

مدل سازی لاگرانژی سه بعدی جریان های تراکم ناپذیر لزج و غیر لزج با استفاده از حلگرهای ریمن پایستار و ناپایستار و اصلاح چگالی

محمود رستمی ورنوسفادرانی^{۱*} و محمدهادی شعبانی^۲

اطلاعات مقاله	چکیده
دریافت مقاله: ۱۳۹۸/۰۶/۱۱	<p>در این مقاله، شبیه سازی سه بعدی جریان به صورت لاگرانژی با روش هیدرودینامیک ذرات هموار نسبتاً تراکم پذیر انجام شده است. از معادلات ناویر-استوکس و معادلات اویلر به عنوان معادلات مومنوم به ترتیب برای جریان لزج و غیرلزج استفاده شد. جریان در سه حالت غیرلزج، لزجت مصنوعی و لزجت لایه ای همراه با مدل آشفتگی SPS مدل سازی شده است. گرچه روش لاگرانژی فوق برای مدل سازی سطوح آزاد مناسب است، نوسانات شدید و غیرواقعی در میدان فشار و سرعت، یکی از مشکلات عمده در این روش به شمار می آید. در این مقاله، اثر استفاده از فیلتر چگالی و حلگرهای ریمن پایستار و ناپایستار بر نوسانات میدان فشار و سرعت تحقیق شده و نوآوری آن، ارائه ترکیبی مناسب از موارد فوق برای اصلاح این نوسانات و در نتیجه، بالا رفتن دقت نتایج نیروی برخورد است. فیلتر چگالی در حالت های جریان با لزجت مصنوعی و لزجت لایه ای با آشفتگی استفاده شده است. ریمن پایستار برای جریان غیرلزج و ریمن ناپایستار برای جریان با لزجت لایه ای و آشفتگی به کار رفته است. همچنین اصلاح گرادیان کرنل نیز در کنار ریمن ناپایستار استفاده شده است. بنابراین پنج مدل عددی برای شبیه سازی سه بعدی جریان معرفی و نتایج حاصل، با نتایج آزمایشگاهی شکست سد با مانع مقایسه گردید. مقایسه این نتایج نشان داد حلگر ریمن در حالت پایستار و ناپایستار به علت تصحیح فشار و سرعت، عملکرد خوبی در کنترل نوسانات میدان فشار و سرعت داشته است؛ اما استفاده از فیلتر چگالی که به طور غیرمستقیم، تنها فشار را تصحیح می کند، نتایج قانع کننده ای نداشت. در نهایت معتبر سازی نتایج سطح آزاد نیز با بهترین روش از لحاظ نتایج فشار و سرعت انجام شد، به طوری که خطاهای نیروهای حاصل از برخورد، از حدود ۱۰۰ درصد به حدود ۱۰ تا ۱۵ درصد کاهش یافته است.</p>
پذیرش مقاله: ۱۳۹۸/۰۹/۰۶	

واژگان کلیدی:

شبیه سازی لاگرانژی،
جریان لزج و غیرلزج،
حلگر ریمن،
اصلاح چگالی،
سطح آزاد.

۱- مقدمه

شبیه سازی تغییر شکل های سطح آزاد جریان و اندرکنش سیال و سازه برای استفاده در طراحی سازه های ساحلی، فراساحلی، مسائل مکانیک سیالات و هیدرودینامیک، ضروری است. برای شبیه سازی این مسائل، مدل سازی سه بعدی جریان سیال [۷-۱] دارای اهمیت است. از سویی به دلیل تغییر شکل های بزرگ در سطح آزاد، شبیه سازی آن

ها با استفاده از روش های لاگرانژی بهتر از روش های اویلری صورت می گیرد. بنابراین برای شبیه سازی این پدیده های پیچیده، حل معادلات ناویر-استوکس با روش های لاگرانژی، از کارآمدترین روش هاست. مسئله شکست سد، مسئله ای معروف و شناخته شده در مکانیک سیالات است که به دلیل پدیده های مختلف و پیچیده ای که در این مسئله اتفاق می افتد، برای شبیه سازی سطوح آزاد بسیار مناسب

* پست الکترونیک نویسنده مسئول: rostamivf@aut.ac.ir

۱. استادیار، مجتمع مکانیک، دانشگاه صنعتی مالک اشتر

۲. کارشناسی ارشد، مجتمع مکانیک، دانشگاه صنعتی مالک اشتر

بهترین ترکیب مدل عددی در روش لاگرانژی هیدرودینامیک ذرات هموار برای به دست آوردن هرچه دقیق تر نتایج نیرو و سرعت جریان سیال به صورت سه بعدی است.

۲- معادلات حاکم

معادلات حاکم بر جریان سیال تراکم پذیر و لزج، معادلات پیوستگی و بقای مومنتوم هستند که به صورت زیر بیان می شوند [۹]:

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho \nabla \cdot \mathbf{u} \quad (1)$$

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \mathbf{g} + \Theta \quad (2)$$

در معادلات فوق، t نمایانگر زمان، ρ چگالی سیال، \mathbf{u} بردار سرعت، P فشار، \mathbf{g} بردار شتاب گرانشی و $\nabla^2 \mathbf{u} + \Theta$ مربوط به ترم دیفیوژن است. به این ترتیب که Θ_0 لزجت سینماتیکی برای جریان آرام است و مقدار آن $10^{-6} m/s^2$ در معادله بالا τ^* تانسور تنش مدل آشفستگی SPS است که آرایه های آن به صورت $\tau_{ij} = \bar{\rho} (2\vartheta_t \bar{S}_{ij} - \frac{2}{3} k \delta_{ij} - \frac{2}{3} C_I \Delta^2 \delta_{ij})$ تعیین می شود که $\bar{S}_{ij} = (C_S \Delta) |\bar{S}|$ لزجت گردابه ای براساس مدل اسماگورینسکی^۲ است. همچنین $C_S = 0.12$ ثابت اسماگورینسکی، Δ فاصله اولیه بین ذرات، $|\bar{S}| = (2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij})^{1/2}$ نرخ کرنش موضعی، $(\partial \tilde{u}_i / \partial u_j + \partial \tilde{u}_j / \partial u_i) - 0.5$ تانسور کرنشی فیلترشده با تکنیک متوسط گیری فاور^۳، k انرژی جنبشی آشفستگی SPS، δ_{ij} دلتای کرونکر و $C_I = 0.00066$ است [۱۱].

