

بررسی برهمکنش جریان-سازه در مسائل سطح آزاد با استفاده از روش هیدرودینامیک ذرات هموار

سعید محمدی^۱، پوریا امیدوار^{۲*}، علی طیبی^۳

۱- دانش آموخته کارشناسی ارشد، دانشگاه یاسوج، دانشکده فنی و مهندسی

۲- دانشیار، دانشگاه یاسوج، دانشکده فنی و مهندسی

۳- استادیار، دانشگاه یاسوج، دانشکده فنی و مهندسی

*omidvar@yu.ac.ir

تاریخ پذیرش ۹۷/۰۳/۱۸

تاریخ دریافت ۹۶/۰۵/۲۳

چکیده

بررسی مسائل چند فیزیکی مانند بررسی اندرکنش جریان-سازه از اهمیت بالایی در مهندسی برخوردار است به صورتی که تحلیل چنین مسائلی توسط روش‌های مختلف عددی توجه پژوهشگران را به خود جلب کرده است. روش هیدرودینامیک ذرات هموار یک روش بدون شبکه کاملاً لاگرانژی است که با توجه به سادگی و قابلیت بالای آن می‌تواند در مطالعه مسائل جریان-سازه به کار گرفته شود. بدلیل خاصیت لاگرانژی، سادگی و همچنین قابلیت بالای این روش هیچ نیازی به اعمال رفتار خاصی برای شناسایی سطح آزاد وجود ندارد. در این پژوهش با استفاده از روش هیدرودینامیک ذرات هموار برهمکنش میان جریان و سازه در مسائل سطح آزاد مورد مطالعه قرار می‌گیرد، به صورتی که در ابتدا شبیه‌سازی مساله شکست سد در بستری نامحدود و خشک با نتایج آزمایشگاهی مقایسه می‌شود. سپس، پس از اعمال معادلات حاکم بر مسائل الاستیک، ارتعاش تیر یک سر درگیر مورد مطالعه قرار می‌گیرد. در نهایت با اعمال معادلات حاکم بر مسائل جریان-سازه، شبیه‌سازی شکست سد روی دریچه الاستیک نشان داده می‌شود. مقایسه نتایج این شبیه‌سازی با داده‌های عددی و آزمایشگاهی موجود، بیانگر این است که روش هیدرودینامیک ذرات هموار قابلیت بالایی در بررسی مسائل اندرکنش جریان-سازه دارد.

واژگان کلیدی: دینامیک سیالات محاسباتی، روش هیدرودینامیک ذرات هموار، اندرکنش جریان - سازه، مسئله شکست سد

پژوهشگران بوده است. برای نمونه می‌توان تحلیل جریان‌های سطح آزاد، جریان ترکیبی سطح آزاد و دیواره قابل انعطاف، جریان خون درون عروق و مجاری قلب، جریان هوای درون ریه، برخورد سر با اجسام سخت و یا کیسه هوا را نام برد.

۱. مقدمه

در طول سال‌های اخیر حل مسائل جریان (سیال) -سازه به وسیله روش‌های عددی همواره مورد توجه دانشمندان و

طی دهه اخیر روش‌هایی به‌منظور ایجاد سهولت به‌ویژه در مرزهای ترکیبی و با قابلیت بالا در حل مسائل شامل تغییر شکل‌های زیاد تحت عنوان روش‌های بدون شبکه ارائه شده است [1, 2, 3]. یکی از روش‌های بدون شبکه ارائه شده روش هیدرودینامیک ذرات هموار است. این روش برای اولین بار توسط لوسی و به‌طور جداگانه توسط موناگان¹ و گینگلد² برای حل مسائل فیزیک نجوم و اخترشناسی در سال ۱۹۷۷ میلادی ارائه شد [4, 5]. در سال‌های ۱۹۷۸-۱۹۹۰ گینگلد و موناگان این روش را برای بررسی جوشش ناپایدار دوگانه فرمول‌بندی کردند [6, 7, 8]. از آنجاکه اولین نسخه در این روش اصل پیوستگی خطی و زاویه‌ای را ارضا نمی‌کرد در سال ۱۹۸۲ گینگلد و موناگان با استفاده از لاگرانژین متناظر ذرات آن را بهبود بخشیدند [9]. در سال ۱۹۸۳ موناگان و گینگلد به مدل‌سازی موج ضربه‌ای توسط هیدرودینامیک ذرات هموار پرداختند [10]. سپس در سال ۱۹۹۱ لایبرسکی³ و پشک⁴ برای اولین بار معادلات حاکم بر جسم الاستیک را به کاربردند و شکست اجسام ترد را مدل‌سازی کردند [11]. تاکید⁵ و همکاران در سال ۱۹۹۴ شبیه‌سازی عددی برای جریان‌های لزج به کمک هیدرودینامیک ذرات هموار را انجام دادند [12]. بنز⁶ و اسفاگ⁷ نیز در سال‌های ۱۹۹۴ و ۱۹۹۵ توانستند شکست اجسام ترد را شبیه‌سازی کنند [13, 14]. در سال ۱۹۹۵ موناگان و کوچاریان⁸ جریان‌های چند فازی را به کمک هیدرودینامیک ذرات هموار شبیه‌سازی کردند [15]. در سال ۱۹۹۶ جانسون⁹ و همکاران روشی برای محاسبات برخوردی با سرعت بالا توسط هیدرودینامیک ذرات هموار را ارائه دادند [16]. در سال ۱۹۹۷ موریس¹⁰ و همکاران جریان‌های تراکم ناپذیر رینولدز پایین را توسط

هیدرودینامیک ذرات هموار بررسی کردند [17]. در سال ۱۹۹۹ بونت¹¹ و لاک¹² معادلات گسسته شده به روش هیدرودینامیک ذرات هموار را از دیدگاه حساب تغییرات موردبررسی قرار دادند [18]. در همین سال موناگان و کاس¹³ برخورد امواج کلاسیک با ساحل را مدل‌سازی کردند [19]. همچنین مدل‌سازی انتقال حرارت به روش رسانش در همین سال توسط کلری¹⁴ و موناگان با روش هیدرودینامیک ذرات هموار انجام شد [20]. موناگان در سال ۲۰۰۰ روشی برای غلبه بر ناپایداری کششی ارائه کرد [21]. در سال ۲۰۰۳ کولاگروسی¹⁵ و لندرینی¹⁶ برخورد امواج با سازه‌ها را بررسی نمودند [22]. در همین سال لندرینی و کولاگروسی امواج متلاطم را مدل‌سازی کردند [23, 24]. در سال ۲۰۰۴ گری¹⁷ و همکاران با استفاده از فرمول‌بندی الاستیک هیدرودینامیک ذرات هموار میدان تنش و زمان شکست را برای یک محفظه ماگما مدل‌سازی کردند [25]. اوگر¹⁸ و همکاران در سال ۲۰۰۶ ورود جسم صلب به سیال با سطح آزاد را بررسی کردند [26]. بوی¹⁹ و همکاران در سال ۲۰۰۷ برهمکنش آب-خاک (الاستیک) را به کمک روش هیدرودینامیک ذرات هموار مدل‌سازی نمودند [27]. در سال ۲۰۰۷ الرو²⁰ و همکاران هیدرودینامیک ذرات هموار را برای سیالات تراکم-ناپذیر به کاربردند [28]. در همین سال سئو²¹ و لی²² کاربرد الگوریتم‌های تماس بهبودیافته را بررسی کردند [29].

بررسی برهمکنش سیال و سازه به صورت آزمایشگاهی توسط آنتوکی و همکاران در سال ۲۰۰۷ انجام شده است [30] که در آن سیال تحت اثر نیروی وزن خود جریان می‌یابد و باعث باز شدن دریچه الاستیک می‌شود. سپس پارامترهایی مانند میزان بازشدگی دریچه و مسیر باز شدن و بسته شدن دریچه

11 - Bonet

12 - Loc

13 - Kos

14 - Cleary

15 - Colagrossi

16 - Landrini

17 - Gray

18 - Oger

19 - Bui

20 - Ellero

21 - Seo

22 - Lee

1 - Monaghan

2 - Gingold

3 - Libersky

4 - Petschek

5 - Takeda

6 - Benz

7 - Asphaug

8 - Kocharyan

9 - Johnson

10 - Morris

شده‌اند. در این پژوهش قصد داریم که با استفاده از کد اسفیزیکس^۱ و ایجاد تغییراتی در این کد قابلیت تحلیل مسائل الاستیک را به این کد اضافه کنیم و به تحلیل مسائل برهمکنش جریان و سازه‌های الاستیک پردازیم.

۲. معادلات حاکم

معادلات پیوستگی و مومنتوم حاکم بر مسئله دوبعدی در دیدگاه لاگرانژی به صورت زیر است.

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \nabla \cdot v \quad (1)$$

$$\frac{dv_i}{dt} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + f_i \quad (2)$$

که ρ و σ به ترتیب چگالی و تانسور تنش است.

