسی و مدل‌سازی دقیق مخاطرات زمین‌لغزش همواره یکی از دغدغه‌های اصلی مهندسی بوده و روش‌های ارائه‌شده تاکنون به مدل‌سازی دقیقی از این پدیده نرسیده‌اند.

روشی که در این پژوهش جهت مدل‌سازی زمین‌لغزش مورد استفاده قرار می‌گیرد روش هیدرودینامیک ذرات هموار می‌باشد. این روش برای اولین بار توسط لوسی در زمینه مسائل فیزیک ستاره‌شناسی به‌کار گرفته شد [۲]. از دیگر پیشگامان این روش می‌توان به موناگان اشاره کرد که علاوه بر مسائل فیزیک نجوم برای اولین بار این روش را برای تحلیل جریان‌های با سطح آزاد به‌کار گرفت و نتایج قابل‌قبولی نیز کسب کرد [۳]. با توجه به قابلیت این روش در شبیه‌سازی تغییرات زیاد مربوط به سطوح مشترک از جمله پخش‌شدگی و به‌هم پیوستن ذرات، تاکنون در محدوده وسیعی از مطالعات از جمله برخورد سیال با سازه‌های جامد با موفقیت به‌کار گرفته شده‌است. هم‌چنین مراجع توانایی روش SPH را در شبیه‌سازی تعامل سیال-سازه به‌خوبی نمایان می‌سازند [۱، ۴، ۱۰-۷، ۱۴، ۱۵ و ۲۱].

اساس این روش بر تئوری درون‌یابی انتگرالی بنیان نهاده شده‌است. در این روش اطلاعات مقادیر پارامترهای سیال از قبیل چگالی، سرعت و فشار مشخص است. معادلات دیفرانسیلی با استفاده از یک تابع درونیایی به معادلات انتگرالی تبدیل می‌شوند. مشتقات

مکانی به‌جای کمیت‌های فیزیکی بر روی تابع درون‌یابی که یک تابع تحلیلی و مشتق‌پذیر است، عمل می‌کنند.

در ادامه چند نمونه از مسائل استفاده از روش هیدرودینامیک ذرات هموار در سال‌های اخیر آورده شده‌است.

کاپن و همکارانش (۲۰۱۰) در پژوهشی یک مدل عددی از مدل ریاضی غیرنیوتنی بینگام با استفاده از روش هیدرودینامیک ذرات هموار ارائه کردند [۴]. این مدل ابتدا با استفاده از فرمولاسیون SPH مجدد نوشته‌شد و سپس با استفاده از یک نمونه آزمایشی ویسکومتر حلقوی بررسی شد که نتایج توافق بسیار رضایت‌بخشی را نشان داد. در نهایت، با در نظر گرفتن پژوهش تجربی ژادکه و (۱۹۹۷) و همکارانش [۵]، خلق امواج سونامی ناشی از زمین‌لغزش زیرسطحی پدید آمد که مدل SPH رئولوژیکی اجراشده برای شبیه‌سازی تغییرشکل زمین‌لغزش و تعامل آن با آب استفاده شد و در نتیجه موجب شبیه‌سازی تولید و پخش امواج سونامی سطح نیز گردید. نتایج به‌دست‌آمده رضایت‌بخش ارزیابی گردیدند.

لرای و همکارانش (۲۰۱۴) بر پایه روشی نیمه تحلیلی به اصلاح شرطمرزی جامد در روش هیدرودینامیک ذرات هموار تراکم‌ناپذیر^۱ پرداختند [۶]. مزیت این روش بر روش‌های پیشین، اعمال دقیق تر شرطمرزی نیومن برای حل میدان فشار با استفاده از معادله پواسون فشار بود که برای جریان‌های آرام و آشفته با عدد رینولدز متوسط نتایج قابل‌قبولی را ارائه می‌کند. از دیگر نقاط قوت این مدل، شبیه‌سازی دقیق تر جریان با هندسه‌های پیچیده، نسبت به مدل‌های پیشین می‌باشد.

ناپولی و همکارانش (۲۰۱۶) مدلی بر مبنای تلفیق دو روش حجم محدود و هیدرودینامیک ذرات هموار برای یک جریان تراکم‌ناپذیر ابداع کردند [۷]. اساس این روش، گسسته‌سازی میدان محاسباتی به شبکه سازمان‌یافته شش‌ضلعی (دامنه حجم محدود) و بخش‌های تشکیل‌شده از ذرات لاگرانژی (دامنه SPH) می‌باشد که به‌طور هم‌زمان اعمال می‌شوند. از دستاوردهای مهم این مدل، انعطاف‌پذیری بیشتر نسبت به مدل‌های شبکه بندی‌شده و هزینه‌های محاسباتی کمتر نسبت به روش حجم محدود می‌باشد.

دلای و همکارانش (۲۰۱۶) برای یافتن روش بهینه در هیدرودینامیک ذرات هموار تراکم‌ناپذیر، انواع روش‌های متداول

افزایش دقت و پایداری به کار گرفته شده است [۱۳]. در این مدل برای کاهش اثرات غیر فیزیکی موج های سطحی که در اثر حرکت ذرات ورودی به وجود می آید، روند تخلیه به صورت تدریجی افزایش می یابد. نتایج این بررسی موفقیت آمیز ارزیابی شدند.

روزبهنانی و همکارانش (۲۰۱۶) هیدرودینامیک ذرات هموار تراکم ناپذیر را بر مبنای تراکم پذیری مصنوعی^۳ (ACiSPH) برای ارزیابی جریان تراکم ناپذیر در دو حالت پایدار و ناپایدار به کار گرفتند [۱۴]. الگوریتم زمانی به کار گرفته شده در این روش، گام زمانی دوگانه بوده تا بتواند جریان ناپایدار را با دقت بیشتری تقریب بزند. مزیت این روش نسبت به روش تراکم ناپذیر معمول و روش ذره متحرک نیمه-ضمنی، عدم نیاز به استفاده از معادله همراه با تکرار پواسون برای محاسبه میدان فشار می باشد.

خلوصی و همکارانش (۲۰۱۶) در مقاله ای به شبیه سازی عددی امواج ضربه ای ناشی از زمین لغزش های رخ داده در سطح خاک و زیر دریا بر روی مخزن سد پرداختند [۱۵]. در این مقاله، انرژی، دوره و دامنه امواج بررسی شد و از مدل عددی Flow-3D به کار گرفته شد. نتایج نشان داد که امواج تولیدی وابستگی زیادی به جزئیات حرکت لغزش دارد. همچنین نتایج نشان داد که الگوی عمومی امواج در همه موارد مشابه است اما دامنه و دوره آنها متفاوت است. تجزیه و تحلیل داده نشان می دهد که حداکثر دامنه تاج موج در امواج زمین لغزش از سطح خاک به شدت توسط زاویه شیب کف، سرعت برخورد زمین لغزش، ضخامت، نوع حرکت و تغییر شکل زمین لغزش تحت تاثیر است.

لیوچائو و همکارانش (۲۰۱۷) در پژوهشی شبیه سازی سونامی ناشی از زمین لغزش های تغییرپذیر و غیرقابل انعطاف را با استفاده از روش ذره ای ارائه کردند [۱۶]. در این مقاله از SPH و DEM^۴ برای شبیه سازی سونامی های تولید شده توسط زمین لغزش های تغییرپذیر و غیرقابل انعطاف، با در نظر گرفتن شرایط غوطه وری استفاده شد. جریان های آزاد ویسکوز با روش هیدرودینامیک ذرات هموار تراکم پذیر ضعیف حل شدند و جابجایی و چرخش لغزش های جسمی سخت با استفاده از DEM چند ضلعی محاسبه شدند. تعاملات مایع و جامد بوسیله اتصال SPH و DEM شبیه سازی شدند. یک مدل رئولوژیکی که

را مورد بحث قرار دادند [۸]. نتایج این پژوهش نشان می دهد که روش های تراکم پذیر ضمنی معمول به دلیل حجم محاسباتی بالا و سرعتی پایینی که در مقایسه با روش های تراکم پذیر محدود (روش هیدرودینامیک ذرات هموار تراکم ناپذیر ضعیف^۱) دارند، ناکارآمد بوده که برای حل این مشکل روش هیدرودینامیک ذرات تراکم ناپذیر صریح پیشنهاد شده است. بررسی روش جدید نشان می دهد که این روش سرعت محاسباتی بالاتر و نمودار توزیع فشار هموارتری در مقایسه با روش های تراکم پذیر (روش هیدرودینامیک ذرات هموار تراکم ناپذیر ضعیف) داشته اما در مقابل خطاهایی در محاسبه دیورژانس سرعت دارد که برای رفع آن ناچار به استفاده از روش هیدرودینامیک ذرات تراکم ناپذیر صریح تکراری^۲ می باشد.

شی و همکارانش (۲۰۱۶) یک مدل مبتنی بر SPH برای تخریب و تغییر شکل های بزرگ یک شیب سه بعدی را مدل سازی کرده اند [۹]. به منظور اعتبارسنجی، اثربخشی و دقت این مدل، دو نمونه معمولی از ناپایداری شیب در دو و سه بعد شبیه سازی شده است. در نهایت، دو مدل مورد مطالعه جهت تحلیل نیمرخ سطح آب در شیب های ناپایدار سه بعدی با تنظیمات مختلف هندسی، از جمله سطح منحنی وار و نیز سطحی که شیب آن به کناره ها می چرخد، انجام شده است. نتایج نشان داد که روش SPH توانایی خوبی در مدل کردن تغییر شکل های بزرگ و پدیده های پیچیده را دارد.

آنه و همکارانش (۲۰۱۶) فرایند امواج ضربه ای تولید شده از زمین لغزش با یک مدل جدید ترکیبی خاک و آب را شبیه سازی کرده اند [۱۰]. آب به عنوان یک سیال ویسکوز با تراکم پذیری ضعیف مدل شده است، در حالی که خاک به عنوان یک ماده الاستو-پلاستیک مدل شده است. تعامل دو طرفه بین خاک و آب در وجه مشترک به صورت یک راه موجه و مستقیم اجرا شده است. دو نمونه آزمایشی، امواج تولید شده توسط یک زمین لغزش آهسته (ویرلت و همکارانش [۱۱]) و یک زمین لغزش سریع (فریتز و همکارانش [۱۲])، به منظور سنجش اعتبار مدل پیشنهادی شبیه سازی شدند. توافق خوبی بین نتایج شبیه سازی و داده های تجربی به دست آمد.

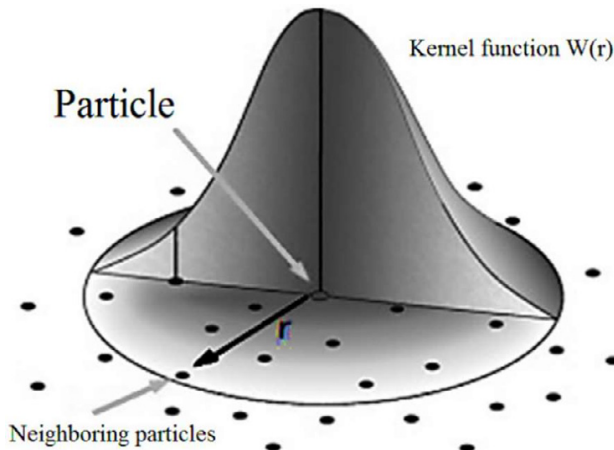
زراتی و همکارانش (۲۰۱۶) از روش هیدرودینامیک ذرات هموار برای شبیه سازی دوبعدی جریان سطح آزاد- گذرا از یک اوریفیس استفاده کردند که در آن ویسکوزیته مصنوعی و روش XSPH برای

3 Artificial Incompressible smoothed particle hydrodynamics

4 Discrete element method

1 Weakly incompressible Smoothed particle hydrodynamics

2 Iterative-EISPH



شکل ۱. شماتیک تابع کرنل [۱۸]
Fig. 1. Schematic of kernel function

کلیه متغیرها به وسیله این نقاط و توسط یک تابع درونیابی محاسبه می گردند. هر نقطه یک جرم، یک سرعت و بستگی به ویژگی های مسئله، دیگر مشخصه ها را با خود حمل می کند.

