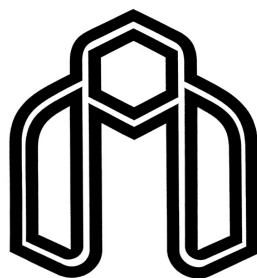


بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ



دانشگاه صنعتی شاهرود

دانشکده: عمران و معماری

گروه: سازه هیدرولیکی

مدل سازی انفجار در آب

دانشجو: حمیدخیاط زاده

اساتید راهنما:

جناب دکتر رضا نادری

جناب دکتر مهدی عجمی

پایان نامه ارشد جهت اخذ درجه کارشناسی ارشد

بهمن ۱۳۹۱



مدیریت تحصیلات تکمیلی

فرم شماره (۶)

بسمه تعالی

فرم صورتجلسه دفاع از پایان نامه تحصیلی دوره کارشناسی ارشد

شماره: ۹۱
تاریخ: ۹۱/۱۲/۱
ویرایش: ۱۹۸

با تأییدات خداوند متعال و با استعانت از حضرت ولی عصر (عج) ارزیابی جلسه دفاع از پایان نامه کارشناسی ارشد آقای حمید خیاط زاده رشته عمران گرایش هیدرولیک تحت عنوان: مدل سازی انفجار در آب که در تاریخ ۹۱/۱۱/۲۴ با حضور هیأت محترم داوران در دانشگاه صنعتی شاهرود برگزار گردید به شرح ذیل اعلام می گردد:

قبول (با درجه : خوب امتیاز ۱۷/۲۵) ☒ دفاع مجدد ☐ مردود ☐

۱- عالی (۲۰ - ۱۹)

۲- بسیار خوب (۱۸/۹۹ - ۱۸)

۳- خوب (۱۶ - ۱۷/۹۹)

۴- قابل قبول (۱۴ - ۱۵/۹۹)

۵- نمره کمتر از ۱۴ غیر قابل قبول

عضو هیأت داوران	نام و نام خانوادگی	مرتبه علمی	امضاء
۱- استاد راهنما اول	دکتر رضا نادری	استاد یار	
۲- استاد راهنما دوم	دکتر مهدی عجمی	استاد یار	
۳- نماینده شورای تحصیلات تکمیلی	دکتر مهدی گلی	استاد یار	
۴- استاد ممتحن	دکتر علی کیهانی	استاد یار	
۵- استاد ممتحن	دکتر سید فضل ساغروانی	استاد یار	

رئیس دانشکده: احمد احمدی

تقديم

به مادر مهربان و پدر گرانقدرم، که بی چشمداشت

همواره یار و یاور من بوده اند.

مشکرو قدردانی

از استاد با کمالات و شایسته؛ جناب آقای دکتر نادری که در کمال سعه صدر، با حسن خلق و فروتنی، از هیچ کلمی در این عرصه بر من دریغ ننمودند و زحمات راهنمایی این رساله را بر عهده گرفتند؛ از استاد باتقوا، جناب آقای دکتر عجمی، که با تجارب و دانش ارزشمندشان من را راهنمایی نمودند؛ و از استادان دلسوز؛ جناب آقای دکتر ساغروانی و جناب آقای دکتر کیهانی که زحمات داورانی این پایان نامه را متقبل شدند؛ کمال مشکرو قدردانی را دارم.

باشد که این خردترین، بخشی از زحمات آنان را پاس گوید.

تعهد نامه

اینجانب دانشجوی دوره کارشناسی ارشد رشته
دانشکده دانشگاه صنعتی شاهرود نویسنده پایان نامه
..... تحت راهنمایی متعهد می شوم .

- تحقیقات در این پایان نامه توسط اینجانب انجام شده است و از صحت و اصالت برخوردار است .
- در استفاده از نتایج پژوهشهای محققان دیگر به مرجع مورد استفاده استناد شده است .
- مطالب مندرج در پایان نامه تاکنون توسط خود یا فرد دیگری برای دریافت هیچ نوع مدرک یا امتیازی در هیچ جا ارائه نشده است .
- کلیه حقوق معنوی این اثر متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می باشد و مقالات مستخرج با نام « دانشگاه صنعتی شاهرود » و یا « Shahrood University of Technology » به چاپ خواهد رسید .
- حقوق معنوی تمام افرادی که در به دست آمدن نتایج اصلی پایان نامه تأثیرگذار بوده اند در مقالات مستخرج از پایان نامه رعایت می گردد.
- در کلیه مراحل انجام این پایان نامه ، در مواردی که از موجود زنده (یا بافتهای آنها) استفاده شده است ضوابط و اصول اخلاقی رعایت شده است .
- در کلیه مراحل انجام این پایان نامه، در مواردی که به حوزه اطلاعات شخصی افراد دسترسی یافته یا استفاده شده است اصل رازداری ، ضوابط و اصول اخلاق انسانی رعایت شده است .

تاریخ

امضای دانشجو

مالکیت نتایج و حق نشر

- کلیه حقوق معنوی این اثر و محصولات آن (مقالات مستخرج ، کتاب ، برنامه های رایانه ای ، نرم افزار ها و تجهیزات ساخته شده است) متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می باشد . این مطلب باید به نحو مقتضی در تولیدات علمی مربوطه ذکر شود .
- استفاده از اطلاعات و نتایج موجود در پایان نامه بدون ذکر مرجع مجاز نمی باشد.

چکیده

انفجار زیر آب موضوعی است که از حدود ۹۰ سال پیش مورد توجه محققان بوده است و تحقیقات پیگیر و جهت دار در مورد آن ۷۰ سال پیش، به هنگام شروع جنگ جهانی دوم آغاز شد. ارزش استراتژیکی نبردهای دریایی در جنگ جهانی دوم، مهم ترین عامل توجه به انفجار زیر آب بوده است.

در انفجار زیر آب، گازهای ناشی از انفجار مسبب شکل گیری حباب هایی می شوند. به دلیل تفاوت چگالی بین آب و محصولات ناشی از انفجار و به وجود آمدن گرادیان حرارتی، میدان فشار خاصی در آب شکل می گیرد که عامل به وجود آمدن امواج شوک و به تبع آن امواج ثانویه می شود. در اثر سیکل های متعدد انبساط و انقباض حباب و وجود میدان فشار و گرادیان حرارت در سیال پیرامونش، حباب، حرکات انبساطی، انقباضی و انتقالی خواهد کرد.

در ابتدا، فیزیک پدیده ی انفجار و بخصوص انفجار زیر آب را با روابط متعدد تحلیلی و تجربی تشریح کرده و عوامل دخیل در آن را شناسایی نمودیم. روش بدون المان ذرات هموار متحرک به عنوان ابزاری مناسب، برای تحلیل انفجار زیر آب مورد استفاده قرار گرفت.

در پایان این تحقیق، روش عددی ذرات هموار متحرک در آنالیز انفجار زیر آب ابزاری توانمند و روشی کارا ارزیابی .. این مهم برپایه ی نتایج خروجی برنامه رایانه ای LS-Dyna به دست می آید. روش SPH در حل مسائل زیر ابزاری بسیار توانمند و کارا می نماید:

۱- تحلیل انفجار یک هسته ی پرفشار زیر آب و فاز انبساط محصولات گازی (حباب).

۲- تحلیل مسائل انفجار در زیر آب و بررسی اثرات امواج باز تابشی از موانع صلب.

۳- تحلیل اندرکنش حباب ناشی از انفجار با سطح آزاد ساکن (تغییرات سطح آزاد).

۴- مدل سازی احتراق سریع (Detonation) ماده منفجره در محیط های سه بعدی سیال.

کلمات کلیدی: مش اویلری- مش لاگرانژی- روش های بدون شبکه- روش ذرات هموار متحرک

- انفجار زیر آب.

صفحه	فهرست مطالب
۱	فصل اول: مقدمه
۸	فصل دوم: پیش‌گفتار
۹	۱-۲ روش تحلیل
۹	۱-۱-۱-۲ انواع روش‌های عددی
۹	۱-۱-۱-۲ روش‌های عددی با شبکه بندی
۱۱	۱-۱-۲-۲ روش‌های عددی بدون شبکه
۱۴	فصل سوم: امواج شوک
۱۵	۱-۳ دیباچه
۱۵	۲-۳ اصول و تعاریف
۱۹	۳-۳ پارامترهای تجربی موج شوک
۲۱	۴-۳ روابط تجربی برای محاسبه پارامترهای موج شوک
۲۴	۵-۳ برخورد موج شوک با مرز در محیط‌های مختلف
۲۴	۱-۵-۳ در محیط جامد
۲۴	۲-۵-۳ در محیط سیال
۲۵	۶-۳ برخی ویژگی‌های امواج شوک
۲۵	۱-۶-۳ ترتیب زمانی رخدادن پدیده‌ها در انفجار زیر آب
۲۵	۲-۶-۳ ویژگی‌های امواج شوک
۲۶	۷-۳ معادلات حالت پیشنهادی
۲۶	۱-۷-۳ تعیین فشار گاز منفجره
۲۷	۲-۷-۳ تعیین فشار آب پیرامون
۲۸	فصل چهارم: حباب گاز ناشی از انفجار زیر آب

۲۹	۱-۴ کلیات
۲۹	۲-۴ فیزیک حباب ناشی از انفجار
۳۴	۱-۲-۴ نتایجی از یک بررسی آزمایشگاهی
۳۸	فصل پنجم: هیدرودینامیک حاکم بر انفجار زیر آب
۳۹	۱-۵ دیباچه
۳۹	۲-۵ معادلات حاکم برای سیال ایده‌آل
۴۱	۳-۵ معادلات ناویر - استوکس در قالب لاگرانژی
۴۳	۱-۳-۵ بقاء جرم (معادله پیوستگی)
۴۴	۲-۳-۵ بقاء مومنتوم (بقای اندازه حرکت)
۴۶	۳-۳-۵ معادله انرژی
۴۷	۴-۳-۵ معادلات ناویر- استوکس
۴۹	فصل ششم: روش ذرات هموار متحرک
۵۰	۱-۶ کلیات
۵۱	۲-۶ اساس روش ذرات هموار متحرک SPH
۵۴	۱-۲-۶ توابع وزن SPH
۶۰	۳-۶ محاسبه مقدار مشتق اول توابع با استفاده از روش SPH
۶۲	۱-۳-۶ محاسبه مقدار مشتق مراتب بالاتر در روش SPH
۶۳	۴-۶ شرط هم رفتاری
۶۳	۵-۶ اساس روش ذرات هموار اصلاح شده CSPM
۶۶	۶-۶ روش‌های دیگر از گروه ذرات هموار
۶۶	۷-۶ شرایط مرزی
۶۷	۸-۶ اعمال شرایط مرزی، پایداری و بهبود عملکرد روش SPH

۶۷	۱-۸-۶ عدم دقت در اعمال شرایط مرزی (تاریخچه)
۶۹	۲-۸-۶ تکنیک‌های پایداریسازی
۷۳	فصل هفتم: هیدرودینامیک انفجار در روش SPH
۷۴	۱-۷ کلیات
۷۵	۲-۷ فرمول‌بندی SPH برای معادلات ناویر - استوکس
۷۵	۱-۲-۷ تقریب چگالی ذرات
۸۰	۲-۲-۷ تقریب مومنتوم (اندازه حرکت) ذرات
۸۸	فصل هشتم: انفجار در زیر آب در محیط ۲ بعدی
۸۹	۱-۸ کلیات
۸۹	۲-۸ نرم افزار Ls-dyna
۹۱	۱-۲-۸ فلوچارت عملکرد مدل عددی در نرم افزار
۹۱	۳-۸ بیان جزئیات مسئله ۲ بعدی انفجار در زیر آب
۹۲	۱-۳-۸ خصوصیات مصالح
۹۳	۲-۳-۸ شرایط اولیه
۹۳	۳-۳-۸ معادلات حالت
۹۳	۱-۳-۳-۸ معادله حالت JWL برای ماده منفجره:
۹۳	۲-۳-۳-۸ معادله حالت Grunssien برای آب
۹۴	۴-۸ نتایج مسئله ۲ بعدی انفجار در زیر آب
۹۵	۱-۴-۸ نتایج روش المان محدود اویلری
۹۹	۲-۴-۸ نتایج روش المان محدود لاگرانژی
۱۰۵	۳-۴-۸ نتایج روش بدون شبکه SPH
۱۰۹	۵-۸ تحلیل نتایج

۱۰۹	۸-۵-۱ نمودار فشار-زمان
۱۱۸	۸-۵-۲ مقایسه فشار پیک بدست آمده با روابط تجربی
۱۱۹	۸-۶ پروفیل سطح آب
۱۲۲	فصل نهم: مدل سازی عددی انفجار در محیط ۳بعدی با استفاده از روش SPH
۱۲۳	۹-۱ کلیات
۱۲۳	۹-۲ مسئله ۳ بعدی انفجار در زیر آب
۱۲۵	۹-۳ بررسی نتایج
۱۳۱	۹-۴ تحلیل نتایج
۱۳۲	۹-۴-۱ نمودار فشار- زمان
۱۳۳	۹-۴-۲ نمودار سرعت- زمان
۱۳۹	۹-۴-۳ پروفیل سطح آب
۱۴۷	فصل دهم: جمع بندی نتایج و پیشنهادات
۱۴۸	۱۰-۱ نتایج
۱۵۰	۱۰-۲ پیشنهادات
۱۵۱	مراجع

فهرست اشکال

صفحه

- شکل ۱-۲ نمونه ای از مش بندی در دیدگاه لاگرانژی [۳] ۱۰
- شکل ۲-۲ نمونه ای از مش بندی در دیدگاه اوپلری [۳] ۱۱
- شکل ۳-۲ نمونه ای از مدل SPH [۳] ۱۲
- شکل ۱-۳ (نمایش شماتیک ناحیه پرفشار و کم فشار) [۱] ۱۵
- شکل ۲-۳ (منحنی توزیع فشار در فواصل مختلف از مرکز انفجار ۳۰۰ پوند TNT) [۱] ۱۷
- شکل ۳-۳ (منحنی آزمایشگاهی فشار-زمان در فاصله ۲۰ فوت از ۳۰۰ پوند TNT) [۱] ۱۷
- شکل ۴-۳ (تغییرات زمانی فشار در فاصله ۶۰ فوت از انفجار ۳۰۰ پوند TNT در عمق ۵۰ فوت) [۱] ۱۸
- شکل ۵-۳ (حرکت حباب گاز ناشی از انفجار زیر آب و فشارهای متناظرش در زمان های مختلف) [۳۳] ۱۹
- شکل ۶-۳ (نمودار فشار در مقابل زمان ۳۶.۶ kg پنتولیت ۵۰/۵۰ در فاصله ۴.۷ متری) [۱] ۲۰
- شکل ۷-۳: افزایش در ضربه با گذشت زمان (۱۳۶ kg ماده منفجره در فاصله ۶.۱ متری) [۱] ۲۱
- شکل ۱-۴ (شمای کلی نوسانات محصولات گازی (حباب) ناشی از یک انفجار زیر آب) [۱] ۳۰
- شکل ۲-۴ (تغییر مکان های حباب ناشی از انفجار ۱۳۶ کیلوگرم TNT در عمق ۱۵.۲ متری از سطح آب) [۱] ۳۱
- شکل ۳-۴ (فشار در فاصله ۱۸.۲۹ متر از ۱۳۶ کیلوگرم TNT در عمق ۱۵.۲۴ متر از سطح آب) [۱] ۳۳
- شکل ۴-۴ (فشار ناشی از پالس حباب در فاصله ۱۸.۲۹ m از ۱۳۶ Kg در ۳ عمق مختلف) [۱] ۳۳
- شکل ۵-۴ (نوسانات حباب گاز ناشی از انفجار ۲۵۰ gr تتریل در عمق ۹۰ متری زیر آب) [۱] ۳۵
- شکل ۶-۴ (تغییرات شعاع حباب با زمان، مربوط به انفجار ۲۵۰ gr تتریل در عمق ۹۰ متری آب) [۱، ۳۱] ۳۶
- شکل ۱-۵ (سیستم اوپلری و لاگرانژی) ۴۰
- شکل ۲-۵ (حجم کنترل لاگرانژی V با سطح کنترل S) ۴۱
- شکل ۳-۵ (المان سیال در دیدگاه لاگرانژی) ۴۲
- شکل ۴-۵ (تغییر حجم در حجم کنترل لاگرانژی) ۴۲
- شکل ۵-۵ (نیروهای در راستای X برای یک المان سیال لاگرانژی) ۴۴

- شکل ۱-۶: نمایش دامنه تأثیر تابع هموارساز W و دامنه مسئله. [۳] ۵۲
- شکل ۲-۶: ذرات موجود در دامنه هموارسازی ذره مرکزی و نمایش تخصیص مقدار وزن به آن‌ها در حالت دو بعدی ۵۳
- شکل ۳-۶: ذرات موجود در دامنه هموارسازی ذره مرکزی و نمایش تخصیص مقدار وزن به آن‌ها در حالت سه بعدی ۵۴
- شکل ۴-۶: تابع هموار ساز Lucy و مشتق اولش [۳] ۵۵
- شکل ۵-۶: تابع هموارساز Monaghan با هسته‌ی گاوسی و مشتق اولش [۳] ۵۵
- شکل ۶-۶: تابع هموار ساز Cubic Spline و مشتق اولش. [۳] ۵۶
- شکل ۷-۶: عملیات درونیابی در حالتی که طول دامنه هموارساز ۰.۳ است با استفاده از روش SPH ۵۸
- شکل ۸-۶: عملیات درونیابی در حالتی که طول دامنه هموارساز ۰.۷۵ است با استفاده از روش SPH ۵۹
- شکل ۹-۶: عملیات درونیابی در حالتی که طول دامنه هموارساز ۱.۵۵ است با استفاده از روش SPH ۵۹
- شکل ۱۰-۶: عملیات درونیابی در حالتی که طول دامنه هموارساز ۲.۶ است با استفاده از روش SPH ۵۹
- شکل ۱۱-۶: از بین رفتن شرط مساحت واحد زیر تابع وزن در نقاط مرزی و نزدیک مرز در روش SPH [۳] ۶۰
- شکل ۱۲-۶: مرز مشترک بین دو ماده [۳] ۷۱
- شکل ۱۳-۶: ذرات بر روی مرز مشترک دو ماده مختلف و نفوذ ذرات در یکدیگر [۳] ۷۲
- شکل ۱-۸ مسئله ۲ بعدی انفجار زیر آب مدل شده در نرم افزار LS-Dyna ۹۱
- شکل ۲-۸ مش بندی روش اویلر و لاگرانژ ۹۲
- شکل ۳-۸ المان های گره ای روش SPH ۹۲
- شکل ۴-۸ کانتور فشار حاصله از روش المان محدود اویلر ۹۶
- شکل ۵-۸ کانتور سرعت حاصله از روش المان محدود اویلر ۹۷
- شکل ۶-۸ نمایش سرعت های گره ای حاصله از روش المان محدود اویلر به صورت برداری ۹۸
- شکل ۷-۸ نمایش جابجایی گره مش ها به صورت برداری حاصله از روش المان محدود لاگرانژ ۱۰۰
- شکل ۸-۸ نمایش کانتور جابجایی گره مش ها حاصله از روش المان محدود لاگرانژ ۱۰۱
- شکل ۹-۸ کانتور فشار حاصله از روش المان محدود لاگرانژ ۱۰۲
- شکل ۱۰-۸ کانتور سرعت حاصله از روش المان محدود لاگرانژ ۱۰۳

- شکل ۸-۱۱ نمایش سرعت های گره ای حاصله از روش المان محدود لاگرانژ به صورت برداری ۱۰۴
- شکل ۸-۱۲ نمایش جابجایی گره ها به صورت برداری حاصله از روش SPH ۱۰۶
- شکل ۸-۱۳ کانتور فشار حاصله از روش SPH ۱۰۷
- شکل ۸-۱۴ نمایش سرعت های گره ای حاصله از روش SPH به صورت برداری ۱۰۸
- شکل ۸-۱۵ نمایش شماتیک نقاط مورد بررسی در مدل انفجار زیر آب ۱۰۹
- شکل ۸-۱۶ نمودار فشار-زمان استخراج شده از نقاط A1, B1, C1, D1, E1 مسئله ۲ بعدی، از حل به روش های بدون شبکه SPH، المان محدود لاگرانژ و المان محدود اوایلر ۱۱۱
- شکل ۸-۱۷ نمودار فشار-زمان استخراج شده از نقاط A2, B2, C2, D2, E2 مسئله ۲ بعدی، از حل به روش های بدون شبکه SPH، المان محدود لاگرانژ و المان محدود اوایلر ۱۱۲
- شکل ۸-۱۸ نمودار فشار-زمان استخراج شده از نقاط A3, B3, C3, D3, E3 مسئله ۲ بعدی، از حل به روش های بدون شبکه SPH، المان محدود لاگرانژ و المان محدود اوایلر ۱۱۳
- شکل ۸-۱۹ نمودار فشار-زمان استخراج شده از نقاط A4, B4, C4, D4, E4 مسئله ۲ بعدی، از حل به روش های بدون شبکه SPH، المان محدود لاگرانژ و المان محدود اوایلر ۱۱۴
- شکل ۸-۲۰ مقایسه دو نمودار روش های SPH ولاگرانژ فشار-زمان استخراج شده از نقاط A1, B1, C1, D1, E1 مسئله ۲ بعدی انفجار زیر آب. ۱۱۵
- شکل ۸-۲۱ مقایسه دو نمودار روش های SPH ولاگرانژ فشار-زمان استخراج شده از نقاط A2, B2, C2, D2, E2 مسئله ۲ بعدی انفجار زیر آب. ۱۱۵
- شکل ۸-۲۲ مقایسه دو نمودار روش های SPH ولاگرانژ فشار-زمان استخراج شده از نقاط A3, B3, C3, D3, E3 مسئله ۲ بعدی انفجار زیر آب ۱۱۶
- شکل ۸-۲۳ مقایسه دو نمودار روش های SPH ولاگرانژ فشار-زمان استخراج شده از نقاط A4, B4, C4, D4, E4 مسئله ۲ بعدی انفجار زیر آب ۱۱۶
- شکل ۸-۲۴ نمودار فشار-زمان ترسیمی از تمام ۲۰ نقطه مورد بررسی مسئله ۲ بعدی، از حل به روش SPH ۱۱۷
- شکل ۸-۲۵ نمودار فشار-زمان ترسیمی از تمام ۲۰ نقطه مورد بررسی مسئله ۲ بعدی، از حل به روش لاگرانژ ۱۱۷
- شکل ۸-۲۶ پروفیل سطح روی آب ترسیم شده در زمان های مختلف (حل به روش بدون شبکه (SPH) ۱۱۹
- شکل ۸-۲۷ پروفیل سطح روی آب ترسیم شده در زمان های مختلف (حل به روش المان محدود لاگرانژ) ۱۲۰

۱۲۰	شکل ۸-۲۸ مقایسه پروفیل سطح در زمان ۰.۰۸ ثانیه (از حل به روش SPH والمان محدود لاگرانژ)
۱۲۰	شکل ۸-۲۹ مقایسه پروفیل سطح در زمان ۰.۱۰ ثانیه (از حل به روش SPH والمان محدود لاگرانژ)
۱۲۰	شکل ۸-۳۰ مقایسه پروفیل سطح در زمان ۰.۱۲ ثانیه (از حل به روش SPH والمان محدود لاگرانژ)
۱۲۰	شکل ۸-۳۱ مقایسه پروفیل سطح در زمان ۰.۱۴ ثانیه (از حل به روش SPH والمان محدود لاگرانژ)
۱۲۳	شکل ۹-۱ نمایش شماتیک مدل ۱
۱۲۴	شکل ۹-۲ نمایش شماتیک مدل ۲
۱۲۴	شکل ۹-۳ نمایش شماتیک گره های مدل ۱ (۵۰×۵۰×۵۰)
۱۲۴	شکل ۹-۴ نمایش شماتیک گره های مدل ۲ (۱۵۰×۱۵۰×۵۰)
۱۲۶	شکل ۹-۵ نمایش جابجایی گره های مدل ۱ (۵۰×۵۰×۵۰)
۱۲۷	شکل ۹-۶ نمایش کانتور فشار مدل ۱ (۵۰×۵۰×۵۰)، در ۶ زمان مختلف
۱۲۸	شکل ۹-۷ نمایش نمایش جابجایی گره های مدل ۲ (۱۵۰×۱۵۰×۵۰)
۱۲۹	شکل ۹-۸ نمایش کانتور فشار مدل ۲ (۱۵۰×۱۵۰×۵۰)، در ۶ زمان مختلف
۱۳۰	شکل ۹-۹ نمایش با بزرگنمایی بیشتر، کانتور فشار مدل ۲ (۱۵۰×۱۵۰×۵۰)، در ۶ زمان مختلف
۱۳۱	شکل ۹-۱۰ نمایش شماتیک گره های مورد بررسی مدل ۱
۱۳۱	شکل ۹-۱۱ نمایش شماتیک گره های مورد بررسی مدل ۲
۱۳۳	شکل ۹-۱۲ نمودار فشار-زمان استخراج شده از نقاط T1،B1،R1،L1
۱۳۳	شکل ۹-۱۳ نمودار فشار-زمان استخراج شده از نقاط T2،B2،R2،L2
۱۳۴	شکل ۹-۱۴ نمودار فشار-زمان استخراج شده از نقاط T1،B1،T2،B2
۱۳۵	شکل ۹-۱۵ نمودار فشار-زمان استخراج شده از نقاط R1،L1،R2،L2
۱۳۶	شکل ۹-۱۶ نمودار سرعت-زمان استخراج شده از نقاط T1،B1،R1،L1

- شکل ۹-۱۷ نمودار سرعت-زمان استخراج شده از نقاط T2،B2،R2،L2 ۱۳۶
- شکل ۹-۱۸ نمودار سرعت-زمان استخراج شده از نقاط T1،B1،T2،B2 ۱۳۷
- شکل ۹-۱۹ نمودار سرعت-زمان استخراج شده از نقاط R1،L1،R2،L2 ۱۳۸
- شکل ۹-۲۰ نمایش کانتور سطح آب مدل ۱ (۵۰×۵۰×۵۰)، در زمان ۰.۰۶۴ و ۰.۰۸۹ ثانیه ۱۳۹
- شکل ۹-۲۱ نمایش کانتور سطح آب مدل ۱ (۵۰×۵۰×۵۰)، در زمان ۰.۱۱۴ و ۰.۱۳۸ ثانیه ۱۳۹
- شکل ۹-۲۲ نمایش کانتور سطح آب مدل ۱ (۵۰×۵۰×۵۰)، در زمان ۰.۱۶۳ و ۰.۱۸۸ ثانیه ۱۳۹
- شکل ۹-۲۳ نمایش پروفیل سطح آب مدل ۱ (۵۰×۵۰×۵۰)، به ترتیب در زمان های ۰.۰۶۴ و ۰.۰۸۹ و ۰.۱۱۴ ثانیه ۱۴۰
- شکل ۹-۲۴ نمایش پروفیل سطح آب مدل ۱ (۵۰×۵۰×۵۰)، به ترتیب در زمان های ۰.۱۳۸ و ۰.۱۶۳ و ۰.۱۸۸ ثانیه ۱۴۱
- شکل ۹-۲۵ نمایش کانتور سطح آب مدل ۲ (۱۵۰×۱۵۰×۵۰)، در زمان ۰.۰۶۴ و ۰.۰۸۹ ثانیه ۱۴۲
- شکل ۹-۲۶ نمایش کانتور سطح آب مدل ۲ (۱۵۰×۱۵۰×۵۰)، در زمان ۰.۱۱۴ و ۰.۱۳۸ ثانیه ۱۴۳
- شکل ۹-۲۷ نمایش کانتور سطح آب مدل ۲ (۱۵۰×۱۵۰×۵۰)، در زمان ۰.۱۶۳ و ۰.۱۸۸ ثانیه ۱۴۴
- شکل ۹-۲۸ نمایش پروفیل سطح آب مدل ۲ (۱۵۰×۱۵۰×۵۰)، به ترتیب در زمان های ۰.۰۶۴ و ۰.۰۸۹ و ۰.۱۱۴ ثانیه ۱۴۵
- شکل ۹-۲۹ نمایش پروفیل سطح آب مدل ۲ (۱۵۰×۱۵۰×۵۰)، به ترتیب در زمان های ۰.۱۳۸ و ۰.۱۶۳ و ۰.۱۸۸ ثانیه ۱۴۶

صفحه	فهرست جداول
۲۲	جدول ۱-۳: پارامترهای موج شوک برای چند ماده منفجره [۳۱]
۲۶	جدول ۲-۳: پارامترهای معادله حالت JW L [۳]
۲۷	جدول ۳-۳: پارامترهای رابطه Chisum & Shin [۳]
۲۷	جدول ۴-۳: پارامترهای رابطه Grunssien [۳]
۵۷	جدول ۱-۶: خلاصه‌ای از اهم توابع هموارساز SPH [۳]
۸۶	جدول ۱-۷: بیان SPH از معادلات ناویر - استوکس (شامل ترم لزجت)
۸۷	جدول ۲-۷: بیان SPH از معادلات اوایلر (فاقد ترم لزجت)
۱۱۸	جدول ۱-۹: فشارهای پیک بدست آمده بر حسب مگاپاسگال در فواصل ۳۰، ۴۰ و ۴۰ متری از ماده منفجره

فصل اول:

مقدمه

توسعه روز افزون استفاده از نفت و گاز در صنعت و تکنولوژی و همچنین حمل و نقل کالاها از طریق راه‌های آبی بیش از پیش بر اهمیت سازه‌های دریایی افزوده است. سازه‌های دریایی اعم از سکوها، اسکله‌ها و خطوط لوله کف دریا علاوه بر بارهایی مانند بار باد، موج، جریان آب، جریان جزر و مدی، زلزله و بارهای مرده و زنده ممکن است تحت اثر بار ناشی از انفجار که می‌تواند اتفاقی و یا ناشی از حملات خرابکارانه باشد، نیز قرار بگیرند. به علت اهمیت این سازه‌ها، مقاومت آنها در برابر بارهای ناشی از انفجار عامل مهمی در ایمنی کلی سازه است. و بررسی اثر انفجار بر این سازه‌ها در برخی مواقع لازم به نظر می‌رسد. از مشخصه‌های این بارگذاری، ضربه‌ای بودن آن می‌باشد که مقدار بار در مدت زمان کوتاهی شدت افزایش پیدا کرده و به یک حد ماکزیمم می‌رسد و پس از آن میرا می‌شود. تاریخچه زمانی بار ضربه‌ای ناشی از انفجار زیر آب به مقدار ماده منفجره و فاصله سازه با آن دارد.