۲-۱ روابط مربوط به سیال

ترم تانسور تنش را می‌توانیم به صورت مجموع دو ترم فشار ایزنتروپیک و تنش لزج ویسکوز به صورت زیر بیان کنیم:

$$\sigma_{ij} = -P \delta_{ij} + \tau_{ij} \quad (3)$$

تنش برشی لزج برای سیالات نیوتنی متناسب است با نرخ کرنش برشی و داریم:

$$\tau_{ij} = \mu \varepsilon_{ij} \quad (4)$$

که μ ویسکوزیته دینامیکی است. رابطه نرخ کرنش نیز به صورت زیر می‌باشد.

$$\varepsilon_{ij} = \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial v_m}{\partial x_m} \delta_{ij} \quad (5)$$

(۶)

۲-۲ روابط مربوط به جامد

روابط (۲و۱) برای جامدات نیز صادق هستند. تانسور تنش برای جامدات نیز به سادگی به دو بخش فشار ایزنتروپیک و تنش برشی انحرافی قابل تقسیم است و داریم:

اندازه‌گیری شده است. آنها همچنین به شبیه‌سازی مساله باز شدن دریچه الاستیک نیز پرداختند ولی در این شبیه‌سازی از لزجت سیال صرف‌نظر شده است. در سال ۲۰۱۱ نیز امینی و همکاران [31] این مساله را همراه با لزجت شبیه‌سازی کردند و برای مدل کردن نیروی اعمال شده از طرف سیال به دیواره الاستیک از یک مدل‌سازی استفاده کردند. در مدل استفاده شده یک ترم نیرو به معادلات مومنتوم اضافه می‌شود. استفاده از این نیرو در محاسبات مشکلاتی را به همراه دارد از جمله که در مسایل بر همکنش باید سطح مشترک سیال و سازه مشخص شود و سپس این نیرو به هر کدام از این سطوح اعمال شود که باعث بالا رفتن هزینه‌های محاسباتی می‌شود. از طرف دیگر این نیرو از هندسه‌ای به هندسه‌ای دیگر متفاوت است.

در این پژوهش با استفاده از روش هیدرودینامیک ذرات هموار به بررسی برهمکنش جریان-سازه در جریان‌های سطح آزاد می‌پردازیم. یکی از مشکلات اساسی در این مسائل نقص تابع میان‌یاب در نزدیکی سطح مشترک دو قلمرو میباشد که در کارهای قبل تابع میان‌یاب در مرز مشترک قطع شده و اغلب با اعمال یک نیروی مصنوعی اثر هر یک از قلمروها بر قلمرو دیگر شبیه‌سازی میشود که همانگونه که ذکر شد مشکلاتی را در پی دارد. در این کار تابع میان‌یاب ذرات سیال و جامد در مرز مشترک قطع نمی‌شود و این ذرات می‌توانند مستقیماً از هم اثر بپذیرند و بنابراین با مشکل نقص تابع میان-یاب مواجه نخواهیم شد. با حل شدن مشکل نقص تابع میان-یاب در مرز مشترک با مشکل نقص چگالی و به تبع آن افت فشار و مشکلات ناشی از آن در مرز مشترک سیال و جامد مواجه نمی‌شویم. به عبارت دیگر در این روش در مرز مشترک سیال و جامد در میدان مؤثر یک‌ذره هم ذرات سیال وجود دارند و هم ذرات جامد و در معادلات پیوستگی و مومنتوم گستره ذرات محدود نمی‌شود و ذرات سیال و جامد می‌توانند از هم تأثیر بگیرند. بنابراین شرط سازگاری دینامیکی که برابری تنش‌ها در سطح مشترک است به‌طور خودبه‌خود ارضا می‌شود. در این پژوهش مسائل شکست سد، ارتعاش تیر یک سر درگیر و شکست سد با دریچه الاستیک شبیه‌سازی

¹ - SPHYSIC2-D

$$\frac{dv_i}{dt} = -\sum_j m_j \left(\frac{P_i}{\rho_i^2} + \frac{P_j}{\rho_j^2} + \Pi_{ij} \right) \frac{\partial w_{ij}}{\partial x_j} + \sum_j m_j \left(\frac{S_i}{\rho_i^2} + \frac{S_j}{\rho_j^2} + (R_i + R_j) f^n \right) \frac{\partial w_{ij}}{\partial x_j} \quad (14)$$

۲-۴ گسسته سازی تانسور نرخ تغییر شکل و تانسور چرخش

تانسورهای نرخ تغییر شکل و چرخش توسط روش SPH به صورت زیر گسسته می‌شوند.

$$D_{xx} = \frac{\partial u}{\partial x} = -\sum_j \frac{m_j}{\rho_j} (u_i - u_j) \frac{\partial W}{\partial x} \quad (15)$$

$$D_{yy} = \frac{\partial v}{\partial y} = -\sum_j \frac{m_j}{\rho_j} (v_i - v_j) \frac{\partial W}{\partial y} \quad (16)$$

$$D_{xy} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) = -\frac{1}{2} \sum_j \frac{m_j}{\rho_j} \times \left[(u_i - u_j) \frac{\partial W}{\partial y} + (v_i - v_j) \frac{\partial W}{\partial x} \right] \quad (17)$$

$$\omega_{xx} = \omega_{yy} = 0 \quad (18)$$

$$\omega_{xy} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} \right) = -\frac{1}{2} \sum_j \frac{m_j}{\rho_j} \times \left[(u_i - u_j) \frac{\partial W}{\partial y} - (v_i - v_j) \frac{\partial W}{\partial x} \right] \quad (19)$$

گسسته‌سازی تانسور تنش برشی انحرافی توسط روش انتگرال‌گیری ضمنی انجام می‌شود.

$$\frac{S_{ij}^{n+1} - S_{ij}^n}{\Delta t} = 2\mu_s \left(D_{ij}^n - \frac{1}{3} D_{mm}^n \delta_{ij} \right) + S_{ik}^{n+1} \omega_{jk}^n + S_{kj}^{n+1} \omega_{ik}^n \quad (20)$$

$$S_{xx}^{n+1} = \frac{2}{3} \mu_s \Delta t (2D_{xx}^n - D_{yy}^n) + 2\Delta t \omega_{xy}^n S_{xy}^{n+1} + S_{xx}^n \quad (21)$$

$$S_{yy}^{n+1} = \frac{2}{3} \mu_s \Delta t (2D_{yy}^n - D_{xx}^n) - 2\Delta t \omega_{xy}^n S_{xy}^{n+1} + S_{yy}^n \quad (22)$$

$$\sigma_{ij} = -P \delta_{ij} + S_{ij} \quad (7)$$

که نرخ تغییرات S_{ij} به صورت زیر است.

$$\frac{dS_{ij}}{dt} = 2\mu_s \left(D_{ij} - \frac{1}{3} D_{mm} \delta_{ij} \right) + S_{ik} \omega_{jk} + S_{kj} \omega_{ik} \quad (8)$$

که μ_s مدول برشی و D_{ij} و ω_{ij} مؤلفه‌های تانسور نرخ تغییر شکل و تانسور نرخ چرخش است، که می‌توان آن‌ها را به صورت زیر نمایش داد.

$$D_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \quad (9)$$

$$\omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \quad (10)$$

۲-۳ گسسته‌سازی معادلات در روش SPH

معادله پیوستگی با توجه به مرجع [8] به صورت زیر محاسبه می‌شود:

$$\frac{d\rho_i}{dt} = \sum_j m_j v_{ij} \cdot \nabla_i W_{ij} \quad (11)$$

که $v_{ij} = v_i - v_j$ و $\nabla_i W_{ij}$ گرادیان تابع میان‌یاب است. فرم کلی معادله مومنتوم برای سیالات و جامدات به فرم زیر است.

$$\frac{dv_i}{dt} = \sum_j m_j \left(\frac{\sigma_i}{\rho_i^2} + \frac{\sigma_j}{\rho_j^2} \right) \frac{\partial w_{ij}}{\partial x_j} \quad (12)$$

این معادله برای سیالات به صورت زیر تبدیل می‌شود.

$$\frac{dv_i}{dt} = -\sum_j m_j \left(\frac{P_i}{\rho_i^2} + \frac{P_j}{\rho_j^2} \right) \frac{\partial w_{ij}}{\partial x_j} + \sum_j m_j \left(\frac{4v_0 r_{ab} \nabla_a W_{ab}}{(\rho_i + \rho_j) |r_{ab}|} \right) v_{ab} \quad (13)$$

ترم اول در سمت راست معادله بالا ترم فشار و ترم دوم بیانگر نیروهای ویسکوز است. برای ذره جامد نیز می‌توان معادله را به فرم زیر نوشت.