۲-۲- درونیابی

برای برآورد کمیت یک پارامتر در یک نقطه معین فرض می شود که نقاط مجاور، هرکدام با توجه به یک تابع درونیابی، سهمی در تخمین مقدار این پارامتر در نقطه موردنظر دارند. محدوده اطراف یک نقطه مشخص که نقاط واقع در این محدوده در درونیابی مقدار کمیت یک پارامتر در نقطه موردنظر دخیل هستند را ناحیه تاثیر آن نقطه می گویند و هرچه این محدوده بزرگتر باشد، تعداد نقاط بیشتری در درونیابی دخالت دارند.

هر مشخصه ایی از ذره i ، که می تواند برداری یا اسکالر باشد، بوسیله جمع مستقیم از مشخصه های مربوطه از ذرات همسایه اش i به صورت زیر محاسبه می شود:

$$\phi_i(r_i) = \sum_j m_j \frac{\phi_j(r_j) W(|r_i - r_j|, h)}{\rho_i(r_i)} \quad (1)$$

در این معادله ϕ کمیتی دلخواه در نقطه $r = (x, y)$ است و h طول هموارسازی و W تابع درونیابی می باشد. m جرم و ρ چگالی ذره، و i و j به ترتیب به ذره اصلی و ذره همسایه اشاره دارد.

مدل های پاپاناستازیو^۱ و مدل هرشل بالکی^۲ را ترکیب می کند، برای نشان دادن رفتار ویسکوپلاستیک جریان غیرنیوتنی در نمونه های زمین لغزش های مستغرق تغییرشکل پذیر اعمال شدند. مقایسه نتایج شبیه سازی شده با نتایج آزمایشگاهی توافق خوبی را نشان داد که مشخص کرد روش های مبتنی بر ذرات قادر به مدل سازی سونامی های زمین لغزش مستغرق می باشند.

در این مقاله بر پایه روش SPH تراکم ناپذیر، یک الگوریتم SPH سه مرحله ای صریح در شبیه سازی تغییر شکل امواج به کار رفته است. در گام اول، معادله مومنتوم تنها با حضور نیروهای حجمی و در غیاب سایر نیروها حل می شود. سرعت میانی محاسبه شده از این مرحله با اعمال اثرات نیروی لزجت در گام دوم، اصلاح می شوند. یک معادله پواسون فشار در گام سوم، به عنوان جایگزین معادله حالت در روش SPH استاندارد استفاده می شود تا فشار ذرات را محاسبه نماید. این معادله پواسون، یک تعامل بین فشار و چگالی بوجود می آورد تا تغییرات چگالی را اصلاح نموده و تراکم ناپذیری سیال را اعمال نماید. به منظور معتبرسازی نتایج، با استفاده از الگوریتم سه مرحله ای صریح، در قالب یک کد فرتن، مسئله شکست سد روی بستر خشک مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج حاصل با داده های آزمایشگاهی و عددی صحت سنجی شده است. پیشانی موج سیال نیوتنی محاسبه شده در محل شکست سد در مدل عددی حاضر، با مقادیر تحلیلی مقایسه گردیده است. پارامترهای آماری نظیر میانگین مطلق خطا، ضریب کارایی مدل نش-ساتکلیف و دیگر موارد محاسبه و بررسی گردیدند و اعتماد به نتایج مدل به دست آمد. آن گاه این روش، برای شبیه سازی الگوی امواج زمین لغزش زیرسطحی استفاده شده است و نتایج آن با نتایج یک مدل آزمایشگاهی مقایسه گردیده است.

۲- مواد و روش ها

۲-۱- فرمولاسیون روش هیدرودینامیک ذرات هموار

موناگان برای اولین بار روش SPH را برای شبیه سازی جریان سطح آزاد سیال غیرقابل تراکم به کار برد. این روش با جایگزین کردن سیال توسط مجموعه ای از ذرات، حل تقریبی از معادلات دینامیک سیالات را ارائه می دهد. در این شبیه سازی یک سری نقاط درونیابی با توزیع دلخواه وجود دارند که می توانند ذرات سیال فرض شوند.

1 Papanastasiou
2 Herschel-Bulkley

۲-۳- توابع کرنل

مختلفی دارد که بستگی دارد که از کدام مشتق گیری استفاده شده است.

گرادیان و دیورژانس برای محاسبه مقدار یک خاصیت دلخواه (A) کمیت اسکالر و V کمیت برداری) که برحسب خواص ذرات مجاور تعریف شده است به ترتیب به صورت های زیر نوشته می شود:

$$\frac{1}{\rho_i} \nabla_i A = \sum_j m_j \left(\frac{A_i}{\rho_i^2} + \frac{A_j}{\rho_j^2} \right) \nabla_i W_{ij} \quad (7)$$

$$\frac{1}{\rho_i} \nabla_i \cdot V_i = \sum_j m_j \left(\frac{V_i}{\rho_i^2} + \frac{V_j}{\rho_j^2} \right) \nabla_i W_{ij} \quad (8)$$

می توان عملگر لاپلاسیان را به صورت ضرب داخلی دو عملگر دیورژانس و گرادیان دانست و با معلوم بودن معادل های SPH از این دو عملگر، لاپلاسیان را به زبان SPH نوشت؛ اما این رویکرد و مشتق دوم حاصل از آن برای توابع کرنل، نسبت به ترتیب ذرات در میدان حل و نحوه توزیع آن ها بسیار حساس بوده و در حل معادلات ناویر-استوکس به سادگی منجر به ناپایداری فشار و واگرایی حل خواهد شد. بنابراین از روشی که به حل این مشکل می پردازد استفاده می شود:

$$\nabla \cdot \left(\frac{1}{\rho} \bar{\nabla} A(r_i) \right) = \quad (9)$$

$$\sum_j m_j \frac{8}{\rho_i^2 + \rho_j^2} \cdot \frac{A_j \bar{r}_{ij} \cdot \bar{\nabla} W_{ij}}{|\bar{r}_{ij}|^2 + \eta^2}$$

در این رابطه $A_j = A_i - A_j$ و $\bar{r}_{ij} = \bar{r}_i - \bar{r}_j$ و η عدد کوچکی است که از صفر شدن مخرج در حین محاسبات جلوگیری می کند و معمول برابر $0.1h$ (طول هموارسازی کرنل) در نظر گرفته می شود.

۲-۵- معادلات حاکم

در حالت کلی معادلات حاکم بر جریان سیال شامل معادله بقای جرم و بقای ممنتوم می باشند. در چارچوب لاگرانژی می توان نوشت:

$$\frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} + \nabla \cdot \bar{V} = 0 \quad (10)$$

$$\frac{D\bar{V}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \bar{g} + \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \tau \quad (11)$$

معادله ۱۰، معادله بقای جرم در حالت تراکم پذیر و معادله ۱۱ معادله بقای ممنتوم است. چگالی (ρ) عمدا در معادلات نگه داشته

توابع درون یابی در روش SPH نقش کلیدی دارند. این توابع که در واقع نوعی تابع وزن می باشند، چگونگی تقریب زدن مقدار یک کمیت و همچنین اندازه ناحیه تحت تاثیر هر ذره را بیان می کنند [۱۷].

در عمل توابع کرنل به صورتی انتخاب می شود که در فاصله محدودی اندازه آن قابل صرف نظر کردن باشد. شکل ۱ شماتیک یک تابع کرنل را نشان می دهد.

خواص زیر باید برای تابع هموارسازی صدق کند :

$$\int W_h(r-r', h) dr = 1 \quad (2)$$

$$W_h(|r-r'|) = 0 \quad (3) \text{ ذره در خارج از دامنه مؤثر است.}$$

$$\lim_{h \rightarrow 0} W_h(r-r', h) = \delta(r-r') \quad (4)$$

$$W_h(r-r') > 0 \quad (5)$$

که در آن δ تابع دلتای دیراک می باشد.

در این مقاله از h ثابت استفاده شده است، لذا باید متناسب با مسأله مورد بررسی، h انتخاب شود.

در این شبیه سازی از تابع کرنل اسپیلاین مکعبی استفاده شده است.

$$W_h(s) = \frac{\beta}{h^d} \begin{cases} (2-q)^3 - 4(1-q)^3 & 0 \leq q \leq 1 \\ (2-q)^3 & 1 \leq q \leq 2 \\ 0 & q > 2 \end{cases} \quad (6)$$

که در اینجا $q=r/h$ ، d تعداد بعد کرنل و β عددی ثابت است. این تابع کرنل این مزیت ها را دارا است که دارای پشتیبانی فشرده ای است، مشتق دوم آن پیوسته است و مرتبه ترم خطای غالب آن h^2 است. پیوستگی مشتق درجه دو به این معنا است که این تابع خیلی به بهم ریختگی ذرات حساس نیست و به شرطی که بهم ریختگی ذرات خیلی زیاد نباشد، خطاها در تخمین انتگرال های درونیابی بوسیله مجموع درونیابی ها کوچک است.

۲-۴- گرادیان، دیورژانس و لاپلاسیان

فرمولاسیون ترم گرادیان در معادلات ناویر استوکس شکل های

شده است تا بتوان تراکم ناپذیری سیال را اعمال نمود.

معادله پیوستگی در فرم SPH به شکل زیر نوشته می شود:

$$\frac{d\rho_i}{dt} = \sum_j m_j (V_i - V_j) \nabla_i W_{ij} \quad (12)$$

با استفاده از یک معادله ساختاری مناسب برای مدل تانسور تنش برشی τ ، می توان معادلات ۱۰ و ۱۱ را برای سیالات نیوتنی و غیر نیوتنی حل نمود. معادله ممنتوم شامل سه ترم نیرویی می باشد، از جمله نیروی حجمی (در اینجا نیروی حاصل از شتاب گرانش)، نیروی ناشی از دیورژانس تانسور تنش و گرادیان فشار است که باید همراه با قید تراکم ناپذیری به کار گرفته شوند. در روش SPH معادلات فوق بایستی برای هر ذره در هر گام زمانی حل شوند.

اعمال اثر لزجت

اگرچه لوسی اولین نفری بود که جمله لزجت را در معادلات SPH معرفی کرد، بسیاری از کاربردهای لزجت در شبیه سازی های SPH توسط گینگلد و موناگان مرسوم شد [۱۹]. ترم لزجتی که توسط گینگلد و موناگان معرفی شده است، این مزیت را دارد که شامل یک جمله سرعت خطی است که لزجت برشی و حجمی^۱ را تولید می کند، به همین ترتیب یک جمله سرعت درجه دوم در معادله SPH، معادل لزجت مجازی است که در روش های المان محدود مورد استفاده قرار می گیرد.