۳- روش هیدرودینامیک ذرات هموار

روش SPH توسط لوسی [۲۱] و گینگولد و موناگان [۲۲] برای حل مسائل اختریفی یک ابداع شد و توسط موناگان برای شبیه سازی جریان های سطح آزاد توسعه یافت [۹]. در این روش، هر کمیت $A(r)$ و گرادیان های آن برای هر ذره a به صورت زیر تخمین زده می شود:

$$\begin{cases} A(\mathbf{r}_a) = \sum_b m_b \frac{A_b}{\rho_b} W_{ab} \\ (\nabla A)_a = \rho_a \sum_b m_b \left(\frac{A_a}{\rho_a^2} + \frac{A_b}{\rho_b^2} \right) \nabla_a W_{ab} \end{cases} \quad (3)$$

است. به علاوه این مسئله بسیار شبیه برخی از مسائل مهندسی مثل خیسی عرشه کشتی و موج حاصل از وقوع سونامی [۸] است. روش هیدرودینامیک ذرات هموار نسبتاً تراکم پذیر (WCSPH) یک روش کاملاً لاگرانژی است که توسط موناگان [۹] معرفی شد. در این روش، سیال نسبتاً تراکم پذیر در نظر گرفته می شود و فشار از معادله حالت به دست می آید. اولین بار این روش با لزجت مصنوعی و سپس لزجت واقعی سیال مورد استفاده قرار گرفت. این روش به طور گسترده در مدل سازی مسائل جریان تراکم ناپذیر، مانند شکست سد بر روی بستر خیس [۱۰]، انتشار موج [۱۱ و ۱۲]، اندرکنش موج با سازه [۱۳] و شکست موج تنها [۱۴] استفاده شده است. مدل سازی خوب سطح آزاد از محاسن روش WCSPH است؛ اما در این روش به علت استفاده از معادله حالت، نوسانات بزرگ و غیرفیزیکی زیادی در میدان فشار به وجود می آید. این نوسانات می توانند با استفاده از فیلترهای چگالی شپارد [۱۱] و MLS [۱۵] تصحیح شوند. از طرف دیگر، نوسانات میدان سرعت نیز باید کنترل شود. از این رو موناگان، روش XSPH را که به نوعی متوسط گیری از سرعت ذرات اطراف ذره مورد نظر در میدان حل است، معرفی کرد [۱۶]؛ اما در صورت استفاده از این روش، قانون بقای انرژی ارضا نمی شود و همچنان میدان سرعت به صورت غیرفیزیکی است [۱۷]. بنابراین حلگرهای ریمن^۱ برای استفاده در این روش معرفی شدند [۱۹ و ۲۰]. با استفاده از حلگر ریمن، میدان فشار و سرعت به صورت هم زمان تصحیح شده، ضرورت استفاده از فیلتر چگالی و روش XSPH حذف می گردد. البته اغلب شبیه سازی های انجام شده با روش هیدرودینامیک ذرات هموار برای سطوح آزاد به صورت دوبعدی و بدون توجه به میدان فشار و سرعت بوده است. در این مقاله، جریان حاصل از شکست سد بر روی مانع به صورت سه بعدی با استفاده از کد متن باز SPHysics شبیه سازی و با نتایج آزمایشگاهی^۲ یه و پتروف [۲۱] مقایسه می شود. اثر لزجت سیال در سه حالت غیرلزج، مصنوعی و لایه ای همراه با آشفته بررسی می گردد. برای بررسی دقیق تر، اثر اعمال فیلتر چگالی و استفاده از حلگرهای ریمن پایستار و ناپایستار بر نیروی اعمالی از جریان بر مانع و سرعت های جریان در اطراف مانع، با هم مقایسه می شوند. در واقع هدف اصلی این مقاله رسیدن به

³ Favre-filtered

¹ Riemann solver

² Smagorinsky

این مطالعه طبق مرجع [۱۱]، ۰/۰۱ در نظر گرفته شده است. در صورتی که $\alpha = 0$ باشد، معادله (۷) به معادله اولیر تبدیل می‌شود که معادله مومنتوم برای سیال غیرلزج است.

۳-۲- الگوریتم حل زمانی

برای حل معادلات حاکم، از الگوریتم پیش‌بینی-تصحیح استفاده شده است [۱۶]. در این الگوریتم، متغیرهای میدان، ابتدا در نیمه گام زمانی محاسبه می‌شوند:

$$\begin{cases} \rho_a^{n+1/2} = \rho_a^n + \frac{\Delta t}{2} D_a^n \\ u_a^{n+1/2} = u_a^n + \frac{\Delta t}{2} F_a^n \\ r_a^{n+1/2} = r_a^n + \frac{\Delta t}{2} U_a^n \end{cases} \quad (9)$$

که Δt گام زمانی، $D_a = \frac{d\rho_a}{dt}$ ، $F_a = \frac{du_a}{dt}$ و $U_a = \frac{dr_a}{dt}$ هستند. فشار از معادله حالت (۵) به صورت $P_a^{n+1/2} = f(\rho_a^{n+1/2})$ به دست می‌آید. سپس مقادیر چگالی، سرعت و مکان با استفاده از مقادیر مرحله قبل اصلاح می‌شوند:

$$\begin{cases} \rho_a^{n+1/2} = \rho_a^n + \frac{\Delta t}{2} D_a^{n+1/2} \\ u_a^{n+1/2} = u_a^n + \frac{\Delta t}{2} F_a^{n+1/2} \\ r_a^{n+1/2} = r_a^n + \frac{\Delta t}{2} U_a^{n+1/2} \end{cases} \quad (10)$$

مقادیر فوق در پایان گام زمانی برابرند با:

$$\begin{cases} \rho_a^{n+1} = 2\rho_a^{n+1/2} - \rho_a^n \\ u_a^{n+1} = 2u_a^{n+1/2} - u_a^n \\ r_a^{n+1} = 2r_a^{n+1/2} - r_a^n \end{cases} \quad (11)$$

فشار در انتهای گام زمانی با استفاده از مقدار چگالی در $n+1$ مطابق رابطه زیر به دست می‌آید:

$$P = B \left[\left(\frac{\rho_a^{n+1}}{\rho_0} \right)^\gamma - 1 \right] \quad (12)$$

گام زمانی با استفاده از شرط کورانت و شرط لزجت به صورت زیر کنترل می‌شود [۱۱]:

$$\begin{aligned} \delta t &= \min_a \left(\frac{0.3h}{C_a + \sigma_a} \right), \\ \sigma_a &= \max_b \left| \frac{hu_{ab} \cdot r_{ab}}{r_{ab}^2} \right| \end{aligned} \quad (13)$$