در گازها هنگامی که فشار مثبت باشد نیز رخ می‌دهد. R نیز یک تنش مصنوعی است که در سال ۲۰۰۱ توسط گری و همکارانش [33] برای جلوگیری از ناپایداری کششی ارائه شد. برای محاسبه R برای ذره i ابتدا باید تنش‌های اصلی را محاسبه کنیم:

$$\bar{\sigma}_i^{xx} = C^2 \sigma_i^{xx} + 2SC \sigma_i^{xy} + S^2 \sigma_i^{yy} \quad (28)$$

$$\bar{\sigma}_i^{yy} = S^2 \sigma_i^{xx} + 2SC \sigma_i^{xy} + C^2 \sigma_i^{yy} \quad (29)$$

که C معرف $\cos \theta_i$ و S نیز معرف $\sin \theta_i$ است. θ_i با توجه به رابطه زیر به دست می‌آید.

$$\tan 2\theta_i = \frac{2\sigma_i^{xy}}{\sigma_i^{xx} - \sigma_i^{yy}} \quad (30)$$

و در نهایت R به صورت زیر محاسبه می‌شود.

$$\begin{cases} \bar{R}_i^{xx} = -e \frac{\bar{\sigma}_i^{xx}}{\rho_i^2} & \bar{\sigma}_i^{xx} > 0 \\ 0 & otherwise \end{cases} \quad (31)$$

که e یک مقدار ثابت است. ترم \bar{R}_i^{xx} نیز به همین ترتیب محاسبه می‌شود و در نهایت مؤلفه‌های تنش مصنوعی در مختصات مرجع برای ذره i به صورت زیر محاسبه می‌شود.

$$R_i^{xx} = C^2 \bar{R}_i^{xx} + S^2 \bar{R}_i^{yy} \quad (32)$$

$$R_i^{yy} = S^2 \bar{R}_i^{xx} + C^2 \bar{R}_i^{yy} \quad (33)$$

$$R_i^{xy} = SC (\bar{R}_i^{xx} - \bar{R}_i^{yy}) \quad (34)$$

۲-۷ موقعیت ذرات

موقعیت ذره i با تعریف سرعت به صورت زیر تعریف می‌شود

$$\frac{dr_i}{dt} = v_i \quad (35)$$

و به وسیله روش XSPH تصحیح می‌شود [32].

۲-۸ معادله حالت

در SPH برای جریان‌های با تراکم‌پذیری کم، ترم فشار توسط

$$S_{xy}^{n+1} = 2\mu_s \Delta t D_{xy}^n + \Delta t \omega_{xy}^n \times (S_{yy}^{n+1} - S_{xx}^{n+1}) + S_{xy}^n \quad (23)$$

۲-۵ ویسکوزیته مصنوعی

ویسکوزیته مصنوعی یک روش معمول برای مدل کردن تأثیر ویسکوزیته در SPH است که از آن به منظور هموارسازی نوسانات سرعت استفاده می‌شود. این نوسانات به علت توزیع غیریکنواخت ذرات وقتی که ذرات به هم نزدیک هستند ایجاد می‌شوند. این روش توسط موناگان در سال ۱۹۹۲ ارائه شد [32]. برای مدل کردن ویسکوزیته ترم Π_{ij} را به معادله مومنتوم اضافه می‌کنیم.

$$\Pi_{ij} = \begin{cases} \frac{-\lambda_{vis} \bar{c}_{ij} \mu_{ij}}{\bar{\rho}_{ij}} & \bar{v}_{ij} \bar{r}_{ij} < 0 \\ 0 & \bar{v}_{ij} \bar{r}_{ij} > 0 \end{cases} \quad (24)$$

که:

$$\mu_{ij} = \frac{h \bar{v}_{ij} \bar{r}_{ij}}{r_{ij}^2 + l^2} \quad (25)$$

$$\bar{c}_{ij} = \frac{c_i + c_j}{2} \quad (26)$$

$$\bar{\rho}_{ij} = \frac{\rho_i + \rho_j}{2} \quad (27)$$

$\lambda_{vis} = 0.01h^2$ و l^2 یک پارامتر آزاد است که با توجه به هر مسئله تغییر می‌کند. در اینجا C_i و C_j سرعت صوت مربوط به ذرات i و j است.

۲-۶ ناپایداری کششی

هنگامی که روش هیدرودینامیک ذرات هموار به مکانیک جامدات اعمال می‌شود رفتارشان مانند حرکت اتم‌ها است. اگر جامد فشرده شود، اتم‌ها همدیگر را دفع می‌کنند و اگر جامد کشیده شود اتم‌ها همدیگر را جذب می‌کنند و با کش آمدن مخالفت می‌کنند. هنگامی که مواد کشیده می‌شوند جاذبه باعث می‌شود که ذرات SPH به صورت انبوه جمع می‌شوند که به این پدیده ناپایداری کششی می‌گویند. این ناپایداری همچنین

$$rab = |X_a - X_b| \quad (43)$$

بنابراین داریم:

$$M_a(1,1) = \left(-\sum_b \frac{mb}{\rho_b} \frac{dW}{dr} \frac{1}{r_{ab}} (x_a - x_b)^2 \right) \quad (44)$$

$$M_a(2,2) = \left(-\sum_b \frac{mb}{\rho_b} \frac{dW}{dr} \frac{1}{r_{ab}} (z_a - z_b)^2 \right) \quad (45)$$

و چون ماتریس **M** متقارن است داریم:

$$M_a(1,2) = M_a(2,1) = \left(-\sum_b \frac{mb}{\rho_b} \frac{dW}{dr} \frac{1}{r_{ab}} (x_a - x_b)(z_a - z_b) \right) \quad (46)$$

هنگامیکه ذرات به اندازه کافی از مرز و یا سطح آزاد دور هستند، ماتریس **M** و معکوس آن یعنی ماتریس **L** هر دو به ماتریس یکدیگر تبدیل می‌شوند و عملاً تغییر در جواب داده نمی‌شود اما برای ذرات مرزی و یا ذرات نزدیک سطح آزاد چون توزیع ذرات همسایه برای ذره مرکزی متقارن نیست ماتریس‌های **M** و **L** دیگر ماتریس یکدیگر نیستند و گرادیان تابع میان‌یاب به صورت زیر اصلاح می‌شود.

$$\begin{bmatrix} \tilde{\nabla} W_x \\ \tilde{\nabla} W_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} L_a(1,1) & L_a(1,2) \\ L_a(2,1) & L_a(2,2) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \nabla W_x \\ \nabla W_z \end{bmatrix} \quad (47)$$

کارایی یک روش SPH به شدت به انتخاب تابع میان‌یاب مناسب وابسته است. این تابع باید چند شرط از قبیل مثبت بودن، نرمال بودن و ... را ارضا کند. سه تابع میان‌یاب که به صورت عمده در SPH مورد استفاده قرار می‌گیرند عبارتند از تابع میان‌یاب مرتبه دوم:

$$W_{ij} = \frac{\sigma}{h^k} \begin{cases} \frac{3}{16}q^2 - \frac{3}{4}q + \frac{3}{4}r - r' & q \leq 2 \\ 0 & q \geq 2 \end{cases} \quad (48)$$

که q بیانگر نسبت $\frac{r_{ij}}{h}$ می‌باشد؛ و $\frac{\sigma}{h^k}$ برای دو بعد و سه بعد به ترتیب $\frac{5}{4\pi h^3}$ و $\frac{2}{\pi h^2}$ است. تابع میان‌یاب مرتبه سوم:

معادله حالت که به صورت زیر برای دینامیک سیالات تعریف شده است به دست می‌آید.

$$P_a = C_0^2 (\rho - \rho_0) \quad (36)$$

که برای حالت الاستیک داریم:

$$C_0^2 = \frac{K}{\rho_0} \quad (37)$$

و برای سیالات نیز داریم:

$$C_0^2 = \frac{\xi}{\rho_0} \quad (38)$$

که $K = 2 \times 10^7 \frac{N}{m^2}$ مدول بالک و $\xi = 2 \times 10^6 \frac{N}{m^2}$ مدول تراکم پذیری است.

۹-۲ شرایط مرزی، الگوریتم زمانی و تعیین گام زمانی

در این پژوهش از روش نیروی دافعه [37,19] برای مدل کردن مرزهای مسئله و روش پیش‌بینی-تصحیح^۱ به عنوان الگوریتم زمانی استفاده شده است [39,38,19]. تعیین گام زمانی نیز با توجه به مرجع [34,31] تعیین می‌شود.