جمله لزجت در معادله ۱۱ نیز از ترکیب مشتق اول SPH با یک تقریب دیفرانسیل محدود برای مشتق اول به دست می آید. با استفاده از تعریف SPH برای دیورژانس جمله لزجت به شکل زیر نوشته می شود:

$$\left(\frac{1}{\rho} \nabla \cdot \tau\right)_i = \sum_j m_j \left(\frac{\tau_i}{\rho_i^2} + \frac{\tau_j}{\rho_j^2}\right) \cdot \nabla_i W_{ij} \quad (13)$$

برای محاسبه τ ، در این مقاله از رابطه آن با نرخ کرنش استفاده می شود. نرخ کرنش برشی در سیالات نیوتنی و غیر نیوتنی از رابطه زیر محاسبه می شود [۲۰]:

$$D = \frac{\nabla V + \nabla V^T}{2} \quad (14)$$

که در اینجا $V = (u, v)$ بردار سرعت می باشد.

1 Shear and bulk viscosity

هر دو دیدگاه فیزیکی و ریاضی، تنش برشی سیال تراکم ناپذیر را

تابعی از نامتغیر اصلی دوم D یعنی $|D|$ می دانند:

$$|D| = \sqrt{\sum_{i,j} D_j D_j} \quad (15)$$

به طوری که رابطه بین تنش برشی و نرخ کرنش برای سیالات

نیوتنی و غیر نیوتنی به صورت زیر بیان می گردد:

$$\tau = \mu(|D|)D \quad (16)$$

در صورتی که این معادله برای سیالات نیوتنی استفاده شود. به

شکل زیر خواهد شد:

$$\tau = 2\mu D \quad (17)$$

بردار گرادیان سرعت را در حالت دو بعدی به شکل زیر می توان

نوشت:

$$\nabla V = \begin{bmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{\partial u}{\partial y} \\ \frac{\partial v}{\partial x} & \frac{\partial v}{\partial y} \end{bmatrix} \quad (18)$$

و بنابراین:

$$D = \begin{bmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right) \\ \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right) & \frac{\partial v}{\partial y} \end{bmatrix} \quad (19)$$

چون در SPH تنها فاصله ذرات متغیر مستقل است و متغیرهای

دیگر وابسته به آن هستند، گرادیان های سرعت را می توان به صورت

زیر محاسبه نمود:

$$\left(\frac{\partial V}{\partial x}\right)_i = \sum_j \frac{m_j}{\rho_j} (V_j - V_i) \frac{(x_j - x_i)}{\|r_j - r_i\|} \frac{dW}{dr} \quad (20)$$

$$\left(\frac{\partial V}{\partial y}\right)_i = \sum_j \frac{m_j}{\rho_j} (V_j - V_i) \frac{(y_j - y_i)}{\|r_j - r_i\|} \frac{dW}{dr} \quad (21)$$

در نتیجه با ترکیب معادلات بالا، معادله ۱۳ را به صورت زیر

می توان نوشت:

$$\left(\frac{1}{\rho} \nabla \cdot \tau\right)_i = \left(\frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \vec{V}\right)_i = \quad (22)$$

$$\sum_j \frac{4m_j (\mu_i + \mu_j) \vec{r}_{ij} \cdot \nabla_i W_{ij}}{(\rho_i + \rho_j)^2 (|\vec{r}_{ij}|^2 + \eta^2)} (\vec{V}_i - \vec{V}_j)$$

که در آن $\eta = 0.1h$ برای جلوگیری از صفر شدن مخرج می باشد.

$$x_* = x_i + u_{**}\Delta t \quad (29)$$

$$y_* = y_i + v_{**}\Delta t \quad (30)$$

موقعیت نهایی ذرات نیز با استفاده از دیفرانسیل مرکزی روی ذره به دست می آید:

$$r_{i+\Delta t} = r_i + \frac{\Delta t}{2}(V_{i+\Delta t} + V_i) \quad (31)$$

برای کاهش حجم محاسباتی و بالابردن سرعت اجرای برنامه کامپیوتری، از یک الگوریتم درختی^۱ برای یافتن همسایه‌های هر ذره استفاده شده است.

این دو گام را مراحل پیش‌بینی می‌نامند؛ اما تاکنون هیچ شرطی برای تراکم‌ناپذیری سیال، اعمال نشده است و سرعت‌های به دست آمده، معادله بقای جرم را ارضا نمی‌کنند. بنابراین انتظار می‌رود که چگالی ذرات در طول این دو مرحله اندکی تغییر کرده باشند. برای محاسبه این تغییر چگالی از معادله پیوستگی کمک گرفته و یک چگالی موقتی برای ذره به دست می‌آید. در نتیجه، با استفاده از معادله ۱۲ خواهیم داشت:

$$\rho_* = \rho_0 + \left(\sum_j m_j (V_i - V_j) \nabla W_j \right) \Delta t \quad (32)$$

در معادله فوق ρ_* چگالی لحظه‌ای سیال در پایان مرحله پیش‌بینی اولیه و ρ_0 چگالی ثابت سیال است.

اکنون باید میدان سرعت ذره دوباره محاسبه شود تا چگالی سیال به مقدار اولیه خود اصلاح گردد. برای این منظور، در گام سوم که مرحله تصحیح الگوریتم می‌باشد، گرادیان فشار در معادله مومنتم با معادله پیوستگی به شکل زیر ادغام می‌شود:

$$\frac{1}{\rho_0} \frac{\rho_0 - \rho_*}{\Delta t} + \nabla(\hat{V}) = 0 \quad (33)$$

$$\hat{V} = - \left(\frac{1}{\rho_*} \nabla P \right) \Delta t \quad (34)$$

در معادلات بالا $\hat{V} = (\hat{u}, \hat{v})$ میدان سرعت تصحیح شده می‌باشد. با ترکیب معادلات فوق، معادله پواسون فشار به شکل زیر به دست می‌آید:

$$\nabla \left(\frac{1}{\rho_*} \nabla P_{t+\Delta t} \right) = \frac{\rho_0 - \rho_*}{\rho_0 \Delta t^2} \quad (35)$$

با استفاده از معادلات ۷ و ۲۲، معادله ۱۱ به شکل زیر در می‌آید:

$$\frac{D\vec{V}_i}{Dt} = - \sum_j m_j \left(\frac{P_i}{\rho_i^2} + \frac{P_j}{\rho_j^2} \right) \cdot \vec{\nabla}_i W_{ij} + \vec{g} + \sum_j \frac{4m_j (\mu_i + \mu_j) \vec{r}_{ij} \cdot \nabla_i W_{ij}}{(\rho_i + \rho_j)^2 (|\vec{r}_{ij}|^2 + \eta^2)} (\vec{V}_i - \vec{V}_j) \quad (23)$$

۲-۶- الگوریتم سه مرحله‌ای حل سیال به روش SPH تراکم‌ناپذیر

در این قسمت بر پایه مطالعات منظری و همکارانش (۲۰۰۷) یک الگوریتم سه مرحله‌ای کاملاً صریح، برای نشان دادن ترتیب مراحل انجام محاسبه معادلات حاکم بر سیال (معادلات بقای جرم و مومنتم) ارائه می‌شود [۲۱]. در گام اول این الگوریتم، معادله مومنتم با اعمال نیروهای حجمی و بدون در نظر گرفتن سایر نیروها حل می‌شود و یک سرعت میانی به دست می‌آید. در صورتی که تنها نیروی حجمی مؤثر بر سیال، نیروی جاذبه زمین باشد، خواهیم داشت:

$$u_* = u_i + g_x \Delta t \quad (24)$$

$$v_* = v_i + g_y \Delta t \quad (25)$$

که $\vec{V}_* = (u_*, v_*)$ سرعت میانی ذرات، $g = (g_x, g_y)$ شتاب گرانشی و Δt گام زمانی می‌باشد.

در گام دوم، از سرعت‌های میانی محاسبه شده در مرحله قبل، برای محاسبه $|D|$ استفاده می‌شود تا از این طریق، دیورژانس تنش برشی محاسبه گردد. با توجه به اینکه تنش برشی به شکل تانسوری است، دیورژانس آن یک بردار خواهد شد که در اینجا به شکل زیر نوشته می‌شود:

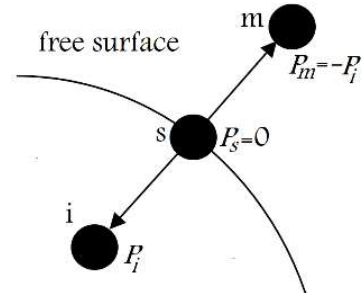
$$\left(\frac{1}{\rho} \nabla \cdot \tau \right)_i = S_{x,i} + S_{y,j} \quad (26)$$

بنابراین با اعمال دیورژانس تنش برشی از معادله مومنتم، سرعت میانی مرحله دوم هر ذره به شکل زیر به دست می‌آید:

$$u_{**} = u_* + S_x \Delta t \quad (27)$$

$$v_{**} = v_* + S_y \Delta t \quad (28)$$

در این مرحله با استفاده از این سرعت‌های میانی، جابجایی ذرات با استفاده از روابط زیر محاسبه می‌شوند:



شکل ۲. محل قرارگیری یک ذره مجازی سیال در آن سوی مرز سطح آزاد [۲۲]

Fig. 2. The location of a virtual fluid particle beyond the free surface boundary

$$u_{t+\Delta t} = u_{**} + \hat{u} \quad (39)$$

$$v_{t+\Delta t} = v_{**} + \hat{v} \quad (40)$$

سرعت نهایی ذرات را با استفاده از ضریب XSPH می توان اصلاح نمود تا تضمین شود که یک ذره با سرعتی نزدیک به سرعت میانگین ذرات همسایه اش حرکت می کند. بدین ترتیب از ایجاد بی نظمی در حرکت ذرات جلوگیری می شود.

موقعیت نهایی ذرات نیز با استفاده از دیفرانسیل مرکزی روی ذره به دست می آید:

$$x_{t+\Delta t} = x_t + \frac{\Delta t}{2}(u_{t+\Delta t} + u_t) \quad (41)$$

$$y_{t+\Delta t} = y_t + \frac{\Delta t}{2}(v_{t+\Delta t} + v_t) \quad (42)$$

الگوریتم بیان شده، برای هر ذره در هر گام زمانی است، بنابراین باید برای تمام ذرات انجام شود تا حرکت کل سیال برای یک گام زمانی به وجود آید. برای شبیه سازی حرکت سیال در یک زمان مشخص، این پروسه تا برآورده کردن زمان مورد نظر ادامه می یابد.

۷-۲- سطح آزاد

در الگوریتم های مختلف SPH تراکم ناپذیر روش های مختلفی برای تعیین سطح آزاد معرفی می شود. هنگامی که یک ذره سیال در روی سطح آزاد قرار بگیرد چگالی آن نسبت به چگالی ذرات داخلی سیال کاهش قابل توجهی پیدا می کند و از این طریق می توان پی برد که آیا یک ذره مشخص بر روی سطح آزاد قرار دارد یا خیر [۲۲]. به عبارت دیگر ذراتی که شرایط زیر را ارضاء کنند به عنوان یک ذره سطح آزاد شناخته می شوند و فشار صفر برای آن ها منظور می شود.

$$\rho_* < \beta_0 \quad (43)$$

که چگالی ذرات در گام پیش بینی، ρ_0 چگالی ثابت سیال و β پارامتر مربوط به سطح آزاد است. معمولاً $0.8 < \beta < 0.9$ می باشد. ذره i یک ذره درونی سیال، ذره s یک ذره سطح آزاد و m یک ذره مجازی است. در این صورت ذره مجازی m باید از لحاظ موقعیت در نقطه قرینه ذره i نسبت به ذره s باشد. موقعیت این ذرات در شکل ۲ به تصویر کشیده شده است.