که m_b و ρ_b به ترتیب جرم و چگالی ذرات مجاور ذره a هستند. $W_{ab} = W(|r_a - r_b|, h)$ تابع کرنل و h شعاع هموارسازی است. در این مقاله از تابع اسپلاین مرتبه ۳ [۲۳] استفاده شده است.

$$W(r, h) = \alpha_D \begin{cases} 1 - \frac{3}{2}q^2 + \frac{3}{2}q^3 & 0 \leq q \leq 1 \\ \frac{1}{4}(2-q)^3 & 1 \leq q \leq 2 \\ 0 & q \geq 2 \end{cases} \quad (4)$$

که $q = r/h$ و α_D در مسائل سه بعدی $1/(\pi h^3)$ است. در روش WCSPH، فشار هر ذره از معادله حالت محاسبه می‌شود:

$$P = B \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma - 1 \right] \quad (5)$$

در رابطه بالا $B = C_0^2 \rho_0 / \gamma$ ، $\gamma = 7$ و C_0 سرعت صوت در چگالی مرجع ($\rho_0 = 1000 \text{ kg/m}^3$) هستند. مقدار C_0 در این مطالعه ۱۳ برابر بیشترین سرعت سیال در نظر گرفته شده است تا هم مسئله با گام زمانی منطقی‌تری شبیه‌سازی شود و هم تغییرات چگالی سیال کمتر از یک درصد باشد.

۳-۱- گسسته‌سازی معادلات

فرم گسسته معادلات پیوستگی (۱) و بقا مومنتوم (۲) به صورت زیر است:

$$\frac{d\rho_a}{dt} = \sum_b (\mathbf{u}_a - \mathbf{u}_b) \cdot \vec{\nabla}_a W_{ab} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{u}_a}{dt} &= - \sum_b m_b \left(\frac{P_a}{\rho_a^2} - \frac{P_b}{\rho_b^2} \right. \\ &\quad \left. + \Pi_{ab} \right) \cdot \vec{\nabla}_a W_{ab} \\ &\quad + \mathbf{g} \end{aligned} \quad (7)$$

در رابطه بالا Π_{ab} لزجت مصنوعی است. این ترم توسط موناگان [۲۴] برای از بین بردن دیفیوژن عددی و پایداری در محاسبات به معادله مومنتوم اضافه شد و برابر است با:

$$\Pi_{ab} = \begin{cases} -\alpha \bar{c}_{ab} \frac{\mu_{ab}}{\bar{\rho}_{ab}} & \mathbf{u}_{ab} \cdot \mathbf{r}_{ab} < 0 \\ 0 & \mathbf{u}_{ab} \cdot \mathbf{r}_{ab} > 0 \end{cases} \quad (8)$$

که $\bar{\rho}_{ab} = 0.5(\rho_a + \rho_b)$ ، $\bar{c}_{ab} = 0.5(c_a + c_b)$ و $\mu_{ab} = hu_{ab} \cdot r_{ab} / (r_{ab}^2 + \eta^2)$ ، $u_{ab} = u_a + u_b$ و $\zeta^2 = 0.01h^2$ ضریبی است تجربی که در

۳-۵- حلگر ریمن ناپایستار

برای رفع نوسانات غیرفیزیکی فشار از حلگر ریمن ناپایستار استفاده شده است. در این روش، نوسانات میدان فشار و میدان سرعت نیز به صورت هم زمان تصحیح می شوند. به این ترتیب، معادلات حاکم در فرم SPH به صورت زیر درمی آیند [۲۵]:

$$\frac{d\rho_a}{dt} = -2 \sum_b (\mathbf{u}_{ab}^* - \mathbf{u}_b) \cdot \vec{V}_a W_{ab} \quad (۱۹)$$

$$\frac{d\mathbf{u}_a}{dt} = - \sum_b m_b \left(\frac{2P_{ab}^*}{\rho_a \rho_b} \right) \cdot \vec{V}_a W_{ab} + \mathbf{g} + \sum_b m_b \left(\frac{4v_0 \mathbf{r}_{ab} \vec{V}_a W_{ab}}{(\rho_a + \rho_b) |\mathbf{r}_{ab}|^2} \right) \mathbf{u}_{ab}^* + \quad (۲۰)$$

$$\sum_b m_b \left(\frac{\tau_a^*}{\rho_a^2} + \frac{\tau_b^*}{\rho_b^2} \right) \cdot \vec{V}_a W_{ab}$$

مقدارهای میانی ناحیه ستاره، به صورت زیر تقریب زده می شوند:

$$U_{ab}^* = \frac{U_b^R \rho_b C_b + U_a^R \rho_a C_a - P_b + P_a}{\rho_b C_b + \rho_a C_a} \quad (۲۱)$$

$$P_{ab}^* = \frac{P_b \rho_a C_a + P_a \rho_b C_b - \rho_b C_b \rho_a C_a (U_b^R - U_a^R)}{\rho_b C_b + \rho_a C_a} \quad (۲۲)$$

که $U^R = \mathbf{u} \cdot (\mathbf{r}_{ij} / \Gamma_{ij})$ و C سرعت صوت است. شایان ذکر است مقادیر بالا برای استفاده در حلگر ریمن HLLC محاسبه می شوند.

۳-۶- اصلاح گرادیان کرنل

زمانی که از ترم های لزج در معادله مومنتوم استفاده می کنیم، مومنتوم زاویه ای کل، ثابت باقی نمی ماند [۲۶]. برای رفع این مشکل در روش هیدرودینامیک ذرات هموار تراکم ناپذیر، گرادیان کرنل با روشی که در [۲۷] معرفی شده، اصلاح می گردد. در این روش، ماتریس تصحیح L در گرادیان های کرنل ضرب می شود و گرادیان کرنل تصحیح شده به صورت زیر به دست می آید:

$$\vec{V}_a W_{ab} = L_a \nabla_a W_{ab} \quad (۲۳)$$

که $L_a = (\sum_{b=0}^{num} V_b \nabla_a W_{ab} \otimes (\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b))^{-1}$ است. در این پژوهش نیز برای ارضای شرط بقای مومنتوم زاویه