۱۱-۲ اصلاح گرادیان تابع میان‌یاب

برای برطرف مشکلات نقص تابع میان‌یاب در نزدیکی‌های مرز با استفاده از روش SPH دو روش وجود دارد یکی اصلاح تابع میان‌یاب و دیگری اصلاح گرادیان تابع میان‌یاب که در این پژوهش از اصلاح گرادیان تابع میان‌یاب استفاده می‌کنیم. برای این کار باید از گرادیان تابع میان‌یاب اصلاح شده \tilde{W}_{ab} استفاده کنیم.

$$\tilde{\nabla} W_{ab} = \bar{L}_b \nabla W_{ab} \quad (39)$$

که

$$L_a = M_a^{-1} \quad (40)$$

و

$$M_a = \sum_b \frac{m_b}{\rho_b} \nabla W_{ab} \otimes (X_a - X_b) \quad (41)$$

$$\nabla W_{ab} = \frac{dW}{dr} \frac{1}{r_{ab}} (\bar{X}_a - \bar{X}_b) \quad (42)$$

¹ Predictor-Corrector Scheme

دافعه مانند یک فشار مثبت عمل می‌کند و ذرات را از هم دور می‌کند پس اگر مقدار آن به‌طور مناسب انتخاب شود، می‌تواند اندرکنش را به‌طور صحیح مدل‌سازی کند. لذا و نیروی دافعه زیر را پیشنهاد کرده است [35].

$$F_c = \sum K_f \left(\frac{K h}{r_{ab}} \right)^\eta \frac{m_a m_b}{\rho_a \rho_b} r_{ab} W_{ab} \quad (51)$$

در این رابطه K_f مقداری ثابت است اما این نیرو به دلیل اینکه متناسب با گرادیان کرنل است با کاهش فاصله بین دو ذره افزایش و سپس کاهش می‌یابد و هنگامی که فاصله به صفر میل پیدا می‌کند این نیرو نیز صفر می‌شود؛ اما چون انتظار داریم که با کاهش فاصله بین دو ذره مقدار نیروی دافعی همواره زیاد شود پس این نیروی دافعی مناسب نیست. امینی و همکاران [31] نیروی دافعه‌ی زیر را پیشنهاد داد، که با جایگزین کردن گرادیان تابع میان‌یاب با مقدار تابع میان‌یاب نقص نیروی دافعی قبل از بین می‌رود و با کاهش فاصله بین دو ذره همواره افزایش پیدا می‌کند. در این رابطه η و K_f مقداری ثابت است اما به دلیل اینکه در مسائل سیال-سازه مقدار صحیح ثابت‌های موجود در نیروی دافعی، نه تنها از مسئله‌ای به مسئله دیگر بلکه برای ذره‌ای از ذره دیگر نیز متفاوت است، عملاً این نوع رهیافت برای مدل‌سازی اندرکنش از دقت کافی برخوردار نخواهد بود. آنتوکی و همکارانش برای اصلاح محاسبه فشار تقریب گرادیان فشار را مورد توجه قرار دادند

$$\langle \nabla p \rangle = \sum \frac{m_a m_b}{\rho_a \rho_b} \nabla W_{ab} + \int_V (X - X') |h| d\Gamma' \quad (52)$$

به دلیل اینکه W روی مرز صفر است. بنابراین در صورتی که مرز هندسی را قطع نکند ترم انتگرالی در سمت راست معادله بالا صفر است؛ اما برای ذرات مرزی این مقدار صفر نیست. آنتوکی و همکارانش برای ذرات مرزی این ترم را حساب کردند و به گرادیان فشار اضافه کردند. مقایسه نتایج حاصل با نتایج تجربی رضایت‌بخش بوده است؛ اما این روش از نظر محاسباتی پیچیده و مستلزم انتگرال خطی روی

$$W_{ij} = \frac{\sigma}{h^k} \begin{cases} 1 - \frac{3}{2}q^2 + \frac{3}{4}q^3 & 0 \leq q \leq 1 \\ \frac{1}{4}(2-q)^3 & 1 \leq q \leq 2 \\ 0 & q \geq 2 \end{cases} \quad (49)$$

که ترم $\frac{\sigma}{h^k}$ برای دو و سه بعد به ترتیب $\frac{10}{7\pi h^2}$ و $\frac{1}{\pi h^3}$ است.

تابع میان‌یاب مرتبه چهارم:

$$W_{ij} = \frac{\sigma}{h^k} \left(1 - \frac{q}{2} \right)^4 (2q + 1) \quad 0 \leq q \leq 2 \quad (50)$$

که ترم $\frac{\sigma}{h^k}$ برای یک، دو و سه بعد به ترتیب $\frac{7}{4\pi h^2}$ و $\frac{21}{16\pi h^3}$ است.

۳- کوپل کردن سیال و سازه

در حالت کلی در مسائل سیال سازه سه نوع ذره وجود دارد؛ ذراتی که در ناحیه تأثیر آن‌ها، فقط ذرات جامد وجود دارد (ذرات جامد). ذراتی که در ناحیه تأثیر آن‌ها فقط ذرات سیال وجود دارد (ذرات سیال). و ذرات مرزی که در ناحیه تأثیر آن‌ها هم ذرات سیال و هم ذرات جامد وجود دارند (ذرات مرزی). ناحیه تأثیر ذرات مرزی سیال توسط مرز هندسی قطع می‌شود و به همین دلیل درون ناحیه تأثیر این ذرات، تعداد ذرات سیال کاهش می‌یابد. بنابراین طبق معادله گسسته شده پیوستگی گرادیان چگالی برای این ذرات منفی می‌شود؛ و در نتیجه مقدار چگالی این ذرات از مقدار چگالی مبنای ρ_0 کمتر می‌شود. از طرفی طبق معادله حالت، فشار این ذرات مرزی منفی می‌شود. به‌طور مشابه فشار برای ذرات مرزی جامد نیز منفی می‌شود. این فشار منفی در مرز یک نیروی جاذبه بین ذرات سیال و جامد ایجاد می‌کند و موجب نفوذ ذرات سیال در ذرات جامد می‌شود. برای جلوگیری از این نفوذ، باید به شکلی فشار را به‌طور صحیح مدل‌سازی کنیم. ساده‌ترین راه استفاده از نیروی دافعه است. این نیروی

شکست سد، نیروی حجمی وزن بوده که سیال در اثر آن ریزش می‌کند. در حالت شکست سد در قلمرو نامحدود، هندسه‌ی مسئله مانند شکل (۱) است و در واقع سیال پس از حرکت روی بستر خشک سطح جامد با دیوار عمودی برخورد نداشته و تنها چگونگی حرکت سیال مدنظر هست. ارتفاع و عرض ستون سیال به ترتیب برابر با D و C و پارامتر a برابر طول واحد است. در مسئله شکست سد با قلمرو نامحدود، دو نمودار شامل تغییرات پیشانی موج و تغییرات سطح ارتفاع ستون آب، هر دو به صورت بی‌بعد، برحسب زمان بی‌بعد نیز برای این مسائل ارائه می‌شود. برای بی‌بعد سازی تغییرات پیشانی موج، ارتفاع ستون آب و زمان از روابط زیر استفاده می‌شود.

شکل ۱. هندسه شماتیکی مسئله شکست سد

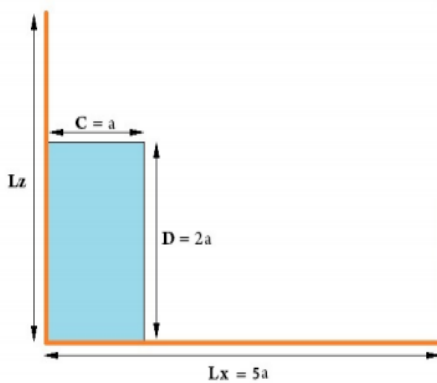


Fig. 1. The schematic of the dam break problem

شکل ۲. مقایسه‌ی تغییرات بی‌بعد پیشانی موج برحسب زمان بی‌بعد حاصل از شبیه‌سازی مسئله شکست سد

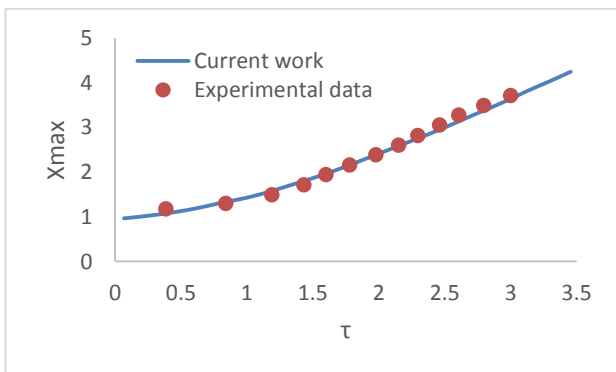


Fig. 2. Results of dimensionless progression of wave front versus dimensionless time

مرز برای هر ذره مرزی است؛ همچنین تنها در مواردی که تغییر شکل مرز پیچیده نباشد عملی است.