ترم منبع معادله ۳۵ که در واقع ترم لاپلاسیان است را می توان با استفاده از معادلات SPH با دو بار مشتق گیری از تابع درونیابی به دست آورد ولی این فرم از ترم لاپلاسیان هنگامی که ذرات پراکنده باشند منجر به ناپایداری در محاسبه فشار و سرعت می شود. شائو (۲۰۰۵) با یک تقریب تفاضل محدود از مشتق اول، فرمی از معادله لاپلاسیان را ارائه کرده است که از این ناپایداری جلوگیری می کند [۲۲]:

$$\nabla \cdot \left(\frac{1}{\rho} \nabla P \right)_i = \sum_j m_j \frac{8}{(\rho_i + \rho_j)^2} \frac{P_j \vec{r}_j \cdot \nabla_i W_j}{|\vec{r}_j|^2 + \eta^2} \quad (36)$$

که $P_{ij} = P_i - P_j$ ، $\vec{r}_{ij} = \vec{r}_i - \vec{r}_j$ و η یک مقدار کوچک برای جلوگیری از صفر شدن مخرج معادله ۳۶ است که برابر $0.1h$ می باشد. در صورتی که معادله ۳۵ به شکل SPH نوشته شود، فشار هر ذره را در یک گام زمانی می توان محاسبه نمود:

$$P_i = \left(\frac{\rho_0 - \rho_*}{\rho_0 \Delta t^2} + \sum_j m_j \frac{8}{(\rho_i + \rho_j)^2} \frac{P_j \vec{r}_j \cdot \nabla_i W_j}{|\vec{r}_j|^2 + \eta^2} \right) \left(\sum_j m_j \frac{8}{(\rho_i + \rho_j)^2} \frac{\vec{r}_j \cdot \nabla_i W_j}{|\vec{r}_j|^2 + \eta^2} \right)^{-1} \quad (37)$$

با استفاده از معادله ۳۶ و محاسبه فشار هر ذره، سرعت اصلاحی، مطابق زیر به دست می آید:

$$\hat{V}_i = -\Delta t \sum_j m_j \left(\frac{P_i}{\rho_i^2} + \frac{P_j}{\rho_j^2} \right) \nabla_i W_j \quad (38)$$

که ρ_* چگالی ذرات در گام پیش بینی است. در نهایت سرعت نهایی ذرات در پایان گام زمانی به صورت زیر محاسبه می شود:

لاپلاسیان فشار بین ذره سطح آزاد S و ذره درونی i استفاده می‌شود:

$$\nabla \cdot \left(\frac{1}{\rho} \nabla P \right)_{si} = 2 \left(m_s \frac{8}{(\rho_s + \rho_i)^2} \frac{P_{si} r_{si} \cdot \nabla_s W_{si}}{|r_{si}|^2 + \eta^2} \right) \quad (47)$$

با به کار بردن این معادله، شرط تراکم‌ناپذیری برای ذرات سطح آزاد اعمال می‌شود.

۲-۸- مرزهای جامد

اعمال شرایط مرزی به شکل‌های مختلف در روش SPH قابل انجام است. یک روش این است که دیوار جامد به صورت یک آینه برای ذرات داخلی عمل کنند. بنابراین نزدیک شدن هر ذره به دیوار هم‌زمان با نزدیک شدن یک ذره مجازی در آن طرف دیوار به دیوار است. بدین ترتیب نیروی دافعه اعمال شده از طرف ذره مجازی اجازه عبور ذره داخلی از دیوار را نخواهد داد. در این روش مرزهای دیواره توسط ذرات ثابتی مدل می‌شوند. معادله پواسون برای این ذرات حل خواهند شد. علاوه بر آن، به تعدادی ذره مجازی احتیاج است که در سمت بیرونی دیواره قرار بگیرند تا چگالی سیال در ذرات دیواره را با چگالی سیال درونی سازگار نگه دارند. با این حال این ذرات، ثابت نیستند بلکه حرکت ذرات سیال درونی را نسبت به دیواره به صورت آینه‌ای انعکاس می‌دهند. در نتیجه شرط مرزی عدم لغزش را در مرزهای جامد به خوبی ارضاء می‌کنند. موقعیت این ذرات در شکل ۳ نمایش داده شده است.

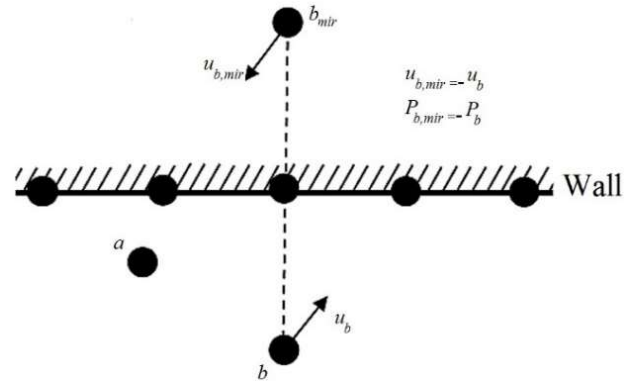
دیواره، ذراتی دارد که در محل خود ثابت هستند. بنابراین برای عکس العمل بین ذره سیال داخلی a و ذره b ، در صورتی که ذرات a و b نزدیک دیواره باشند، یک عکس العمل اضافی بین ذره a و یک ذره مجازی b_{mir} نیز احتیاج است. ذره مجازی b_{mir} دارای ویژگی‌های زیر می‌باشد:

موقعیت b_{mir} بر اساس موقعیت ذره b به صورت آینه‌ای نسبت به دیوار تعیین می‌شود:

سرعت b_{mir} برای برقراری عدم لغزش، مساوی و مخالف جهت ذره b تعیین می‌شود، یعنی: $u_{b,mir} = -u_b$

فشار ذره b_{mir} نیز مساوی و مخالف با فشار ذره b است. بنابراین شرط مرزی همگن نیومن، $\partial P / \partial n$ اعمال می‌شود.

اثر این ذرات مجازی در اوبراتورهای گرادیان، لزجت و لاپلاسیان



شکل ۳. رفتار دیواره مرزی- رابطه بین ذرات درونی، مجازی و دیواره [۱۸]
Fig. 3. Boundary wall behavior, the relationship between internal, virtual and wall particles

همان‌طور که در شکل ۲ مشخص شده است، به ذره مجازی m قرینه فشار ذره درونی i اعمال می‌شود که در این صورت با درون‌یابی بین این دو مقدار، میزان فشار ذره سطح آزاد صفر می‌شود [۲۲].

گرادیان فشار بین ذرات سطح آزاد S ، ذره مجازی m و ذره درونی i به شکل زیر خواهد شد:

$$\left(\frac{1}{\rho} \nabla P \right)_s = m \left(\frac{P_s}{\rho_s^2} + \frac{P_i}{\rho_i^2} \right) \nabla_s W_{si} + m \left(\frac{P_s}{\rho_s^2} + \frac{P_m}{\rho_m^2} \right) \nabla_s W_{sm} \quad (44)$$

گرادیان بین ذره m و S برابر با گرادیان بین ذره S و i است:

$$\begin{aligned} P_m &= -P_i \\ P_s &= 0 \\ \nabla_s W_m &= \nabla_s W_i \end{aligned} \quad (45)$$

با اعمال شرایط معادله ۴۵ در معادله ۴۴ خواهیم داشت:

$$\left(\frac{1}{\rho} \nabla P \right)_s = 2m \left(\frac{P_i}{\rho_i^2} \right) \nabla_s W \quad (46)$$

در نتیجه، میزان واقعی گرادیان فشار یک ذره سطح آزاد دو برابر می‌شود و با اعمال این شرایط می‌توان ذرات سطح آزاد را به درستی حرکت داد. از آنجایی که معادله پواسون برای ذرات سطح آزاد حل نمی‌شود، در این روش، شرط تراکم‌ناپذیری برای ذرات سطح آزاد اعمال نمی‌شود. استفاده از معادله بالا برای این ذرات، باعث ایجاد ناپایداری در حل عددی خواهد شد. برای رفع این مشکل، از معادله

در معادلات ناویر-استوکس نمایان می‌شود.

شکست سد روی بستر خشک

سقوط ستون سیال بر روی یک سطح افقی در اصطلاح شکست سد نامیده می‌شود و یک مسئله معیار کلاسیک برای ارزیابی روش‌های مدل‌سازی سطح آزاد است. شکست موج در نزدیکی ساحل، یک مسئله مهم تحقیقاتی در مهندسی دریا و سواحل است. همان‌طور که در شکل ۴ دیده می‌شود مسئله متشکل از یک ستون سیال مستطیلی شکل محدود بین یک دیواره ثابت و یک دیواره ی موقت (سد) با شیب خفیف است.

در زمان $t=0$ سد برداشته شده و به ستون سیال اجازه داده می‌شود تحت اثر گرانش سقوط کند. در این شبیه‌سازی ستونی از سیال به طول ۲ متر و ارتفاع ۰/۱ متر در نظر گرفته شده‌است. سیال درون مخزنی به طول ۷ متر و ارتفاع ۲ متر قرار دارد. در کار حاضر، فاصله ی اولیه بین ذرات $L_0 = 0.005m$ طول هموارسازی $h = 1.5L_0$ و گام زمانی $d_t = 0.0003s$ در نظر گرفته شده‌است. تعداد ۸۰۰۰ ذره ی سیال و ۶۶۱۲ ذره ی جامد (سه لایه برای هر مرز جامد) برای مرزها در شبیه‌سازی به کار گرفته شده‌است. در سطح آزاد هیچ عملیات اضافی اعمال نشده و به‌صورت خودکار ردیابی شده‌است. در ضمن بستر سیال نسبت به افق شیب یک درصد دارد. جهت صحت‌سنجی نمودار زمان بی بعد برحسب موقعیت بدون بعد نقطه جلوی موج (جبهه موج) مقایسه می‌گردد. زمان بی بعد برحسب موقعیت بی بعد برای آب با مشخصات $\rho = 1000kg/m^3$ و $\mu = 0.0001pa.s$ در شکل ۵ رسم شده‌است.

برای بی بعد سازی زمان از رابطه ی $t \times \sqrt{g/h}$ و جهت بی بعد سازی موقعیت جلوی موج (پیشانی موج) از رابطه $(x-L)/H$ استفاده شده‌است که مقدار $H = 0.1m$ ، $L = 2m$ و $g = 9.81m/s^2$ می‌باشد. همان‌طور که در شکل ۵ دیده می‌شود نتایج حاصل از روش عددی حاضر تطابق خوبی با کار تجربی کوماتینا و ژوانوویچ دارد [۲۴].

در شکل ۶ موقعیت سطح آزاد موج با نتایج آزمایشگاهی مارتین و مویس مقایسه شده‌است [۲۵]. دایره‌های سفید (توخالی) در شکل زیر نتایج آزمایشگاهی مارتین و مویس را نشان می‌دهد.