۳-۳- فیلتر چگالی

نوسانات غیرفیزیکی زیادی در میدان فشار حاصل از شبیه سازی به روش WCSPH وجود دارد که یکی از راه های کنترل این نوسانات، استفاده از فیلتر چگالی است. برای این منظور از فیلتر چگالی MLS [۱۵] که در هر ۳۰ گام زمانی بر روی میدان چگالی ذرات اعمال می شود، استفاده شده است. فیلتر چگالی MLS به صورت زیر است:

$$W_{ab}^{MLS} = [\beta_0(\vec{r}_a) + \beta_{1x}(\vec{r}_a)(x_a - x_b) + \beta_{1y}(\vec{r}_a)(y_a - y_b) + \beta_{1z}(\vec{r}_a)(z_a - z_b)] W_{ab} \quad (۱۴)$$

که در آن،

$$\beta_0(\vec{r}_a) = \begin{bmatrix} \beta_0 \\ \beta_{1x} \\ \beta_{1y} \\ \beta_{1z} \end{bmatrix} = \mathbf{A}^{-1} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}; \quad (۱۵)$$

$$\mathbf{A} = \sum_b W_b(r_a) \tilde{\mathbf{A}} \omega_b$$

$$\tilde{\mathbf{A}} = \begin{bmatrix} 1 & (x_a - x_b) & (y_a - y_b) & (z_a - z_b) \\ (x_a - x_b) & (x_a - x_b)^2 & (x_a - x_b)(y_a - y_b) & (x_a - x_b)(z_a - z_b) \\ (y_a - y_b) & (x_a - x_b)(y_a - y_b) & (y_a - y_b)^2 & (y_a - y_b)(z_a - z_b) \\ (z_a - z_b) & (x_a - x_b)(z_a - z_b) & (y_a - y_b)(z_a - z_b) & (z_a - z_b)^2 \end{bmatrix}$$

۳-۴- حلگر ریمن پایستار

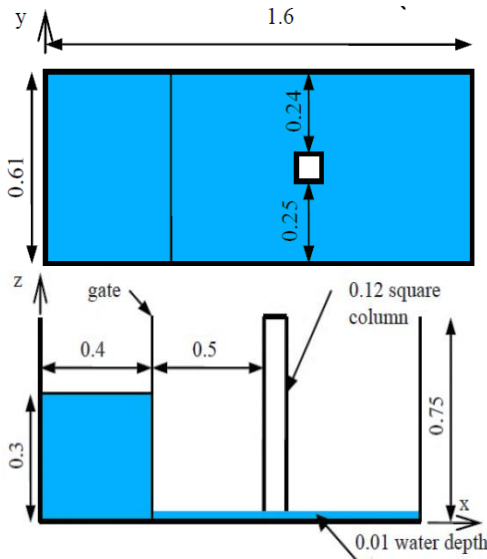
راه دیگر کنترل نوسانات فشار، استفاده از حلگر ریمن پایستار است. در این روش، نوسانات میدان سرعت هم زمان با میدان فشار کنترل می شود. به این ترتیب، دیگر نیازی به استفاده از ترم لزجت مصنوعی نیست و با معادلات ناویر-استوکس غیرلزج سروکار داریم که همان معادلات اوایلر هستند. بنابراین معادلات حاکم در فرم SPH به صورت زیر درمی آیند [۱۸]:

$$\frac{d\mathbf{x}_i}{dt} = \mathbf{V}(\mathbf{x}, t) \quad (۱۶)$$

$$\frac{d}{dt} (\omega_i \rho_i) + \omega_i \sum_{j \in P} \omega_j 2 \rho_s (\mathbf{v}_{s,ij} - \mathbf{v}^0(x_{ij}, t)) \cdot \nabla_i W_{ij} = 0 \quad (۱۷)$$

$$\frac{d}{dt} (\omega_i \rho_i \mathbf{v}_i) + \omega_i \sum_{j \in P} \omega_j 2 [p_s + \rho_s \mathbf{v}_{s,ij} \otimes (\mathbf{v}_{s,ij}^0 - \mathbf{v}^0(x_{ij}, t))] \cdot \nabla_i W_{ij} = \omega_i g_i \quad (۱۸)$$

مدلسازی این لایه در شرط مرزی دفع‌کننده صرف‌نظر شده است. فاصله اولیه ذرات از هم $dx = dy = dz = 0.0225$ m است و از تعداد ۲۴۱۶۶ ذره استفاده شده است. خلاصه تمام روش‌های عددی استفاده‌شده در این مقاله، در جدول ۱ آمده است.



شکل ۱- نمای از بالا و از کنار مدل آزمایشگاهی [۲۳]

۴-۱- معتبرسازی نیرو و سرعت‌ها

روند تغییرات جریان سیال در شکل ۲ نمایش داده شده است. لحظه صفر ثانیه، وضعیت اولیه مسئله را نشان می‌دهد. پس از مدت بسیار کوتاهی، موج حاصل از شکست سد روی کف مخزن حرکت کرده، در لحظه ۰/۳۶ ثانیه به مانع برخورد می‌کند. ارتفاع موج برخوردی در لحظه ۰/۷ ثانیه به بیشترین مقدار خود ۰/۱۷۴ متر می‌رسد و بر اثر نیروی گرانش فرومی‌ریزد.

جدول ۱- روش‌های عددی به‌کاررفته در این مقاله برای اصلاح میدان فشار و سرعت

مدل عددی	لزجت	فیلتر چگالی	حلگر ریمن پایستار	حلگر ریمن ناپایستار	اصلاح گرادیان کرنل
مدل ۱	مصنوعی	خیر	خیر	خیر	خیر
مدل ۲	مصنوعی	MLS	خیر	خیر	خیر
مدل ۳	لایه‌ای و آشفته	MLS	خیر	خیر	خیر
مدل ۴	غیرلزج	خیر	بلی	خیر	خیر
مدل ۵	لایه‌ای و آشفته	خیر	خیر	بلی	بلی

مانع نرسیده است و هیچ نیرویی به ستون وارد نمی‌شود. پس از برخورد موج حاصل از شکست سد، نیروی شدیدی به ستون وارد می‌شود. همان‌طور که پیش از این ذکر شد، در شرط مرزی دفع‌کننده لایه یک سانتی‌متری در پایین دست دریچه مدل نشده است. در این شرایط، جریان

ای از این روش استفاده شده است. به همین منظور همه گرادیان‌های کرنل در معادلات قبلی باید با $\bar{V}_a W_{ab}$ جایگزین شوند.