در این پژوهش تابع میان‌یاب ذرات سیال و جامد در مرز قطع نمی‌شود و این ذرات می‌توانند مستقیماً از هم اثر بپذیرند و بنابراین با مشکل نقص تابع میان‌یاب و نقص چگالی و به تبع آن افت فشار و مشکلات ناشی از آن مواجه نمی‌شویم. در این روش در مرز مشترک سیال و جامد در میدان مؤثر یک‌ذره هم ذرات سیال وجود دارند و هم ذرات جامد و در معادلات پیوستگی و مومنتوم گستره ذرات محدود نمی‌شود و ذرات سیال و جامد می‌توانند از هم تأثیر بگیرند بنابراین شرط سازگاری دینامیکی که برابری تنش‌ها در سطح مشترک است به‌طور خودبه‌خود ارضا می‌شود. در هنگام گسترش میدان تأثیر یک‌ذره همه‌ی ذرات صرف‌نظر از ذاتشان با خواص یکسان در نظر گرفته می‌شوند یعنی در هنگام حل معادلات برای یک‌ذره سیال، ذرات جامد نیز با خواص سیال در نظر گرفته می‌شوند و در هنگام حل معادله مومنتوم برای ذرات جامد مرزی، ذرات سیال موجود در تابع میان‌یاب این ذره با خواص الاستیک در نظر گرفته می‌شوند. ردیابی سطح مشترک نیز با تعریف یک تابع رنگ به‌سادگی امکان‌پذیر است.

۴- نتایج

کد نوشته شده باید قادر باشد تا برهمکنش میان دو قلمرو سیال و سازه را بررسی کند. به همین دلیل نیز باید قابلیت این کد هم در محیط سیال و هم در محیط سازه و به طور خاص در محیط شامل هر دو قلمرو، مورد بررسی قرار گیرد؛ به همین منظور در این قسمت برای اعتبارسنجی کد ابتدا مسائل مربوط به سیالات و سپس یک مسئله معیار برای ارزیابی قسمت الاستیک و در پایان به‌عنوان مهم‌ترین قسمت مسئله‌ای برای ارزیابی مسائل اندرکنش میان سیال و سازه حل خواهد شد و نتایج با کارهای گذشته و یا حل‌های تجربی مقایسه شده است.

۴-۱ مسئله شکست سد

در مسئله‌ی شکست سد، ستون آبی در نظر گرفته می‌شود که تحت اثر میدان جاذبه قرار دارد و در حالت قلمرو نامحدود بررسی می‌شود؛ بنابراین پارامتر تأثیرگذار در جریان سیال

شکل ۴. نمای شماتیک تیر یک سر گیردار



Fig. 4. Schematic of one edge fixed and thin plate

فرکانس نوسانات طبق رابطه زیر به دست می آید:

$$\omega^2 = \frac{EH^2K^4}{12\rho(1-\nu^2)} \quad (56)$$

که k از حل معادله زیر به دست می آید.

$$\cos(kL)\cosh(kL) = -1 \quad (57)$$

که برای مود اصلی $KL=1.875$ به دست می آید. برای این حالت سرعت اولیه به صورت زیر محاسبه می شود.

$$v_y = c_{0L} \frac{f(x)}{f(L)} \quad (58)$$

که در آن

$$f(x) = (\cos(kL) + \cosh(kL))(\cosh(kx) - \cos(kx)) + (\sin(kL) - \sinh(kL))(\sinh(kx) - \sin(kx)) \quad (59)$$

و $f(L)$ مقدار تابع در طول L و $v_{0L} = 0.01$ است. طول و عرض صفحه به ترتیب $L=0.2m$ و $H=0.02m$ و خواص آن به صورت $\rho = 1000 \frac{kg}{m^3}$ و $\mu_s = 7.15 \times 10^6 \frac{N}{m^2}$ و نیز $K = 3.25 \times 10^6 \frac{N}{m^2}$ است.

ارتعاشات این تیر در فرکانس اصلی $KL=1.875$ مورد بررسی قرار گرفته است. در این فرکانس تیر حول وضعیت تعادل خود (حالت افقی) نوسان می کند. در این فرکانس ماکزیم دامنه ارتعاشات بر اساس حل تحلیلی برابر 0.023 متر است. حل عددی توسط SPH این مقدار را برابر 0.021 متر می دهد که

شکل ۳. مقایسه تغییرات بی بعد ارتفاع ستون آب بر حسب زمان بی بعد حاصل از شبیه سازی مسئله شکست سد با قلمروی نامحدود

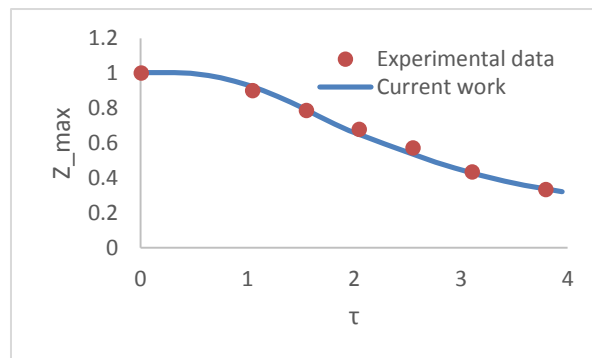


Fig. 3. Results of dimensionless water height versus dimensionless time

$$X_{max} = \frac{x}{C} \quad (53)$$

$$z_{max} = \frac{z}{D} \quad (54)$$

$$\tau = t \sqrt{\frac{2 \times g}{C}} \quad (55)$$

شکل های (۲ و ۳) مقایسه تغییرات بی بعد پیشانی موج و تغییرات بی بعد سطح ارتفاع ستون آب، بر حسب زمان بی بعد، حاصل از مدل سازی مسئله شکست سد با قلمروی نامحدود را با نتایج تجربی حاصل از کار کوشیزوکا [36] نمایش می دهد که از تقریب بسیار خوبی برخوردار است.

هماهنگ بودن تغییرات ارتفاع آب و همچنین تغییرات پیشانی موج بر نتایج تجربی بیانگر ارزش بالای روش هیدرودینامیک ذرات هموار و همچنین معتبر بودن کد نوشته شده در زمینه سیالات است. در گام های بعدی باید اعتبار کد در مساله تغییرات جامد الاستیک و سپس بر همکنش میان دو قلمرو به عنوان برهمکنش جریان-سازه بررسی و ارزیابی شود.

۲-۴ مسئله ارتعاش تیر الاستیک

در این قسمت به بررسی مساله ارتعاش تیر یک سر درگیر می پردازیم که حل تئوری این مسئله موجود است [35]. تیر را به صورت دو-بعدی در نظر می گیریم که یک طرف آن ثابت شده است و دارای طول L است و ضخامت آن H است (شکل ۴).

شماتیک این مساله در شکل (۷) نشان داده شده است.

شکل ۵. ارتعاش تیر یکسر درگیر هر 0.06 ثانیه

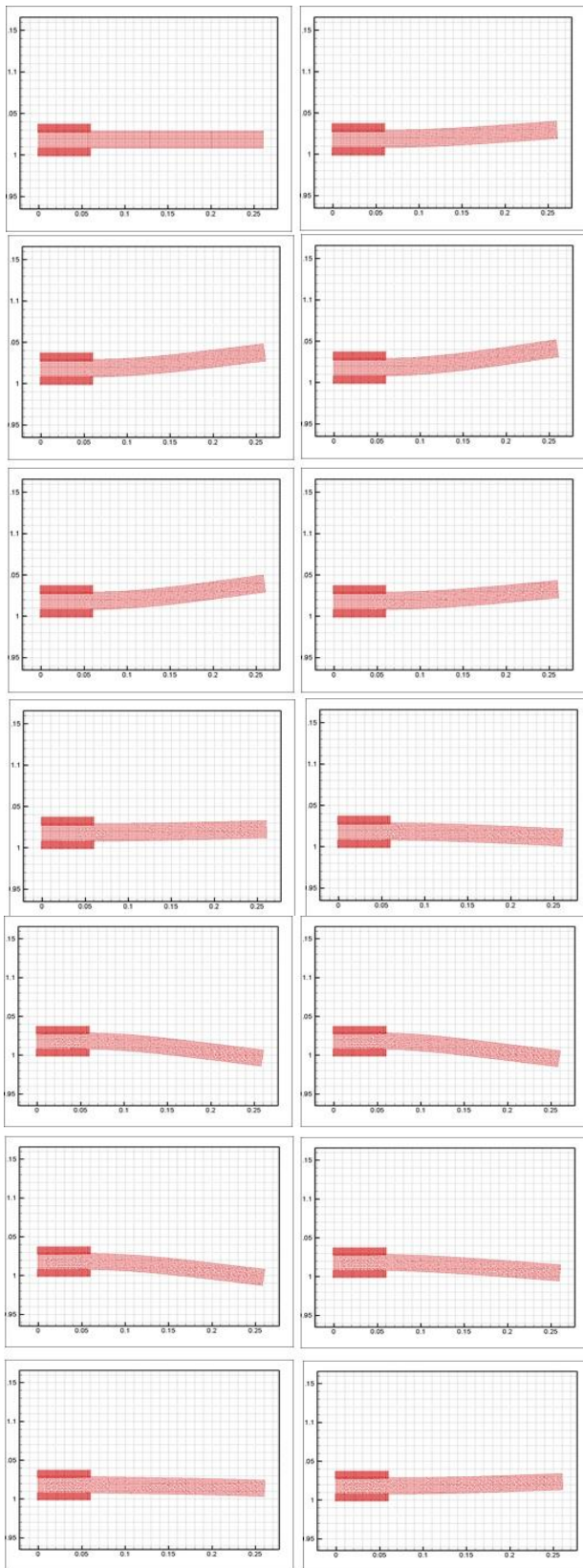


Fig. 5. The vibration of one edge fixed plate every 0.06sec

بیانگر دقت قابل قبول این روش در مدل کردن ارتعاشات جسم الاستیک می باشد. جابه جایی و چگونگی ارتعاش کردن تیر در شکل (۵) نشان داده شده است. گام زمانی بین شکل ها ۰/۰۶ است.