همان‌طور که مشاهده می‌شود تطابق نسبتاً خوبی بین نتایج حاصل از روش حاضر و نتایج آزمایشگاهی برقرار است. به علت عملکرد شرط مرزی برای عدم نفوذ ذرات سیال همان‌طور که در

۹-۲- محاسبه اندازه گام زمانی

همانند سایر روش‌های دینامیک سیالات محاسباتی، روش SPH به تعداد قابل قبولی ذره برای حصول دقت نتایج نیاز دارد. به دلیل اینکه ذرات داخلی سیال ذاتاً ذراتی گسسته می‌باشند نمی‌توانند مانند سیال واقعی تغییر شکل پیدا کنند. بنابراین تعداد این ذرات می‌بایست به اندازه کافی انتخاب شود تا جریان واقعی سیال شبیه‌سازی شود و از طرفی همگرایی عددی لازم نیز به دست آید.

تحلیل پایداری به منظور یافتن مقادیر گام زمانی مناسب استفاده می‌شود. در این پژوهش گام زمانی Δt در محاسبات می‌بایست شرط کورانت^۱ معادله ۴۸ را نیز ارضاء نماید [۲۳]:

$$\Delta t \leq 0.1 \frac{l_0}{V_{\max}} \quad (48)$$

در رابطه فوق V_{\max} بیشینه سرعت ذرات در هر گام زمانی از محاسبات می‌باشد. ضریب ۰/۱ تضمین می‌کند که ذرات در هر گام زمانی تنها به اندازه جزئی از فاصله ذرات (h) حرکت کنند. محدودیتی دیگر برای گام زمانی از روش تفاضل محدود صریح جهت شبیه‌سازی مسئله دیفیوژن حاصل می‌شود؛ که قید زیر را روی گام زمانی اعمال می‌کند:

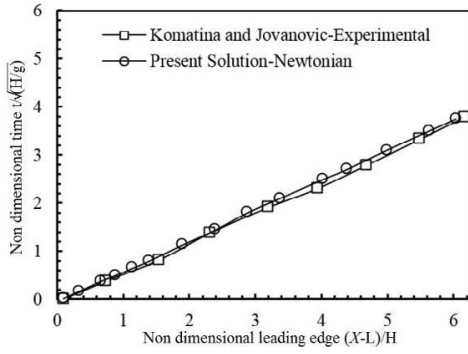
$$\Delta t \leq \alpha \frac{l_0^2}{\mu_{\text{eff}} / \rho} \quad (49)$$

در رابطه فوق α ضریبی است که به انتخاب نوع کرنل و آرایش اولیه ذرات بستگی دارد. α معمولاً با آزمایش‌های عددی به دست می‌آید و از مرتبه ۰/۱ است. ویسکوزیته مؤثر μ_{eff} با توجه به یک مدل ساده نیوتنی محاسبه می‌شود. بدیهی است که گام زمانی قابل قبول بایستی هر دو شرط فوق را برآورده کند.

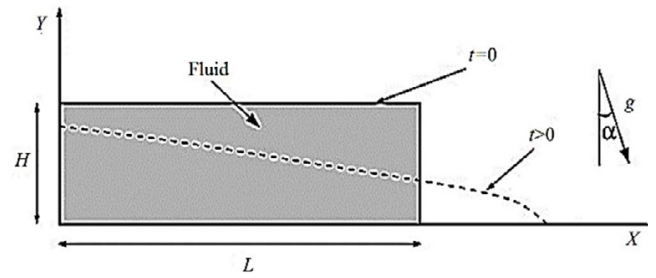
۳- اعتبارسنجی مدل

در این قسمت با استفاده از الگوریتم سه مرحله ای صریح در قالب یک کد فرترن، مسئله شکست سد روی بستر خشک مورد بررسی قرار می‌گیرد. سپس نتایج حاصل با داده‌های آزمایشگاهی و عددی صحت‌سنجی می‌شود.

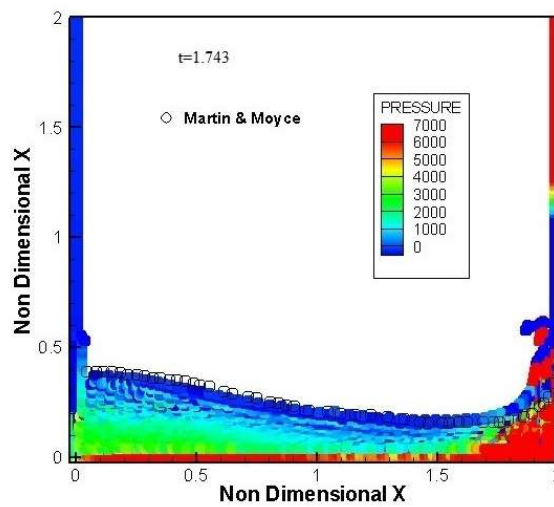
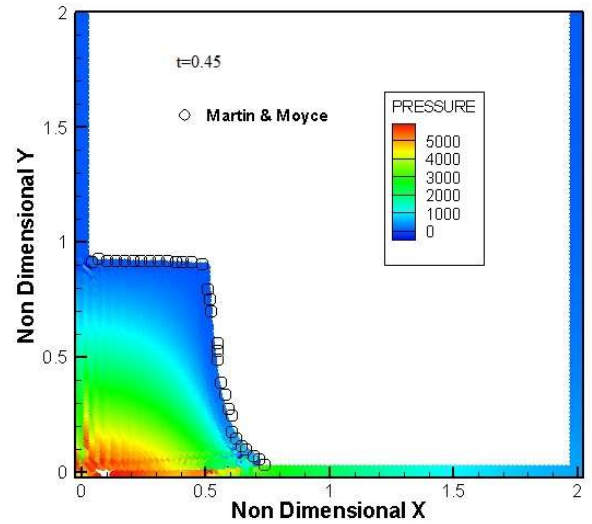
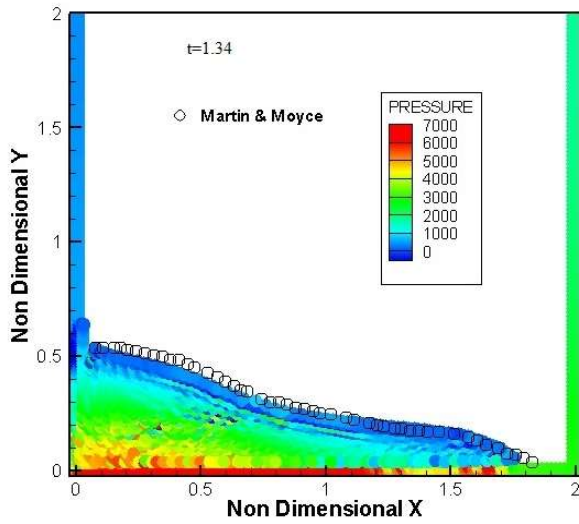
1 Courant condition



شکل ۵. زمان بی بعد بر حسب موقعیت بی بعد بر حسب موج برای سیال نیوتنی
 Fig. 5. Dimensional time according to the dimensionless position of the wave front for Newtonian fluid



شکل ۴. طرحواره مسئله شکست سد روی بستر خشک
 Fig. 4. Scheme of dam break problem on dry bed

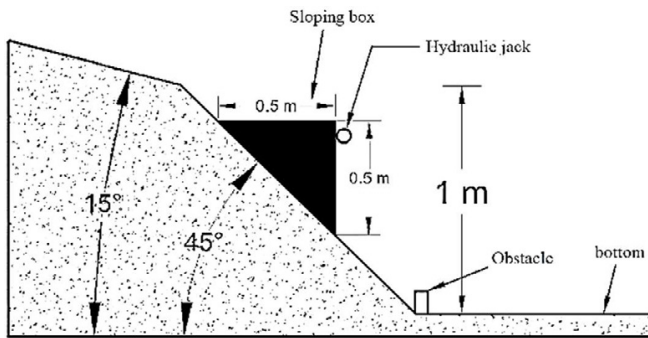


شکل ۶. موقعیت ذرات و توزیع فشار در زمان‌های بی بعد مختلف در مقایسه با نتایج آزمایشگاهی مارتین و مویس
 Fig. 6. Particle position and pressure distribution at different dimensional times compared to Martin and Moyes laboratory results

جدول ۱. مقایسه آماری جبهه موج برای سیال نیوتنی محاسبه شده در محل شکست سد برای مدل عددی حاضر با مقادیر تحلیلی

Table 1. Statistical comparison of wave front for Newtonian fluid calculated at dam fracture site for the present numerical model with analytical values

پارامتر	ضریب همبستگی r	MAE	RMSE	NSE	NRMSE
مقدار	0/9998	0/0542	0/0003	0/974	0/168



شکل ۷. تجهیزات آزمایشگاهی
Fig. 7. laboratory equipment

شکل ها مشخص است، فشار ذرات مرزی خیلی زیاد شده تا ذرات سیال درون مرز نفوذ نکنند.

پس از برخورد ذرات با دیواره عمودی و دور شدن آن‌ها از دامنه محاسباتی، تعداد ذرات همسایه یک ذره مشخص کاهش می یابد و لذا تابع کرنل از دقت کافی برخوردار نخواهد بود، این مشکل با حذف این ذرات برطرف خواهد شد.

به منظور مقایسه آماری جبهه موج برای سیال نیوتنی محاسبه شده در محل شکست سد برای مدل عددی حاضر، میانگین مطلق خطا^۱ در معادله ۵۰، جذر میانگین مربعات خطا^۲ در معادله ۵۱، ضریب کارایی مدل نش-ساتکلیف^۳ در معادله ۵۲ و جذر میانگین مربعات خطای نرمال^۴ در معادله ۵۳ محاسبه گردیده است.

$$MAE = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (h_m - h_p) \quad (50)$$

$$RMSE = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (h_m - h_p)^2}{N}} \quad (51)$$

$$NSE = 1 - \frac{\sum_{i=1}^N (h_m - h_p)^2}{\sum_{i=1}^N (h_m - \bar{h}_m)^2} \quad (52)$$

$$NRMSE = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (h_m - h_p)^2}{\sum_{i=1}^N h_m^2}} \quad (53)$$

که در آن N ، تعداد داده ها، h_m ، مقدار عمق آب اندازه گیری شده و h_p ، مقدار عمق آب برآورد شده است.

در جدول ۱ مقایسه آماری پیشانی موج برای سیال نیوتنی محاسبه شده در محل شکست سد برای مدل عددی حاضر با مقادیر

- 1 Mean Absolute Error
- 2 Root Mean Squared Error
- 3 Nash-Sutcliffe model efficiency coefficient
- 4 Normalized Root Mean Squared Error

تحلیلی آورده شده است.

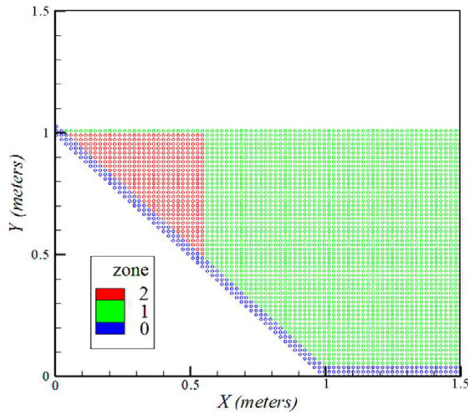
همان گونه که ملاحظه می شود مدل عددی نتایج حل تحلیلی را خوب تقریب زده و نتایج مدل حاضر برای عمق جریان در محل شکست، به حل تحلیلی نزدیک است. هم چنین ضریب همبستگی و جذر میانگین مربعات خطای نرمال برای پارامترهای مورد محاسبه نشان می دهد مدل با دقت مناسبی کالیبره شده است و مدل مذکور توانایی شبیه سازی عمق و دبی آب را دارد.