۳-۷- شرایط مرزی

در این مطالعه، شرط مرزی دفع‌کننده [۱۲] برای شبیه‌سازی جریان حاصل از شکست سد بر روی مانع پایین دست استفاده شده است. در این روش وقتی ذره سیال به دیواره می‌رسد، نیرویی توسط ذرات تشکیل‌دهنده مرزها به آن وارد می‌شود که برابر است با:

$$f = nR(y)P(x)\varepsilon(z, u_{\perp}) \quad (24)$$

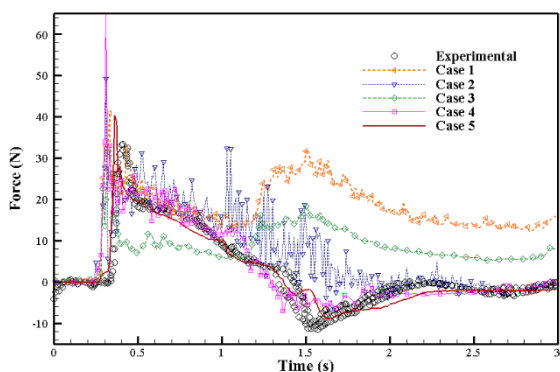
که n بردار نرمال دیواره، $R(y)$ تابع دفع، $P(x)$ تابع کنترل‌کننده نیروی دافعه ذرات مرزی بر روی ذرات سیال و $\varepsilon(z, u_{\perp})$ تابع تنظیم بزرگی نیروی دفع‌کننده براساس عمق محلی آب و سرعت ذره سیال است [۲۸].

۴- مدل‌سازی عددی

نتایج حاصل از شبیه‌سازی‌های عددی با نتایج آزمایشگاهی یه و پتروف [۲۰] مقایسه شده‌اند. این آزمایش در یک مخزن به طول ۱/۶ متر، عرض ۰/۶۱ متر و ارتفاع ۰/۷۵ متر انجام شد. جزئیات دیگر این آزمایش در شکل ۱ نشان داده شده است. از آنجایی که خشک کردن کامل ناحیه پایین دست دریچه در حین آزمایش میسر نبود، یک لایه نازک آب به عمق ۰/۰۵-۰/۰۱ متر در این ناحیه در نظر گرفته شد [۲۰]. شبیه‌سازی این لایه در شرط مرزی دفع‌کننده ممکن نیست؛ زیرا ذرات آب این لایه نازک توسط نیروی دفع‌کننده f به بالا پرتاب می‌شوند. بنابراین از

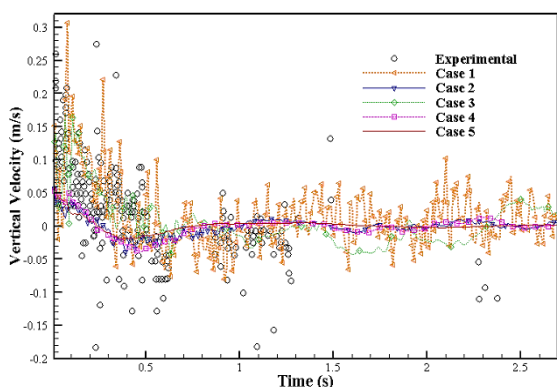
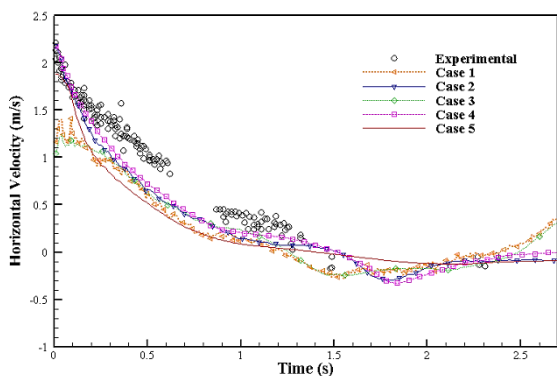
با گذشت زمان، جریان سیال به دیواره انتهایی مخزن می‌رسد، منعکس می‌شود و باعث وقوع ضربه دوم بر مانع در لحظه ۱/۶۰ ثانیه می‌گردد.

نتایج عددی و آزمایشگاهی نیروی وارد بر مانع در شکل ۳ مقایسه شده‌اند. در ۰/۳۵ ثانیه اول، جریان سیال هنوز به



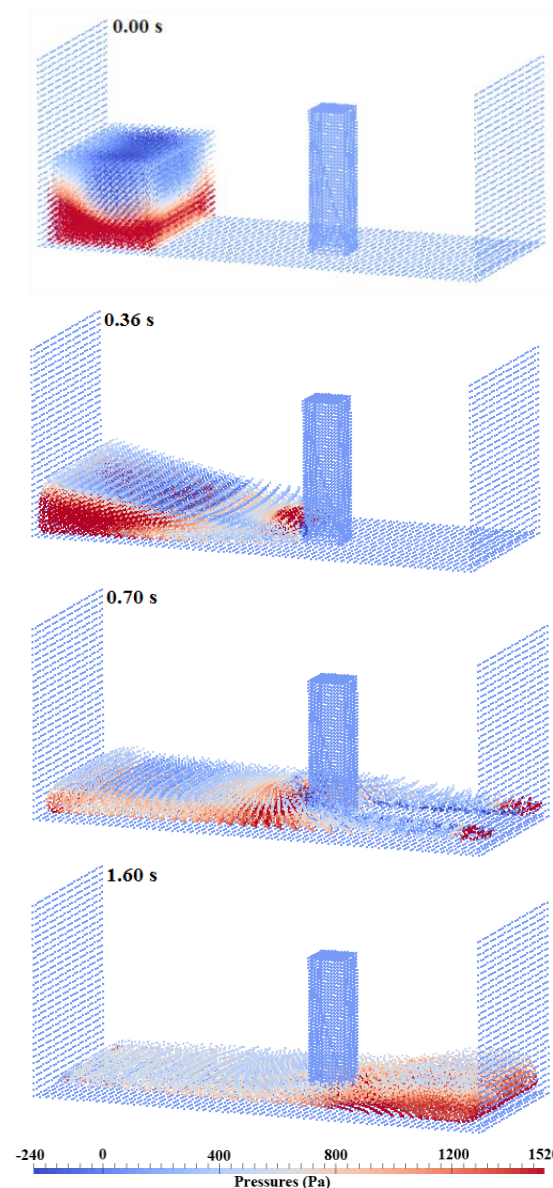
شکل ۳- مقایسه نتایج عددی و آزمایشگاهی [۱۹] برای نیروی وارد بر ستون

همچنین با استفاده از روش های تشریح شده در جدول ۱، مؤلفه افقی و عمودی سرعت جریان در نقطه به طول ۰/۷۵۴ متر، عرض ۰/۳۱ متر و ارتفاع ۰/۰۲۶ متر محاسبه و با نتایج آزمایشگاهی [۲۳] مقایسه شده است (شکل ۴). تغییرات سرعت در روش ۵ تطابق خوبی با نتایج تجربی دارد و برخلاف دیگر روش ها، نوسانات میدان سرعت حذف شده است.