در شکل (۶) ارتعاشات نقطه بالایی سر آزاد تیر با زمان به ازای سه تابع میان یاب متفاوت مرتبه دوم، مرتبه سوم و مرتبه چهارم رسم شده است. در شکل زیر منحنی با علامت ستاره بیانگر جواب به دست آمده از تابع میان یاب مرتبه سوم و چهارم است که بر هم منطبق اند. منحنی با علامت مربع جواب به دست آمده از کرنل مرتبه دوم است. همان گونه که ملاحظه می کنیم کرنل مرتبه دوم مقدار ارتعاشات را از دو کرنل دیگر بیشتر به دست می دهد. این کرنل مقدار اولین دامنه ارتعاشات را ۰/۰۲۴۲ متر به دست می دهد. دو کرنل دیگر مقدار این دامنه را ۰/۰۲۲۱ متر می دهند. همان گونه که گفته شد مقدار دقیق دامنه نوسان ۰/۰۲۳ متر می باشد. همچنین تابع میان یاب مرتبه دوم عدد بدون بعد دوره نوسانات را $\frac{Tc_0}{L} = 82.5$ پیش بینی می کند. دو کرنل دیگر این مقدار را $\frac{Tc_0}{L} = 80$ پیش بینی می کنند حال آنکه مقدار به دست آمده از حل تحلیلی $\frac{Tc_0}{L} = 72.5$ است. این نتایج نشان دهنده این است که جواب های به دست آمده از کرنل های مرتبه سوم و چهارم هماهنگی بیشتری با حل تحلیلی دارند. هرچه مرتبه تابع میان یاب بالاتر باشد دقت بالاتری دارد ولی هزینه های محاسباتی حل را نیز بالا می برد. بنابراین در مسائل از تابع میان یاب مرتبه سوم استفاده شده است.

۳-۴ مسئله شکست سد با دریچه الاستیک

در این مسئله ضریب یانگ و چگالی دریچه به ترتیب $E = 10 MPa$ و $\rho = 1100 \frac{kg}{m^3}$ انتخاب شده اند. در

حل عددی چگالی مبنا برای سیال $\rho_{0f} = 1000$ و برای دریچه $\rho_{0s} = 1100$ است. علاوه بر این، به دلیل اینکه اگر از مقادیر حقیقی ضریب تراکم پذیری آب و ضریب حجمی دریچه در حل عددی استفاده شود، گام زمانی لازم به دست آمده از شرط پایداری کورانت، بسیار کوچک است.

بر کارهای پیشین [30] منطبق است.

شکل ۸. نتایج حل عددی در کار حاضر و مقایسه با [31] در $t=0.04s$

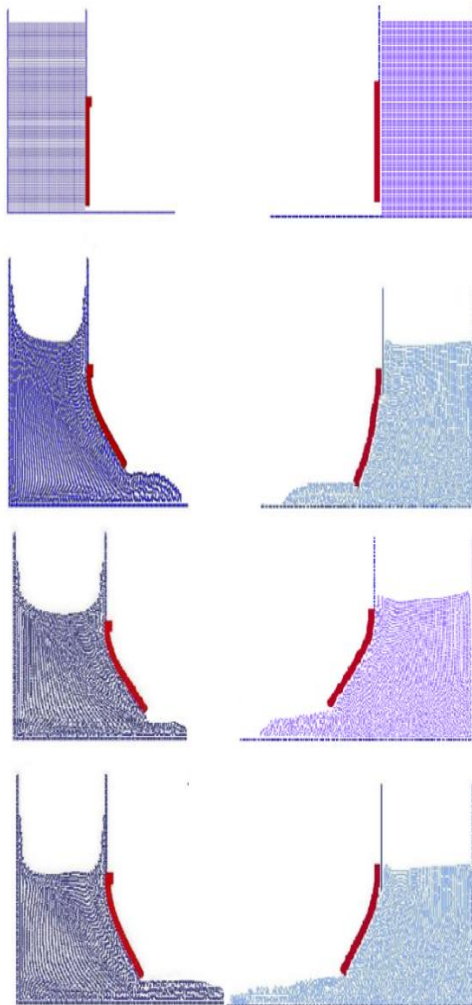


Fig. 8. Comparison between the present results and [31] at $t=0.04s$

در شکل (۱۰) نیز مسیر بسته شده دریچه در مختصات کارترین با نتایج تجربی مقایسه شده است. مسیر رفت و برگشت دریچه بر هم منطبق است و این بیانگر دقت خوب روش استفاده شده در این پژوهش می‌باشد. در شکل (۱۱) مؤلفه افقی جابه‌جایی انتهای آزاد دریچه با نتایج تجربی [30] مقایسه شده است. این نمودار نشان‌دهنده این است که کد استفاده‌شده در این پژوهش دقت قابل قبولی دارد. این مدل مقدار ماکزیمم جابه‌جایی را ۳٪ بیشتر از مقدار واقعی پیش‌بینی می‌کند حال‌آنکه مدل آنتوکی [30] این مقدار را ۱۰٪ درصد بیشتر از مقدار واقعی پیش‌بینی می‌کند. علاوه بر این

شکل ۶. ارتعاشات نقطه بالایی سر آزاد تیر

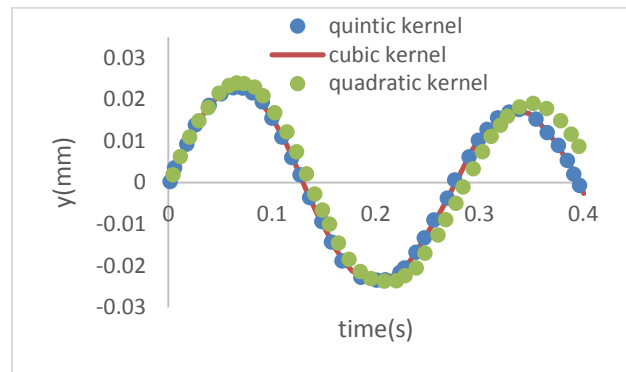


Fig. 6. Tip displacement of the one edge fixed plate

شکل ۷. هندسه مسئله دریچه در مخزن آب

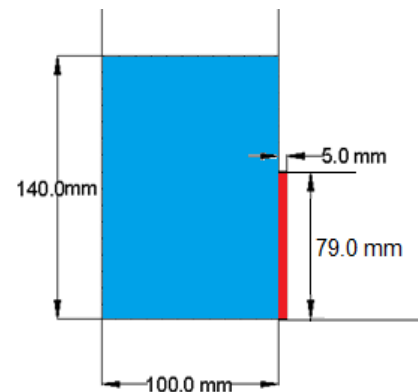


Fig. 7. The schematic of the gate in a water tank

در حل عددی این مقادیر را کمتر در نظر می‌گیریم و تا زمانی که عدد ماخ از 0.1 کوچک‌تر باشد این عمل خطای زیادی در حل ایجاد نمی‌کند. در اینجا مقدار عددی ضریب تراکم‌پذیری آب $\varepsilon = 2 \times 10^6$ و ضریب حجمی دریچه $K = 2 \times 10^7$ در نظر گرفته شده است. همچنین مقدار ضریب برشی دریچه $\mu_s = 4.27 \times 10^6$ انتخاب شده است. شکل (۸) مقایسه نتایج حاصل از این شبیه‌سازی را در زمان‌های مختلف با نتایج حاصل از تحقیق عددی [31] نشان می‌دهد. همان‌گونه که از این شکل مشخص است روش هیدرودینامیک ذرات هموار در یافتن پروفیل سطح آزاد سیال و دنبال کردن سطح مشترک سیال با جامد توانایی بالایی دارد. در شکل (۹) مسیر انتهای دریچه در هنگام باز شدن در مختصات کارترین نشان داده شده است. همان‌گونه که مشاهده می‌شود مسیر رفت دریچه

شکل ۱۱. مقایسه مؤلفه افقی جابه‌جایی انتهای آزاد دریچه با نتایج

تجربی [30]