شکل ۱-۱ تصاویری از یک انفجار زیر آب که دقیقاً در زیر کشتی رخ داده است.

دمای ایجاد شده در گاز های تولیدی در حدود ۳۰۰۰ درجه سانتی گراد است. بدین ترتیب هر ماده منفجره اعم از جامد، مایع، یا گاز اساساً ترکیبی ناپایدار بوده که با آغاز انفجار، تغییرات شیمیایی آن را به محصول پایدار تر تبدیل میکند. در محیط زیر آب، گاز های ناشی از انفجار مسبب شکل گیری حباب هایی میشود. بدلیل تفاوت چگالی بین آب و محصولات ناشی از انفجار و بوجود آمدن گرادیان حرارتی، میدان فشار خاصی در آب شکل میگیرد که عامل بوجود آمدن امواج شوک و به تبع آن امواج ثانویه می شود. در اثر سیکل های متعدد انبساط و انقباض حباب و وجود میدان فشار و گرادیان حرارت در سیال پیرامونش، حباب، حرکات انبساطی، انقباضی و انتقالی خواهد کرد.



Time = 0.0 s



Time = 0.5 s



Time = 1.0 s



Time = 1.5 s



Time = 2.0 s



Time = 2.5 s

شکل ۱-۲ تصاویری از یک انفجار زیر آب در شش زمان مختلف.

تفاوت عمده انفجار در هوا با انفجار در زیر آب دینامیک هسته گازی حاصل از احتراق ماده منفجره (حباب) است. در هر دو حالت، این هسته ی گازی پر فشار، به سرعت منبسط می گردد. چون فشار آن بسیار بیشتر از فشار آب یا هوای پیرامونش است. در انفجار های معمولی (انفجار در هوا) با انبساط هسته پر فشار، فشار آن کاهش می یابد تا اینکه تقریباً مساوی فشار اتمسفر گردد. از آنجا که هوا و محصولات انفجار هر دو گاز هستند و چگالی آنها در فشار های یکسان (فشار اتمسفر) تقریباً مساوی

است، با یکدیگر مخلوط شده و نهایتاً هسته انفجار در اتمسفر پخش می گردد. اما در انفجار زیر آب چنین نیست و آب قابلیت مهار کردن گاز های حاصل از انفجار را دارد، از این رو توده گازی حاصل از انفجار، اصطلاحاً حباب نامیده می شوند. در انفجار زیر آب، حباب دارای حرکت انبساطی-انقباضی است و تبادل انرژی بین حباب و آب اطراف آن صورت می گیرد که این امر بارزترین تفاوت انفجار زیر آب با انفجار های معمولی است.

پدیده انفجار زیر آب را می توان در دو محدوده زمان نزدیک و زمان دور بررسی نمود. در زمان نزدیک اولین موج ضربه ای تشکیل شده و در آب منتشر می شود و در زمان دور نوسان حباب و اثر انعکاس امواج از مرزهای صلب و سطح آزاد ظاهر می شود. احتراق ماده منفجره از یک یا چند نقطه ماده منفجره به نام نقاط دتونیشن شروع شده و با سرعتی به نام سرعت دتونیشن ماده منفجره را تبدیل به گاز پر فشار می نماید. پس از احتراق کامل ماده منفجره محصولات گازی شروع به انبساط می کنند و بر محیط اطراف اثر می گذارند. اگر محیط خاک باشد، یک چاله (قیف انفجار) تشکیل می شود، در آب حبابهای گاز تشکیل می شود و در هوا یک موج انفجار گسترش می یابد. در محیط آب، حباب گاز تشکیل شده با انبساط خود یک موج ضربه ای ایجاد می نماید و متعاقباً در محدوده زمان دور حباب تشکیل شده حول شعاع تعادلی نوسان می نماید که ساده ترین فرض برای حرکت حباب، نوسان در عمق ثابت بدون حرکت انتقالی به سمت بالا است.

امروزه روشهای عددی در کنار روشهای تحلیلی و تجربی کمک زیادی به حل مسائل و شناخت پدیده های فیزیکی می نماید. پدیده هایی که در طی فرایندهای دینامیکی با سرعت بالا اتفاق می افتد معمولاً در تستهای تجربی به سختی قابل مشاهده و ثبت هستند. در حالی که در یک تحلیل عددی معمولاً کل فرایند را می توان شبیه سازی نمود. هیدروکدها ابزارهای محاسباتی از علم مکانیک محیطهای پیوسته می باشند که برای شبیه سازی پاسخ مواد جامد و سیال در برابر بارهای دینامیکی (ضربه و انفجار) بکار می روند. یکی از هیدروکدهای معروف، نرم افزار LS-Dyna

میباشد

در چارچوب این پژوهش، با استفاده از بسته‌ی نرم‌افزاری **ls-dyna**، معادلات پیچیده حاکم بر هیدرودینامیک مسئله انفجار (امواج حاصله) را با روش عددی بدون المان ذرات هموار متحرک، مدل‌سازی، حل و تحلیل کرده ایم.

روش ذرات هموار متحرک **SPH** یک روش کاملاً لاگرانژی است که در آن احتیاج به هیچ نوع شبکه بندی نیست. این روش برای اولین بار توسط **Lucy** در زمینه مسائل اختر فیزیکی به کار گرفته شد **Monaghan**. علاوه بر مسائل اختر فیزیکی برای اولین بار از این روش برای تحلیل جریان با سطح آزاد استفاده کرد و نتایج قابل قبولی نیز کسب کرد.

اساس و پایه این روش بر تئوری درون یابی انتگرالی بنیان نهاده شده است. در این روش اطلاعات مقادیر پارامترهای مختلف سیال از قبیل چگالی، سرعت و فشار که بیانگر ذرات سیال هستند مشخص است. مقدار یک متغیر وابسته به وسیله جمع زدن بر روی یک سری ذرات مجاور هم محاسبه می شوند. معادلات دیفرانسیلی با استفاده از یک تابع درون یابی به معادلات انتگرالی تبدیل می شوند. مشتقات مکانی به جای کمیت های فیزیکی بر روی تابع درون یابی که یک تابع تحلیلی و مشتق پذیر است عمل می کنند.

ما حاصل پژوهش های صورت گرفته در ۱۰ فصل به شرح زیر ارائه می گردد.

فصل اول (مقدمه): در این فصل به ارائه ی مقدمه ای از بحث انفجار، تفاوت عمده انفجار در هوا و زیر آب و خلاصه ای از فصول پایان نامه پرداخته شده است.

فصل دوم (پیش گفتار): در این فصل، به ارائه ی پاره ای از توضیحات در رابطه با روش تحلیل مسئله وروشهای المان محدود و مزیت روش **SPH** (ذرات هموار متحرک) پرداخته شده است.

فصل سوم (امواج شوک): در مسائل تابع زمان مانند انفجار، یک شوک فشاری، به صورت یک موج سوار بر محور زمان پیش می رود و در صورت عدم وجود مانع یا مرز سخت بر سر مسیر این امواج شوک، پیشروی امواج شوک آزادانه ادامه می یابد. اما چنانچه مانعی سر راه موج واقع شود با

پدیده‌هایی از قبیل انتشار و انعکاس امواج را خواهیم داشت. در این فصل اهم نتایج بررسی‌های تجربی و تحلیلی محققان را تشریح کرده و در نهایت معادلات حالت متداول حاکم بر جریانات انفجار زیر آب بیان شده است.

فصل چهارم (حباب گاز ناشی از انفجار زیر آب): اثرات انفجار یک هسته‌ی پرفشار زیر آب عمدتاً دو پیامد و اثر مخرب به همراه دارد: پالس اولیه (موج شوک) و پالس ثانویه (پالس حباب). لذا، در فصل جداگانه‌ای بر فیزیک حباب حاصل از انفجار زیر آب تمرکز شده است.

فصل پنجم (هیدرودینامیک حاکم بر انفجار زیر آب): اولین گام در بررسی هر پدیده فیزیکی، شناخت خواص محیط پیرامون و قوانین حاکم بر آن محیط است. لذا در این فصل روابط اساسی و معادلات حاکم بر رفتار آب - محیطی که هسته‌ی انفجار را در برمی‌گیرد - تحت شرایط دینامیکی بیان شده است. در این فصل، به کمک قوانین بقا، معادلات حرکت و نیرو را از دو دیدگاه اساسی مطرح، سپس توصیفی علمی، تحلیلی و قابل استنادی از رفتار سیال تحت شرایط دینامیکی شرح داده شده است.

فصل ششم (روش ذرات هموار متحرک): در این فصل مروری بر مبنای روش ذرات هموار متحرک SPH از جنبه نظری و ریاضی انجام شده، فرمول‌بندی اساسی و معادلات پایه ذکر شده و مشکلات آن ریشه‌یابی می‌گردد. سپس یکی از روش‌هایی که به عنوان اصلاحی بر روش استاندارد موجود تحت نام روش ذرات متحرک اصلاح شده CSPM مطرح می‌باشد معرفی می‌گردد و برتری آن نسبت به روش استاندارد تبیین می‌گردد. در نهایت پس از معرفی و تشریح تکنیک‌های پایدارسازی روش SPH به ذکر اهم پایدارسازها پرداخته شده است.

فصل هفتم (هیدرودینامیک انفجار در روش SPH): با در دست داشتن معادله حالت مناسب و سه معادله قبلی که ماحصل مباحث فصل ۵ (روابط هیدرودینامیک) بودند. به یک سیستم ۴ معادله ۴ مجهول دست می‌یابیم. در این دستگاه معادلات با ۳ معادله دیفرانسیل و ۱ معادله جبری درگیر خواهیم بود. معادلات دیفرانسیل مورد نظر به صورت تحلیلی و همزمان قابل حل

نمی‌باشند. لذا از روش های عددی و گسسته سازی زمانی آن‌ها جهت حل عددی و تقریبی مسئله بهره می‌جوییم. با توجه به این‌که روش عددی بدون المان SPH در این پژوهش مورد استفاده قرار می‌گیرد، لذا پیکربندی دستگاه معادلات انفجار (۳ معادله دیفرانسیل از ۴ معادله کلی) را در قالب روش SPH بیان خواهیم کرد و گسسته سازی دامنه حل را بر روی متغیر اصلی مسئله یعنی "زمان" انجام می‌دهیم.

فصل هشتم) انفجار زیر آب در محیط ۲ بعدی): در این فصل ما برانیم تا مسایل ۲ بعدی انفجار در آب را به روش اجزا محدود در دو حالت اوپلری و لاگرانژی و SPH حل نموده و نتایج حاصله را تحلیل و مقایسه بنماییم.

فصل نهم) مدل سازی عددی انفجار در محیط ۳ بعدی با استفاده از روش SPH): روش SPH در حالت ۳ بعدی توانایی مدل سازی انفجار زیر آب را دارد. در این فصل برانیم تا با شبیه سازی SPH در نرم افزار LS-Dyna به دو موضوع را بررسی کنیم: ۱- مدل سازی مسائل انفجار در زیر آب منفجره در محیط سه بعدی سیال و و بررسی اثرات امواج باز تابشی از موانع صلب. ۲- تحلیل اندرکنش حباب ناشی از انفجار با سطح آزاد ساکن (تغییرات سطح آزاد).

فصل دهم) دستاوردها و پیشنهادها): در این فصل به جمع بندی پایان نامه حاصله پرداخته و در انتها به ارائه برخی پیشنهادات برای مطالعات آینده انجام شده اشت.

فصل دوم:

پیشگفتار

فصل دوم: پیش گفتار

۱-۲ روش تحلیل

بررسی انفجار زیرآب را می‌توان در قالب سه دسته کلی: آزمایشگاهی، تحلیلی و عددی بررسی نمود. به دلیل دشواری در شرایط مدل‌سازی و تجهیزات مناسب آزمایشگاهی و نیز پیچیدگی وافر معادلات دیفرانسیل حاکم بر هیدرودینامیک مسئله، روشهای عددی برتری محسوسی نسبت به روشهای دیگر دارد.

روش‌های معمول بررسی انفجار زیرآب، اغلب روش‌های تجربی بوده و دارای فرضیات نسبتاً دور از واقعیت بوده‌اند. روش‌های عددی به کار رفته، که عمدتاً روش‌های اجزا محدود می‌باشد نیز دارای ضعف در مش‌بندی محیط حباب انفجار و تغییر شکل‌های بزرگ ناشی از آن بوده‌اند. و مسئله با تقریب زیاد حل شده است.

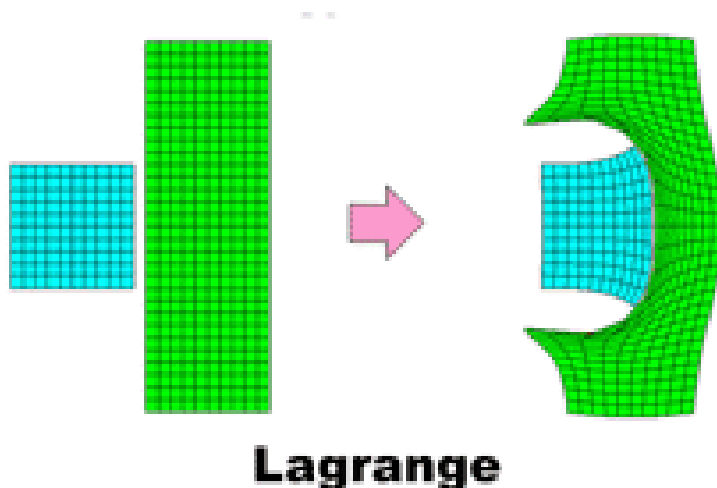
۱-۱-۲ انواع روش‌های عددی

به طور کلی برای شبیه‌سازی‌های عددی ابتدا مساله را با برخی ساده‌سازی‌ها به تعدادی معادله دیفرانسیل تبدیل نموده و سپس مساله به بخش‌های کوچکتری تقسیم بندی می‌گردد. پس از حل قسمت‌های کوچکتر، با انتگرال‌گیری سعی می‌شود تمامی سطح را با اعمال شرایط مرزی مناسب پوشش داد و به حل دقیق نزدیک شد. نحوه تقسیم بندی‌های سطح مورد نظر به نوع روش عددی وابسته است. در حالت کلی روش‌های عددی از دیدگاه شبکه حل، را می‌توان به دو بخش اصلی با شبکه و بدون شبکه (Meshless) طبقه بندی نمود.

۱-۱-۱-۲ روش‌های عددی با شبکه بندی

روش‌های با شبکه را می‌توان با دو دیدگاه اوپلری و لاگرانژی مورد بررسی قرار داد. در دیدگاه لاگرانژی، شبکه بر روی مساله ثابت می‌باشد و با هرگونه تغییر مکان در مساله، مش‌ها نیز تغییر می‌کنند. این دیدگاه در حل مسائل مکانیک جامدات و مسائلی که تغییر شکل‌های بزرگ و ناگهانی ندارند، بسیار مناسب عمل می‌کند. روش FEM بر پایه همین دیدگاه لاگرانژی بنا شده

است. نمونه ای از مش بندی با روش لاگرانژی در شکل زیر نشان داده شده است. دیدگاه لاگرانژی، در مدلسازی شرایط مرزی بسیار مناسب عمل کرده و با توجه به ثابت بودن مش ها بر روی هندسه مساله، نیازی به استفاده از مش های اضافه نبوده و از این نظر بسیار اقتصادی است. ولی در صورتی که تغییر شکل های ایجاد شده در مسئله بزرگ باشد، باید مش بندی مجددی بر روی مساله ایجاد شود که این عمل علاوه بر زمان بر بودن معایب دیگری مانند از بین رفتن تاریخچه تنش و را دارد و نمی تواند مدل دقیقی ارائه نماید. برای غلبه بر این مشکل دیدگاه دیگری به نام دیدگاه اوپلری ارائه گردید.



شکل ۱-۲ نمونه ای از مش بندی در دیدگاه لاگرانژی

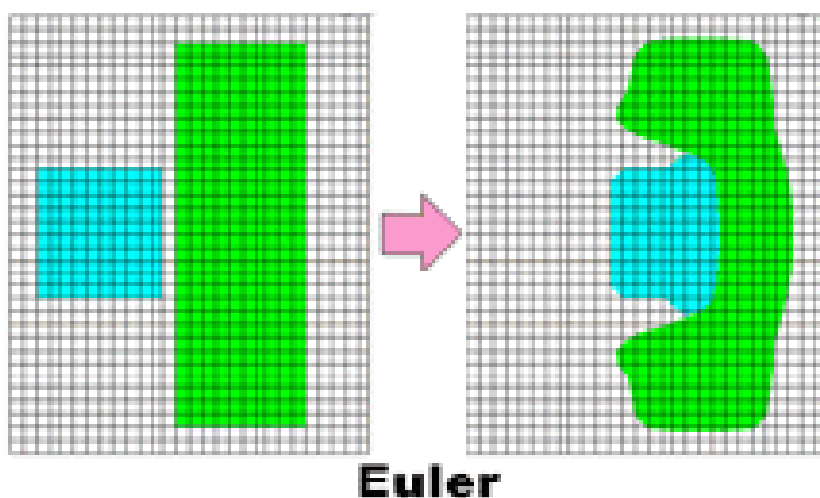
در این دیدگاه مش ها در فضا ثابت می باشند و بر خلاف دیدگاه لاگرانژی با تغییر شکل محیط، مش ها بدون تغییر باقی می مانند و در تمام روند محاسبات شکل و حجم مش ها ثابت است به همین دلیل نیز در مسائلی که تغییر شکل ها شدید بوده و یا در مسائل سیالاتی معمولاً از این روش استفاده می شود. روش FDM بر پایه این دیدگاه بنا شده است. نمونه ای از مش بندی با روش اوپلری در شکل زیر نشان داده شده است. باید توجه داشت که این دیدگاه نیز دارای معایب زیر می باشد:

- با توجه به ثابت بودن مش ها و استقلال آن ها از تغییر شکل محیط، بررسی رفتار و تاریخچه

زمانی یک نقطه از جسم مشکل است

- عدم مدل سازی مناسب شکل ها و هندسه های پیچیده

- عدم مدل سازی مناسب تغییر شکل مرزها و تغییر مکان ناحیه اندر کنش و



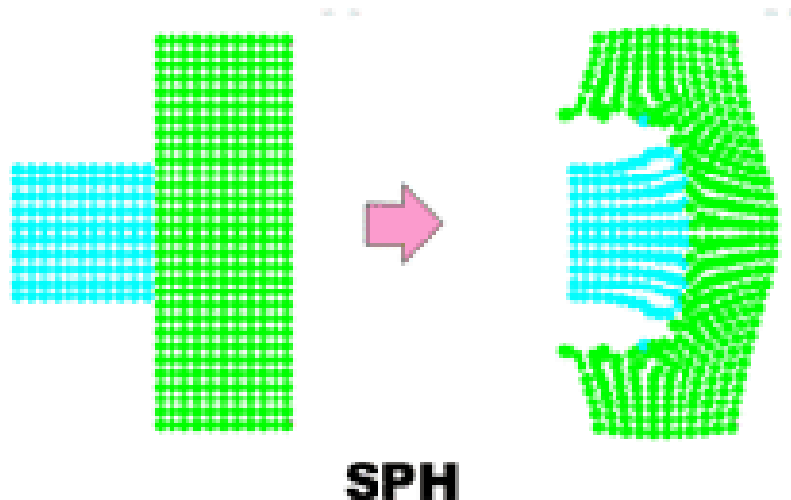
شکل ۲-۲ نمونه ای از مش بندی در دیدگاه اوپلری

همانطور که در بالا اشاره شد، روش های عددی با شبکه بندی دارای نقاط ضعف بسیاری می باشد. معایب این روش ها در مسائلی مانند انفجار و یا ضربات شدید و ناگهانی که باعث تغییر شکل های بسیار شدید، تغییر سطح آزاد، تغییر شکل تکیه گاه ها و جابه جایی نواحی اندرکنش می شود، بیشتر به چشم می آید. بنابراین برای حل مسائل این چینی می توان از روش های بدون شبکه استفاده نمود.

۲-۱-۱-۲ روش های عددی بدون شبکه

یکی از روش های عددی که امروزه بسیار مورد استفاده قرار می گیرد، روش های بدون شبکه یا Mesh less می باشند. این روش ها با پوشش دادن ضعف های روش های عددی اجزای محدود و تفاضل محدود، به خصوص در مدل سازی سیالات و تغییر شکل های شدید، کاربرد بسیاری یافته

اند. در این روش ها به جای شبکه بندی های مرسوم جهت برقراری ماتریس همساز، تنها از یک سری ذرات استفاده می شود .



شکل ۲-۳ نمونه ای از مدل SPH

روش های بدون شبکه انواع مختلفی دارند که در اینجا تنها به شرح یکی از آن ها به نام smoothed particle hydrodynamics (SPH) می پردازیم. روش SPH به جای شبکه بندی از یک سری ذرات استفاده می کند که این ذرات خواص ماده مورد تحلیل را دارا بوده و بر اساس قانون انرژی حرکت می کنند. از این روش ابتدا تنها برای بررسی و مدلسازی ککهکشان ها، حرکت ستارگان و استفاده می شد (لوسی و موناگان ۱۹۷۷) ولی امروزه در مدلسازی های پیچیده ای مانند جریان های دینامیکی سیال، جریان سیال در مواد متخلخل ، انفجار و ... مورد استفاده قرار می گیرد. در بررسی ضربات شدید و ناگهانی و همچنین انفجار های مختلف در مواد مختلف، به علت در هم پیچیده شدن مش ها و ایجاد خطا ، توصیه می شود که از روش های بدون شبکه و مخصوصا SPH استفاده شود. SPH نسبت به سایر روش های بدون شبکه تطبیق پذیری (Adaptivity) بسیار بالایی داشته و به راحتی مسائل را مورد بررسی قرار می دهد. [3]

نظر به محدودیت‌های روش‌های مبتنی بر گره و مش‌بندی، نظیر FEM , FDM و همچنین ضعف ذاتی این روش‌ها در بررسی پدیده‌های شامل تغییر شکل‌های بزرگ، وجود سطوح آزاد، تغییر قابل توجه خواص مواد و مرزهای شکل‌پذیر روش عددی بدون المان SPH پیشنهاد مناسب و مفیدی برای تحلیل انفجار زیر آب به نظر می‌رسد. نظر به این مهم که روش SPH مبتنی بر مدل‌سازی پدیده به کمک تعداد محدودی ذره بوده و خواص هیدرودینامیکی را به ذرات تخصیص می‌دهد و نه به سطح یا طولی از یک المان، لذا در تفسیر و تحلیل پدیده‌ای کاملاً هیدرودینامیکی مانند انفجار، پیش‌بینی می‌شود رویکرد منطقی‌تری نسبت به سایر رقبای خود در روش‌های عددی داشته باشد.