۴- امواج ناشی از زمین لغزش زیرسطحی

مساله ای که در این مقاله مورد بررسی قرار می گیرد هندسه مساله ای است که هینریچ (۱۹۹۲) برای مطالعه آزمایشگاهی زمین لغزش زیرسطحی استفاده کرده است [۲۶].

۴-۱- تشریح کانال

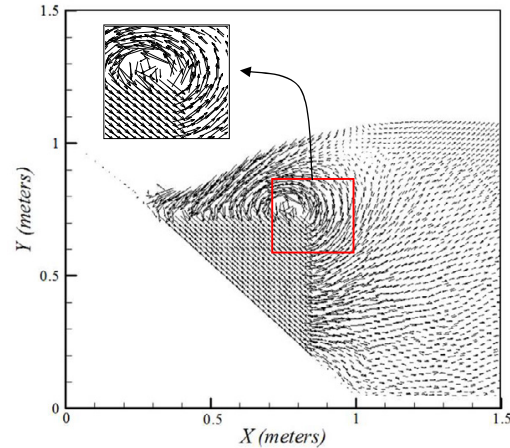
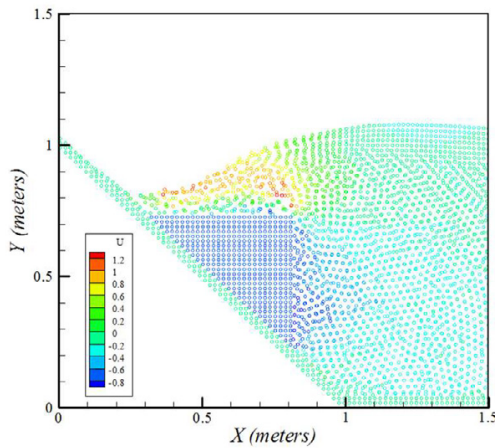
آزمایش ها در کانالی به طول ۲۰ متر، عرض ۵۵ سانتی متر و عمق ۱/۵ متری در آزمایشگاه ملی هیدرولیک چاتو فرانسه انجام شد. آزمایش ها شامل خلق امواج آب بوسیله حرکت مایل آزادانه یک جسم در صفحه شیبدار با زاویه ۴۵ درجه صورت پذیرفت. قسمت



شکل ۸. توزیع ذرات شبیه سازی شده در لحظه $t=0$ ثانیه
 Fig. 8. Distribution of simulated particles at $t = 0$ s

جدول ۲. پارامترهای محاسباتی به کار گرفته شده برای حل مساله زمین لغزش *
 Table 2. Computational parameters used to solve the landslide problem

آینم	توضیحات
گام زمانی	گام زمانی برابر 0/00002 است.
فاصله اولیه	فاصله ی اولیه ذرات برابر 0/018 متر است.
تعداد ذرات	Zone 0 : تعداد ذرات دیواره جامد = 1240 Zone 1 : تعداد ذرات آب = 8646 Zone 2 : تعداد ذرات جسم صلب = 406
طول هموار	طول هموار سازی 1/2 است.
ضریب اصطکاک	ضریب اصطکاک برابر 1 است.

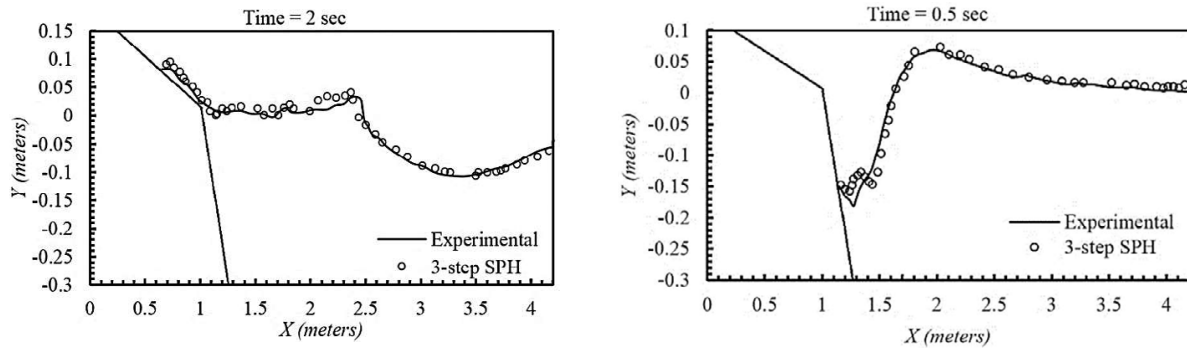


شکل ۹. نمایش توزیع سرعت ذرات محاسبه شده برای زمین لغزش مستغرق در زمان $t=0.2$ ثانیه
 (شکل سمت راست: توزیع بردارهای سرعت ذرات، شکل سمت چپ: توزیع سرعت U ذرات)

Fig. 9. Display of particle velocity distribution calculated for submerged landslide at time $t = 0.2$ seconds
 (Figure right: Particle velocity vector distribution, Left figure: U particle velocity distribution)

فرود جسم V_{avg} / \sqrt{gd} است، که میانگین سرعت عمودی جسم می باشد. عدد فرود از ۰/۰۵ تا ۰/۵ تغییر می کرد. جسم به چهار غلطک مجهز شده بود که تنها تحت تاثیر نیروی گرانش به داخل آب سر می خورد و زمانی که به کف می رسید توسط یک مانع پلاستیکی به طور ناگهانی متوقف می گردید. جسم در موقعیت اولیه خود بوسیله یک جک هیدرولیکی نگه داشته شده بود و این جک این امکان را می داد که جسم فوراً توسط کنترل الکتریکی جک رها شود. بعد از رها شدن جک، امواج توسط سقوط جسم، تولید و به انتهای کانال حرکت می کرد و پروفیل امواج ثبت می گردید.

ساحلی کانال بوسیله شیب دومی با زاویه ۱۵ درجه مدل سازی شد که محل تقاطع دو شیب، یک متر بالاتر از کف افقی کانال قرار می گرفت. عمق آب از ۲۰ سانتی متر تا ۱/۵ متر می توانست متغیر در نظر گرفته شود. شکل ۷ چگونگی آماده سازی موقعیت آزمایش را نشان می دهد. جسم در مقطع عرضی، مثلثی طراحی شده (۰/۵ متر در ۰/۵ متر)، و عرض آن به اندازه عرض کانال تنظیم گردید. سطح هندسی فوقانی جسم موازی سطح ساکن آب در خلال آزمایش بود. نیروی وزن جسم موجب افزایش سرعت سقوطش در شیب می گشت. عدد



شکل ۱۰. مقایسه بین نیمرخ های موج آزمایشگاهی و عددی برای زمین لغزش های مستغرق در زمان های ۰/۵ و ۲ ثانیه (مقیاس x و y متفاوت است).
Fig. 10. Comparison between experimental and numerical wave profiles for submerged landslides at 0.5 and 2 s (x and y scales are different)

رخ می دهد که عمق آب ۴۰ سانتی متر است و کل جسم در ابتدای آزمایش بالای سطح آب می باشد. وزن جسم در آزمایش اول ۱۴۰ کیلوگرم و در آزمایش دوم ۱۰۴ کیلوگرم در نظر گرفته شده است. چگالی ذرات سیال برابر 1000 kg/m^3 و چگالی توده لغزنده برابر 2000 kg/m^3 می باشد. در جدول ۲ پارامترهای محاسباتی به کار گرفته شده برای حل مساله زمین لغزش آمده است.

مقایسه داده های عددی و آزمایشگاهی در شرایط یکسان انجام می گیرد تا در نهایت از صحت عملکرد و رفتار منطقی مدل اطمینان حاصل شود.

۴-۳- مقایسه بین نتایج عددی و آزمایشگاهی

الف: زمین لغزش مستغرق

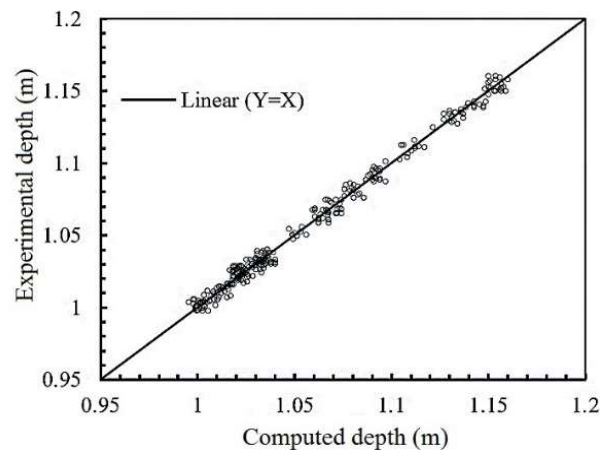
همان طور که قبلا اشاره گردید در این آزمایش، عمق آب یک متر است و قسمت بالای جسم در ابتدای آزمایش به اندازه یک سانتی متر زیر سطح آزاد اولیه آب است.

در شکل ۸ خروجی وضعیت قرارگیری و توزیع ذرات شبیه سازی شده توسط برنامه در لحظه $t=0$ ثانیه نمایش داده شده است.

شکل خروجی توزیع سرعت ذرات محاسبه شده در زمان ۰/۲ ثانیه در شکل شماره ۹ نشان داده شده است.

به منظور ارزیابی دقیق تر، نتایج آزمایشگاهی در سه ناحیه:

$$(1) \quad \text{ناحیه تولید}^2: 1m < x < 4m \quad (2) \quad \text{ناحیه دور خیز}^4$$



شکل ۱۱. مقایسه آماری رقوم سطح آب اندازه گیری شده با رقوم سطح آب آزمایشگاهی در زمان های مختلف
Fig. 11. Statistical comparison of measured water level cultivar with laboratory water cultivar at different times

سطح نرم جسم، دو وجه شیب و وجوه داخلی دیوار بدقت بررسی شده اند که تطابق بسیار نزدیکی با آزمایش های عددی داشته باشند طوری که همه این قسمت بدون اصطکاک باشند.