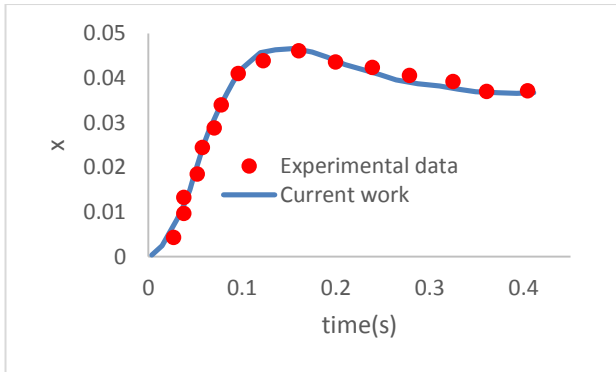


Fig. 11. Horizontal component of displacement of the free end of the gate and its comparison with [30]

شکل ۱۲. مقایسه مؤلفه عمودی جابه‌جایی انتهای دریچه با نتایج

تجربی [6]

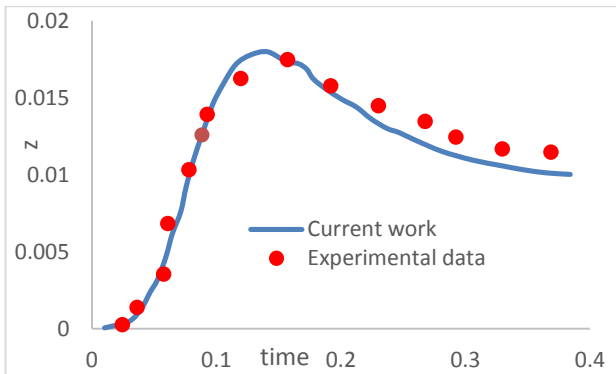


Fig. 12. Vertical component of displacement of the free end of the gate and its comparison with [6]

۵- نتیجه‌گیری

در این مقاله به بررسی اندرکنش سازه و سیال پرداخته شده است. در ابتدا به منظور ارزیابی و اعتبارسنجی در قسمت سیالاتی، مساله شکست سد شبیه‌سازی شد و مقایسه تغییرات زمانی نوک موج سطح ارتفاع آب با نتایج حاصل از مطالعات پیشین رضایت بخش بود و حاکی از دقت بالای این روش است. در ادامه به منظور ارزیابی قسمت الاستیک کد، مساله ارتعاش تیر یک سر درگیر انجام شد. در مسئله ارتعاشات تیر ذکر شد که در حل مسائل الاستیک استفاده از لزجت مصنوعی الزامی است و بدون استفاده از لزجت مصنوعی حل عددی ناپایدار است. این پژوهش نشان داد که ضریب لزجت مصنوعی برای پایداری حل باید $\alpha \geq 0.8$ باشد. علاوه بر این استفاده از این لزجت مصنوعی موجب استهلاک نوسانات

خطای مدل آنتوکی در هنگام بسته شدن دریچه زیاد می‌باشد ولی این مدل بسته شدن دریچه را نیز به خوبی مدل کرده است. در شکل (۱۲) مؤلفه عمودی جابه‌جایی انتهای دریچه با نتایج تجربی و کار آنتوکی مقایسه شده است.

مانند شکل قبل این نمودار نیز بیانگر دقت این روش است. همان‌گونه که ذکر شد در کارهای قبلی مسایل برهمکنش سیال-سازه هر قلمرو به صورت جداگانه مورد بررسی قرار می‌گرفت به این صورت که ابتدا در تابع میان‌یاب ذرات الاستیک ذرات سیال حضور نداشتند و همین‌طور در تابع میان‌یاب ذرات سیال نیز ذرات الاستیک حضور نداشتند و عکس‌العمل این دو برهم به کمک مدل‌های ریاضی اعمال شد. اما در این کار از مدل‌سازی نیرو استفاده نشده است و دو قلمرو سیال و سازه به صورت مستقیم از هم اثر می‌پذیرند که این کار باعث افزایش سرعت حل و کاهش هزینه‌های محاسباتی می‌شود. برای ارزیابی این کار، با کارهای پیشین و نتایج تجربی مقایسه شد و هم در مسیر باز شدن دریچه و هم در مسیر برگشت از دقت خیلی خوبی برخوردار بود.

شکل ۹. مسیر باز شدن دریچه و مقایسه آن با نتایج تجربی [30]

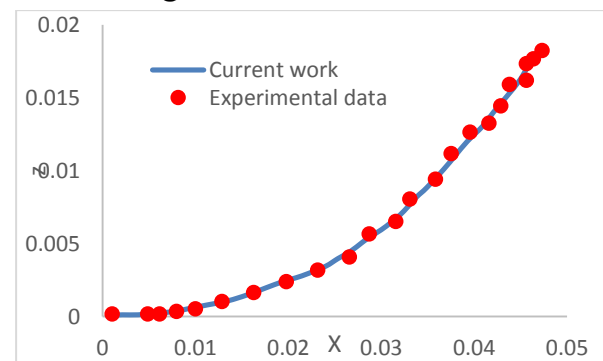


Fig. 9. Comparison of the path of the opening gate with [30]

شکل ۱۰. مسیر بسته شدن دریچه و مقایسه با نتایج تجربی [30]

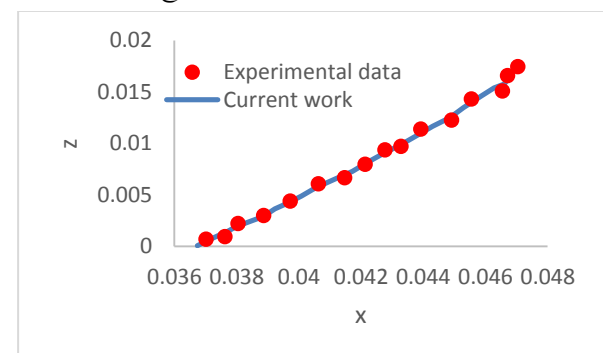


Fig. 10. Comparison of the path of the closing gate with [30]

- [5] Lucy L.B. 1977 A Numerical Approach to the Testing of Fusion Process. *Astronomical Journal*, 88, 1013-1024.
- [6] Gingold R. A. & Monaghan, J. J. 1978 Binary fission in damped rotating polytropes. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, (184) 481-499.
- [7] Gingold R. A. & Monaghan, J. J. 1979 A numerical study of the Roche and Darwin problems for Polytrrophic stars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, (188), 45-58.
- [8] Gingold R. A. & Monaghan, J. J. 1980 The Roche problem for polytropes in central orbits. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 191, 897-924.
- [9] Gingold R. A. & Monaghan, J. J. 1982 Kernel estimates as a basis for general particle methods in Hydrodynamics. *Journal of Computational Physics*, (46) 429-453.
- [10] Monaghan J. J. & Gingold R., 1983 Shock simulation by the particle method SPH. *Journal of Computational Physics*, (52) 374-389.
- [11] Libersky L. & Petschek A. G. 1991 Smooth Particle Hydrodynamics with strength of materials Advances in free Lagrange methods, Ed. Trease, H. E., Fritts, M. J., Springer.
- [12] Takeda H., Miyama S.M. & Sekiya, M. 1994 Numerical simulation of viscous flow by Smoothed particle hydrodynamics. *Progress of theoretical physics*, (92), 939-960.
- [13] Benz W. & Asphaug, E. 1994 Impact simulations and fracture. I. Method and tests. *Icarus*, (107) 98-116.
- [14] Benz W. & Asphaug, E. 1995 Simulation of brittle solids using smoothed particle Hydrodynamics. *Journal of Computational Physics*, (87), 253-265.
- [15] Monaghan J.J. & Kocharyan A. 1995 SPH simulation of multi-phase flow, *Journal of Computational Physics*, (217) 485-501.
- [16] Johnson G. R., Stryk R. A. & Beissel S. R. 1996 SPH for high velocity impact computations, *Computational Methods in Applied Mechanical Engineering*, (139), 347-373.
- [17] Morris J. P., Fox P. J. & Zhu, Y. 1997 Modeling low Reynolds number incompressible flows using SPH. *Journal of Computational Physics*, (136) 214-226.
- [18] Bonet J. & Lok T. 1999 Variational and Momentum Preservation Aspect of Smoothed Particle Hydrodynamic Formulations. *Computational Methods in Applied Mechanical Engineering*, (180) 99-115.
- [19] Monaghan J. J. & Kos A. 1999 Solitary waves on a certain beach. *Journal of Waterways Port, Coastal and Ocean Engineering*, (125) 145-154.
- [20] Cleary P.W. & Monaghan J. J. 1999 Conduction modeling using smoothed particle