[3]

فصل سوم:

امواج شوک

فصل سوم: امواج شوک

۱-۳ دیباچه

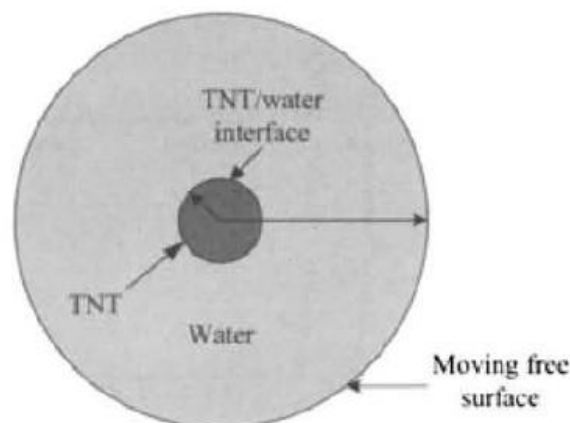
به طور کلی در صورت وجود گرادیان شدید بین دو کمیت، یک شوک یا پرش ناگهانی رخ می‌دهد. برای مثال در گذر از یک ناحیه بسیار پرفشار مثل توده گاز منفجره TNT (شبیه آن‌چه در شکل ۱-۳ ملاحظه می‌کنیم) به یک ناحیه بسیار کم فشار مانند خلا یا هوای آزاد (یا آب پیرامون در مسائل انفجار زیر آب)، یک شوک فشاری قوی شکل می‌گیرد که در حالت ساده‌سازی شده با رفتار تابع پله‌ای (هوی‌ساید) مدل می‌شود. [1]

در مسائل تابع زمان مانند انفجار، این شوک فشاری، به صورت یک موج سوار بر محور زمان پیش می‌رود و در صورت عدم وجود مانع یا مرز سخت بر سر مسیر این امواج شوک، پیشروی امواج شوک آزادانه ادامه می‌یابد. اما چنان‌چه مانعی سر راه موج واقع شود با پدیده‌هایی از قبیل انتشار و انعکاس امواج را خواهیم داشت. [33] در این فصل نتایج بررسی‌های تجربی و تحلیلی محققان را تشریح کرده و در نهایت معادلات حالت متداول حاکم بر جریانات انفجار زیر آب بیان می‌گردد.

۲-۳ اصول و تعاریف

هسته سیاه رنگ: ناحیه بسیار پرفشار مانند گاز منفجره TNT

هسته خاکستری: ناحیه بسیار کم فشار مانند هوا یا آب دریا



شکل ۱-۳ (نمایش شماتیک ناحیه پرفشار و کم فشار) [1]

امواج از انتشار آشفته‌گی در محیط سیال یا جامد به وجود می‌آیند. در امواج شوک، این انتشار در بازه‌ی زمانی فوق‌العاده کوچک صورت می‌گیرد. هنگامی که موج شوک از یک ماده منفجره به سمت بیرون پخش می‌شود، مقدار حداکثر (پیک) آن کاهش می‌یابد و مدت زمان دوام شوک به تدریج افزایش می‌یابد.

شکل‌های ۲-۳ و ۳-۳ نمونه‌هایی آزمایشگاهی از منحنی‌های فشار - زمان یک انفجار زیر آب که در فواصل ۲۰ و ۵۰۰ فوت (۶/۱ و ۱۵۲/۴ متر) از یک ماده منفجره TNT به وزن ۳۰۰ lb (۱۳۶ kg) به دست آمده است را نشان می‌دهند. فشار پیک از 6000 lb/in^2 (۳۷ Mpa) در ۲۰ فوت به ۱۵۰ psi (۱ MPa) در ۵۰۰ فوت کاهش می‌یابد. ثابت زمانی θ نیز از $500 \mu s$ در ۲۰ فوت به $900 \mu s$ در ۵۰۰ فوت افزایش می‌یابد. [1]

تعریف ثابت زمانی θ : زمانی است که فشار به $\frac{1}{e} = 0.37$ مقدار اولیه (پیک) خود می‌رسد و همان عدد نپر است. (این تعریف پایه‌ی تجربی داشته و مکرراً در روابط بعدی تعیین پارامترهای موج شوک به کار می‌رود).

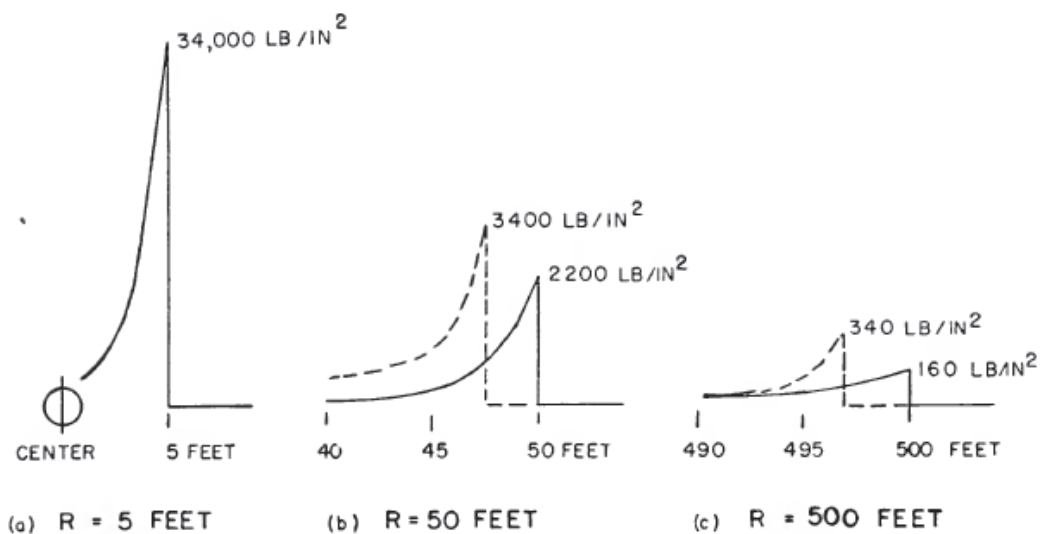
با توجه به اشکال ۲-۳ و ۳-۳، نتایج آزمایشگاهی و توصیه‌های مکرر در مرجع [1]، مشخص است که می‌توان به طور تقریبی فشار موج شوک را به صورت تابع نمایی در نظر گرفت. برای مواد منفجره‌ای که کروی هستند، این تقریب برای فشارهای بزرگ‌تر از حدود یک سوم مقدار پیک تقریب خوبی است، اما در زمان‌های بعدی دو انحراف مشاهده می‌شود:

- ۱- یک نامنظمی در مقدار و شکل که به شکل هندسی ماده منفجره بستگی دارد.
- ۲- کاهش تدریجی‌تر و آهسته‌تر فشار نسبت به کاهش نمایی اولیه (خطوط نقطه‌چین در شکل ۲-۳) علت این کاهش با سرعت کمتر می‌تواند به خاطر انبساط کره گاز (حباب) باشد که همراه موج شوک می‌شود و مشروح آن در فصل مربوط به حباب گاز ناشی از انفجار (فصل ۴) مطرح می‌گردد. [33]

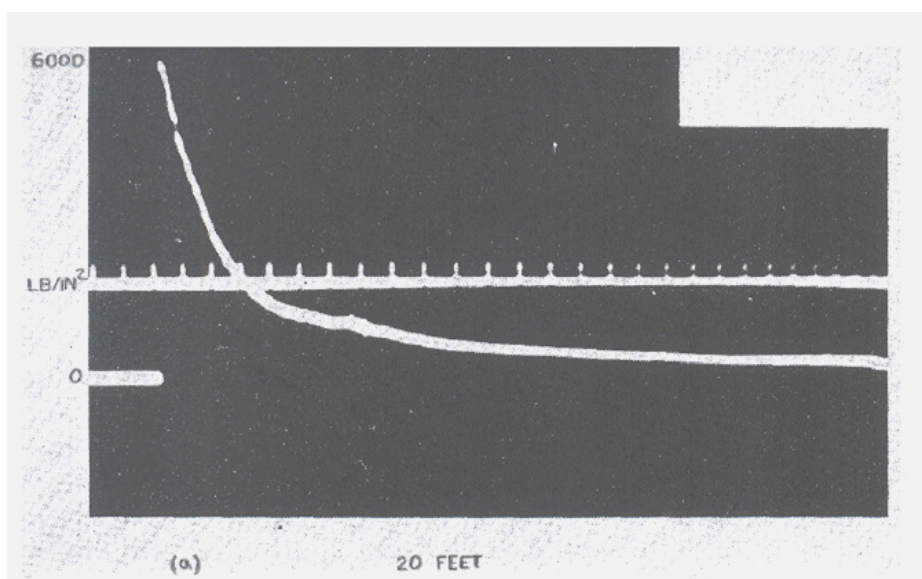
در شکل ۲-۳:

خط توپر: منحنی بدست آمده از نتایج آزمایشگاهی

خط نقطه چین: منحنی بدست آمده از رابطه نمایی فرمول (۱+۳)



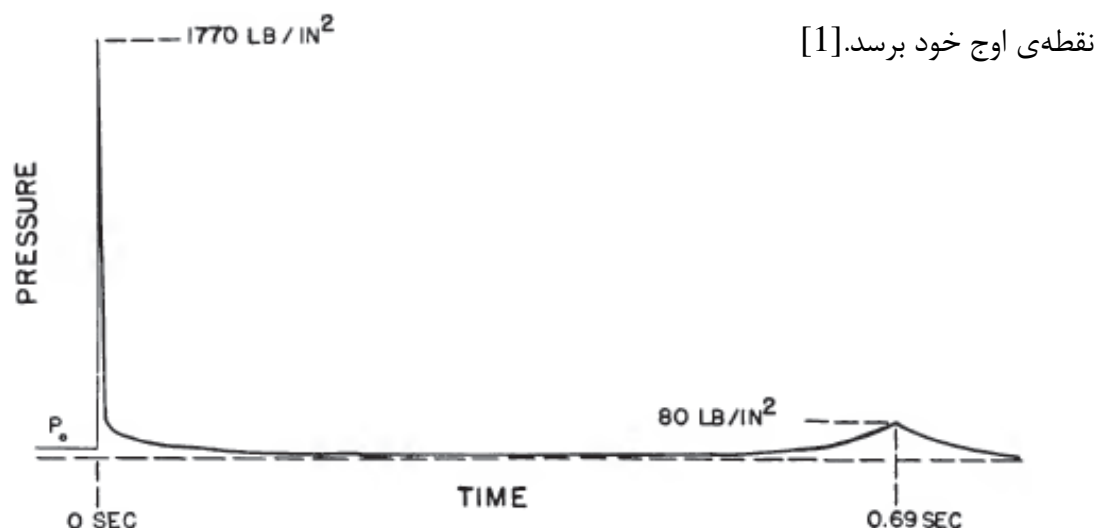
شکل ۲-۳ (منحنی توزیع فشار در فواصل مختلف از مرکز انفجار ۳۰۰ پوند TNT) [1]



شکل ۳-۳ (منحنی آزمایشگاهی فشار-زمان در فاصله ۲۰ فوت از ۳۰۰ پوند TNT) [1]

امواج شوک همانند امواج معمولی حامل انرژی بوده و در برخی حالات مانند میدان‌های الکترومغناطیسی می‌توانند در محیط‌های غیرمادی نیز رخ دهد که موضوع بحث ما نبوده و ملاحظات خاص خود را خواهد داشت.

در امواج شوک گرادیان بسیار شدیدی وجود دارد که بسیار نزدیک به ناپیوستگی است. در اطراف این امواج، معمولاً شاهد یک جهش شدید و بسیار ناگهانی در کمیت های فشار، دما و چگالی خواهیم بود. این تغییر ناگهانی در مقدار کمیتی مثل فشار هرچند در بازه کوتاهی رخ می دهد اما همان گونه که از نمودار ۳-۴ برمی آید، می تواند به مقادیر فشار بسیار زیاد و قابل ملاحظه ای در

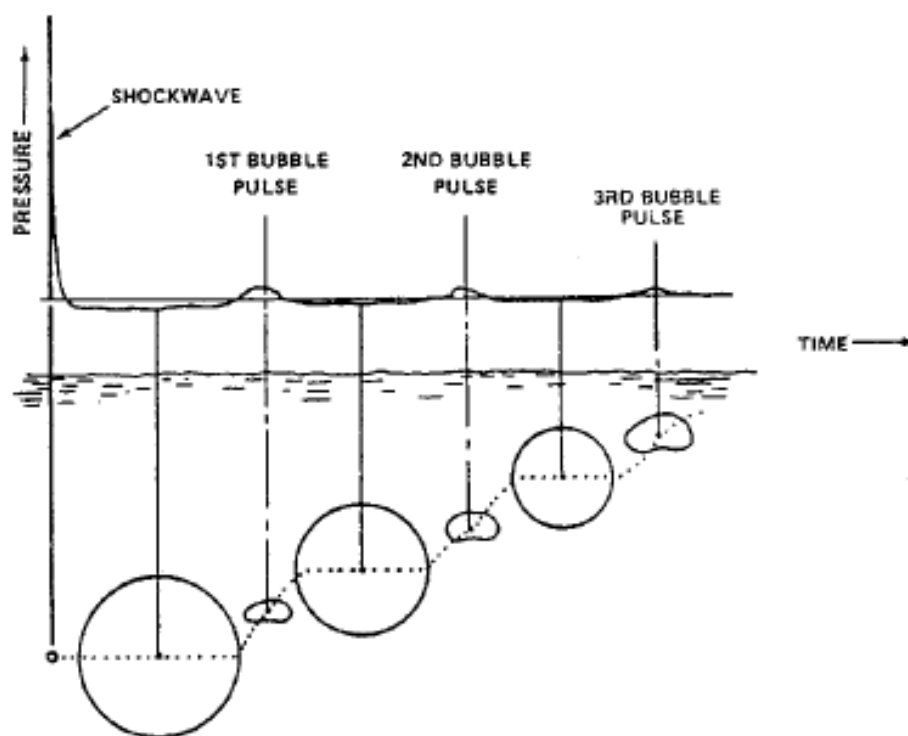


شکل ۳-۴ (تغییرات زمانی فشار در فاصله ۶۰ فوت از انفجار ۳۰۰ پوند TNT در عمق ۵۰ فوت) [1]

با دقت در شکل ۳-۴ درمی یابیم نقطه پیک فشار موج شوک اولیه حدود ۲۲ برابر نقطه پیک فشار موج ضربه ای ثانویه است. موج ضربه ای ثانویه در اثر حرکات حباب گازی ناشی از انفجار زیر آب و در بازه زمانی طولانی تری نسبت به امواج شوک اولیه تولید و منتشر می شوند. محتوای انرژی و فشار آن ها به شدت شوک اولیه نبوده حال آن که زمان تأثیرگذاری آن ها بر سازه های مجاور بسیار فراتر از امواج شوک اولیه است لذا از اثر تخریبی آن ها بر سازه های مجاور نمی توان صرف نظر نمود.

در شکل ۳-۵ می توان ترتیب و تأخر زمانی رخ دادن انواع امواج در پدیده انفجار زیر آب را ملاحظه کرد. همان طور که در شکل ۳-۵ مشخص است، با این که حداکثر فشار پالس حباب کوچک تر از ماکزیمم فشار مربوط به موج شوک است، اما مدت زمان آن، بزرگ تر از زمان مربوط به موج شوک است. لذا از اثر تخریبی هیچ کدام نمی توان چشم پوشید.

به علاوه، خط نقطه‌چین، به صورت تقریبی بیانگر مسیر حرکت حباب گازی به سمت سطح آب است که تحلیل این حرکت، بزرگ و کوچک شدن و مشخصات آن در فصل مربوط به حباب‌های ناشی از انفجار زیر آب بررسی می‌گردد.



شکل ۳-۵) حرکت حباب گاز ناشی از انفجار زیر آب و فشارهای متناظرش در زمان‌های مختلف [33]

۳-۳ پارامترهای تجربی موج شوک

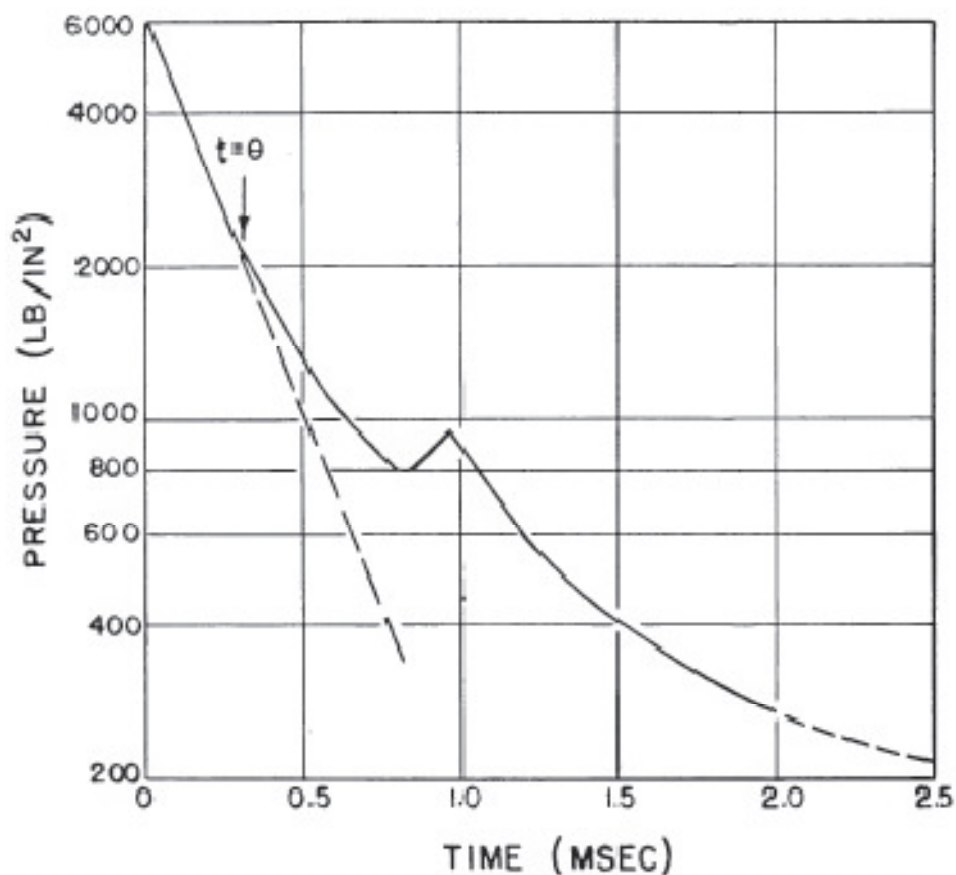
یک توصیف کامل از نمودار (فشار - زمان) موج شوک، رابطه‌ای است که فشار را به صورت تابعی از زمان بعد از رسیدن پیک اولیه به نقطه مورد نظر و برحسب وزن ماده منفجره و موقعیت نقطه مذکور ارائه می‌دهد.

الف) فشار پیک و ثابت زمانی

علی‌رغم محدودیت‌های کاهش‌نمایی برای توصیف امواج شوک، به علت سادگی آن، پارامترهای بنیادینش به طور گسترده‌ای به عنوان تقریب اولیه به کار می‌روند و در بیشتر حالات این پارامترها یک تخمین قابل اطمینان از قسمت‌های ابتدایی منحنی در دسترس قرار می‌دهد. در این تقریب، فشار P به صورت تابعی از زمان t بعد از رسیدن جبهه شوک به صورت زیر بیان می‌شود [1,2]:

$$P = P_m e^{-t/\theta} \quad (۱-۳)$$

که P_m فشار پیک اولیه و θ ثابت زمانی کاهش نمایی است. دقت این تقریب در هر حالت می‌تواند با رسم $\log P$ به صورت تابعی از t سنجیده شود که باید خط مستقیمی با شیب منفی $\frac{1}{\theta}$ بدهد. مثالی از این نمودار که با آزمایش به دست آمده است در شکل ۳-۶ و برای فشار در فاصله 14ft (4.27m) از ماده منفجره pentolite به وزن 80 lb (36.3 kg) داده شده است. در این مثال همان‌گونه که از شکل ۳-۶ بر می‌آید θ دارای مقداری حدود 0.26 است. مشاهده می‌شود که شکل حقیقی منحنی تا حدود 0.3ms زمانی که فشار حدود ۳۰ درصد مقدار اولیه است، به صورت یک خط مستقیم (مطابق با رابطه فوق) می‌باشد، اما در زمان‌های بعد، موج شوک بسیار کندتر از تقریب نمایی کاهش می‌یابد.



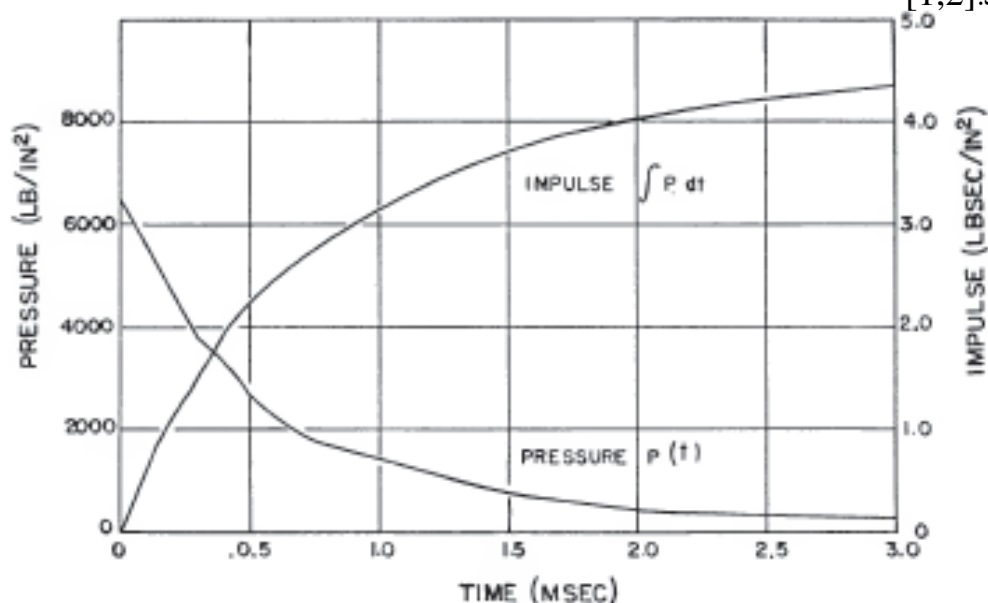
شکل ۳-۶ (نمودار فشار در مقابل زمان ۳۶.۶ kg پنتولیت ۵۰/۵۰ در فاصله ۴.۷ متری) [1]

ب) ضربه

در بعضی مواقع کارایی و اثر موج شوک به انتگرال فشار یا به عبارتی سطح زیر منحنی فشار - زمان که ضربه نامیده می‌شود بستگی دارد. مثلاً در تغییر شکل سازه اگر مدت زمان تغییر شکل خیلی بیشتر از مدت زمان فشار در موج برخوردی باشد. اهمیت بیشتر ضربه نسبت به فشار مشخص می‌شود. ضربه‌ی واحد سطح جبهه موج شوک تا زمان t به صورت زیر به دست می‌آید. [1]

$$I(t) = \int_0^t p(t) dt \quad (2-3)$$

البته تعریف درست ضربه، انتگرال زمانی نیرو می‌باشد و تعریف فوق در حقیقت ضربه‌ی مخصوص برای واحد سطح است. متأسفانه فرم موج شوک به گونه‌ای است که انتگرال $I(t)$ به سرعت با افزایش t به مقدار حدی همگرا نمی‌شود. این مشکل از کاهش آهسته فشار ناشی می‌شود. در شکل ۷-۳ نمودار فشار و ضربه در مقابل زمان، برای ۳۰۰ پوند (136kg) ماده منفجره در فاصله ۲۰ فوت (6.1m) رسم شده است. همان‌طور که در این شکل مشاهده می‌شود سطح زیر منحنی به طور پیوسته برای معادله ضربه افزایش می‌یابد. اما در آزمایشات مشخص شده که حد بالایی انتگرال در رابطه فوق اگر از 5θ بزرگ‌تر باشد، با افزایش آن تغییر اندکی در ضربه خواهیم داشت و لذا حد بالایی این انتگرال $t > 5\theta$ در نظر گرفته می‌شود که در بعضی مواقع $t = 5\theta$ یا $t = 6.7\theta$ اعمال می‌شود. [1,2]



شکل ۷-۳: افزایش در ضربه با گذشت زمان (۱۳۶kg ماده منفجره در فاصله ۶.۱ متری) [1]

۴-۳ روابط تجربی برای محاسبه پارامترهای موج شوک

طبق اصل تشابه، اگر ابعاد یک ماده منفجره با یک نسبت تغییر کند، موج شوک ایجاد شده دارای فشارهای برابر در فواصل تغییر یافته با همان نسبت و در زمان‌هایی که با همان نسبت تغییر کرده‌اند می‌باشند. بنابراین برای یک ماده منفجره کروی شکل، فشار پیک باید تابعی از a_o / R باشد که a_o شعاع ماده منفجره و R فاصله نقطه مورد نظر تا ماده منفجره می‌باشد و چون ابعاد ماده متناسب با ریشه سوم وزن $(\sqrt[3]{W})$ است. لذا فشار پیک تابعی از $(\sqrt[3]{W} / R)$ خواهد بود.

فشار پیک و ضربه را می‌توان به طور کلی با روابط تجربی زیر تخمین زد:

$$P_m = k \left(\frac{W^{1/3}}{R} \right)^\alpha \quad (3-3)$$

$$I = l W^{1/3} \left(\frac{W^{1/3}}{R} \right)^\beta \quad (4-3)$$

در این روابط W وزن ماده منفجره برحسب پوند و R فاصله برحسب فوت می‌باشد. ضرایب ثابت و تجربی β, a, l, k برای چند ماده منفجره در جدول ۱-۳ آمده است.

برای مقایسه، مقادیر این پارامترها که با محاسبات مربوط به تئوری Kirkwood-Bethe هم‌خوانی دارد در داخل پرانتز آمده است. در ستون سمت راست نیز حد بالایی انتگرال برای محاسبه ضربه طبق رابطه فوق آمده است. مقادیر مربوط به تئوری Kirkwood-Bethe در داخل پرانتز آمده است.