شکل ۴- مقایسه نتایج عددی و آزمایشگاهی [۲۳] برای مؤلفه های افقی (تصویر بالا) و عمودی (تصویر پایین) سرعت

سیال سریع تر حرکت کرده [۲۹]، زودتر با مانع برخورد می کند. علاوه بر این، اندازه ضربه اولیه نیز بزرگ تر است [۳۰]. پس از این اتفاق، نیروی وارد بر ستون کاهش می یابد. این کاهش تا زمان ۱/۶۰ ثانیه که موج منعکس شده از دیواره پایین دست مخزن به ستون برخورد می کند، ادامه می یابد. به لطف استفاده از حلگر ریمن، این پدیده در روش ۴ و ۵ (در جدول ۱) به درستی شبیه سازی شده است. البته دقت روش پنجم نه تنها بالاتر است، بلکه از لحاظ اعمال لرزجت لایه ای و آشفتگی، به شرایط جریان واقعی نزدیک است. در نهایت حرکت جریان سیال میرا شده، نیروی حاصل از آن به نزدیکی صفر می رسد.

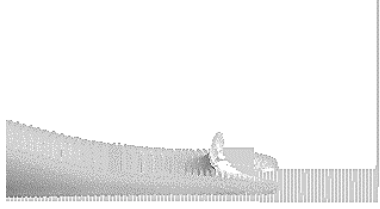


شکل ۲- برخورد جریان سیال ناشی از شکست سد با مانع

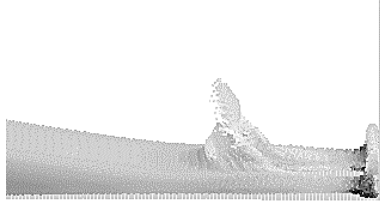
افزایش تعداد ذرات، می‌توان پاشش آب و شکست موج روی مانع را دقیق‌تر مدل کرد. موج پس از عبور از مانع، به دیوار انتهایی مخزن برخورد می‌کند و به سمت مانع بازمی‌گردد.



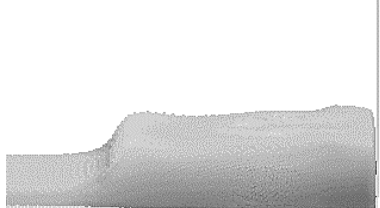
t = 0.4s



t = 0.68s



t = 2s



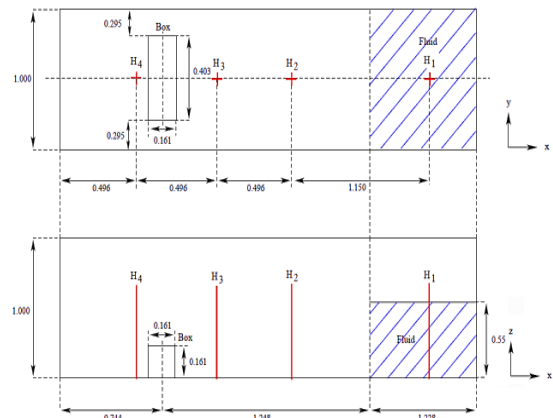
شکل ۶- مقایسه کیفی مدل‌سازی عددی برخورد جریان ناشی از شکست سد به مانع با نتایج آزمایشگاهی [۳۱]

تصویری از بازگشت موج در ثانیه ۲ شبیه‌سازی در شکل (۶) نشان داده شده است.

برای مقایسه دقیق‌تر نتایج عددی، ارتفاع آب در چهار گیج

۴-۲- مدل‌سازی عددی و معتبرسازی سطح آزاد

در بخش قبل، جریان سیال لزج (لزجت لایه‌ای و آشفته) با استفاده از حلگر ریمن ناپایستار و اصلاح گرادیان کرنل در روش هیدرودینامیک ذرات هموار مدل گردید و نشان داده شد که این روش در محاسبه نیروی وارد بر ستون و میدان سرعت موفق عمل می‌کند. روش پنجم در جدول ۱ را SPH-T-NCR نام‌گذاری می‌کنیم. در این بخش به شبیه‌سازی آزمایش کلیفسمن [۳۱] برای اعتبارسنجی در مدل‌سازی سطح آزاد سیال در برخورد به یک مانع می‌پردازیم.



شکل ۵- نمایی از جزئیات آزمایش کلیفسمن [۳۱]

این آزمایش در یک مخزن به ابعاد ۳/۲۲ متر طول، ۱/۰۰ متر عرض و ۱/۰۰ متر ارتفاع انجام شد. ارتفاع اولیه آب ۰/۵۵ متر در نظر گرفته شد. یک مانع کوتاه به طول ۰/۱۶۱ متر، عرض ۰/۴۰۳ متر و ۰/۱۶۱ متر به فاصله ۱/۲۴۸ متر در پایین‌دست دریچه عمودی قرار دارد. جزئیات بیشتر و محل قرارگیری گیج‌های ارتفاع در این آزمایش در شکل (۵) نشان داده شده است.

با استفاده از روش SPH-T-NCR که از بخش قبل به دست آمد، آزمایش کلیفسمن [۳۱] مدل‌سازی شد. فاصله اولیه ذرات از هم $dx = dy = dz = 0.0183 m$ است. تصاویری از برخورد سیال در زمان‌های مختلف در شکل (۶) ارائه شده است. پس از اینکه سیال در زمان ۰/۴ ثانیه به مانع برخورد می‌کند، ارتفاع آب به تدریج افزایش می‌یابد و در زمان ۰/۶۸ ثانیه به بیشترین مقدار خود می‌رسد.