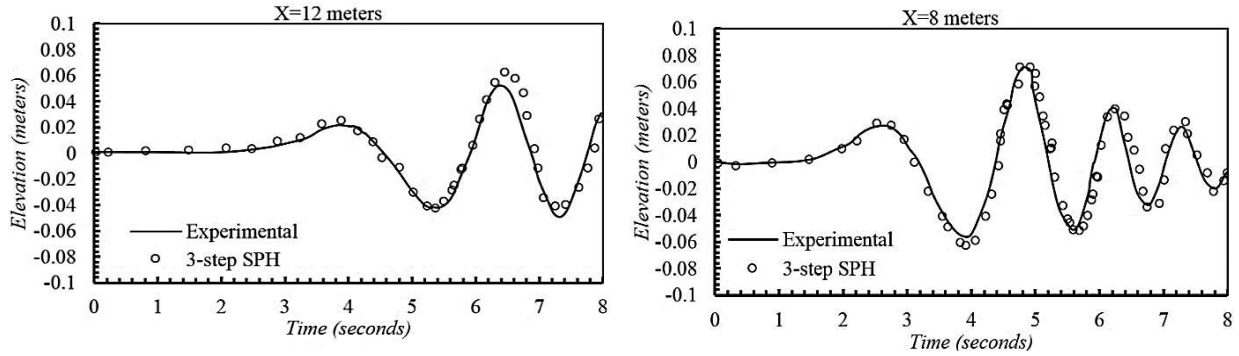
۴-۲- آزمایش های عددی

دو نوع از زمین لغزش در این مقاله مورد مطالعه قرار گرفتند:

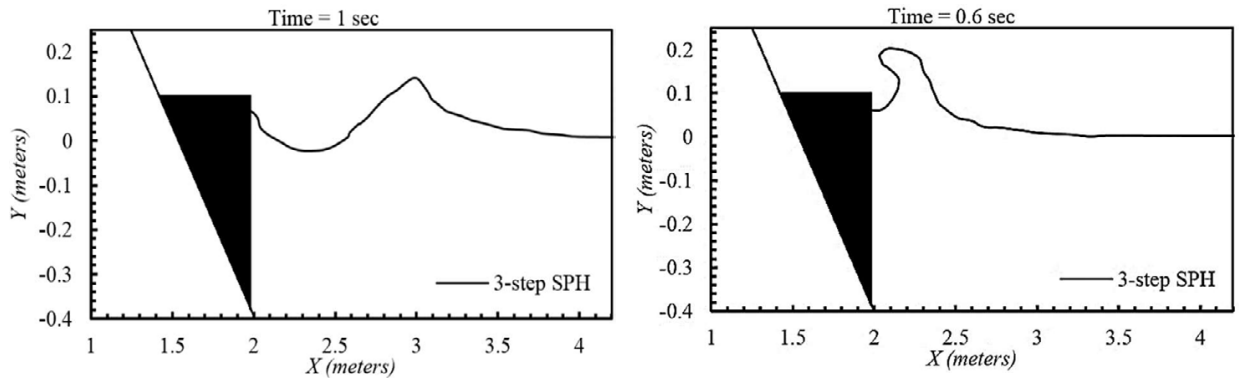
اولین آزمایش، یک زمین لغزش زیرسطحی^۱ است که عمق آب یک متر است و کل جسم در ابتدای آزمایش مستغرق می باشد. در دومین آزمایش، زمین لغزش خارج از سطح آب (زمین لغزش بیرونی^۲)

3 Generation
 4 Run-up

1 Submarine Landslide
 2 Aerial Landslide



شکل ۱۲. نمودارهای موج: مقایسه بین امواج محاسبه شده و آزمایشگاهی در ۸ و ۱۲ متری از زمین لغزش مستغرق (مقیاس X و Y متفاوت است).
Fig. 12. Wave diagrams: Comparison between calculated and laboratory waves at 8 and 12 meters of submerged landslide (x and y scales are different).



شکل ۱۳. نیمرخ موج محاسبه شده برای زمین لغزش بیرونی در زمان های ۰/۶ و ۱ ثانیه (مقیاس X و Y متفاوت است).
Fig. 13. The calculated wave profile for an external landslide at times of 0.6 and 1 second (x and y scales are different).

دامنه کمتر خواهد شد.

به منظور مقایسه آماری در شکل ۱۱ رقوم سطح آب اندازه گیری شده در مقابل رقوم محاسباتی در زمان های مختلف آورده شده است.

از مقایسه نتایج اندازه گیری شده با آزمایشگاهی، مقادیر آماری r و $RMSE$ به ترتیب $۰/۹۵$ و $۰/۰۰۷۱$ به دست آمدند. این نتایج نشان دهنده دقت بالای مدل در محاسبه نیمرخ سطح آب ناشی از زمین لغزش زیرسطحی می باشد.

الف-۲: ناحیه دور خیز

موج ده که در منطقه ساحلی بوجود آمده، یک میرایی بسیار ضعیفی را در ارتفاع موج موجب می شود. در حقیقت، فشار به دقت در سلول های شامل سطح آزاد افقی و مانع رفتار نمی کند. وقتی که در نزدیکی ساحل، فضای بهتری در مسیر Y به کار برده شود تعداد این

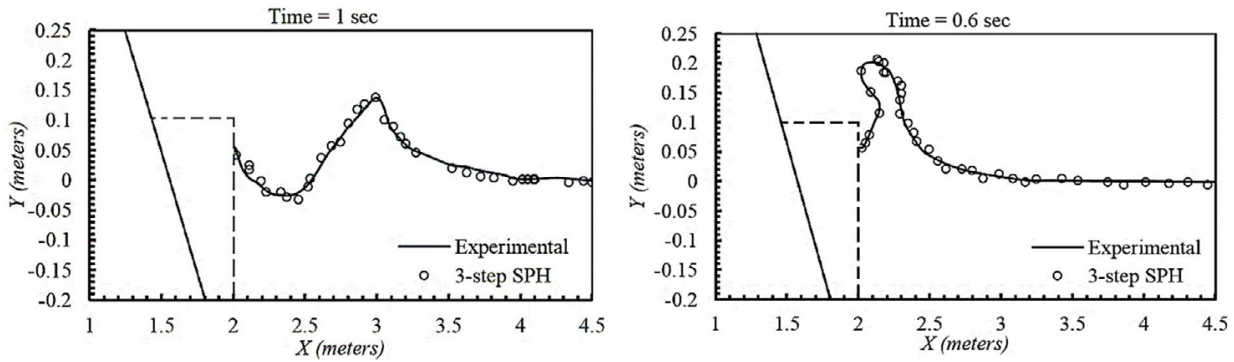
: $x < 1m$ (۳) ناحیه انتشار: $4m < x$

با نتایج مدل عددی مقایسه شدند.

الف-۱: ناحیه تولید

در شکل ۱۰ نیمرخ های موج آزمایشگاهی رقوم شده با مدل عددی حاضر در زمان های $۰/۵$ و ۲ ثانیه مقایسه شده است. اختلاف بوجود آمده توسط حرکت بسیار آشفته در این قسمت از مدل سازی تعبیر می شود.

در زمان های بعد از ۲ ثانیه، امواج عددی به سمت انتشار بیشتر از حالت آزمایشگاهی آن با اختلافی بین خط الراس ۵ الی ۱۰ سانتی متری گرایش پیدا می کند. سرعت موج حدود ۳ متر در ثانیه است. آشفته گی سطح آزاد آب سبب جریانی پیچیده می شود. برای وزن های کمتر جسم و اعماق بیشتری از استغرق، این اختلاف ها در



شکل ۱۴. مقایسه بین نمیرخ های موج آزمایشگاهی و عددی برای زمین لغزش بیرونی در زمان های ۰/۶ و ۱ ثانیه (مقیاس x و y متفاوت است).

Fig. 14. Comparison between experimental and numerical wave profiles for external landslides at 0.6 and 1 s (x and y scales are different).

غیرخطی است و متعلق به خانواده موج استوکس است که توسط تاج های با دامنه بزرگتر از آن حداقل موج مشخص شده است. بعد، در فاصله ۱۲ متری، $\lambda/d \sim 5$ و $a/\lambda \sim 0.10/5 = 0.02$ ، تاج به یک موج سینوسی تغییر می کند.

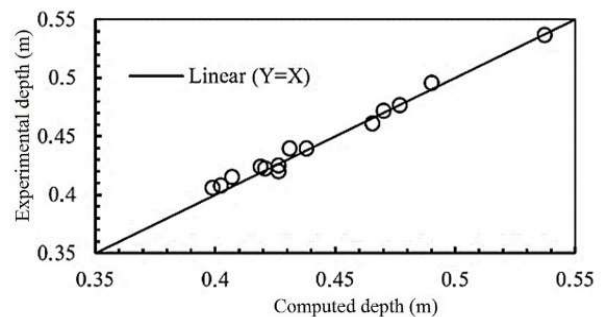
ب: زمین لغزش بیرونی

در این آزمایش، عمق آب ۰/۴ متر است و انتهای کانال در ابتدای آزمایش بالای سطح آزاد آب است. شکل ۱۳ نیمرخ سطح آب را در زمان های ۰/۶ و ۱ ثانیه نشان می دهد.

برای این نوع از زمین لغزش، شکل امواج کاملاً متفاوت است. تاج ابتدایی بزرگترین موج است. این موج مربوط به حجم آب های جابجا شده توسط سقوط جسم است. شکل موج حاصل از آزمایش های متشکل از امواج نوسانگر غیرخطی به شدت متغیر است. ویژگی های مناطق مختلف امواج تقریباً آنهایی هستند که در نمودار داس و ویگل (۱۹۷۲) نشان داده شده است که برای امواجی که توسط یک دیوار عمودی که به صورت افقی از عرض آب حرکت می کند تولید شده اند. دو محور این نمودار عدد فرود مبتنی بر میانگین سرعت دیوار V_{avg} / \sqrt{gd} و جابجایی نسبی دیوار به عمق آب است. در این مقاله، محور دوم بوسیله جابجایی نسبی افقی جسم جایگزین شده است.

ب-۱: ناحیه تولید

سطح آزاد محاسبه شده عددی و سطح آزاد آزمایشگاهی در زمان های متفاوت ۰/۶ و ۱ ثانیه در شکل ۱۴ نمایش داده شده است. همان طور که برای زمین لغزش های مستغرق دیده می شود، دو



شکل ۱۵. مقایسه آماری رقوم سطح آب اندازه گیری شده با رقوم سطح آب آزمایشگاهی در زمان های مختلف

Fig. 15. Statistical comparison of measured water level cultivar with laboratory water cultivar at different times

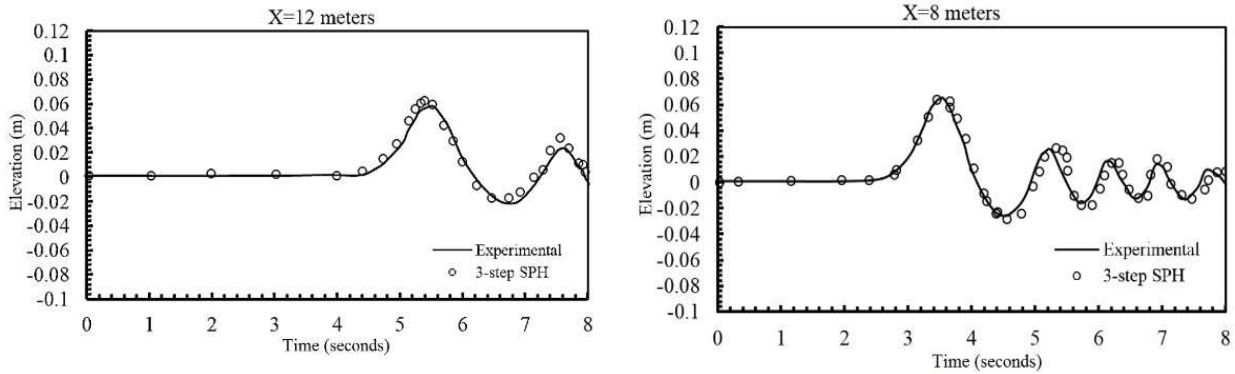
سلول ها کاهش پیدا می کند و نتایج عددی بهبود می یابد.

الف-۳: ناحیه انتشار

شکل ۱۲ نوسان های سطح آب نسبت به زمان را در فواصل ۸ و ۱۲ متری به عنوان تابعی از زمان می دهد. همان گونه که ملاحظه می شود برای هر سه موقعیت مکانی نیمرخ سطح آب اندازه گیری شده با مقادیر اندازه گیری شده تطابق نسبتاً مناسبی دارد.