جدول ۱-۳ پارامترهای موج شوک برای چند ماده منفجره [31]

Explosive	Peak pressure P_m		Impulse / (t)		Time of integration
	$10^{-4} k$	a	l	β	
TNT Density 1.52	2.16 (2.60)	1.13 (1.21)	1.46 (1.50)	0.89 (0.86)	6.7θ
Loose tetry Density 0.93	2.14 (2.50)	1.15 (1.22)	1.73 (1.50)	0.98 (0.86)	5θ
Pentolite Density 1.60	2.25 (2.85)	1.13 (2.85)	2.18 (1.65)	1.05 (0.88)	6.7θ

طبق جدول ۳-۱ روابط تجربی زیر برای محاسبه فشار پیک P_m و ضربه I برای ماده منفجره TNT ارائه شده است [31]:

$$P_m (lb/in^2) = 2.16 \times 10^4 \left(\frac{W^{1/3} (lb)}{R (ft)} \right)^{1.13} \quad (۵-۳)$$

$$I (lb.s/in^2) = 1.46 W^{1/3} \left(\frac{W^{1/3} (lb)}{R (ft)} \right)^{0.89} \quad (۶-۳)$$

این روابط بر مبنای تئوری Kirkwood-Bethe به صورت زیر می‌باشند:

$$P_m (lb/in^2) = 2.60 \times 10^4 \left(\frac{W^{1/3} (lb)}{R (ft)} \right)^{1.21} \quad (۷-۳)$$

$$I (lb.s/in^2) = 1.50 W^{1/3} \left(\frac{W^{1/3} (lb)}{R (ft)} \right)^{0.86} \quad (۸-۳)$$

ارائه روابط فوق براساس واحدهای SI [1,7,31]:

$$P_m = 52.16 \left(\frac{W^{1/3}}{R} \right)^{1.13} \quad (۹-۳)$$

$$I = 5760 W^{1/3} \left(\frac{W^{1/3}}{R} \right)^{0.89} \quad (۱۰-۳)$$

که در آن W برحسب kg، R برحسب m، P_m برحسب Mpa و I برحسب $N.s/m^2$ می‌باشد.

رابطه تجربی دیگری برای فشار پیک P_m و برای TNT به صورت زیر ارائه شده است [1,31]:

$$P_m = \frac{355}{Z} + \frac{115}{Z^2} - \frac{2.44}{Z^3} \quad 0.05 \leq Z \leq 10 \quad (۱۱-۳)$$

$$P_m = \frac{294}{Z} + \frac{1387}{Z^2} - \frac{1783}{Z^3} \quad 10 \leq Z \leq 50 \quad (۱۲-۳)$$

در این روابط P_m برحسب bar می‌باشد ($1 \text{ bar} = 100000 \text{ Pa} = 0.1 \text{ Mpa}$). همچنین Z فاصله

$$Z = \frac{R}{W^{1/3}} \quad \text{با: } \left(\frac{m}{kg^{1/3}} \right) \text{ برحسب } Z$$

برای ثابت زمانی θ نیز رابطه تجربی زیر موجود می‌باشد [1,31]:

$$\theta = 96.5 W^{1/3} \left(\frac{W^{1/3}}{R} \right)^{-0.22} \quad (۱۳-۳)$$

در این رابطه W برحسب kg، R برحسب m و θ برحسب μs می‌باشد.

۳-۵ برخورد موج شوک با مرز در محیط‌های مختلف

پدیده بازتاب موج شوک که در یک سیال منتشر شده است، هنگامی به وقوع می‌پیوندد که موج از یک محیط اصطلاحاً نرم و با سختی کمتر به یک محیط سخت‌تر و یا سطح جامد برخورد کند. بازتابش موج برخورد کننده در مرزها با افزایش فشار همراه است.

۳-۵-۱ در محیط جامد

برای مثال در انتشار امواج در محیط جامد، هنگامی که موج به تکیه‌گاه صلب برخورد می‌کند، تنش در ناحیه برخورد تا میزان ۲ برابر زیاد می‌شود. این افزایش به دلیل جمع آثار برخورد و بازتاب موج شوک در ناحیه‌ی برخورد است [30].

۳-۵-۲ در محیط سیال

در محیط سیال تراکم‌پذیر مانند گاز نیز پدیده افزایش فشار و چگالی در مرز صلب قابل رؤیت می‌باشد. مرز صلب در مسائل انفجار زیر آب معمولاً از موارد زیر خارج نیست:

۱- سطح کف دریا

۳- سطوح سازه‌های مجاور (در حوزه تأثیر انفجار)

۳- سطوح سازه‌های شناور یا مغروق (کشتی، زیردریایی، سکوها، نیمه شناور و شناور)

۴- سطح آزاد آب [30]

انرژی موجود در امواج شوک پس از برخورد با مرز سطح آزاد آب دریا، به صورت مخلوطی ناپایدار از آب و هوا (کف) آزاد می‌شوند و درصد قابل ملاحظه‌ای از انرژی این امواج اتلاف می‌شود و به محیط سیال باز نمی‌گردد. اما نامنظمی و آشفتگی در نمودار (فشار - زمان) شکل ۳-۴ مؤید اثرات بازتابی فشار از سطح آزاد آب است

۳-۶ برخی ویژگی‌های امواج شوک

۳-۶-۱ ترتیب زمانی رخ دادن پدیده‌ها در انفجار زیر آب

۱- آتش‌گیری توده TNT.

۲- تبدیل ماده منفجره اولیه از فاز جامد به گاز طی یک واکنش شیمیایی بسیار سریع.

۳- تولید نخستین امواج شوک تنها پس از گذشت ۵-۱ میکروثانیه (پالس اولیه).

۴- تشکیل حباب گازی، نوسانات حباب‌ها و تولید میدان امواج فشاری ثانویه در اثر حرکات حباب (بحث دقیق‌تر پیرامون حباب‌های گازی، زمان شکل‌گیری، معادلات حاکم بر تغییر مکان و تغییر

شعاع آن‌ها و مکانیزم موجود در فیزیک آن‌ها را به فصل ۴ ماکول می‌کنیم).

۵- برخورد حباب با مرزها (سازه‌های مغروق، سازه‌های مجاور و سطح آزاد).

۳-۶-۲ ویژگی‌های امواج شوک

۱- سرعت در نزدیکی ماده منفجره به مراتب بیشتر از سرعت انتشار صوت در محیط سیال خواهد بود.

۲- توأم با انتشار و پیشرفت امواج شوک به سمت خارج، مقدار فشار تا حد مقادیر آکوستیک افت می‌کند.

۳- تمام پدیده انفجار زیر آب را می‌توان ادیاباتیک فرض کرد و محصولات انفجار را غیر لزج دانست (به دلیل سرعت بسیار زیاد Detonation & Explosion).

۴- مدت زمان اندازه‌گیری شده برای امواج شوک حداکثر به چند میلی ثانیه می‌رسد.

۵- چنان‌چه فرض بر این باشد که سیال آب پیرامونی، بی‌نهایت باشد، پدیده بازتاب امواج شوک وجود نخواهد داشت و امواج آزادانه تا بی‌نهایت منتشر می‌شوند.

۶- در ابتدای امر، انتشار امواج شوک به صورت شعاعی صورت می‌گیرد. یعنی بر روی یک شعاع ثابت از مرکز انفجار، به فرض تقارن کامل مسأله، می‌بایست مقادیر یکسان فشار شوک قرائت شود.

۷-۳ معادلات حالت پیشنهادی

به منظور تعیین فشار جبهه موج شوک، از معادلات حالت یا رفتار (EOS) ذیل می‌توان در مسائل انفجار با دقت قابل قبولی استفاده کرد:

۱-۷-۳ تعیین فشار گاز منفجره

پیشنهاد (۱) استفاده از معادله فشار گاز کامل (معادله گاما).

$$P \approx (y - 1) p e \quad (۱۴-۳)$$

p فشار در هر لحظه:

ρ چگالی در هر لحظه:

y ثابت گاز کامل (بین ۱.۳ تا ۳ گرفته می‌شود):

e انرژی داخلی بر واحد جرم در هر لحظه:

پیشنهاد (۲) استفاده از معادله Jones – Wilkins – Lee (JWL)

$$p = A \left(1 - \frac{\omega \eta}{R_1} \right) e^{-\frac{R_1}{\eta}} + B \left(1 - \frac{\omega \eta}{R_2} \right) e^{-\frac{R_2}{\eta}} + \omega \rho e \quad (۱۵-۳)$$

η نسبت چگالی گاز حاصل از انفجار به چگالی ماده منفجره اولیه:

e انرژی درونی گاز منفجره بر واحد جرم:

و سایر پارامترهای مورد نیاز معادله (۱۵-۳) متعاقباً در جدول شماره ۲-۳ ارائه شده است.

جدول ۲-۳: پارامترهای معادله حالت JWL [3]

نشانه	توضیحات	مقدار
ρ_0	چگالی اولیه	$1630 \text{ Kg} / \text{m}^3$
P_{cj}	فشار Cj	$2.1 * 10^{10} \text{ N} / \text{m}^2$
A	ضریب ثابت	$3.712 * 10^{11} \text{ N} / \text{m}^2$
B	ضریب ثابت	$3.21 * 10^9 \text{ N} / \text{m}^2$
R_1	ضریب ثابت	4.15
R_2	ضریب ثابت	0.95
ω	ضریب ثابت	0.3
E_o	انرژی انفجار بر واحد جرم	$4.29 * 10^6 \text{ J} / \text{Kg}$

لازم به ذکر است که در این پایان نامه از معادله حالت JWL استفاده شده است.

۳-۷-۲ تعیین فشار آب پیرامون

پیشنهاد (۱) معادله حالت چند جمله‌ای آب.

در حالتی که انقباض (فشرده‌گی) حاکم است:

$$p = a_1\mu + a_2\mu^2 + a_3\mu^3 + (b_0 + b_1\mu + b_1\mu^2)\rho_{oe} \quad (۳-۱۶)$$

در حالتی که انبساط (بازشدگی) حاکم است:

$$(۳-۱۷)$$

$$p = a_1\mu + (b_0 + b_1\mu)\rho_{oe}$$

جدول ۳-۳: پارامترهای رابطه [3] Chisum & Shin

نشانه	مقدار
a₁	2.190×10 ⁹ N/m ²
a₂	9.224×10 ⁹ N/m ²
a₃	8.767×10 ⁹ N/m ²
b₀	0.4934
b₁	1.3937

پیشنهاد (۲) روابط تجربی Grunssien برای آب:

آب را سیالی تراکم پذیر با رویکرد معادلات Mie – Gruneisen در نظر می‌گیریم.

$$p = \frac{\rho_0 C_0^2 \mu [1 + (1 - (\gamma_0/2))\mu - (a/2)\mu^2]}{[1 - (s_1 - 1)\mu - s_2(\mu^2/(\mu + 1)) - s_3(\mu^3/(\mu + 1)^2)]^2} + (\gamma_0 + a\mu)e \quad (۳-۱۸)$$

در رابطه فوق μ نسبت تراکم بوده و برابر $1 - \eta$ می‌باشد. زمانی که $\mu > 0$ باشد آب تحت فشار و زمانی که $\mu < 0$ باشد آب تحت انبساط است.

سایر پارامترهای مورد نیاز، در جدول ۳-۴ معرفی می‌شوند.

جدول ۳-۴: پارامترهای رابطه [3] Grunssien

نشانه	توضیحات	مقدار
ρ_0	چگالی	1000Kg/m ³
C	سرعت صوت	1480 m/Sec
γ_0	ثابت Gruneisen	0.5
α	ضریب اصلاح حجم	0
S_2	ضریب ثابت	2.56
S_2	ضریب ثابت	1.986
S_3	ضریب ثابت	1.2268

لازم به ذکر است که در این پایان نامه از معادله حالت Grunssien استفاده شده است.

فصل چهارم:

حباب‌گاز ناشی از انفجار زیر آب

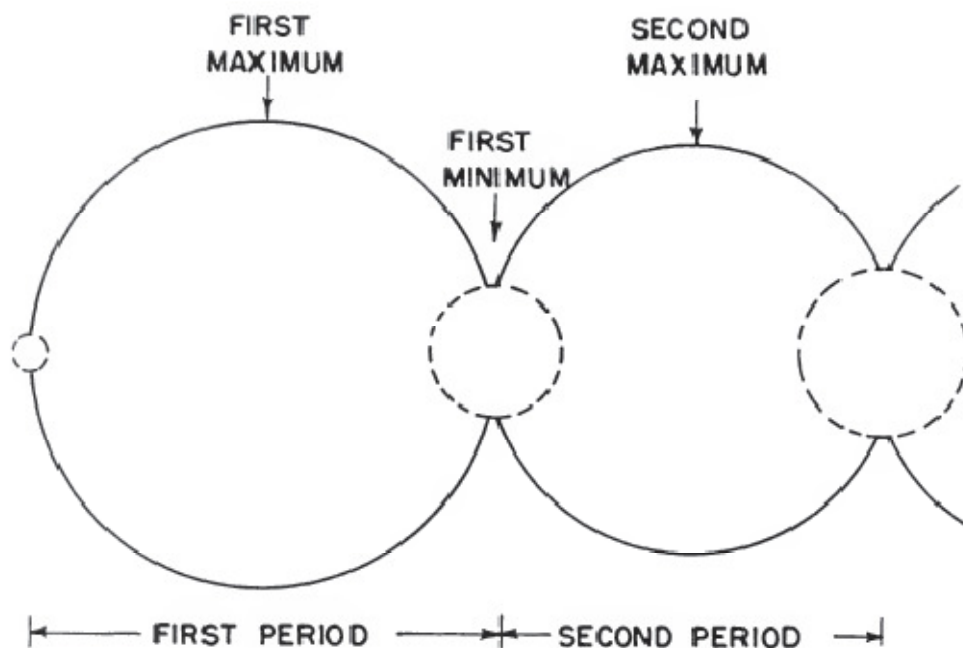
فصل چهارم: حباب گاز ناشی از انفجار زیر آب

۱-۴ کلیات

پس از انتشار موج شوک، محصولات گازی انفجار با یک نرخ تدریجی کاهنده، رو به بیرون منبسط می‌شوند. نتیجتاً جابجایی شعاعی قابل ملاحظه‌ای در آب را شاهد خواهیم بود، اما، تغییرات در میدان سرعت با یک نرخ بسیار کندتر از آنچه در فاز اولیه‌ی حرکت پس از آتش‌گیری انفجار اتفاق افتاده بود، رخ می‌دهد. فشار بالای اولیه در حباب گاز بعد از این که بخش اصلی موج شوک منتشر شد. با گذشت زمان به طور قابل توجهی کاهش می‌یابد. اما باز هم بسیار بالاتر از فشار هیدروستاتیکی حالت تعادل است. با توجه به مومنتوم قابل توجهی که موج شوک انفجار از طریق لایه‌ی مرزی (حباب) به سیال مجاورش وارد می‌کند، آب اطراف حباب سرعت زیادی به سمت بیرون پیدا کرده و قطر حباب به سرعت افزایش می‌یابد. انبساط برای یک زمان نسبتاً طولانی ادامه می‌یابد و فشار داخلی حباب گاز به تدریج کاهش می‌یابد. اما به دلیل اینرسی ذاتی آب، حرکت کماکان ادامه می‌یابد. فشار گاز در زمان‌های بعدی به کمتر از مقدار تعادل (که با فشار اتمسفر به علاوه‌ی فشار هیدروستاتیک تعیین می‌شود) افت می‌کند و این کمبود فشار موجب توقف جریان (حرکت رو به بیرون) می‌شود و حباب با سرعت شروع به انقباض (حرکت رو به درون) می‌کند. حرکت رو به داخل تا موقعی ادامه می‌یابد که قابلیت تراکم‌پذیری گاز - که در مرحله‌ی انبساط حباب کم اهمیت و ناچیز است - به صورت یک مانع قوی عمل کرده تا حرکت به طور ناگهانی برعکس شود. لذا اینرسی آب و خواص گاز و آب، شرایط لازم را برای یک سیستم نوسانی فراهم می‌کند و حباب در حقیقت سیکل‌های تکراری انبساط و انقباض را به خود می‌بیند. با در نظر گرفتن یک حجم کنترل مناسب از سیال مورد نظر، می‌توان دریافت که در اثر پدیده انفجار، تغییرات جرم در زمان و برای یک حجم کنترل مشخص رخ خواهد داد چون این پدیده با اتلاف انرژی سیستم همراه است و در نتیجه سیستم این اتلاف را با تغییرات جرم در واحد حجم (چگالی) جبران می‌کند. در نتیجه، لاجرم تغییرات چگالی با زمان در مسئله انفجار حضور خواهد داشت.

۲-۴ فیزیک حباب ناشی از انفجار

با توجه به هندسه‌ی اولیه خرج منفجره (شارژ) و خواص هیدرودینامیکی محیط سیال پیرامون، شکل هندسی حباب گاز ناشی از انفجار نیز حالات گوناگونی به خود می‌گیرد اما چنان‌چه خرج منفجره نسبتاً متقارن بوده، حالت اولیه حباب تقریباً کروی است و حالت شعاعی جریان بعد از آن منجر به یک نوسان نامتقارن حول قطر میانگین (میانگین حداقل و حداکثر شعاع حباب طی فرآیند نوسانش) می‌شود و حباب بیشتر زمان خود را در شرایط انبساط (افزایش شعاع توده گازی) طی می‌کند. شمای کلی این نوسان حباب در شکل ۱-۴ نشان داده شده که اندازه حباب را به صورت تابعی از زمان نشان می‌دهد. نوسان‌های حباب گاز پیش از فروپاشی می‌تواند برای چند سیکل ادامه یابد. حداقل ۱۰ عدد از این نوسان‌ها در موارد مختلف و آزمایش‌ها مشاهده شده‌اند. [31]



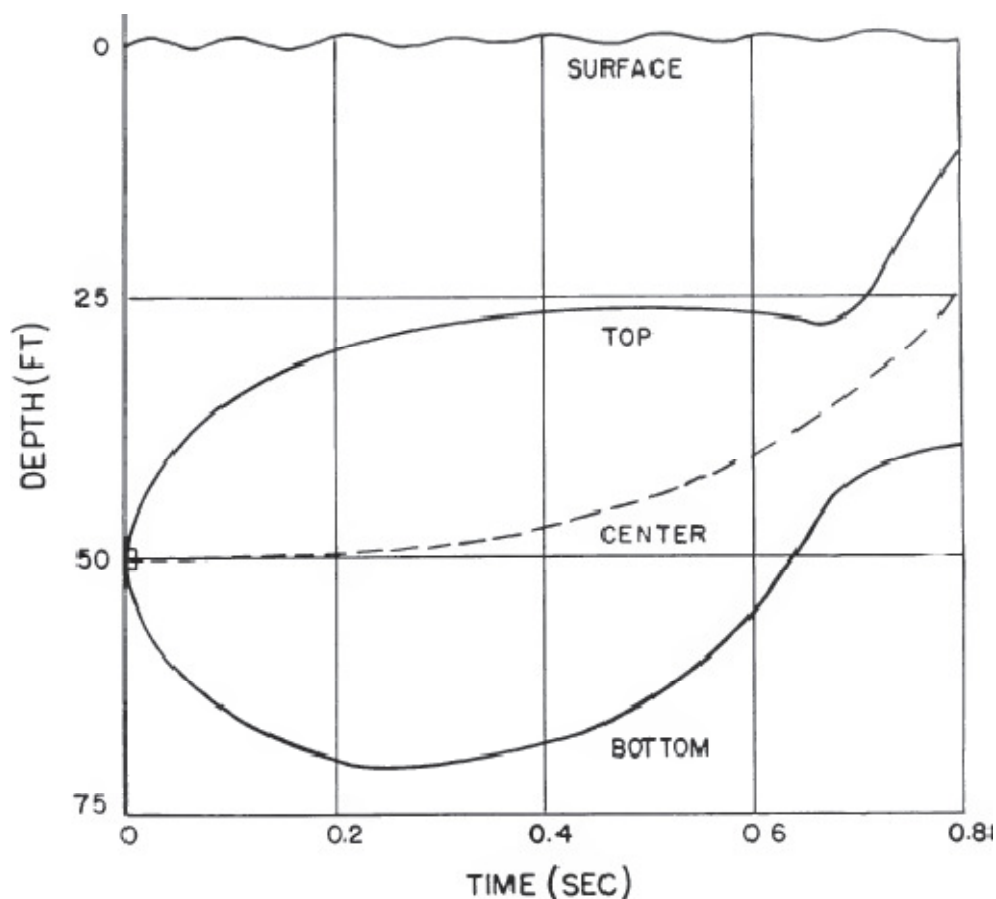
شکل ۱-۴ شمای کلی نوسانات محصولات گازی (حباب) ناشی از یک انفجار زیر آب [1]

محصولات گازی (حباب) به سه دلیل عمده زیر سرانجام به سمت سطح آزاد آب، بالا می‌آیند:

- ۱- اثر قانون شناوری (نیروی ارشمیدس) بر بدنه حباب.
- ۲- محصولات گازی انفجار در نهایت باید با فشار پیرامون خود به شرایط تعادل برسند.
- ۳- حباب را توده گازی با وزن فرض کنیم (که نیروی گرانش بر آن اثر می‌کند).

همچنین به حباب گاز، هنگام نوسان، نیروی رانشی که آن را از سطح آزاد دور می‌کند وارد می‌شود و آن را به سمت یک مرز صلب می‌کشد. لذا حرکت حباب گاز تحت تأثیر شناوری خود و نزدیکی به سطح آب با دیگر سطح مرزی (مثلاً بدنه سازه‌های مغروق یا شناور) است. [7,9]

به عنوان نمونه، حرکات حباب گاز به سمت سطح مرزی آزاد ناشی از TNT به مقدار 136kg که در 15.24m (50 ft) زیر سطح آب منفجر شده است در شکل ۲-۴ رسم گردیده است.



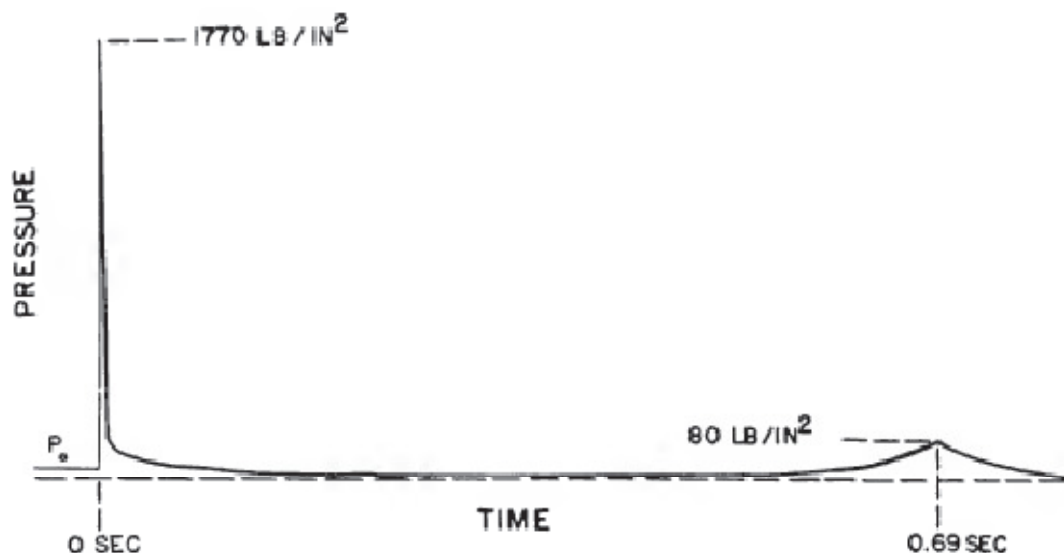
شکل ۲-۴ (تغییر مکان های حباب ناشی از انفجار ۱۳۶ کیلوگرم TNT در عمق ۱۵.۲ متری از سطح آب) [1]

حرکت حباب گاز به انتشار انرژی مربوط است که به شکل موج‌های فشار به صورت شعاعی به سمت بیرون پیش می‌روند. اگر فرض شود که حرکت آب اطراف حباب تراکم‌ناپذیر باشد می‌توان نشان داد که فشار در آب باید با مجذور سرعت انبساط یا انقباض حباب بستگی داشته باشد. [1,2] دلیل مدعای اخیر را به تفصیل در روابط هیدرودینامیک و معادلات دیفرانسیل حاکم بر انفجار و در مطالب فصل ۵ بررسی می‌کنیم. (رابطه (۵-۲۰) با این توضیح که فشار در آب و ترم تنش موجود در روابط، از یک مفهوم و دیمانسیون پیروی می‌کنند.)

از شکل ۱-۴ مشخص است که این سرعت هنگامی که حباب در کمترین حجم قرار دارد. بیشترین مقدار خود را دارد [31]. چون در کمترین حجم حباب، بیشترین فشار را برای یک توده گاز با جرم ثابت شاهد هستیم و با توجه به فرض تناسب مستقیم فشار با مجذور سرعت تغییر شکل (انبساط یا انقباض). می توان حداکثر سرعت تغییر شکل حباب را به حالتی نسبت داد که حباب کمترین حجم خود را داراست فرض اخیر - حداکثر فشار در حداقل حجم - برپایه ی فرض معادله حالت گاز کامل برای گاز منفجره استوار است:

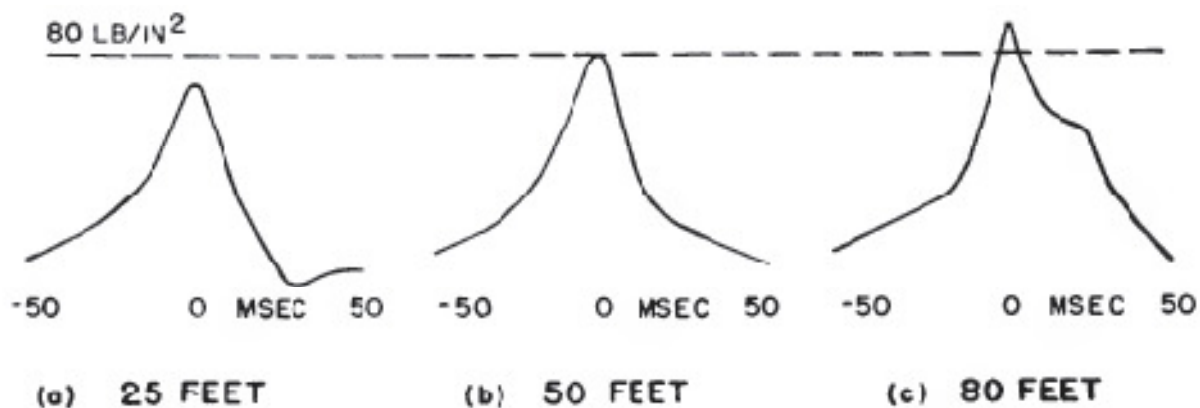
$$\frac{p.v}{T} = n.R \quad (1-4)$$

شکل پالس های حباب ناشی از یک ماده منفجره، به عمق آب و نزدیکی به سطوح مرزی بستگی دارد که این عوامل روی حرکت حباب هم تأثیر دارد. فشار پیک در اولین پالس حباب حداکثر حدود ۱۰ تا ۲۰ درصد یک پیک موج شوک است. اما مدت تداوم آن خیلی بیشتر است و سطح زیر منحنی های فشار - زمان (می دانیم که انتگرال گیری از تابع فشار در محور زمان، مقدار ضربه یا اندازه حرکت را توصیف می کند) برای آن ها قابل توجه است [1]. مقدار قابل توجهی از انرژی که در ابتدا وجود دارد در هر پالس و در اثر نوسان و آشفستگی ناشی از حرکت سریع شعاعی و انتقالی (به سمت سطح مرزی) حباب گاز هدر می رود. لذا پالس های بعدی ضعیف تر بوده و در بسیاری از مطالعات مهندسی فقط اولین پالس دارای اهمیت می باشد. رابطه نمونه بین فشار موج شوک و پالس حباب و مدت زمان آن ها در شکل ۳-۴ نشان داده شده است. این نمودار مربوط به ۳۰۰ پوند (136 kg) TNT در فاصله 60 ft (18.29 m) و در عمق 50 ft (15.24 m) از سطح آب می باشد [1].