و ارتعاشات تیر می‌شود و دامنه ارتعاشات با زمان کاهش می‌یابد. بنابراین ضریب لزجت مصنوعی باید تا حد ممکن کوچک انتخاب شود. نتایج به دست آمده با نتایج تجربی و ماکزیمم دامنه ارتعاش تیر مقایسه شد و این نتایج نیز حاکی از دقت بالای این روش در قسمت الاستیک بود. در گام بعد به عنوان مهم‌ترین قسمت باید مساله برهمکنش سیال-سازه به صورت همزمان مورد بررسی قرار می‌گرفت که توانایی کد در حل همزمان دو قلمرو سیال و جامد مورد ارزیابی قرار گیرد. همان‌گونه که ذکر شد در کارهای قبلی مسائل برهمکنش سیال-سازه هر دو قلمرو به صورت جداگانه مورد بررسی قرار می‌گرفت به این صورت که ابتدا در تابع میان‌یاب ذرات الاستیک ذرات سیال حضور نداشتند و همینطور در تابع میان-یاب ذرات سیال نیز ذرات الاستیک حضور نداشتند و عکس العمل این دو برهم به کمک مدل‌های ریاضی اعمال شد. اما در این کار از مدل‌سازی نیرو استفاده نشده است و دو قلمرو سیال و سازه به صورت مستقیم از هم اثر می‌پذیرند که این کار باعث افزایش سرعت حل و کاهش هزینه‌های محاسباتی می‌شود همچنین به علت قطع نشدن تابع میان‌یاب در مرزها با مشکلات نقص تابع میان‌یاب و به تبع آن نقص چگالی مواجه نخواهیم شد که باعث افزایش دقت در مرز مشترک سیال و سازه می‌شود. برای ارزیابی، این کار با کارهای پیشین و نتایج تجربی مقایسه شد و هم در مسیر باز شدن دریچه و هم در مسیر برگشت از دقت خیلی خوبی برخوردار بود.

References

۶- مراجع

- [1] Arefmanesh A., Najafi M. & Abdi H. 2005 A meshless local Petrov - Galerkin method for fluid dynamics and heat transfer applications. *Journal of Fluids Engineering*, 127(1), 647-655.
- [2] Liu W. K., Jun S. & Zhang Y. F. 1995 Reproducing kernel particle methods. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 20 (1), 1081-1106.
- [3] Xueyao W. & Yunhan X. 2011 Research of the Gas-solid Flow Character Based on the DEM Method. *Journal of Thermal Science*, 6 (1), 521-526.
- [4] Gingold R. & Monaghan J.J. 1977 Smoothed Particle Hydrodynamic: Theory and Application to Non-Spherical Stars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 181(1), 375-389.

- [30] Antoci C., Gallati M. & Sibilla S. 2007 Numerical simulation of fluid-structure interaction by SPH. *Computers and Structures*, (85) 879-890.
- [31] Amini Y., Emdad H. & Farid, M. 2010 A new model to solve fluid-hypo-elastic solid interaction using the smoothed particle hydrodynamics (SPH) method. *European Journal of Mechanics B/Fluids*, (30), 184-194.
- [32] Monaghan J. J. 1992 Smoothed Particle Hydrodynamics. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, (30) 543-574.
- [33] Gray J. P., Monaghan J. J. & Swift R. P. 2001 SPH elastic dynamics. *Computational Methods Applied in Mechanic Engineering*, (190) 6641-6662.
- [34] Lee E. S. 2007 Truly incompressible approach for computing incompressible flow in SPH and comparison with the traditional weakly compressible approach. *PHD thesis*.
- [35] Landau L.D. & Lifshitz, Elasticity E.M. 1970 Course of theoretical Physics. Pergamon Press, Oxford.
- [36] Koshizuka S., Nobe A. & Oka Y 1998 Numerical analysis of breaking waves using the moving particle semi-implicit method. *International Journal of Numerical Methods in Fluids*, (26), 751-769.
- [37] Rogers B. D., Dalrymple R. A. & Stansby P. K. 2010 Simulation of Caisson Break water movement using 2-D SPH. *Journal of Hydraulic Research*, (48), 135-141.
- [38] Omidvar, P., Farghadni, O. & Nikegbali, P. (2017) SPH for Impact Force and Ricochet Behavior of Water-Entry Bodies. *International Journal of Modern Physics C*, 28(9), 1750119.
- [39] Omidvar, P., Stansby, P. K. & Rogers, B. D. (2013) SPH for 3-D floating bodies using variable particle mass *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 72(4), 427-452.
- hydrodynamics. *Journal of Computational Physics*, (148), 227-264.
- [21] Monaghan J. J. 2000 SPH without tensile instability. *Journal of Computational Physics*, (159) 290-311.
- [22] Colagrossi A. & Landrini M. 2003 Numerical simulation of interfacial flows by Smoothed Particle Hydrodynamics. *Journal of Computational Physics*, (191) 448-475.
- [23] Colagrossi A., Lugni C., Douset V. & Faltinsen O. 2003 Numerical and experimental study of Sloshing in partially filled rectangular tank, *6th Numerical Towing Tank Symp*, Rome, Italy, 2003.
- [24] Landrini, M., Colagrossi A. & Faltinsen O. 2003 Sloshing in 2D flows by the SPH method. *8th International Conferences on Numerical Ship Hydrodynamics*, Pusan, Korea. 2003.
- [25] Gray J. A. & Monaghan J. J. 2004 Numerical modeling of stress fields and fracture around Magma Chambers. *Volcanology Geothermal Research*, (135) 259-283.
- [26] Oger G., Doring M., Alessandrini B. & Ferrant, P. 2006 Two dimensional SPH simulation of Wedge water entries. *Journal of Computational Physics*, (213), 803-822.
- [27] Bui H. H., Sako K. & Fukagawa R., 2007 Numerical simulation of soil-water interaction Using smoothed particle hydrodynamics (SPH) method. *Journal of Terramechanics*, (34) 339-346.
- [28] Ellero M., Serrano M. & Espanol, P. 2007 Incompressible smoothed particle hydrodynamics. *Journal of Computational Physics*, (226) 1731-1752.
- [29] Seo S., Min O. & Lee, J. 2008 Application of an improved contact algorithm for penetration analysis in SPH. *International Journal of Impact Engineering*, (35), 578-588.

NUMERICAL SIMULATION OF FLOW-STRUCTURE INTERACION IN FREE SURFACE USING SPH

Saeed Mohammadi¹, Pourya Omidvar^{2*}, Ali Tayebi³

1- Graduated MSc student, Faculty of Engineering, Yasouj University

2- Associate Professor, Faculty of Engineering, Yasouj University

3- Assistant Professor, Faculty of Engineering, Yasouj University

*omidvar@yu.ac.ir

Abstract

Investigation of multi-physics problems such as flow-structure interaction (FSI) is very important in engineering application, whereas numerical simulations of such problems have been widely conducted by researchers. Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) is a meshless and flexible Lagrangian technique for CFD simulations initially used in astrophysics. In this method, each particle carries an individual mass, position, velocity, internal energy and any other physical quantity. Moreover, there is no special treatment needed for the free surface due to its Lagrangian nature, simplicity and capability. In this research, SPH is used to investigate the flow-structure Interaction in free surface using the open-source SPHysics2D code, where dam break problem, vibration of a beam and elastic gate of a tank of water are investigated.

In this paper, first, the simulation of dam break problem on a dry and infinite bed are shown and the dimensionless change of wave front and height versus dimensionless time are compared with the experimental data, which are in a good agreement. Then, and after implementing the governing equations, the vibration of a beam is studied and the calculated tip vertical component of displacement is shown for different interpolation functions versus time. It was found that the results for the cubic and quantic interpolation function is within a close agreement. Therefore, the cubic interpolation function was used in this investigation, which approximates the Gaussian kernel very close while it has a compact support. Also, the second derivative of the cubic spline kernel is continuous. Moreover, using higher order interpolation function may have a disadvantage of expensive computational cost in comparison with the third order. Furthermore, in the vibration of the beam, it was shown that the use of the artificial viscosity is needed and the coefficient must be greater than 0.8 to avoid instabilities. Moreover, using the artificial viscosity causes a decay in vibrations and oscillations. Therefore, a smaller coefficient of artificial viscosity leads to a smaller oscillation.

In the next step, a problem with simultaneous interaction of fluid-structure is studied to show the capability of the method for solving FSI problems. In the previous research, the domains of fluid and structure were individually studied where the interpolation function is separately implemented for both phases and the reaction between phases were simulated using mathematical models, which will lead to a lower CPU cost. Moreover, since there is no lack of an interpolation support at the interface, issues are not encountered for the calculations which leads to increase in accuracy at the interface of fluid and solid particles. For an elastic gate of a dam problem, where the gate interacts with a mass of water in the tank, the free surface profiles are compared with available data, which were in a good agreement. Also, the Horizontal and vertical components of displacement of the free end of the gate are studied and successfully compared with available data. Also the opening and closing path of the gate are presented.

In general, and after validation and presentation of the SPH results, one can conclude that SPH method is useful method for simulating the FSI problem.

Keywords: Computational fluid Dynamics, Smoothed Particle Hydrodynamics, dam break problem, Flow-Structure Interaction