همان‌طور که ملاحظه می‌شود، تطابق قابل‌قبولی از نظر کیفی بین مدل‌سازی عددی و تصاویر آزمایشگاهی وجود دارد. تنها اختلاف موجود، مربوط به پاشش^۱ ذرات آب است که این مسئله فقط تابع تعداد ذرات می‌باشد. بنابراین با

^۱ Splash

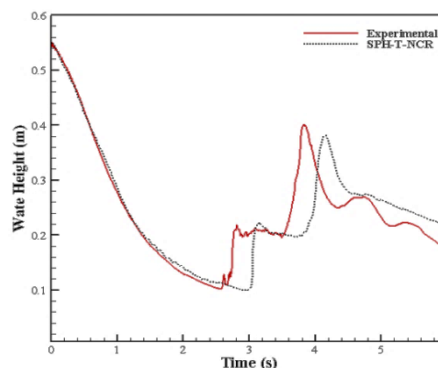
با نتایج آزمایشگاهی در شکل (۷) مقایسه شده است. بررسی ها نشان داد صرف نظر از تأخیر زمانی ۰/۲-۰/۳ ثانیه ای موجود بین نتایج، حداکثر ارتفاع آب و روند کلی تغییرات تراز آب به درستی محاسبه شده است.

۵- نتیجه گیری

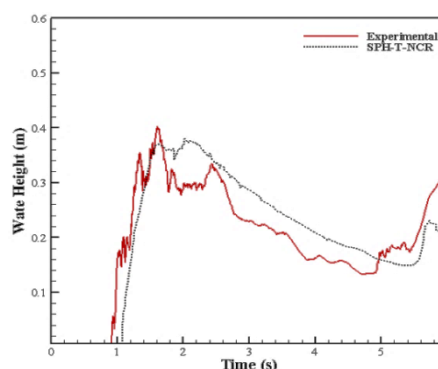
در این مقاله، جریان سه بعدی شکست سد روی یک مانع با هدف اصلاح فشار در روش WCSPH شبیه سازی شد. برای رفع مشکل نوسانات میدان فشار، از فیلتر چگالی و حلگرهای ریمن استفاده گردید. بنابراین پنج مدل عددی برای شبیه سازی سه بعدی جریان معرفی و نتایج حاصل با نتایج آزمایشگاهی شکست سد با مانع مقایسه شد. مقایسه این نتایج نشان داد حلگر ریمن در حالت پایستار و ناپایستار به علت تصحیح فشار و سرعت، عملکرد خوبی در کنترل نوسانات میدان فشار و سرعت داشته است. مقایسه نتایج عددی با نتایج آزمایشگاهی نشان داد روش WCSPH با حلگر ریمن ناپایستار همراه با اصلاح گرادیان کرنل با در نظر گرفتن لزجت لایه ای و آشفتگی جریان (مدل SPH-T-NCR) و شرط مرزی دفع کننده، نوسانات فشار را اصلاح کرده و نیروی وارد بر مانع را به خوبی محاسبه نموده است؛ اما استفاده از فیلتر چگالی که به طور غیرمستقیم، تنها فشار را تصحیح می کند، نتایج قانع کننده ای نداشت. البته در نظر گرفتن جریان غیرلزج همراه با حلگر ریمن پایستار نیز نتایج قابل قبولی به دنبال دارد؛ اما با این حال، استفاده از مدل SPH-T-NCR نتایج بهتری نسبت به این روش (ریمن ناپایستار و جریان غیرلزج) به دست می دهد. در نهایت معتبر سازی نتایج سطح آزاد نیز با SPH-T-NCR انجام شد و نتایج قابل قبولی حاصل گردید.

۶- فهرست علائم

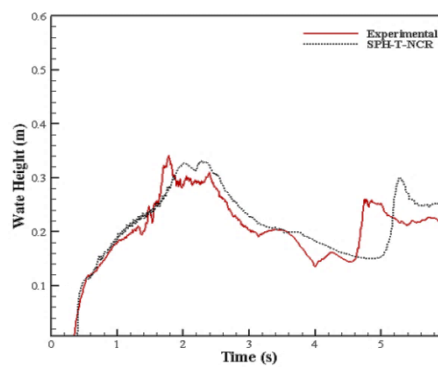
ρ	چگالی آب، kg/m^3
t	زمان، s
u	بردار سرعت، m/s
P	فشار، kg/m^2
g	بردار شتاب گرانشی، m/s^2
θ	ترم دیفیوژن
W	کرنل
m	جرم، kg
h	شعاع هموار سازی، m
r	فاصله ذرات، m



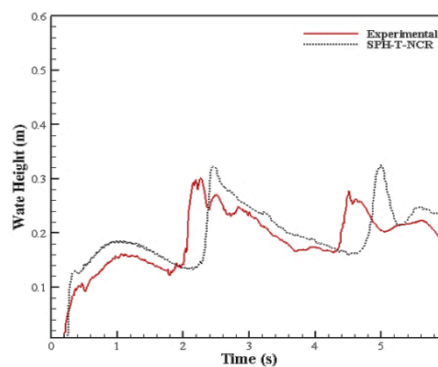
(الف)



(ب)



(ج)



(د)

شکل ۷- مقایسه نتایج عددی SPH-T-NCR و آزمایشگاهی [۲۷] برای تغییرات ارتفاع آب: الف) گیج شماره ۱ (H1)، ب) گیج شماره ۲ (H2)، ج) گیج شماره ۳ (H3)، د) گیج شماره ۴ (H4)

C_0	سرعت صوت در چگالی مرجع، m/s	β	بردار تصحیح میدان چگالی
Π_{ab}	لزجت مصنوعی	V	بردار سرعت در حلگر ریمن پایستار، m/s
α	ضریب لزجت مصنوعی	ω	حجم ذره، m^3
μ	لزجت دینامیکی، Pa.s	n	بردار نرمال
r	بردار جابه‌جایی، m	z	عمق محلی آب، m