شکل ۳-۴ (فشار در فاصله ۱۸.۲۹ متر از ۱۳۶ کیلوگرم TNT در عمق ۱۵.۲۴ متر از سطح آب) [1].

شکل ۴-۴ پالس های حباب را مربوط به همین ماده منفجره و در اعماق مختلف آب با عمق کل ۱۰۰ ft (۳۰.۴۸ m) نشان می دهد. از این شکل مشاهده می شود که روند منحنی، برای حالتی که موقعیت ماده منفجره نزدیک به مرز (سطح آزاد یا بستر) باشد، نامنظمتر می باشد. برای مثال منحنی در حالت C موید اثر شدیدتر بازتابی فشار از مرز است (در این حالت، بستر مرز مورد نظر می باشد). همچنین لازم به ذکر است که موجهای فشار که از سطح آب و بستر منعکس می شوند تداخل ایجاد میکنند و منحنی فشار-زمان ممکن است بطور قابل ملاحظه ای نسبت به حالتی که محیط نامحدود داریم، تفاوت داشته باشد. [1]

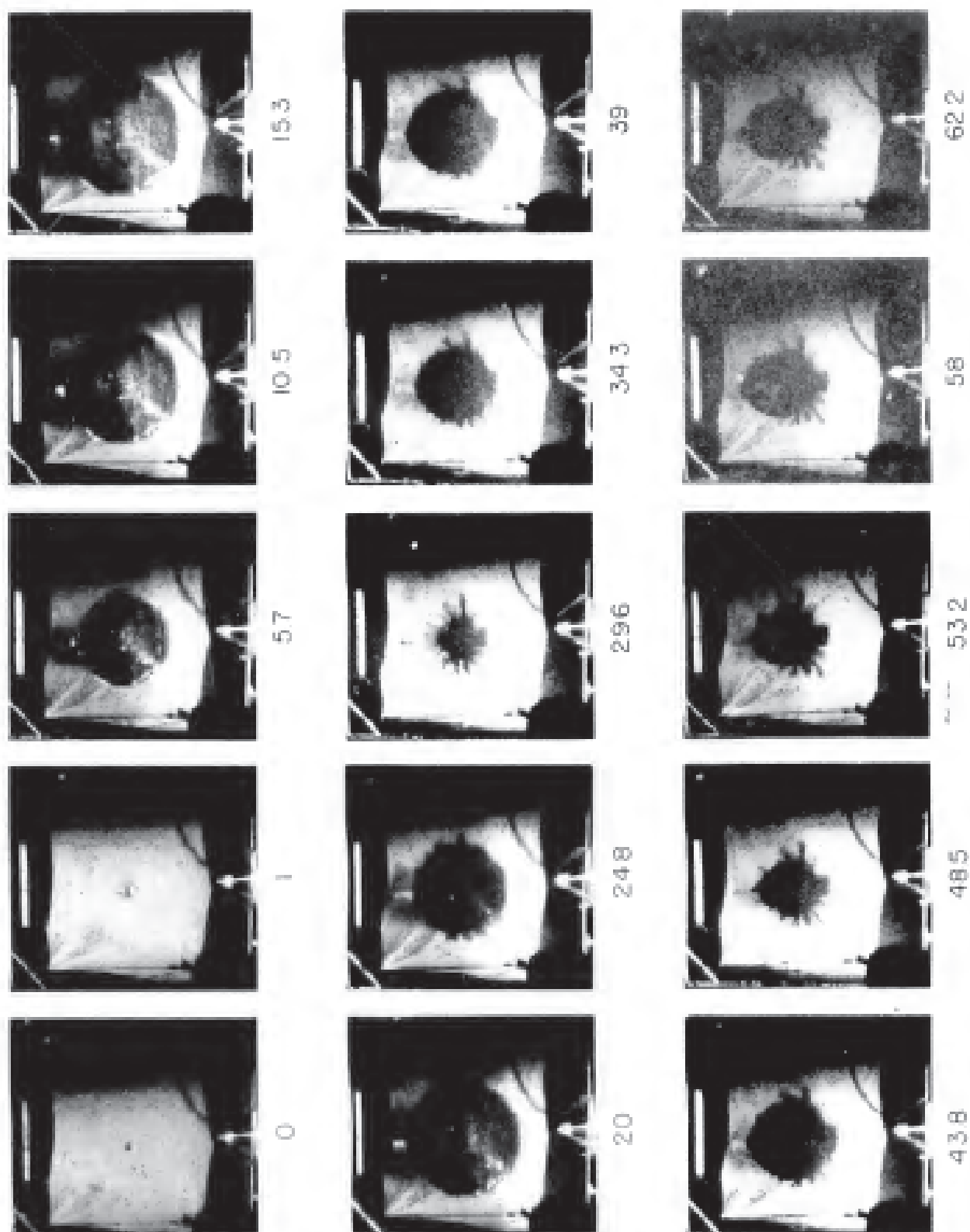


شکل ۴-۴ (فشار ناشی از پالس حباب در فاصله ۱۸.۲۹ m از ۱۳۶ Kg TNT در ۳ عمق مختلف) [1]

۱-۲-۴ نتایجی از یک بررسی آزمایشگاهی

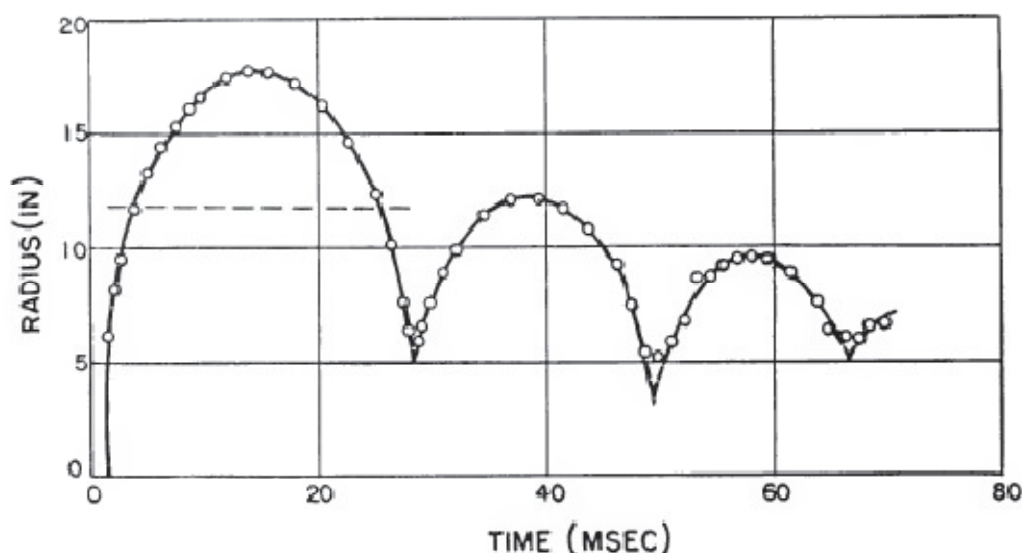
پیش از هر نگاه تحلیلی بر مسائل فیزیکی، ناگزیر از در اختیار داشتن مجموعه‌ی داده‌های تجربی یا آزمایشگاهی قابل اطمینان هستیم. این اصل پذیرفته شده، دستور کار تمام محققان در شاخه‌های مختلف علم قرار می‌گیرد. لذا مطالعات تجربی و آزمایشگاهی دقیق و موشکافانه از یک پدیده، می‌تواند راهنما و نیز مرجعی قابل اطمینان در مسیر استخراج و مقایسه نتایج تحلیلی منطقی باشد. در مواردی که نتایج مطالعات به هر دلیل، از طریق تحلیلی میسر نبوده یا توجیه منطقی نداشته باشد (مانند موضوع انفجار زیر آب که مطلوب ماست) دست‌آویز تحلیل‌های عددی و روش‌های گسسته‌سازی دامن حل می‌شویم که مستلزم پیوندی مستحکم و ارتباطی متقابل با علوم رایانه‌ای مانند برنامه‌نویسی کاربردی، نرم‌افزارهای برپایه‌ی روش‌های عددی و ... است. [1].

در شکل ۵-۴، ۲۵۰ گرم ماده منفجره تتریل در عمقی حدود ۹۰ متر زیر آب (۳۰۰ فوت زیر آب) منفجر شده و نوسانات محصولات گازی در فریم‌های متعدد عکس‌برداری گردیده است. اندیس‌های ذکر شده در هر فریم، زمان عکس‌برداری را برحسب میلی ثانیه و پس از آتشگیری اولیه انفجار نشان می‌دهد. در تصویر ۵-۴، بازه‌ی زمانی عکس‌برداری بین تمام فریم‌ها، با یکدیگر برابرند و این تصویربرداری به صورت منظم انجام گرفته است. ملاحظه می‌شود که شکل هندسی توده حباب گازی را در طول فرآیند پریودیک انبساط و انقباضش می‌توان کروی فرض کرد و این فرض مهندسی چندان دور از حقیقت نیست.



شکل ۴-۵) نوسانات حباب گاز ناشی از انفجار ۲۵۰ gr TNT در عمق ۹۰ متری زیر آب [1].

همان گونه که از تصاویر برمی آید، انبساط سریع اولیه‌ی حباب کروی گاز، حدوداً پس از ۰/۰۱۴ ثانیه تدریجاً متوقف می‌شود. درست در همین لحظه، حباب گازی شروع به انقباض کرده و تا زمان ۰/۰۲۸ ثانیه به روند انقباض (جمع‌شدگی) خود ادامه می‌دهد تا به حداقل حجم خود برسد. تا همین جا می‌توان دریافت که بازه زمانی پروسه انبساط حباب، درست به همان مدت پروسه زمانی انقباض بوده و نوسان حجم حباب به صورت منظم صورت می‌گیرد. در تمام طول فرآیند انبساط، جابجایی قائم بدنه حباب بسیار ناچیز بوده و قابل صرف‌نظر است که این سکون نسبی را می‌توان به اینرسی قابل توجه حباب منبسط شده نسبت داد. اما هنگامی که حباب در فاز انقباض است جابجایی قابل توجهی در راستای قائم رخ می‌دهد. بازگشت حرکت حباب، که درست در لحظه‌ی کمترین حجمش رخ می‌دهد. از فاز انبساط به فاز انقباض بسیار سریع و ناگهانی رخ می‌دهد تا جایی که یک نقطه شکستگی یا ناپیوستگی مجازی در تغییرات نمودار مقیاس شده "شعاع حباب زمان" دیده می‌شود. این ویژگی را به وضوح در نمودار شکل ۴-۶ می‌توان دید که در آن تغییر شعاع حباب در قالب تابعی از زمان را برای همان حباب گاز نشان می‌دهد. [1,7,31]



شکل ۴-۶ (تغییرات شعاع حباب با زمان، مربوط به انفجار ۲۵۰ gr TNT در عمق ۹۰ متری آب) [1,31]

خط چین افقی در شکل، شعاعی را نشان می‌دهد (حدود شعاع ۳۰۰ میلی‌متر برای حباب) که در آن فشار داخلی یا فشار هیدرواستاتیک بیرون در موقعیت موردنظر حباب برابر می‌باشد و در حقیقت به

تعبیری شعاع تعادل است و حباب حول آن متناوباً منبسط و منقبض می‌شود. یکی از مشخصه‌های کیفی مهمی که از آزمایش درک می‌شود، حفظ شرایط تقارن شکل هندسی حباب، حتی در حالتی است که به حداقل شعاع خود می‌رسد، شتاب شعاعی زیادی به همراه جابجایی قائم دارد. پس از مشاهدات آزمایشگاهی می‌توان گفت. [1] :

- برای حالتی که شارژ (خرج انفجار) به اندازه کافی از سطح مرزی آزاد آب پایین‌تر بوده تا حباب گازی سطح آزاد را لمس نکند (انفجار عمیق) ۳ یا ۴ سیکل نوسان کامل حباب (در شرایط پایدار) مشاهده می‌شود.

- برای حالتی که شارژ (خرج انفجار) خیلی از سطح مرزی آزاد آب پایین‌تر باشد (انفجار بسیار عمیق)، تا ۱۰ سیکل نوسان کامل حباب (در شرایط پایدار) مشاهده می‌شود.

فصل پنجم:

سیدرو دینامیک حاکم بر انفجار زیر آب

فصل پنجم: هیدرودینامیک حاکم بر انفجار زیر آب

۱-۵ دیباچه

اولین گام در بررسی هر پدیده فیزیکی، شناخت خواص محیط پیرامون و قوانین حاکم بر آن محیط است. لذا در این بخش برآنیم تا روابط اساسی و معادلات حاکم بر رفتار آب - محیطی که هسته‌ی انفجار را در برمی‌گیرد - تحت شرایط دینامیکی را مرور کنیم. در این فصل، به کمک قوانین بقا، معادلات حرکت و نیرو را از دو دیدگاه اساسی مطرح در علم سیالات یعنی اویلر و لاگرانژ، ارائه می‌کنیم. سپس توصیفی علمی، تحلیلی و قابل استنادی از رفتار سیال تحت شرایط دینامیکی را شرح خواهیم داد. در راستای این هدف، اغلب از روابط و اطلاعات ارزشمند مراجع [1,2] بهره می‌جویم.

۲-۵ معادلات حاکم برای سیال ایده‌آل

به عنوان اولین گام در بحث مربوط به انتشار امواج در سیالات، لازم است که قوانین مکانیک را به شکل مناسبی با روابط ریاضی بیان کنیم. فرض می‌شود که سیال ایده‌آل است، به عبارتی تنش‌های لزجی (ویسکوز) و اثرات انتقال حرارت در نظر گرفته نمی‌شود. همچنین بخش‌هایی از فضا و زمان مورد بررسی قرار می‌گیرند که در آن عدم پیوستگی فشار، سرعت سیال یا انرژی داخلی وجود ندارد. معادلات اساسی حاکم بر دینامیک سیالات بر پایه‌ی سه قانون اساسی بقای فیزیکی به شکل زیر بیان می‌شوند:

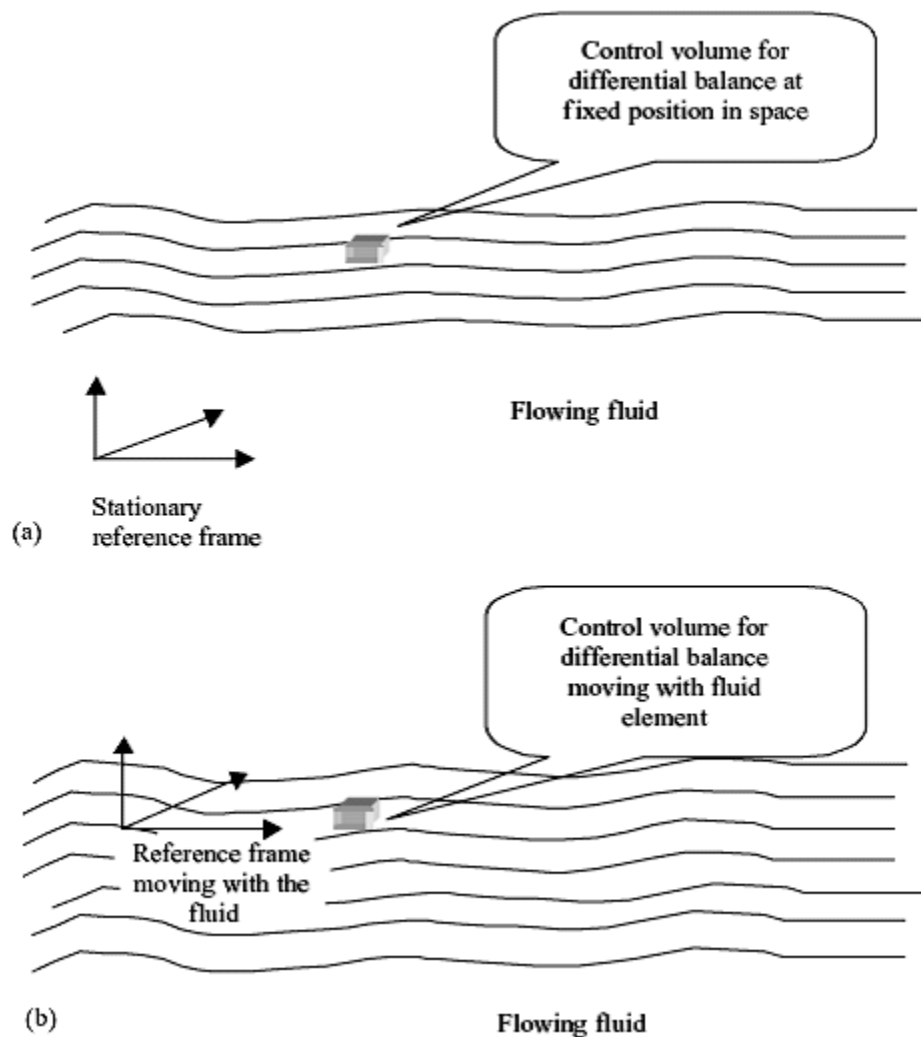
۱- بقای جرم

۲- بقای مومنتوم (اندازه حرکت)

۳- بقای انرژی

سه معادله اساسی مذکور را با دیدگاه‌های مختلف می‌توان بررسی نمود. بسته به شرایط و ویژگی‌های محیط، انتخاب دیدگاه مناسب برای بیان ریاضی (در قالب معادلات دیفرانسیل) از روابط فیزیکی فوق صورت می‌گیرد. جهت تحلیل حرکت و دینامیک حاکم بر سیال، عمدتاً دو دیدگاه قابل قبول مطرح است.

الف - دیدگاه اویلری ب - دیدگاه لاگرانژی

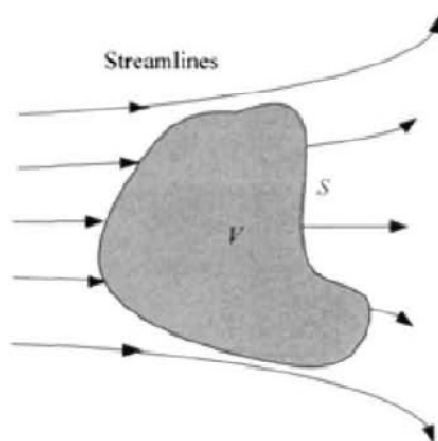


شکل ۵-۱ (سیستم اویلری و لاگرانژی)

دیدگاه اویلری، یک توصیف فضایی از حرکت سیال است حال آن که توصیف لاگرانژی از حرکت سیال را می‌توان دیدگاهی مادی و کلی دانست. تفاوت اساسی میان این دو توصیف در استفاده از بیان مشتقات زمانی و مکانی است. یکی از نتایج مهم بررسی این دو دیدگاه، استفاده از مشتقات کلی زمانی به صورت ترکیبی از مشتقات مکانی (محلی) و مشتقات انتقالی است. با توجه به طبیعت لاگرانژی روش عددی مورد استفاده در این تحقیق (روش بدون المان SPH که به تفصیل در فصل ۶ معرفی خواهد شد) و سازگاری و تطابق بیشتر، از دیدگاه لاگرانژی استفاده می‌شود.

۳-۵ معادلات ناویر - استوکس در قالب لاگرانژی

در توصیف لاگرانژی از حرکت سیالات، حجم کنترل نشان داده شده در شکل ۳-۵ می‌تواند به همراه جریان سیال تا جایی حرکت کند که همان جنس از سیال همواره پیرامون حجم کنترل اولیه باقی بماند. بنابراین فرضیه، با این که حرکت سیال ممکن است به انبساط، انقباض یا تغییر شکل حجم کنترل اولیه بیانجامد اما همچنان جرم سیال درون حجم کنترل لاگرانژی، ثابت و بدون تغییر باقی می‌ماند. حجم کنترل لاگرانژی با ابعاد محدود در سیستم سیال به طور معقولانه‌ای بزرگ در نظر گرفته می‌شود و قوانین بقای حاکم بر آن مستقیماً برای سیال درونش اعمال می‌شود. به کارگیری قوانین بقا برای سیال با حجم کنترل محدود لاگرانژی به فرم انتگرالی معادلات حاکم

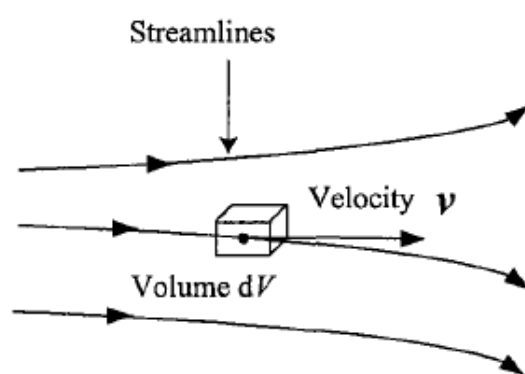


منجر می‌شود.

شکل ۳-۵ (حجم کنترل لاگرانژی V با سطح کنترل S)

رویکرد دیگر برای بیان قوانین و معادلات حاکم، استفاده از مفهوم سلول سیال بسیار کوچک است. این سلول بسیار کوچک سیال (همان گونه که در شکل ۳-۵ نشان داده شده) به عنوان یک توده با حجم کنترل δV و سطح کنترل محیطی بسیار کوچک δS - که حجم کنترل مذکور را احاطه کرده است - در ارتباط می‌باشد. حجم کنترل δV و سطح کنترل δS به ترتیب با اجزای دیفرانسیلی dv و ds مرتبطند.

سلول سیال انتخابی از طرفی آنقدر بزرگ فرض می‌شود که فرضیات مکانیک محیط‌های پیوسته، همچنان معتبر باشند و از طرفی آنقدر کوچک در نظر گرفته می‌شود که مشخصات میدان درون آن با مشخصات کل سلول یکسان فرض شود. المان انتخابی مذکور، در دیدگاه لاگرانژی می‌تواند در راستای خطوط جریان نشان داده شده حرکت کند که در شکل ۳-۵ با بردار سرعت $v = (v_x, v_y, v_z)$ که در واقع سرعت سیال در همان نقطه است توصیف می‌شود.

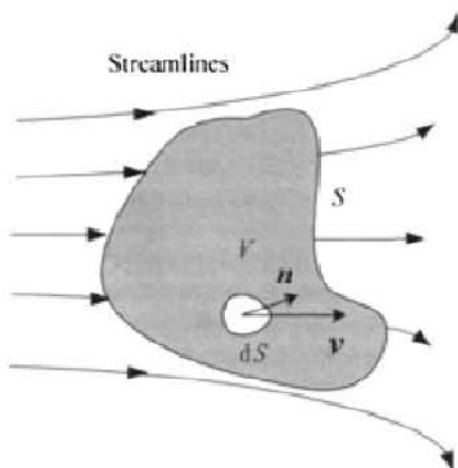


شکل ۳-۵ (المان سیال در دیدگاه لاگرانژی)

حرکت سیال درون حجم کنترل لاگرانژی فوق، منجر به تغییر سطح کنترل S می‌شود. از سویی، تغییر سطح کنترل نیز به تغییر حجم در حجم کنترل می‌انجامد. همان‌گونه که در شکل ۴-۵ نشان داده شده، تغییر حجم در حجم کنترل به میزان ΔV در اثر حرکت ds با افزایش زمان به میزان Δt ، برابر است با:

$$\Delta V = v \Delta t \cdot n \cdot dS \quad (۱-۵)$$

که در آن، n برداریکه عمود بر جزء سطح dS است.



شکل ۴-۵ (تغییر حجم در حجم کنترل لاگرانژی)

با انتگرال گیری از جزء حجم مذکور در رابطه (۱-۵) بر روی سطح S می توان کل تغییرات در حجم کنترل را به شکل زیر بیان کرد:

$$\Delta V = \int_S v \Delta t \cdot n ds \quad (2-5)$$

با تقسیم کردن دو طرف رابطه بر Δt و اعمال قضیه دیورژانس بر روی آن:

$$\frac{\Delta V}{\Delta t} = \int_V \nabla \cdot v dV \quad (3-5)$$

چنانچه حجم کنترل لاگرانژی تا حد بسیار کوچک δV کاهش یافته باشد به گونه ای که تمام مشخصات میدانی برای المان انتخابی و حجم کنترل یکسان باشد می توان رابطه زیر را بیان کرد:

$$\frac{\Delta(\delta V)}{\Delta t} = (\nabla \cdot v) \int_V d(\delta V) = (\nabla \cdot v) \delta V \quad (4-5)$$

تغییرات زمانی جزء حجم را به شکل زیر می توان بیان کرد:

$$\frac{D(\delta V)}{Dt} = (\nabla \cdot v) \delta V \quad (5-5)$$

و با توجه به رابطه اخیر می توان دیورژانس سرعت را در قالب زیر ارائه نمود:

$$\Delta \cdot v = \frac{1}{\delta V} \frac{D(\delta V)}{Dt} \quad (6-5)$$

رابطه ای اخیر، تفسیر فیزیکی دیورژانس سرعت را به صورت نرخ تغییرات زمانی جزء حجم بیان می کند.

۱-۳-۵ بقاء جرم (معادله پیوستگی)

معادله پیوستگی در سیالات برپایه ی قانون بقای جرم است. ساده ترین محدودیت برای حرکت سیال، بقاء جرم می باشد. اگر ناحیه کوچک و ثابتی از سیال را در نظر بگیریم (حجم کنترل V که توسط سطح بسته ی S مشخص می شود. مطابق شکل (۱-۵)، هر تغییری در جرم سیال داخل این حجم برابر با مقدار سیالی است که از سطح مرز این ناحیه عبور می کند.