در همه موارد از زمین لغزش های زیرسطحی، مشاهده شد که یک خط الراسی همیشه در طول موج شکل می گیرد. در فاصله ۸ متری، سرعت تاج دوم حدود ۲/۲ متر بر ثانیه است. a ارتفاع عمودی بین دومین تاج و نشیب موج بعدی باشد و λ طول موج است. در دیاگرام لایتل^۱ مشخصه های پارامتریک از دومین تاج، $a/\lambda \sim 0.13/3 = 0.04$ و $\lambda/d \sim 3.1$ است. این تاج یک موج

1 Lighthill's diagram



شکل ۱۶. سنجش های موج، مقایسه بین امواج محاسبه شده و آزمایشگاهی در ۸ و ۱۲ متری از زمین لغزش مستغرق (مقیاس X و Y متفاوت است).
Fig. 16. Wave measurements, comparison between calculated and laboratory waves at 8 and 12 meters of submerged landslide (x and y scales are different)

تغییر می کند، به طوری که آن موج به خانواده امواج کنوئیدال^۱ متعلق است.

۵- نتیجه گیری

در این تحقیق از یک الگوریتم جدید SPH در حل مساله شبیه سازی عددی امواج ناشی از زمین لغزش زیرسطحی استفاده شده است. مدل فیزیکی این مساله براساس یک مدل آزمایشگاهی انتخاب شده و مورد بررسی قرار گرفته است. بر اساس اطلاعات موجود، این شبیه سازی تاکنون با روش SPH سه مرحله ای صریح انجام نشده است. به منظور بررسی توانایی این روش در مدل کردن این مسأله، نتایج به دست آمده از روش SPH تراکم ناپذیر سه مرحله ای با نتایج آزمایشگاهی مقایسه شده است. به منظور معتبرسازی روش، مسئله شکست سد روی بستر خشک با موفقیت حل شده است. نتایج این تحقیق، حل تحلیلی را خوب تقریب زده و مدل حاضر برای عمق جریان در محل شکست، به حل تحلیلی نزدیک است. رسیدن به ضریب همبستگی ۰/۹۹۹۸، متوسط خطای مطلق ۰/۰۵۴۲ و ضریب کارایی مدل نش-ساتکلیف ۰/۹۷۴ برای پارامترهای مورد محاسبه، نشان می دهد مدل با دقت مناسبی کالیبره شده است و مدل مذکور توانایی شبیه سازی عمق و دبی آب را دارد. با توجه به مطالب گفته شده و مقایسه بین نتایج شبیه سازی حاصل از الگوریتم ارائه شده در این پژوهش و مدل واقعی، مشخص گردید که این نتایج با درصد خطای کم، بسیار به هم شبیه می باشند؛ و بنابراین می توان گفت که الگوریتم مذکور

سطح آزاد تقریباً یکسان به جز یکی در نزدیکی جسم وجود دارد که شکست موج مشاهده شده است. همان طور که قبلاً ذکر شد، پیشرفت کمی در زمان برای موج محاسبه شده مشاهده شده است که ممکن است به پدیده آشفتگی مربوط باشد.

به منظور مقایسه آماری در شکل ۱۵ رقوم سطح آب اندازه گیری شده در مقابل رقوم محاسباتی در زمان های مختلف آورده شده است.

از مقایسه نتایج اندازه گیری شده با آزمایشگاهی، مقادیر آماری r و $RMSE$ به ترتیب ۰/۹۱ و ۰/۰۴۵ به دست آمدند. این نتایج نیز نشان دهنده دقت بالای مدل در محاسبه نیمرخ سطح آب ناشی از زمین لغزش زیرسطحی می باشد.

ب-۲: انتشار

شکل ۱۶ مقایسه بین سطوح آزاد آزمایشگاهی و عددی را در فواصل ۸،۴ و ۱۲ متری نشان می دهد.

همان طور که قبلاً گفته شد، پراکندگی عددی، دامنه های تاج های کوچک و نشیب های موج کوچک را کاهش می دهد. اولین تاج با سرعت در حدود \sqrt{gd} که ۱/۲ متر در ثانیه می شود منتشر می گردد. در زمان ۱/۵ ثانیه پارامترهای بدون بعد لایتل منتشر می شود. این تاج یک موج غیرخطی است $a/\lambda \sim 0.027$ و $\lambda/d \sim 10$ است. این تاج با دامنه و متعلق به خانواده موج استوکس است که توسط تاج های با دامنه بزرگ تر از آن حداقل موج مشخص شده است. بعد، در فاصله ۱۲ متری، تاج به یک موج سینوسی $\lambda/d \sim 5$ و $a/\lambda \sim 0.11/5 = 0.022$ تبدیل می شود.

1 Cnoidal

- Applied Mechanics and Engineering, Vol. 310, pp. -674 693, 2016.
- [8]. D. Nomeritae, S. Grimaldi, Explicit incompressible SPH algorithm for free-surface flow modelling: A comparison with weakly compressible schemes, *Advances in Water Resources*, Vol. 97, pp. 167-156, 2016.
- [9]. C. Shi, Y. An, Q. Wu, Q. Liu, Numerical simulation of landslide-generated waves using a soil–water coupling smoothed particle hydrodynamics model, *Advances in Water Resources*, Vol 92, pp. 141-130, 2016.
- [10]. Y. An, Q. Wu, Q. Liu, Three-dimensional smoothed-particle hydrodynamics simulation of deformation characteristics in slope failure, *Advances in Water Resources*, Vol 92, pp.11-1, 2016.
- [11]. S. Viroulet, D. Cébron, o. Kimmoun, Ch. Kharif, Shallow water waves generated by subaerial solid landslides, *Geophysical Journal International*, Vol.193 , pp.762-747, 2013.
- [12]. H.M. Fritz, F. Mohammed, J. Yoo, Lituya Bay landslide impact generated mega-tsunami 50 th Anniversary, in: *Tsunami Science Four Years after the 2004 Indian Ocean Tsunami*, Springer, pp.175-153, 2009.
- [13]. M. Khanpour, A. R. Zarrati, M. Kolahdoozan, A. Shakibaenia, and S. Jafarinik, Numerical modeling of free surface flow in hydraulic structures using Smoothed Particle Hydrodynamics. *Applied Mathematical Modelling*, vol. 40, pp. 9834-9821, 2016.
- [14]. F. Rouzbahani, K. Hejranfar, A truly incompressible smoothed particle hydrodynamics based on artificial compressibility method, *Computer Physics Communications*, vol. 210, pp. 28-10, 2016.
- [15]. V. Khoosli, S. Kabdaşli, Numerical Simulation of Impulsive Water Waves Generated by Subaerial and Submerged Landslides Incidents in Dam Reservoirs, *Civil Engineering Journal*, Vol. 2, No. 10, pp. 519-497, 2016.
- [16]. L.-c. Qiu, F. Jin, P.-z. Lin, Y. Liu, Y. Han, Numerical simulation of submarine landslide tsunamis using particle based methods, *Journal of Hydrodynamics*, Vol.29 , pp. -542 551, 2017.
- [17]. L. Gui-Rong, L. Moubin, Smoothed particle hydrodynamics: یک روش صحیح در تحلیل مسائل جریان‌های تراکم‌ناپذیر می‌باشد و می‌توان به نتایج حاصله در استفاده از این الگوریتم اعتماد کرد. همچنین بررسی‌ها نشان داد که مدل‌سازی امواج ناشی از زمین لغزش در ناحیه تولید و ناحیه دور خیز توانایی بالایی دارد و ناحیه انتشار را با دقت ۹۵ درصد به خوبی شبیه‌سازی می‌کند. از مقایسه نتایج اندازه‌گیری‌شده با آزمایشگاهی، مقادیر آماری r و RMSE به ترتیب ۰/۹۵ و ۰/۰۰۷۱ به دست آمد که نشان‌دهنده دقت بالای مدل در محاسبه نیم‌رخ سطح آب ناشی از زمین لغزش زیرسطحی می‌باشد. در نهایت، نتایج به دست آمده نمایانگر تشابه کیفی آن با نتایج گزارش‌شده در مراجع مهندسی ساحل می‌باشد.
- مراجع**
- [1]. B. Ataie ashtiani, B. Shobeyri, Numerical simulation of landslide impulsive waves by incompressible smoothed particle hydrodynamics, *International Journal for numerical methods in fluids*, Vol. 56, No. 2, pp. 232-209, 2008.
- [2]. L. B. Lucy, A numerical approach to the testing of the fission hypothesis, *The astronomical journal*, Vol. 82, pp. 1024-1013, 1977.
- [3]. R. A. Gingold, J. J. Monaghan, Smoothed particle hydrodynamics: theory and application to non-spherical stars, *Monthly notices of the royal astronomical society*, Vol. 181, No. 3, pp. 389-375, 1977.
- [4]. T. Capone, A. Panizzo, J.J. Monaghan, SPH modelling of water waves generated by submarine landslides, *Journal of Hydraulic Research*, Vol.48 , pp. 84-80, 2010.
- [5]. S.A. Rzadkiewicz, C. Mariotti, P. Heinrich, Numerical simulation of submarine landslides and their hydraulic effects, *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, Vol.123 , pp. 157-149, 1997.
- [6]. A. Leroy, D. Violeau, M. Ferrand, Unified semi-analytical wall boundary conditions applied to 2-D incompressible SPH, *Journal of Computational Physics*, Vol. 261, pp.-106 129, 2014.
- [7]. E. Napoli, M. De Marchis, C. Gianguzzi, Milici, A coupled Finite Volume–Smoothed Particle Hydrodynamics method for incompressible flows, *Computer Methods in*

- physics, Vol.136, pp. 226-214, 1997.
- [23]. S. Shao, E. Lo, Incompressible SPH method for simulating Newtonian and non-Newtonian flows with a free surface, *Advances in water resources*, Vol.26, pp.800-787, 2003.
- [24]. D. Komatina, M. Jovanovic, Experimental study of steady and unsteady free surface flows with water-clay mixtures. *Journal of Hydraulic Research*, Vol.35, pp.590-579, 1997.
- [25]. J. Martin, W. Moyce, An experimental study of the collapse of liquid columns on a rigid horizontal plane, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, Vol.244, pp.324-312, 1952.
- [26]. P. Heinrich, Nonlinear water waves generated by submarine and aerial landslides, *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, vol. 118, pp. 266-249, 1992.
- a meshfree particle method, World Scientific, 2003.
- [18]. R. Xu, An improved incompressible smoothed particle hydrodynamics method and its application in free-surface simulations, PhD, University of Manchester, UK, 2010.
- [19]. J. Monaghan, R. Gingold, Shock simulation by the particle method SPH, *Journal of computational physics*, Vol.52, pp. 389-374, 1983.
- [20]. S. Cummins, M. Rudman, An SPH projection method. *Journal of computational physics*, Vol.152, pp.607-584, 1999.
- [21]. S. Hosseini, M. Manzari, S. Hannani, A fully explicit three-step SPH algorithm for simulation of non-Newtonian fluid flow, *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*, Vol.17, pp.735-715, 2007.
- [22]. J. Morris, P. Fox, J. Zhu, Modeling low Reynolds number incompressible flows using SPH, *Journal of computational*

چگونه به این مقاله ارجاع دهیم

S.E. Hosseini Mobarra, R. Ghobadian, *Numerical Simulation of Sub-Surface Landslide Waves Using an explicit three-step compressible SPH algorithm*, *Amirkabir J. Civil Eng.*, 52(4) (2020) 969-988.

DOI: [10.22060/ceej.2019.15114.5831](https://doi.org/10.22060/ceej.2019.15114.5831)