مراجع

- [۱] قربان مهتابی، میترا ملازاده و فرزین سلماسی، «کاربرد شبیه‌سازی عددی در تعیین موقعیت و ابعاد سوراخ آب (Hole Weep) کانال بتنی تحت ترازهای مختلف آب‌زیرزمینی»، مجله مدل‌سازی در مهندسی، دوره ۱۶، شماره ۵۵، ۱۳۹۷، صفحه ۲۶۷-۲۷۸.
- [۲] محمدحسن شاه مردان، محمود نوروزی و امین شهبانی ظهیری نسایی، «بررسی عددی تأثیر گردابه‌ها بر روی افت فشار و تلفات جریان در داخل کانال با انبساط تدریجی صفحه‌ای»، مجله مدل‌سازی در مهندسی، دوره ۱۵، شماره ۴۸، ۱۳۹۶، صفحه ۴۵-۶۰.
- [۳] مهدی اژدری مقدم، مهنا تاج نسایی و مهنا تاج نسایی، «مدل‌سازی عددی سلول‌های جریان ثانویه در کانال‌های دوزنقه‌ای با زبری یکنواخت»، مجله مدل‌سازی در مهندسی، دوره ۸، شماره ۲۰، ۱۳۸۹، صفحه ۵۷-۷۰.
- [۴] داود طغرائی سمیرمی و شیرین میرفروغی، شیرین، «بررسی عددی انتقال حرارت آمیخته نانوسیال با خواص متغیر داخل حفره مستطیلی کم‌عمق با درپوش متحرک»، مجله مدل‌سازی در مهندسی، دوره ۱۶، شماره ۵۵، ۱۳۹۷، صفحه ۳۵۰-۳۷۷.
- [۵] محمد شریفی اصل، داود طغرائی و احمدرضا عظیمیان، «شبیه‌سازی عددی انتقال حرارت جابه‌جایی در جریان مغشوش غیرنیوتنی نانوسیال در یک لوله افقی مدور»، مجله مدل‌سازی در مهندسی، دوره ۱۶، شماره ۵۳، ۱۳۹۷، صفحه ۱۱۳-۱۲۰.
- [6] X. Deng, H. Liu and S. Lu, "Analytical Study of Dam-Break Wave Tip Regio", Journal of Hydraulic Engineering, 144(5), 2018, p. 04018015
- [7] P. Jančík and T. Hyhlík, "Pressure evaluation during dam break using weakly compressible SPH", in Experimental Fluid Mechanics 2018, edited by P. Dančová and J. Novosád (Technická univerzita Liberec, Liberec), 2018, pp. 219-224
- [8] H. Chanson, "Tsunami surges on dry coastal plains: application of dam break equations", Coastal Engineering Journal, Vol. 48, No. 4, 2006, pp. 355-370.
- [9] J.J. Monaghan, "Simulating Free Surface Flows with SPH", Journal of Computational Physics, No. 110, 1994, pp. 399-406.
- [10] A. Crespo, M. Gomez-Gesteira and R.A. Dalrymple, "Modeling dam break behavior over a wet bed by a SPH technique", Journal of Waterway Port and Coast Ocean Engineering, Vol. 134, No. 6, 2008, p. 313-320.
- [11] R.A. Dalrymple and B.D. Rogers, "Numerical Modeling of Water Waves with the SPH Method", Coastal Engineering, Vol. 2-3, No. 53, 2006, p. 141-147.
- [12] M. Rostami Varnousfaaderani and M.J. Ketabdari, "Numerical simulation of plunging wave breaker impact by a modified Turbulent WSPH method", Journal of Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering, Vol. 37, No. 2, 2015, pp. 507-523.
- [13] M. Gomez-Gesteira and R.A. Dalrymple, "Using a Three-Dimensional Smoothed Particle Hydrodynamics Method for Wave Impact on a Tall Structure", Journal of Waterway Port and Coast Ocean Engineering, Vol. 130, 2004, pp. 63-69.
- [14] J.J. Monaghan and A. Kos, "Solitary Waves on a Cretan Beach", Journal of Waterway Port and Coast Ocean Engineering, Vol. 3, No. 125, 1999, pp. 145-155.
- [15] A. Colagrossi and M. Landrini, "Numerical simulation of interfacial flows by smoothed particle hydrodynamics", Journal of Computational Physics, No. 191, 2003, pp. 448-475.
- [16] J.J. Monaghan, "On the Problem of Penetration in Particle Methods", Journal of Computational Physics, No. 82, 1989, pp. 1-15.

- [17] J.J. Monaghan, "Smoothed particle hydrodynamics", Reports on Progress in Physics , No. 68, 2005, pp. 1703–1759.
- [18] J.-P. Vila , "On particle weighted methods and Smooth Particle Hydrodynamics", Mathematical Models and Methods in Applied Sciences, Vol. 9, No. 2, 1999, pp. 161–209.
- [19] B.D. Rogers, R.A. Dalrymple and P.K. Stansby, "Simulation of caisson breakwater movement using 2-D SPH", Journal of Hydraulic Research, Vol. 48, 2010, pp. 135-141.
- [20] M. GÓMEZ-GESTEIRA, "SPHERIC SPH benchmark test cases: Test 1 - Force exerted by a schematic 3D dam break on a square cylinder", 2006, [Online], Available: http://cfd.mace.manchester.ac.uk/sph/TestCasesSPH_Test1.html.
- [21] L.B. Lucy, "A numerical approach to the testing of the fission hypothesis", The Astronomical Journal, No. 84, 1977, pp. 1013-1024.
- [22] R.A. Gingold and J.J. Monaghan, "Smoothed particle hydrodynamics: theory and application to non-spherical stars", Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, No. 181, 1977, pp. 375-389.
- [23] J.J. Monaghan and J.C. Lattanzio, "A refined method for astrophysical problems", Astronomical Astrophysics, No. 149, 1985, pp. 135-143.
- [24] J.J. Monaghan, "Smoothed Particle Hydrodynamics", Annual Review of Astronomy and Astrophysics , No. 30, 1992, pp. 543-574.
- [25] A. Parshikov and S. Medin, "Smoothed particle hydrodynamics using interparticle contact algorithm", Journal of Computational Physics, 180, 2002, pp. 358–382.
- [26] A. Khayyer, H. Gotoh and S.D. Shao, "Corrected Incompressible SPH method for accurate water-surface tracking in breaking waves", Coastal Engineering, 55, 2008, pp. 236–250.
- [27] J. Bonet and T.-S. Lok, "Variational and momentum preservation aspects of smoothed particle hydrodynamic formulations", Computational Methods in Applied Mechanics, 180, 1999, pp. 97-115.
- [28] B.D. Rogers and R.A. Dalrymple, "SPH modeling of tsunami waves", in Advances in Coastal and Ocean Engineering, Advanced Numerical Models for tsunami waves and runup edition, Vol. 10, World Scientific, 2008, pp. 75-100.
- [29] J.D. Ramsden, "Tsunamis: forces on a vertical wall caused by long waves, bores, and surges on a dry bed", PhD Thesis, California Institute of Technology, 1993.
- [30] T. Al-Faesly, D. Palermo, I. Nistor and A. Cornett, "Experimental Modeling of Extreme Hydrodynamic Forces on Structural Models", International Journal of Protective Structures, Vol. 3, No. 4, 2012, pp. 477-505.
- [31] K.M.T. Kleefsman, G. Fekken, A.E.P. Veldman, B. Iwanowsky and B. Buchner, "Volume-of-Fluid based simulation method for wave impact problems", Journal of Computational Physics, No. 206, 2005, pp. 363-393.