حجم کنترل δV شامل جرمی به میزان δm براساس رابطه زیر است:

$$\delta m = \rho \delta V \quad (7-5)$$

براساس رابطه (۷-۵)، جرم درون سلول سیال لاگرانژی پایستار می ماند یا به عبارتی تغییرات زمانی جرم، صفر می باشد. لذا خواهیم داشتک

$$\frac{D(\delta m)}{Dt} = \frac{D(\rho \delta V)}{Dt} = \delta V \frac{D\rho}{Dt} + \rho \frac{D(\delta V)}{Dt} = 0 \quad (۸-۵)$$

با بازنویسی رابطه (۸-۵) به رابطه آشنای زیر می پرسیم:

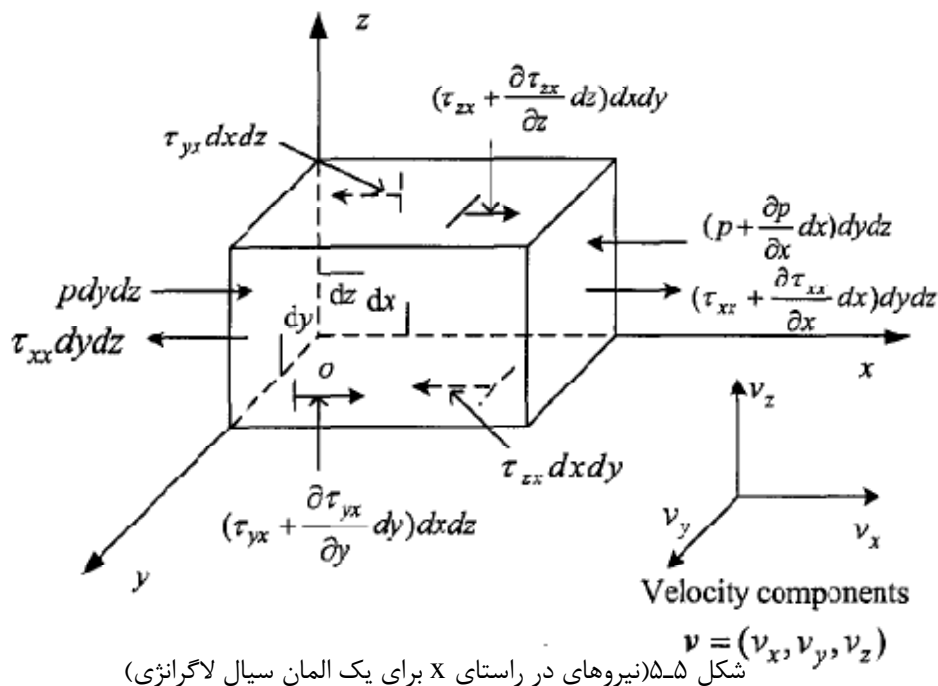
$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \frac{1}{\delta V} \frac{D(\delta V)}{Dt} = 0 \quad (۹-۵)$$

با در نظر گرفتن معادله (۶-۵) و جایگذاری جمله طرف دوم معادله (۹-۵) با دیورژانس سرعت، معادله پیوستگی یا بقای جرم به فرم زیر ارائه می شود:

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (۱۰-۵)$$

۵-۳-۲ بقاء مومنتوم (بقای اندازه حرکت)

معادله مومنتوم برپایه ی قانون بقای اندازه حرکت استوار است که در مکانیک محیط های پیوسته با قانون دوم نیوتن بیان می شود. براساس قانون دوم نیوتن، نیروی خالص وارد بر المان سیال لاگرانژی، از ضرب جرم در شتاب المان سیال محاسبه می شود.



همان گونه که در شکل ۵-۵ نمایش داده شده، بردار موقعیت، $X=(X,Y,Z)$ خواهد بود و شتاب المان سیال فضای سه بعدی به ترتیب زیر بیان می شود:

$$\left\{ \frac{Dv_x}{Dt}, \frac{Dv_y}{Dt}, \frac{Dv_z}{Dt} \right\}$$

زیرنویس های X,Y,Z معرف راستای قرارگیری بردار سرعت المان سیال و عملیات مشتق گیری است. نیروهای خالص وارد بر المان سیال شامل دو مؤلفه زیر می شود:

۱- نیروهای وزنی (حجمی)

۲- نیروهای سطحی

نیروی حجمی ممکن است نیروی گرانش یا سایر نیروهایی که بر حجم المان وارد می شوند باشد. نیروی سطحی شامل دو مؤلفه زیر می شود:

- فشار، که توسط سیال خارجی پیرامون به المان انتخابی ما تحمیل می گردد.

- تنش های نرمال و برشی، که به ترتیب موجب تغییر حجم و تغییر شکل برشی می شوند.

اگر تمام نیروهایی که در راستای X بر المان نشان داده شده در شکل ۵-۴ را مرتب کرده و با رعایت علامت بنویسیم به روابط زیر خواهیم رسید:

(۱۱-۵)

$$\begin{aligned} & -[(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx) - p]dydz + [\tau_{xx} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} dx - \tau_{xx}]dydz + [\tau_{yx} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} dy - \tau_{yx}]dxdz + \\ & [(\tau_{zx} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} dz) - \tau_{zx}]dxdy = -\frac{\partial p}{\partial x} dxdydz + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} dxdydz + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} dxdydz + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} dxdydz \end{aligned}$$

که p فشار و τ_{ij} تنش در جهت j که بر صفحه ی عمود بر راستای i قرار دارد می باشد.

اگر نیروی حجمی بر واحد جرم که در راستای X اثر می کند F_x باشد، قانون دوم نیوتن را می توان در قالب رابطه (۱۲-۵) بیان کرد:

(۱۲-۵)

$$\begin{aligned} m \frac{dv_x}{dt} &= \rho dxdydz \frac{dv_x}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial x} dxdydz + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} dxdydz + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} dxdydz + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} dxdydz \\ &+ F_x (\rho dxdydz) \end{aligned}$$

لذا معادله مومنتوم در راستای X به صورت زیر بیان می شود:

$$\rho \frac{Dv_x}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} + \rho F_x \quad (13-5)$$

و به طور مشابه، رابطه (13-5) را در جهات Y,Z می توان این گونه بیان کرد:

$$\rho \frac{Dv_y}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} + \rho F_y \quad (14-5)$$

$$\rho \frac{Dv_z}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} + \rho F_z \quad (15-5)$$

در سیالات نیوتنی، تنش برشی و کرنش نظیرش توسط ضریبی بنام ویسکوزیته دینامیکی (لزجت) در ارتباط خطی می باشند، یعنی:

$$\tau_{ij} = \mu \varepsilon_{ij} \quad (16-5)$$

که براساس قانون عمومی هوک و تعریف δ_{ij} :

$$\varepsilon_{ij} = \frac{\partial v_j}{\partial x_i} + \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot v) \delta_{ij} \quad (17-5)$$

۳-۳-۵ معادله انرژی

معادله انرژی برپایه ی قانون بقای انرژی است. بقای انرژی در سیالات نیز بیانگر قانون اول هیدرودینامیک می باشد. معادله انرژی بیان می کند که تغییرات زمانی انرژی داخل المان سیال باید با مجموع شار (فلاکس) حرارتی خالص همان المان و نرخ تغییرات کار انجام شده توسط نیروهای حجمی و سطحی اثرکننده بر همان المان سیال، برابر باشد. چنانچه از شار حرارتی و نیروهای حجمی صرف نظر کنیم. نرخ تغییرات زمانی انرژی داخلی e برای المان سیال انتخابی، شامل دو جمله زیر خواهد بود:

۱- کار انجام شده توسط فشار ضرب در کرنش حجمی

۲- اتلاف انرژی در اثر نیروهای برشی لزج (ویسکوز)

لذا معادله انرژی مطابق زیر قابل بیان است:

(۱۸-۵)

$$\rho \frac{De}{Dt} = -p \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + \tau_{xx} \frac{\partial v_x}{\partial x} + \tau_{yx} \frac{\partial v_x}{\partial y} + \tau_{zx} \frac{\partial v_x}{\partial z} + \tau_{xy} \frac{\partial v_y}{\partial x} + \tau_{yy} \frac{\partial v_y}{\partial y} + \tau_{zy} \frac{\partial v_y}{\partial z} + \tau_{xz} \frac{\partial v_z}{\partial x} + \tau_{yz} \frac{\partial v_z}{\partial y} + \tau_{zz} \frac{\partial v_z}{\partial z}$$

۵-۳-۴ معادلات ناویر-استوکس

به طور خلاصه، معادلات حاکم بر جریانات دینامیکی سیالات می‌توانند به صورت مجموعه‌ای از معادلات دیفرانسیل با مشتقات جزی در توصیف لاگرانژی نوشته شوند. این مجموعه از معادلات دیفرانسیل با مشتقات جزی در علم مکانیک سیالات به معادلات ناویر - استوکس موسومند که بقای جرم، مومنتوم و انرژی را بیان می‌کنند. اگر حروف یونانی α و β راستاهای مختصاتی را نشان دهند، مجموع این معادلات با عملیات تکراری بر روی اندیس‌ها انجام می‌شود و مشتقات کلی زمان بر روی یک قاب متحرک لاگرانژی گرفته می‌شود که در این صورت معادلات ناویر - استوکس شامل سه مجموعه‌ی زیر خواهند بود:

۱- معادله پیوستگی

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho \frac{\partial v^\beta}{\partial x^\beta} \quad (۱۹-۵)$$

۲- معادله مومنتوم (در حالتی که نیروی خارجی وجود ندارد):

$$\frac{Dv^a}{Dt} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma^{a\beta}}{\partial x^\beta} \quad (۲۰-۵)$$

۳- معادله انرژی

$$\frac{De}{Dt} = \frac{\sigma^{a\beta}}{\rho} \frac{\partial v^a}{\partial x^\beta} \quad (۲۱-۵)$$

در معادله (۲۱-۵) باید در نظر داشت که σ همان تانسور کلی تنش است و از دو بخش فشار

ایزوتروپیک p و تنش ویسکوز τ ، مطابق رابطه زیر تشکیل می‌شود:

$$\sigma^{a\beta} = -p\delta^{a\beta} + \tau^{a\beta} \quad (۲۲-۵)$$

به دلیل مشابهی که رابطه‌ی (۱۶-۵) را استخراج کردیم، می‌توان با فرض این که سیال مورد بررسی

از نوع نیوتنی باشد، رابطه‌ی زیر را تکرار کرد:

$$\tau^{a\beta} = \mu \varepsilon^{a\beta} \quad (23-5)$$

$$\varepsilon^{a\beta} = \frac{\partial v^\beta}{\partial x^a} + \frac{\partial v^a}{\partial x^\beta} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot v) \delta^{a\beta} \quad (24-5)$$

با جداسازی جمله‌ی متعلق به فشار ایزوتروپیک از جمله مربوط به تنش ویسکوز می‌توان در نهایت معادله انرژی را به صورت زیر بیان کرد:

$$\frac{De}{Dt} = \frac{-p}{\rho} \frac{\partial v^\beta}{\partial x^\beta} + \frac{\mu}{2\rho} \varepsilon^{a\beta} \varepsilon^{a\beta} \quad (25-5)$$

با حصول معادلات هیدرودینامیکی حاکم بر پدیده انفجار (پابستگی جرم، مومنتوم و انرژی) در محیط سیالات، فصل ۷ به استخراج معادلات تحلیلی فوق در قالب روش بدون المان SPH تخصیص خواهد داشت.

فصل ششم:

روش ذات، هموار، محرک

فصل ششم: روش ذرات هموار متحرک

۱-۶ کلیات

روش ذرات هموار متحرک (SPH) برای اولین بار در سال ۱۹۷۷ برای حل مسائل اخترشناسی، مانند برخورد ستارگان و حرکت اجرام آسمانی در نزدیکی سیاه چاله‌ها مورد استفاده قرار گرفت. وجود قابلیت‌های منحصر به فرد این روش موجب شد علیرغم بروز اشکالاتی نظیر عدم دقت و ناپایداری، تاکنون در حل بسیاری از مسائل فیزیکی که ماهیت دینامیکی دارند مورد استفاده قرار گیرد. [12,30]

رویکرد به این روش در دهه نود میلادی در زمینه‌های پاسخ دینامیکی مصالح، مدلسازی ترک‌خوردگی، مدل‌سازی برخورد، مصالح ترد، شکل‌دهی فلزات، دینامیک سیالات، پدیده انفجار و انفجار در زیر آب بوده است. کاربردهای جالب‌تری از روش ذرات متحرک در زمینه اندرکنش فاز مایع و جامد مانند بررسی اندرکنش خون و رگ و اندرکنش آب و شیر کنترل لاستیکی در مقالات اخیر مشاهده می‌شود [30].

پیشرفت کاربردهای روش ذرات هموار متحرک SPH پشتوانه‌ای برای تلاش محققین در رفع نقیصه‌های آن گردید تا جایی که علاوه بر پیشنهاد روش‌هایی برای اصلاح روش ذرات هموار متحرک، روش‌های جدیدتری که عاری از مشکلات روش استاندارد بودند به وجود آمدند. در این فصل مروری بر مبنای روش ذرات هموار متحرک SPH از جنبه نظری و ریاضی انجام شده، فرمول‌بندی اساسی و معادلات پایه ذکر شده است. در راستای این هدف، اغلب از روابط و اطلاعات ارزشمند مراجع [3,4,5] بهره می‌جوییم.

۲-۶ اساس روش ذرات هموار متحرک SPH

روش SPH از جهاتی مشابه روش تفاضل محدود است که برای حل معادلات دیفرانسیل در فرم قوی مورد استفاده قرار می‌گیرد. وجه تشابه روش ذرات هموار متحرک SPH با روش تفاضل محدود در ارائه روابطی جهت برآورد عددی مشتقات یکسری داده در نقاط مورد نظر می‌باشد. در مقابل، برتری آن در قابلیت مدل‌سازی هندسه‌های پیچیده با توزیع نسبتاً نامنظم ذرات است. بعلاوه ذرات امکان حرکت آزادانه در فضا را دارند که مدل‌سازی مسائل دینامیک سیالات و مسائل مکانیک جامدات درگیر با تغییر شکل‌های بزرگ را در دیدگاه لاگرانژی ممکن می‌نماید. این در حالیست که روش تفاضل محدود، تنها قابلیت حل مسائل را در دیدگاه اویلری دارد. روش SPH مبتنی بر تخمین مقدار تابع و یا مقادیر مشتقات آن در یک ذره برحسب مقادیر موجود در ذرات همجوار می‌باشد که با استفاده از آن می‌توان فرم عددی مشتقات را در معادلات دیفرانسیل جایگزین فرم دقیق نموده و معادله را به صورت عددی حل نمود. ایده اساسی SPH برپایه خاصیتی از تابع دلتای دیراک می‌باشد که در روابط (۱-۶) و (۲-۶) ذکر شده‌اند.

تابع دلتای دیراک تابعی است که در تمام نقاط دامنه دارای مقدار صفر می‌باشد و تنها در نقطه $x_i = \xi$ مقدار بی‌نهایت را دارد.

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x_i - \xi) d\xi = 1 \quad (1-6)$$

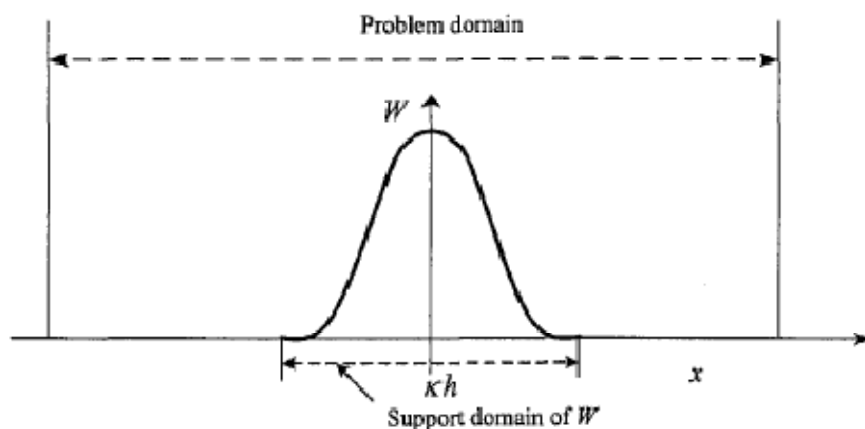
$$\int_{-\infty}^{+\infty} u(\xi) \delta(x_i - \xi) d\xi = u(x_i) \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x_i - \xi) d\xi = u(x_i) \quad (2-6)$$

$u(x_i)$ مقدار تابع u در نقطه x_i می‌باشد. برای کاربردی نمودن خاصیت تابع دلتای دیراک، در روش SPH این تابع با تابع وزن w جایگزین می‌گردد. تابع وزن مورد استفاده باید مثبت باشد و مقادیر غیر صفر تابع در همسایگی نقطه مرکزی قرار داشته باشند. این همسایگی، دامنه هموارسازی نام دارد و در خارج از این همسایگی تابع وزن دارای مقدار

صفر می باشد. شکل این تابع به صورت زنگوله ای می باشد و سطح زیر نمودار آن مشابه خاصیت دلتای دیراک باید برابر یک باشد. خصوصیات و شروط اساسی تابع وزن W به طور خلاصه در روابط (۳-۶) ذکر شده اند.

$$\left\{ \begin{array}{ll} 1) w > 0 & \text{Over } \Omega_i (\text{Positivity}) \\ 2) w = 0 & \text{Outside } \Omega_i (\text{Compact}) \\ 3) \int_{\Omega_i} w(|x - x_i|, h) d\Omega_i = 1 & (\text{Unity}) \\ 4) \text{Monotonically decreasing function} & (\text{Decay}) \\ 5) w \rightarrow \delta & (\text{Delta function behavior}) \end{array} \right. \quad (3-6)$$

که Ω_i دامنه هموارسازی با دامنه تأثیر و $w(|x_j - x_i|, h)$ مقدار تابع وزن می باشد که تابع فاصله بین ذره i , j و طول هموارسازی h است. شعاع این محدوده ضربی از طول هموارسازی h (یعنی kh) در نظر گرفته می شود. مسائل حل شده در این پژوهش بر فرض مقدار $k=1$ استوارند. شکل ۱-۶ چگونگی تعریف این پارامترها را بر هندسه مسئله ای یک بعدی نشان می دهد.



شکل ۱-۶: نمایش دامنه تأثیر تابع هموارسازی W و دامنه مسئله. [3]

مجدداً متذکر می شویم که مقدار تابع هموارسازی، خارج از دامنه تأثیرش، مقدار صفر دارد.

$d\Omega_i$ جزء حجم اشغال شده در اطراف نقطه X می باشد و عبارت $|x - x_i|$ مبین فاصله نقطه X واقع در دامنه هموارسازی تا ذره مرکزی i می باشد.

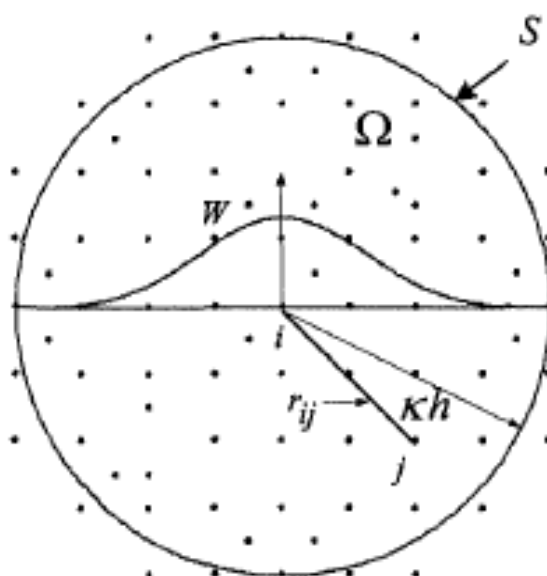
با به کارگیری تابع وزن مناسب که جزئیات آن در ادامه مورد بحث قرار می‌گیرد، مقدار دقیق $u(x_i)$ با مقدار تقریبی $u^h(x_i)$ با استفاده از رابطه (۴-۶) جایگزین می‌شود.

$$u(x_i) \approx u^h(x_i) = \int_{\Omega_i} u(x) w(|x - x_i|, h) d\Omega_i \quad (۴-۶)$$

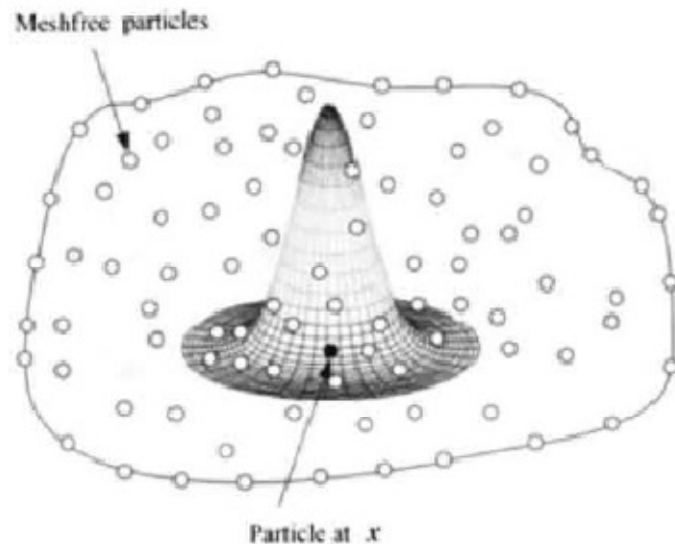
فرم ناپیوسته رابطه (۴-۶) مشابه یک میانگین‌گیری وزنی از مقادیر تابع در ذرات موجود در دامنه تأثیر ذره i می‌باشد.

$$u^h(x_i) \approx \sum_{j=1}^N u_j w(|x_j - x_i|, h) \Delta v_j \quad (۵-۶)$$

که N تعداد ذرات همجوار موجود در دامنه هموارسازی Ω_i و Δv_j فضای اشغال شده توسط ذره j می‌باشد. در مسائل یک بعدی Δv_j به Δx_j تبدیل می‌شود که متوسطی است از فاصله ذره j تا نقاط همجوار. همان‌طور که در اشکال ۲-۶ و ۳-۶ مشخص شده است با دور شدن از ذره مرکزی مقدار تابع وزن کاهش می‌یابد، به بیان دیگر مقدار وزن در ذره j که در دامنه هموارسازی ذره مرکزی i واقع شده است تابع فاصله $r_{ij} = |x_j - x_i|$ از آن می‌باشد. با استفاده از رابطه (۵-۶) می‌توان مقادیر میانگین از یک رشته داده گسسته را درونیابی نمود.



شکل ۲-۶: ذرات موجود در دامنه هموارسازی ذره مرکزی و نمایش تخصیص مقدار وزن به آن‌ها در حالت دو بعدی.



شکل ۳-۶: ذرات موجود در دامنه هموارسازی ذره مرکزی و نمایش تخصیص مقدار وزن به آن‌ها در حالت سه بعدی.

۳-۶-۱-۲-۶ توابع وزن SPH

در مورد انتخاب و ساختن توابع وزن تحقیقات زیادی انجام شده است که از آن جمله می‌توان به تحقیقات Liu و همکارانش [3] اشاره کرد. نتایج این تحقیقات را مرور می‌کنیم؛ در اولین مقاله SPH, Lucy (1977) از تابع زنگوله‌ای شکل زیر استفاده کرده بود:

$$W(x - x^r, h) = W(R, h) = a_d \begin{cases} (1 + 3R)(1 - R)^3 & \text{for } R \leq 1 \\ 0 & \text{Otherwise} \end{cases} \quad (۳-۶)$$

در تمام روابط ارائه شده برای توابع هموارساز گوناگون. پارامتری جهت ارضاء شرط سوم از رابطه (۳-۶) یعنی شرط واحد (واحد بودن سطح زیر نمودار تابع وزن) و نرمالیزه کردن ملحوظ می‌گردد. این پارامتر را a_d می‌نامیم. a_d تابع هموارساز (۳-۶). در حالت یک، دو و سه بعدی به ترتیب دارای

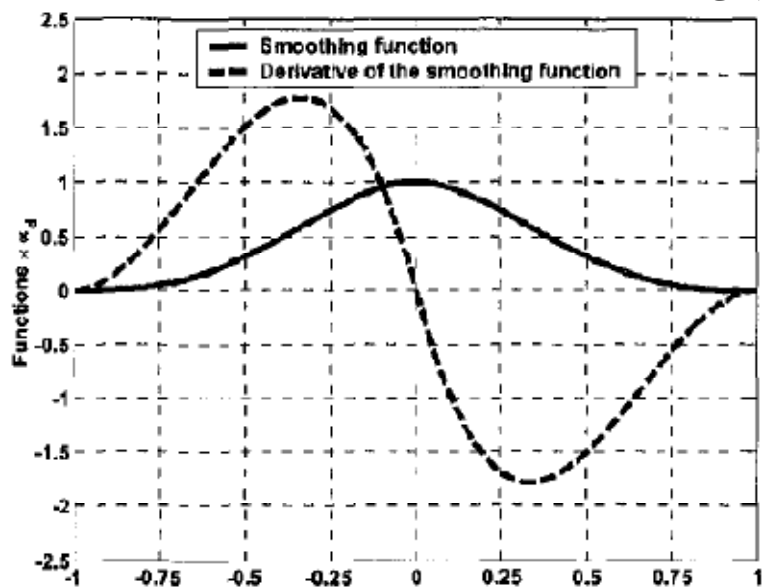
$$\text{مقادیر } \frac{105}{16\pi h^3}, \frac{5}{\pi h^2}, \frac{5}{4h} \text{ خواهد بود و } R = \frac{r_{ij}}{h} \text{ [3,4].}$$

فاصله‌ی نسبی بین دو ذره را این‌گونه تعریف می‌کنیم:

$$r_{ij} = |x_j - x_i| = |x_{ij}| \quad (۷-۶)$$

$$s = \frac{r_{ij}}{h}$$

در برخی نوشتجات، s را با نام R نیز می‌شناسند (مانند رابطه (۶-۶)). شکل ۴-۶ نمایانگر تابع هموارساز (۶-۶) است.

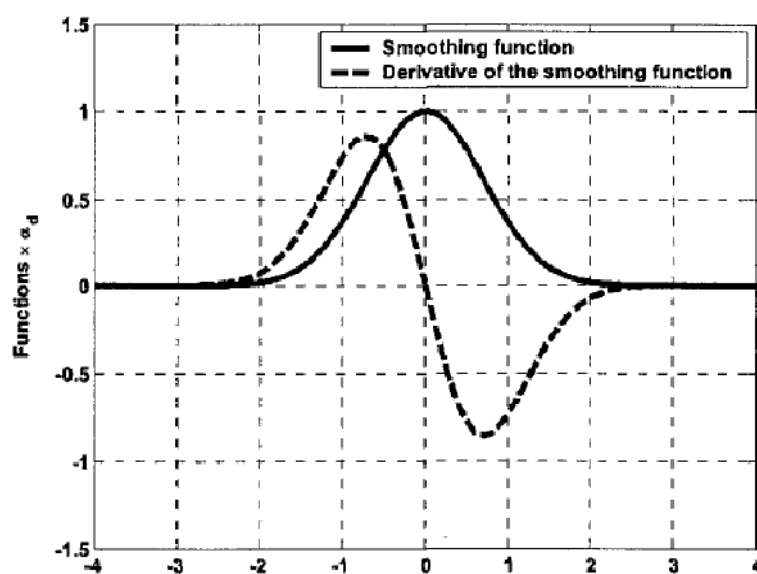


شکل ۴-۶: تابع هموارساز Lucy و مشتق اولش [3]

چندی بعد Monaghan (1992) در مقالات خود به این نتیجه رسید که هسته‌ی تابع هموارساز SPH می‌بایست دارای تعبیر فیزیکی باشد و بدین منظور استفاده از تابع گاوسی را پیشنهاد نمود:

$$W(R, h) = a_d e^{-R^2} \quad (۸-۶)$$

a_d تابع هموارساز (۸-۶)، در حالات یک، دو و سه بعدی به ترتیب دارای مقادیر $\frac{1}{h^3 \sqrt{\pi^3}}, \frac{1}{\pi h^2}, \frac{1}{h \sqrt{\pi}}$ خواهد بود.



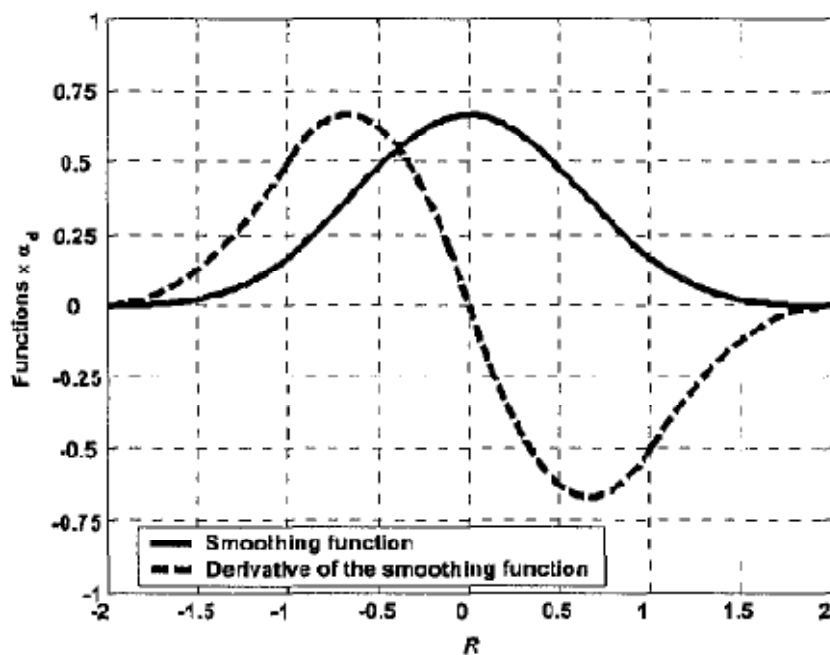
شکل ۵-۶: تابع هموارساز Monaghan با هسته‌ی گاوسی و مشتق اولش [3]

پس از تحقیقات متعدد، Monaghan and Lattanzio (1985) تابع هموارسازی برپایه‌ی
کثیرالجمله‌های درجه سه ارائه کرد.

$$W(R, h) = a_d \times \begin{cases} \frac{2}{3} - R^2 + \frac{1}{2}R^3 & 0 \leq R < 1 \\ \frac{1}{6}(2 - R)^3 & 1 \leq R < 2 \\ 0 & \text{Otherwise} \end{cases} \quad (9-6)$$

a_d تابع هموارساز (9-6)، در حالات یک، دو و سه بعدی به ترتیب دارای مقادیر $\frac{3}{2h^3\pi}$ ، $\frac{15}{7\pi h^2}$ ، $\frac{1}{h}$ خواهد بود.

به دلایل پرشماری از جمله شباهت به هسته‌ی گاوسی، اثرات کمتر فشردگی در مرزها و هموار باقی ماندن تابع هموارساز در برخی مشتقات مراتب بالاتر (برخلاف تابع گاوسی)، تابع اخیر را به عنوان متداول‌ترین هسته SPH می‌شناسند که اغلب در مقالات و پژوهش‌های اخیر از آن استفاده می‌شود.



شکل ۶-۶: تابع هموارساز Cubic Spline و مشتق اولش. [3]

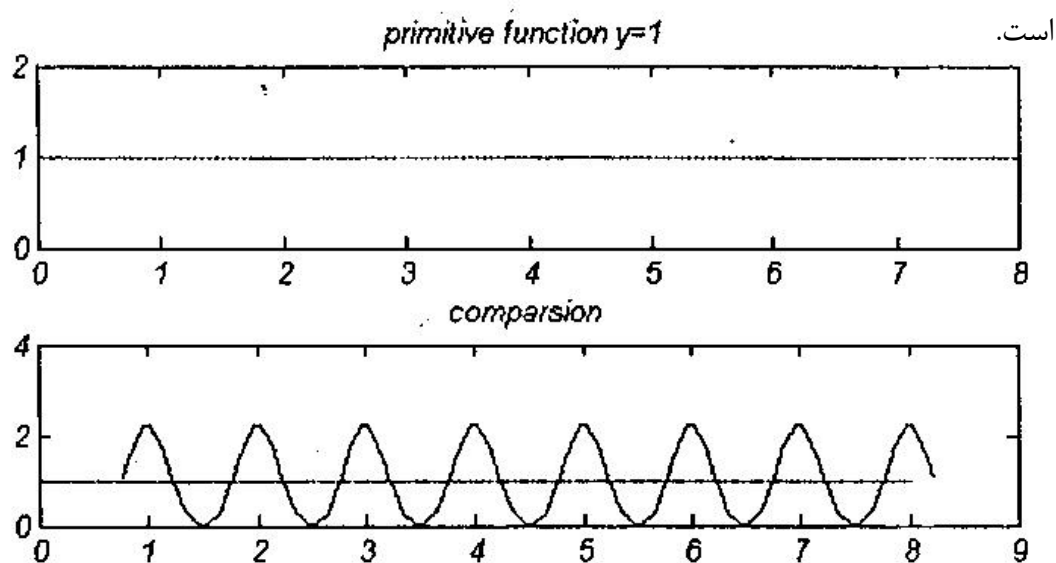
طی سالیان اخیر، محققان به فراخور موضوع کاری در صدد استخراج توابعی برآمدند که حداکثر کارایی و حداقل خطا را در آن زمینه فراهم آورد. لذا، دامنه‌ی گسترده‌ای از انواع گوناگون توابع هموارساز SPH در دسترس است که در ادامه به اهم آن‌ها در قالب جدول ۱-۶ اشاره‌ای گذرا خواهد شد.

جدول ۱-۶: خلاصه‌ای از اهم توابع هموارساز SPH [3]

Name	Smoothing function $W(R, h)$	
Quartic (Lucy, 1977)	$\alpha_d(1+3R)(1-R)^3$	$R \leq 1$
Gaussian (Gingold and Monaghan, 1977)	$\alpha_d e^{-R^2}$	
Piecewise cubic spline (Monaghan and Lattanzio, 1985)	$\alpha_d \begin{cases} \frac{2}{3} - R^2 + \frac{1}{2}R^3 & 0 \leq R < 1 \\ \frac{1}{6}(2-R)^3 & 1 \leq R \leq 2 \end{cases}$	
Piecewise quartic (Morris, 1996)	$\alpha_d \begin{cases} (R+2.5)^4 - 5(R+1.5)^4 + 10(R+0.5)^4 & 0 \leq R < 0.5 \\ (2.5-R)^4 - 5(1.5-R)^4 & 0.5 \leq R < 1.5 \\ (2.5-R)^4 & 1.5 \leq R \leq 2.5 \end{cases}$	
Piecewise quintic (Morris, 1996)	$\alpha_d \begin{cases} (3-R)^5 - 6(2-R)^5 + 15(1-R)^5 & 0 \leq R < 1 \\ (3-R)^5 - 6(2-R)^5 & 1 \leq R < 2 \\ (3-R)^5 & 2 \leq R \leq 3 \end{cases}$	
Quadratic (Johnson et al., 1996b)	$\alpha_d(\frac{3}{16}R^2 - \frac{3}{4}R + \frac{3}{4})$	$0 \leq R \leq 2$
Super Gaussian (Monaghan and Lattanzio, 1985)	$\alpha_d(\frac{3}{2} - R^2)e^{-R^2}$	$0 \leq R \leq 2$
Dome-shaped quadratic (Hicks and Liebrock, 2000)	$\alpha_d(1-R^2)$	$0 \leq R \leq 1$
New quartic (Liu, Liu and Lam, 2002)	$\alpha_d(\frac{2}{3} - \frac{9}{8}R^2 + \frac{19}{24}R^3 - \frac{5}{32}R^4)$	$0 \leq R \leq 2$

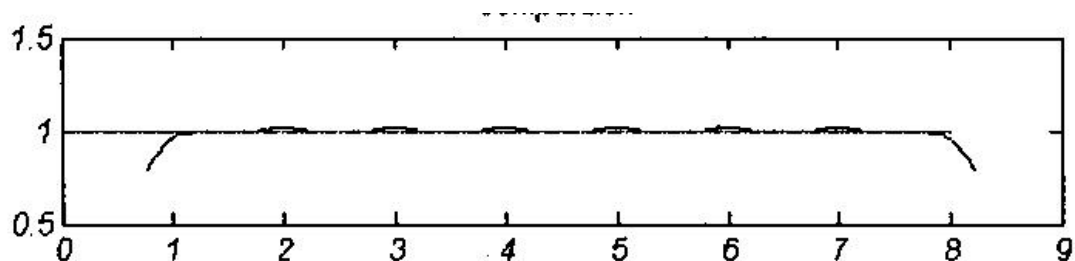
پس از بررسی عامل (مقدار تابع وزن در هر ذره) W از روابط SPH، اکنون بر روی پارامتر طول هموارساز تمرکز می‌کنیم. یکی از مهم‌ترین پارامترهای تأثیرگذار در دقت روش SPH مقدار طول هموارسازی h می‌باشد. در صورتی که h کوچک باشد تعداد نقاط قرار گرفته در دامنه تأثیر تابع وزن کم شده و ممکن است به صفر برسد در این صورت مقدار برآورد شده در نقطه میانی قابل اعتماد نمی‌باشد، برعکس در صورتی که h بزرگ باشد نقاط دور از نقطه مورد نظر نیز در برآورد مقدار مؤثر خواهد بود و نتایج حل مسئله به سوی همواری شدید می‌گرایند، به این ترتیب، جواب مناسب و با دقت قابل قبول به دست نمی‌آید.

به عنوان مثال اگر تابع دلتای دیراک را، که در آن h به سمت صفر میل می‌کند، برای برازش نقاط گسسته استفاده کنیم شکل تابع برازش هموار نیست و به صورت ضربانی (نوسانات خیلی شدید) می‌باشد. در این صورت جواب، تنها در نقاط داده کاملاً دقیق بوده و در بقیه نقاط صفر است. برای روشن‌تر شدن مطلب فوق تابع $y=1$ را که بر روی مجموعه دامنه رشته داده ورودی به صورت مجموعه اعداد طبیعی بین یک تا هشت $X=\{1\ 2\ 3\ 4\ 5\ 6\ 7\ 8\}$ تعریف شده است در نظر می‌گیریم. نتایج حاصل از درونیابی با استفاده از رابطه (۵-۶) در بیست نقطه با توزیع یکنواخت در بازه یک تا هشت با بکارگیری تابع وزن ذکر شده در رابطه (۹-۶) در شکل (۷-۶) نمایش داده شده

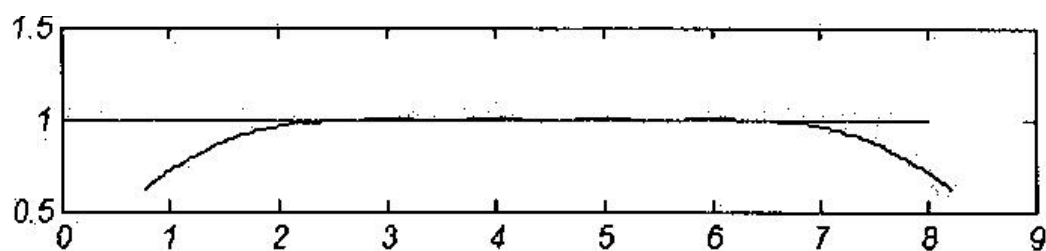


شکل ۷-۶: عملیات درونیابی در حالتی که طول دامنه هموارساز 0.3 است با استفاده از روش SPH.

اولین نکته‌ای که از شکل ۷-۶ برداشت می‌شود تأثیر انتخاب طول دامنه هموارسازی h در دقت عملیات درون‌یابی با استفاده از روش ذرات هموار متحرک SPH است. همان‌گونه که از اشکال ۸-۶ و ۹-۶ استنباط می‌شود. با روند افزایش طول دامنه هموارسازی رفتار تابع تقریبی حاصل از آنالیز SPH به رفتار تابع دقیق اولیه می‌گراید. چنان‌چه این افزایش طول دامنه هموارسازی بی‌وقفه ادامه یابد، به همواری بیش از حد می‌انجامد و نتایج تحلیل غیرقابل اعتماد خواهد بود، همان‌گونه که از شکل ۱۰-۶ برمی‌آید. لذا، در این مثال (و اغلب مسائل یک بعدی)، مناسب‌ترین مقدار برای h متوسط فاصله نقطه مرکزی از نقاط همجوار آن می‌باشد که در صورت متساوی‌الفاصله بودن نقاط موجود در دامنه اطلاعات ورودی، این طول برابر فاصله نقاط لحاظ می‌گردد.



شکل ۸-۶: عملیات درون‌یابی در حالتی که طول دامنه هموارساز 0.75 است با استفاده از روش SPH.

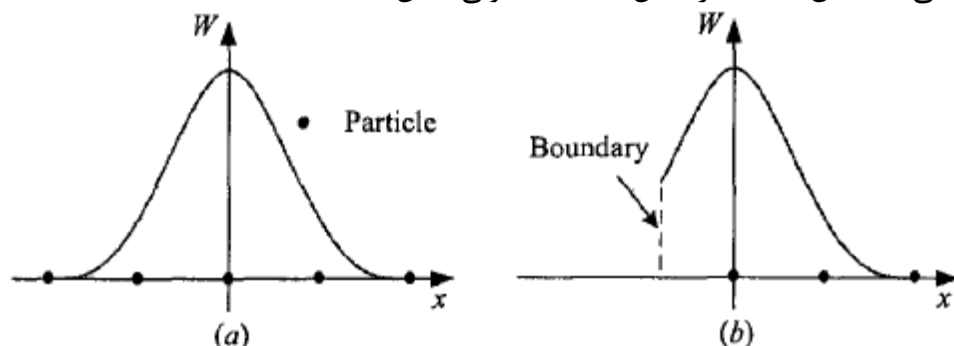


شکل ۹-۶: عملیات درون‌یابی در حالتی که طول دامنه هموارساز 1.55 است با استفاده از روش SPH.



شکل ۱۰-۶: عملیات درون‌یابی در حالتی که طول دامنه هموارساز 2.6 است با استفاده از روش SPH.

نتیجه دیگری که از اشکال ۶-۷ تا ۶-۱۰ دریافت می‌گردد عدم دقت روش SPH در نقاط نزدیک به مرز و روی مرز مسأله (نقاط ۱ و ۸) می‌باشد که علت آن از بین رفتن شرط واحد بودن سطح زیر تابع وزن می‌باشد. این نقیصه در شکل ۶-۱۱ به خوبی نشان داده شده است.



شکل ۶-۱۱: از بین رفتن شرط مساحت واحد زیر تابع وزن در نقاط مرزی و نزدیک مرز در روش SPH [3]

۶-۳ محاسبه مقدار مشتق اول توابع با استفاده از روش SPH

در روش اجزای محدود مشتق میدان متغیر به صورت مقادیر گرهی ضربدر مشتق توابع شکل تقریب زده می‌شود. به طور مشابه در روش ذرات متحرک نیز محاسبه مشتق یک تابع عددی معلوم در نقاط دامنه با دانستن مقادیر مشتق تابع وزن در نقاط واقع در دامنه هموارسازی ممکن می‌گردد. یکی از شرایط حصول مشتقات مراتب بالاتر مشتق‌پذیری مراتب بالاتر تابع وزن باشد. در صورتی که مختصات گره مرکزی x_i باشد، برآورد مقدار مشتق نسبت به متغیر x_a ، در نقطه i با در نظر گرفتن داشتن رابطه (۶-۴). با استفاده از روش انتگرالگیری جزء به جزء امکان‌پذیر است.

$$\left(\frac{\partial u(x)}{\partial x_a}\right)_i \approx \left(\frac{\partial u(x)}{\partial x_a}\right)_i^h = \int_{\Omega_i} \frac{\partial u(x)}{\partial x_a} w(|x - x_i|, h) d\Omega_i =$$

$$u(x) \cdot w(|x - x_i|, h) \Big|_0^{kh} - \int_{\Omega_i} u(x) \cdot \frac{\partial w(|x - x_i|, h)}{\partial x_a} d\Omega_i \quad (6-10)$$

در صورتی که تابع وزن به گونه‌ای انتخاب شود که مقدار آن در مرز دامنه هموارسازی صفر باشد،

جمله اول رابطه (۶-۱۰) صفر می‌شود و فرم گسسته این رابطه را می‌توان به فرم رابطه (۶-۱۱)

نوشت:

$$\frac{\partial u}{\partial x_a} \approx \left(\frac{\partial u}{\partial x_a}\right)_i^h = - \sum_{j=1}^N u(x_j) \frac{\partial w_{ij}}{\partial x_a} \Delta v_j \quad (6-11)$$

در رابطه فوق منظور از $\frac{\partial w_{ij}}{\partial x_a}$ مقدار عددی مشتق تابع وزن نسبت به متغیر x_a در نقطه واقع در مختصات $x_j = (x_\alpha, x_\beta, x_\gamma)_j$ که در دامنه هموارسازی نقطه مرکزی به مختصات $x_i = (x_\alpha, x_\beta, x_\gamma)_i$ می‌باشد. در عمل برای محاسبه مشتق تابع وزن نسبت به متغیر مستقل x_a با توجه به قاعده زنجیری مشتق، از روابط زیر استفاده می‌شود:

$$\begin{aligned}\frac{\partial w(|x - x_i|, h)}{\partial x_a} &= \frac{\partial s}{\partial x_a} \cdot \frac{dw(s, h)}{ds} \\ s &= |x - x_i| / h = r / h \\ r &= \sqrt{(x_a - (x_a)_i)^2 + (x_\beta - (x_\beta)_i)^2 + (x_\gamma - (x_\gamma)_i)^2} \\ \frac{\partial s}{\partial x_a} &= \frac{1}{h} \cdot \frac{x_a - (x_a)_i}{r}\end{aligned}\quad (12-6)$$

بدین ترتیب مشتق تابع وزن معرفی شده در رابطه (۹-۶) براساس رابطه (۱۳-۶) قابل محاسبه است.

$$\frac{dw(s, h)}{ds} = \alpha_a \begin{cases} -2s + 3/2s^2 & 0 \leq s < 1 \\ -0.5(2-s)^2 & 1 \leq s \leq 2 \\ 0 & s > 2 \end{cases} \quad (13-6)$$

شکل ۶-۶ تابع وزن معرفی شده در رابطه (۹-۶) و مشتق نظیرش را که در رابطه (۱۳-۶) به دست آمد نشان می‌دهد. با توجه به شکل زنگوله‌ای تابع وزن و فرم متقارن آن مشتق این تابع نسبت به متغیرهای مستقل x_a پاد متقارن می‌باشد. این نکته به عنوان یک تست برای صحت روابط مشتق‌گیری می‌تواند به کار رود. به این صورت که افزودن مقدار ثابت c به مقادیر تابع در نقاط دامنه در مقدار مشتق در نقطه i تأثیر نخواهد گذارد:

$$\left(\frac{\partial(u+c)}{\partial x_a}\right)_i^h = -\sum_{j=1}^N (u_j + c) \frac{\partial w_{ij}}{\partial x_a} \Delta v_j \approx -\sum_{j=1}^N u_j \frac{\partial w_{ij}}{\partial x_a} \Delta v_j = \left(\frac{\partial u}{\partial x_a}\right)_i^h \quad (14-6)$$

در رابطه فوق و روابط آتی برای ساده شدن بیان روابط، مقدار عددی تابع در یک نقطه مانند j به جای $u(x_j)$ با u_j نشان داده می‌شود. مشابه عملیات درونیابی، برآورد مشتقات مرتبه اول با استفاده از روش ذرات هموار متحرک به دلیل عدم ارضاء شرط یکتایی تابع وزن در نواحی مرزی توأم با عدم دقت می‌باشد.

۱-۳-۶ محاسبه مقدار مشتق مراتب بالاتر در روش SPH

برای محاسبه مشتق دوم نیز مجدداً از روش انتگرال گیری جزء به جزء استفاده می گردد.

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x_a^2}\right) &\approx \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x_a^2}\right)_i^h = \int_{\Omega_i} \frac{\partial^2 u(x)}{\partial x_a^2} w(|x-x_i|, h) d\Omega_i = \\ &\left(\frac{\partial u(x)}{\partial x_a} \cdot w(|x-x_i|, h)\right)_0^{kh} - \int_{\Omega_i} \frac{\partial u(x)}{\partial x_a} \cdot \frac{\partial w(|x-x_i|, h)}{\partial x_a} d\Omega_i \\ &= \frac{\partial u(x)}{\partial x_a} \cdot w(|x-x_i|, h)_0^{kh} - u(x) \cdot \frac{\partial w(|x-x_i|, h)}{\partial x_a} + \int_{\Omega_i} u(x) \cdot \frac{\partial^2 w(|x-x_i|, h)}{\partial x_a^2} d\Omega_i \end{aligned} \quad (15-6)$$

توابع وزن به گونه ای انتخاب می گردد که دو جمله اول رابطه (۱۵-۶) حتی المقدور حذف گردد. این نکته قابل توجه است که برخلاف روند محاسبه مشتق اول، حذف تمامی جملات مرزی با استفاده از انتخاب تابع وزن مناسب برای محاسبه مشتق دوم دشوار می باشد. بنابراین در نظر گرفتن رابطه مشتق دوم تابع u به صورت زیر با تقریب همراه می باشد.

$$\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x_a^2}\right) \approx \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x_a^2}\right)_i^h = \sum_{j=1}^N u_j \frac{\partial w_{ij}^2}{\partial x_a^2} \Delta v_j \quad (16-6)$$

در رابطه فوق منظور از $\frac{\partial w_{ij}^2}{\partial x_a^2}$ مقدار عددی مشتق دوم تابع وزن نسبت به متغیر x_a در نقطه j واقع در دامنه هموارسازی نقطه مرکزی i می باشد که از رابطه (۱۶-۶) محاسبه می گردد. با همین شیوه می توان رابطه کلی تری برای محاسبه مقدار مشتق دوم توابع چند متغیره در فرم گسسته نوشت.

$$\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x_a \partial x_\beta}\right) \approx \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x_a \partial x_\beta}\right)_i^h = \sum_{j=1}^N u_j \frac{\partial^2 w_{ij}}{\partial x_a \partial x_\beta} \Delta v_j \quad (17-6)$$

مشتق تابع وزن نسبت به متغیرهای مستقل از رابطه (۱۸-۶) محاسبه می شود.

$$\begin{aligned} \frac{\partial w(|x-x_i|, h)}{\partial x_a \partial x_\beta} &= \frac{\partial s}{\partial x_a} \left(\frac{d^2 w(s, h)}{ds^2} + \frac{1}{s} \frac{dw(s, h)}{ds} \right) \frac{\partial s}{\partial x_\beta} + \frac{\delta_{a\beta}}{sh^2} \frac{dw(s, h)}{ds} \\ s &= |x-x_i|/h = r/h \\ r &= \sqrt{(x_a - (x_a)_i)^2 + (x_\beta - (x_\beta)_i)^2 + (x_\gamma - (x_\gamma)_i)^2} \\ \frac{\partial s}{\partial x_a} &= \frac{1}{h} \cdot \frac{x_a - (x_a)_i}{r} \end{aligned} \quad (18-6)$$

۴-۶ شرط هم رفتاری

اگر یک روش تقریبی بتواند چند جمله‌ای از درجه k را به طور دقیق بازیافت نماید، گفته می‌شود این روش از درجه k ، هم رفتار است. روش SPH دچار فقدان هم رفتاری در نواحی مرزی و نزدیک مرز می‌باشد. تلاش‌های بسیاری جهت بهبود این نقیصه انجام شده است که به معرفی روش‌های ذرات متحرک جدیدتر CSPM, MSPH, RKPM منتهی گردید. در ادامه اساس روش CSPM و برتری‌های آن بر محاسبه مقادیر مرزی نسبت به روش SPH تشریح می‌شود.

۵-۶ اساس روش ذرات هموار اصلاح شده CSPM

روش CSPM توسط Chen و همکارانش در سال ۱۹۹۹ و براساس بسط سری تیلور معرفی گردید. از آنجا که تعاریف اساسی در این بخش از روش ذرات هموار متحرک SPH اقتباس شده است در بیان روابط مربوط به روش اصلاح شده تعاریف مجدد پارامترهایی که در بخش قبل ذکر شده‌اند انجام نشده است. در ابتدای این بخش روش مورد نظر در فضای یک بعدی توضیح داده می‌شود و سپس تعمیم آن برای حالات چند بعدی بیان می‌گردد. سری بسط تیلور تابع $u(x)$ در اطراف نقطه x_i تا جمله سوم در فضای یک بعدی به صورت رابطه ۱۸-۶ در نظر گرفته می‌شود.

$$u(x) = u(x_i) + \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_i (x - x_i) + 1/2 \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\right)_i (x - x_i)^2 + O(\Delta x^3) \quad (19-6)$$

جمله $O(\Delta x^3)$ مبین مرتبه خطای رابطه فوق بر حسب Δx است که فاصله نقطه برآورد x تا نقطه مرکزی x_i می‌باشد.

برای برآورد مقدار u در یک نقطه دلخواه x_i بر حسب مقادیر معلوم تابع در نقاط مجاور x_j ، با استفاده از روش CSPM تنها اولین جمله از سری بسط تیلور لحاظ می‌گردد. با ضریب رابطه (۱۹-۶) در یک تابع وزن متقارن w^s ، با صرف نظر از جملات مراتب بالاتر و انتگرال گیری در دامنه

هموارسازی مشابه آن چه در روش ذرات هموار متحرک انجام شد، فرم ناپیوسته زیر به دست می آید:

$$(u)_i^h = \frac{\sum_{j=i}^N u_j \cdot w_{ij}^s \Delta x_j}{\sum_{j=i}^N w_{ij}^s \Delta x_j} \quad (20-6)$$

با لحاظ نمودن دو جمله اول بسط سری تیلور و در پیش گرفتن روندی مشابه آن چه برای رسیدن به رابطه (20-6) انجام گرفت، با ضریب تابع وزن پاد متقارن w^a فرم ناپیوسته برای برآورد اولین مشتق u ، به صورت زیر به دست می آید.

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_i^h = \frac{\sum_{j=i}^N (u_j - u_i) w_{ij}^a \Delta x_j}{\sum_{j=1}^N w_{ij}^a (x_j - x_i) \Delta x_j} \quad (21-6)$$

توابع وزن متقارن و پاد متقارن مورد استفاده در روابط (20-6) و (21-6) به ترتیب می توانند تابع وزن معرفی شده در (9-6) و مشتق آن (13-6) باشند. با این تفاوت که دیگر لزومی به برقراری شرط سطح واحد زیر نمودار تابع وزن نمی باشد و نیازی به در نظر گرفتن ضریب a_d نیست. روابط (20-6) و (21-6) خطای موجود در روش SPH استاندارد را کاهش می دهد. Chen و همکارانش در حالت چند بعدی نشان دادند که این روش می تواند مشتقات میدان های ثابت و خطی را در نواحی مرزی به طور دقیق بازتولید نماید.

برای محاسبه مشتق دوم یک تابع، تنها سه جمله اول رابطه (21-6) را برای تقریب در نظر گرفته، تابع وزن مورد نظر به مرکزیت نقطه i را در طرفین ضرب نموده و انتگرال گیری می نماییم:

$$\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\right)_i = \frac{\int [u(x) - u(x_i)] w dx - \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_i \int (x - x_i) w dx}{\frac{1}{2} \int (x - x_i)^2 w dx} \quad (22-6)$$

تابع وزن w در رابطه فوق باید متقارن باشد تا امکان صفر شدن مخرج در بعضی حالات خاص وجود نداشته باشد بنابراین w در رابطه ی (۲۲-۶) با w^s جایگزین می گردد و در نهایت فرم عددی رابطه (۲۲-۶) را می توان به صورت رابطه (۲۳-۶) نوشت.

$$\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\right)_i^h = \frac{\sum_{j=i}^N (u_j - u_i) w_{ij}^s \Delta x_j - \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_i^h \sum_{j=1}^N (x_j - x_i) w_{ij}^s \Delta x_j}{\frac{1}{2} \sum_{j=i}^N (x_j - x_i)^2 w_{ij}^s \Delta x_j} \quad (23-6)$$

مقدار $\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_i$ در رابطه (۲۳-۶) از رابطه (۲۱-۶) مقدار دهی می شود و رابطه (۲۴-۶) برای محاسبه مشتق دوم به روش CSPM به دست می آید.

$$\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\right)_i^h = \frac{\sum_{j=i}^N (u_j - u_i) w_{ij}^s \Delta x_j \sum_{j=1}^N (x_j - x_i) w_{ij}^a \Delta x_j - \sum_{j=1}^N (u_j - u_i) w_{ij}^a \Delta x_j \sum_{j=1}^N (x_j - x_i) w_{ij}^s \Delta x_j}{\frac{1}{2} \sum_{j=i}^N w_{ij}^s (x_j - x_i)^2 \Delta x_j \sum_{j=1}^N w_{ij}^a (x_j - x_i) \Delta x_j} \quad (24-6)$$

محاسبه مشتق دوم با استفاده از روش CSPM به این صورت است که بسط تیلور باید حاوی مشتق های مرتبه دوم باشد. این مشتق ها در حالت سه بعدی عبارتند از

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x_\beta \partial x_\gamma}, \frac{\partial^2 u}{\partial x_a \partial x_\gamma}, \frac{\partial^2 u}{\partial x_a \partial x_\beta}, \frac{\partial^2 u}{\partial^2 x_\gamma}, \frac{\partial^2 u}{\partial^2 x_\beta}, \frac{\partial^2 u}{\partial^2 x_a}$$

پس از ضرب بسط تیلور در هر یک از عبارات

$$\frac{\partial^2 w}{\partial x_\beta \partial x_\gamma}, \frac{\partial^2 w}{\partial x_a \partial x_\gamma}, \frac{\partial^2 w}{\partial x_a \partial x_\beta}, \frac{\partial^2 w}{\partial^2 x_\gamma}, \frac{\partial^2 w}{\partial^2 x_\beta}, \frac{\partial^2 w}{\partial^2 x_a}$$

و انتگرال گیری در دامنه هموارسازی نقطه مرکزی

۱ شش معادله به دست خواهد آمد که حاوی مشتقات اول و دوم می باشد. با محاسبه مشتقات مرتبه اول از معادله کلی (۲۵-۶) این شش معادله تنها دارای شش مجهول شامل مشتقات مرتبه دوم تابع u می باشند و با تبدیل فرم انتگرالی به فرم عددی به راحتی محاسبه اند. Chen و همکارانش در حالت چند بعدی نشان دادند که این روش می تواند مشتقات مرتبه دوم میدانهای ثابت، خطی و سهمی را در نواحی مرزی به طور دقیق بازتولید نماید.

$$du = W^{-1} . u \quad (25-6)$$

۶-۶ روش‌های دیگر از گروه ذرات هموار

روش دیگری در سال ۲۰۰۴ توسط G.M. Zhang, R. C. Batra پیشنهاد شده است به این ترتیب که برای برآورد مشتقات تا مرتبه دوم یک تابع سه متغیره براساس بسط تیلور حاوی مشتقات اول و دوم، ده معادله ساخته شده و به طور همزمان حل می‌گردند. این ده معادله از ضرب بسط تیلور در تابع وزن (یک معادله)، مشتقات اول تابع وزن (سه معادله) و مشتقات دوم تابع وزن (شش معادله) و انتگرال‌گیری در دامنه هموارسازی نقطه مرکزی و نوشتن فرم عددی روابط حاصل به دست می‌آیند. ده معادله حاصل به طور همزمان حل شده و ده مجهول که شامل تابع و کلیه مشتقات اول و دوم آن هستند، به طور همزمان قابل محاسبه می‌باشند. این روش به نام MSPH معروف است و نسبت به روش CSPM از دقت نسبتاً بیشتری برخوردار است. روش ذرات هسته بازیافتی [RKPM] در سال ۱۹۹۵ توسط W.K.Liu و همکارانش برای رسیدن به درجه هم رفتاری مورد نظر ابداع گردید. در این روش می‌توان با ضرب کردن یک تابع تصحیح در تابع وزن، ضمن دستیابی به درجه هم رفتاری لازم، دقت در مرزها را نیز بالا برد. جهت تمرکز بر روش مورد استفاده در این پژوهش و نیز پرهیز از ذکر مطالب مازاد، از ذکر جزئیات و فرمول‌بندی آن‌ها صرف‌نظر می‌کنیم. برای معرفی و امکان مقایسه روش RKPM با روش‌های SPH و CSPM و MSPH می‌توان مراجع [3,4,5,30] را مرور کرد.

۶-۷ شرایط مرزی

مورد دیگری که در روش ذرات متحرک بسیار حایز اهمیت است اعمال شرایط مرزی می‌باشد. در روش ذرات متحرک اصلاح شده یا CSPM از آن‌جا که دقت حل در مرزها قابل قبول می‌باشد. می‌توان شرایط مرزی را به طور مستقیم ارضا کرد. پس از انجام مروری سریع بر روش‌های ذرات متحرک و ارائه کاربردهای ساده از روش CSPM و آشنایی با مشکل بروز ارتعاشات ناخواسته که

در مسائل چند بعدی حل را ناپایدار می‌نماید. در ادامه به ریشه‌یابی این خطاها و مروری بر روشهای رفع این ناپایداری‌ها، معرفی پایدارسازهای متداول و تکنیک اعمال شرایط مرزی پرداخته خواهد شد.

۸-۶ اعمال شرایط مرزی، پایدارسازی و بهبود عملکرد روش SPH

علیرغم کاربرد وسیع روش ذرات هموار متحرک SPH، گسترش آن با موانعی مواجه بوده است. از مشکلات این روش می‌توان به فقدان هم رفتاری، و نتیجتاً نبود دقت در مرزها و عدم امکان اعمال شرایط مرزی به طور مستقیم اشاره نمود. هم‌چنین بروز مودهای ناپایداری از جمله مشکلات عمده روش ذرات هموار متحرک می‌باشد.

در این بخش ابتدا مرور مختصری بر روش‌های اعمال شرایط مرزی در صورت استفاده از روش ذرات هموار متحرک SPH انجام می‌گیرد سپس تعدادی از روش‌های پایدارسازی روش مذکور معرفی می‌گردند.

۸-۶-۱ عدم دقت در اعمال شرایط مرزی (تاریخچه)

همان‌طور که پیش از این اشاره گردید برآورد مقادیر میدانی با استفاده از روش SPH استاندارد، در ذرات واقع در روی مرز و یا در نزدیکی آن، به علت این‌که نقاط همسایه تنها در یک طرف ذره مرکزی قرار می‌گیرند و شرط یک (واحد) بودن از بین می‌رود، با عدم دقت همراه می‌باشد، این مسأله اعمال شرایط مرزی را دچار مشکل می‌نماید. روش‌هایی که تاکنون برای بهبود بخشیدن این نارسایی به کار گرفته شده است عبارتند از: در سال ۱۹۸۹، Campbel شرط مرزی را با در نظر گرفتن جمله مرزی که در نتیجه انتگرال‌گیری جزء به جزء به دست می‌آید اعمال کرد.

برخلاف نقاط داخلی که در آن‌ها این جمله صفر می‌باشد، در نزدیکی مرز این جمله صفر نمی‌باشد. در سال ۱۹۹۳، Libersky و Petschek برای اولین بار نقاط مجازی را که به صورت قرینه ذرات حقیقی نسبت به مرز تعریف می‌شدند، در نظر گرفتند. روش پیشنهادی Monaghan در سال ۱۹۹۴ با تعریف ذراتی که درست روی مرز قرار داشتند انجام شد. خصوصیت این ذرات این بود که

با نزدیک شدن ذرات داخلی به آنها، نیروی رانشی متناسب با فاصله نسبی ذره نزدیک شونده وارد می‌کردند. این نیرو برای جلوگیری از نفوذ ذرات داخلی در مرزهای مسأله تعریف شده بود. بعدها در سال ۱۹۹۶، Johnson یک تابع وزنی نرمالایز شده را برای مسائل متقارن محوری تعریف کرد که مبتنی بر شرط سرعت کرنش یکنواخت بود. این روش را بعدها به حالت سه بعدی تعمیم داد. در کاری که Liu در سال ۲۰۰۲، درباره بررسی انفجار زیر آب انجام داده است شرط مرزی جامد با تعریف دونوع ذره مجازی اعمال شده است. دسته اول ذرات مجازی که درست روی مرز واقع می‌باشد مشابه کار Monaghan در سال ۱۹۹۴ می‌باشد. دسته دوم ذرات مجازی مشابه کار Libersky در سال ۱۹۹۳ می‌باشد که ذرات مجازی روی مرز تعریف می‌شوند. این ذرات مجازی درست قرینه ذرات داخلی حقیقی که فاصله آنها تا مرز کمتر از طول هموارسازی می‌باشد تعریف می‌شوند. فشار و چگالی آنها درست به اندازه ذره حقیقی متناظرشان است و سرعت آنها قرینه آینه‌ای سرعت ذرات حقیقی متناظر آنها نسبت به مرز می‌باشد. ذرات مجازی نوع دو برای جلوگیری از نفوذ ذرات حقیقی به داخل مرز کافی نمی‌باشد، بنابراین از ذرات مجازی نوع یک نیز استفاده می‌شود. بنابراین سه نوع ذره می‌توانند در محدوده دامنه هموارسازی ذرات نزدیک مرز قرار گیرند:

(۱) ذرات حقیقی

(۲) ذرات مجازی نوع یک (ذرات روی مرز که وارد کننده نیروی رانشی می‌باشند)

(۳) ذرات مجازی نوع دو (ذرات خارج از مرز)

این نکته قابل ذکر است که موقعیت و متغیرهای فیزیکی ذرات مجازی نوع یک تغییر نمی‌کند. اما ذرات نوع دو در هر گام زمانی باید به گونه‌ای باز تولید شوند که خصوصیات ذکر شده از نظر تقارن را دارا باشند. نتایج عددی ارائه شده نشان می‌دهند که اعمال شرایط مرزی به ترتیب ذکر شده بسیار پایدار و مؤثر می‌باشد.

۲-۸-۶ تکنیک‌های پایداری سازی

یکی از روش‌های متداول برای پیشگیری از خطای پراکندگی در روش ذرات متحرک افزودن جملاتی مشابه جملات خطا، به معادله دیفرانسیل می‌باشد. این جمله اضافه تحت عنوان ویسکوزیته مصنوعی از نفوذ ذرات در یکدیگر جلوگیری می‌نماید. اولین بار Monaghan ویسکوزیته مصنوعی را برای پایدار نمودن مسأله موج شوک مورد استفاده قرار داد. Chen و همکارانش استفاده از معادلات حاکم بر مبنای تغییر مکان را برای کاهش ارتعاشات فرکانس بالا پیشنهاد نمود [3,4,5,30]. یکی از روش‌های دیگر هموارسازی میدان متغیرهاست که در بند بعدی تشریح می‌شود. به علاوه، اعمال نیروی پنالتی (نیروی دافعه) نیز از رویکردهای پایداری سازی روند حل عددی است که در انتهای این فصل به آن اشاره خواهد شد.

الف) روش ویسکوزیته مصنوعی

یکی از متداول‌ترین روش‌ها برای کاهش خطای پراکندگی عددی و نفوذ ذرات در یکدیگر روش ویسکوزیته مصنوعی می‌باشد که با افزودن جمله اضافه به معادلات پایه سعی بر پایداری حل دارد. رابطه (۲۶-۶) یکی از متداول‌ترین ترم‌های پایداری‌ساز می‌باشد که در سال ۱۹۸۳ توسط Monaghan و Gingold پیشنهاد شده است.

$$\Pi_{ij} = \begin{cases} \frac{-a_l \bar{c}_{ij} \mu_{ij} + \beta_l \mu_{ij}^2}{\rho_{ij}} & \text{if } v_{ij} \cdot x_{ij} < 0 \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (26-6)$$

$$\mu_{ij} = \frac{h_{ij} \cdot v_{ij} \cdot x_{ij}}{|r_{ij}|^2 + k h_{ij}^2} \quad (27-6)$$

که $\bar{c}_{ij}$ متوسط سرعت موج در ذرات i ، j بوده و $\bar{\rho}_{ij}$ و h_{ij} به ترتیب متوسط چگالی و متوسط طول هموارسازی ذرات i ، j می‌باشد. v_{ij} نیز سرعت نسبی این دو ذره است. موقعیت نسبی دو ذره نیز با x_{ij} نشان داده می‌شود. پارامترهای a_l ، β_l و k ثابت می‌باشند و مقادیر آن‌ها نسبت به مسئله

مورد نظر تغییرپذیر است و حدود استاندارد آن‌ها در مسائل انفجار توسط Liu در مرجع [3] بیان شده است.

در اغلب شرایط می‌توان مقادیر روبرو را پذیرفت.

$$\begin{aligned} a_1 &= 1 \\ \beta_1 &= 1 \\ k &= 0.01 \end{aligned}$$

با اعمال ترم پایدارساز (۲۶-۶) معادله تعادل در ذره $\dot{\mathbf{a}}$ به صورت رابطه (۲۸-۶) بازنویسی می‌شود.

$$\ddot{u}_i = \frac{1}{\rho_i} \left(\frac{\partial \sigma}{\partial x} \right)_i + \sum_{j=1}^N m_i \Pi_{ij} \frac{\partial w_{ij}}{\partial x} \quad (28-6)$$

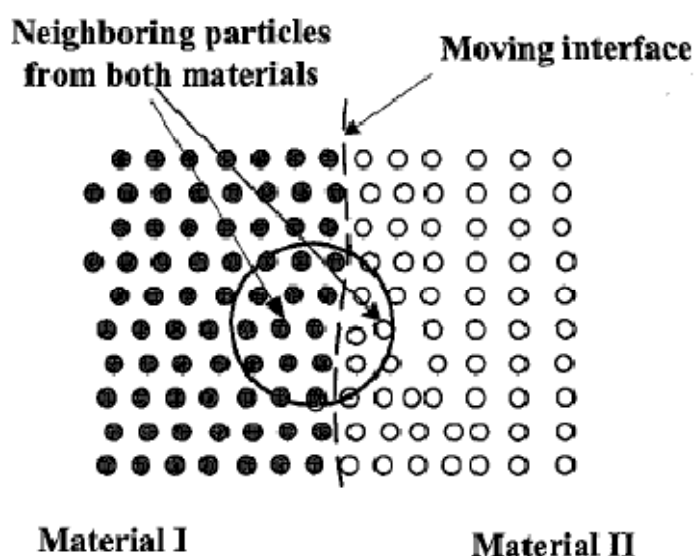
جهت اطلاعات بیشتر در مورد این پایدار سازها و انواع آن‌ها می‌توان مرجع [3] را دید. در نهایت ترم‌های پایدارساز به صورت نیروهای بین ذره‌ای عمل کرده و هنگامی که ذرات در اثر ارتعاشات زائد، با سرعت زیاد به هم نزدیک می‌شوند از نفوذ آن‌ها در یکدیگر ممانعت می‌نماید.

(ب) روش هموارسازی برای پایدارسازی

از خواص مهم برآزش تابع با استفاده از SPH و CSPM این است که این روش‌ها نوعی متوسط‌گیری وزنی می‌باشند. در این روش دو دامنه هموارسازی با دو طول هموارسازی مختلف تعریف می‌شود. یکی برای برآورد عددی مشتق که با h نشان داده می‌شود و دیگری برای هموارسازی میدان نوسانی استفاده می‌شود که با h' نشان داده می‌شود. با مقایسه نتایج حاصل از تحلیل‌های انجام شده این مطلب به وضوح قابل برداشت است که رفتار کلی مسائل پایدار شده با روش‌های مختلف از لحاظ حذف پراکندگی عددی و القاء میرایی عددی مشابه می‌باشد. نکته مهمی که باید در انتخاب مقدار h' توجه داشت این است که این مقدار نسبت به h از طرفی نباید آن‌قدر کم باشد که مانع انجام عملیات هموارسازی گردد و از طرفی نباید خیلی زیاد باشد، که میرایی بیش از اندازه به سیستم وارد نماید و موجب از دست رفتن غیرقابل قبول انرژی سیستم گردد. [30]

ج) نیروی پנالتی

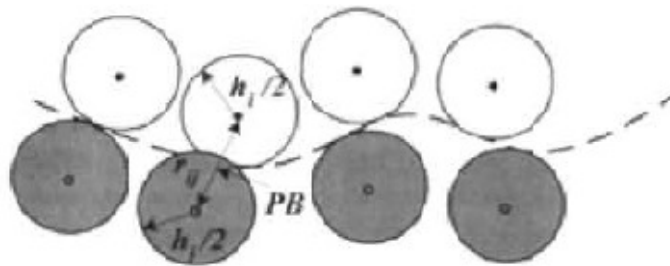
برای مسائلی با شدت نیرویی بسیار زیاد و شماری از اندرکنش‌های مرزی مانند آنچه در پدیده‌ی انفجار زیر آب رخ می‌دهد، نفوذ غیرفیزیکی و اختلاط ذرات گوناگون در یکدیگر یکی از مسئله‌سازترین مواردی است که جهت دستیابی به حلی پایدار، می‌بایست در جهت رفع آن کوشید. از آن‌جا که نفوذ غیرفیزیکی ذرات روش SPH در هم، موجب بروز جواب‌های واگرا، ناپایدار و بی‌معنی می‌شود، لذا لازم است که به طریقی از این درهم آمیختگی که محصول شدت میدان فشار و سرعت به ویژه حالات چند ماده‌ای (چند فازی) است. جلوگیری شود. همان‌گونه که در شکل ۱۲-۶ ملاحظه می‌شود، برخی از ذرات مرز مشترک مجاور دو ماده در یک گام زمانی، ممکن است در گام زمانی بعدی درون همسایگی ذره مرکزی نگنجند.



شکل ۱۲-۶: مرز مشترک بین دو ماده [3]

در نتیجه، یک نیروی پنالتی به ذراتی از مواد مختلف در مجاورت مرز مشترکشان و هنگامی که به یکدیگر نزدیک شده و تمایل به نفوذ در همدیگر را دارند، اعمال می‌گردد. معیار سنجش نفوذ را با نشانگر pe و مطابق رابطه‌ی (۲۹-۶) به دست می‌آورند.

$$pe = \frac{h_i + h_j}{2r_{ij}} \geq 1 \quad (29-6)$$



شکل ۶-۱۳: ذرات بر روی مرز مشترک دو ماده مختلف و نفوذ ذرات در یکدیگر [3]

نیروی پنالتی کاملاً شبیه قالب نیروی بین مولکولی ندارد - جونز و به صورت دو به دو بر روی دو ذره‌ی نزدیک شونده وارد می‌شود. این نیرو، در امتداد خط واصل مراکز دو ذره و در خلاف جهت یکدیگر وارد می‌آید (به گونه‌ای که دو ذره را دفع و از هم دور کند). توجه شود که این نیروی مجازی رابطه‌ی (۶-۳۰) می‌بایست با تقسیم بر جرم هر ذره، در قالب و بُعد شتاب بیان شود تا بتوان آن را در معادلات اندازه حرکت (مومنتوم) و به موازات جملات پایدارساز لزجت مصنوعی ملحوظ نمود:

$$PB_{ij} = \begin{cases} \bar{p}((pe)^{n_1} - (pe)^{n_2}) \frac{x_{ij}}{r_{ij}^2} & pe \geq 1 \\ 0 & pe < 1 \end{cases} \quad (30-6)$$

در رابطه‌ی اخیر، پارامترهای $\bar{p}, n_1, n_2$ را به ترتیب مقادیر ۶، ۱۲ و 10^{-5} برمی‌گزینند. در حقیقت می‌توانند جهت متعادل‌سازی شرایط هر مسئله تنظیم و کالیبره شوند. از این‌رو، سرعت نزدیک شدن (در مسائل برخورد یا سرعت زیاد) و نیز نیروی به دست آمده (در مسائل انفجار) می‌توانند در بازه‌ی گسترده‌ای تغییر کنند. اگرچه نوسانات عددی در نزدیکی مرزهای مشترک (مانند ذرات روی مرز حباب گاز ناشی از انفجار زیر آب) کماکان وجود دارند. با این حال به کارگیری نیروی مجازی پنالتی با ضرایب معقول به خوبی از نفوذ ذرات در یکدیگر جلوگیری کرده و روند حل شبیه‌سازی عددی را پایدار می‌کند.

فصل هفتم:

سیدورودینامیک انفجار در روش SPH

فصل هفتم: هیدرودینامیک انفجار در روش SPH

۱-۷ کلیات

پس از استخراج معادلات اساسی هیدرودینامیکی حاکم بر انفجار زیر آب، درمی‌یابیم که حل همزمان معادلات سه گانه بقای جرم، مومنتوم و انرژی با حضور ۴ مجهول اصلی ذیل میسر نمی‌شود.

۱- چگالی ۲- فشار ۳- انرژی ۴- سرعت

نکته‌ی اخیر ما را بر آن می‌دارد تا به استفاده از معادله حالت (رفتار) مناسب در محیط مربوطه دست ورزیم. در این راستا از دستاوردهای فصل ۳ از همین تحقیق بهره می‌جوییم. در فصل مذکور، جزییات این معادلات مورد بحث و بررسی قرار گرفته است. پس از انتخاب معادله حالت مناسب در محیط انفجار، در واقع یک معادله جبری بین مجهول فشار و مجهولات انرژی و چگالی برقرار کرده‌ایم و این مهم به منزله‌ی ارائه معادله چهارمی در دستگاه ناقص قبلی است. هم‌اکنون با در دست داشتن معادله حالت مناسب و سه معادله قبلی که ماحصل مباحث فصل ۵ (روابط هیدرودینامیک) بودند. به یک سیستم ۴ معادله ۴ مجهول دست می‌یابیم. در این دستگاه معادلات با ۳ معادله دیفرانسیل و ۱ معادله جبری درگیر خواهیم بود. معادلات دیفرانسیل مورد نظر به صورت تحلیلی و همزمان قابل حل نمی‌باشند. لذا از روش‌های عددی و گسسته‌سازی زمانی آن‌ها جهت حل عددی و تقریبی مسئله بهره می‌جوییم. با توجه به این‌که روش عددی بدون المان SPH در این پایان‌نامه مورد استفاده قرار می‌گیرد - دلایل انتخاب این روش از میان ده‌ها روش موجود و برتری‌های آن بر رقبایش، در فصل ۲ به تشریح آمده است - لذا پیکربندی دستگاه معادلات انفجار (۳ معادله دیفرانسیل از ۴ معادله کلی) را در قالب روش SPH بیان گردیده و گسسته‌سازی دامنه حل را بر روی متغیر اصلی مسئله یعنی "زمان" انجام می‌دهیم. در ادامه این فصل با فرمولاسیون روش SPH برای معادلات مذکور آشنا خواهیم شد.

۲-۷ فرمول بندی SPH برای معادلات ناویر – استوکس

۱-۲-۷ تقریب چگالی ذرات

تقریب چگالی در فرم SPH از آن جا اهمیت دو چندان می باید که اصولاً در این روش، چگالی ذرات، توزیع آن ها را تعیین کرده و تغییرات طول هموارساز را موجب می شود. در روش های متعارف SPH دو رویکرد عمده جهت استخراج و بیان چگالی مطرح است.

رویکرد نخست

مجموع چگالی، که مستقیماً در تقریبات SPH به جای خود چگالی اعمال می شود. برای ذره i ، چگالی یا رویکرد مجموع چگالی ها به صورت زیر نوشته می شود: [3]

$$\rho_i = \sum_{j=1}^N m_j W_{ij} \quad (۱-۷)$$

N : تعداد ذرات موجود در دامنه پشتیبانی ذره i ام.

m : جرم ذره j ام.

W_{ij} : مقدار تابع هموارساز (تابع وزن SPH) ذره i در ذره j ام که با طول هموارساز h مرتبط است.

$$W_{ij} = W(x_i - x_j, h) = W(|x_i - x_j|, h) = W(R_{ij}, h) \quad (۲-۷)$$

$$R_{ij} = \frac{r_{ij}}{h} = \frac{x_i - x_j}{h} \quad (۳-۷)$$

که در رابطه اخیر (۳-۷) فاصله نسبی بین ذرات i ، j را با R_{ij} تعریف کرده ایم توجه شود که r_{ij} فاصله حقیقی بین دو ذره i ، j است. انتخاب نوع تابع هموارساز مقتضی (تابع وزن SPH) را در فصل ۶ بررسی نمودیم و تابع وزن چند جمله ای درجه سه را برگزیدیم. دقت شود که W_{ij} دارای واحد معکوس حجم است. معادله (۱-۷) به سادگی بیان می کند که چگالی ذرات را می توان با میانگیری وزنی چگالی های ذرات موجود در دامنه پشتیبانی ذره مورد نظر تقریب زد.

رویکرد دوم

رویکرد دوم جهت تقریب ذرات را می‌توان چگالی پیوستگی دانست که چگالی را براساس معادله پیوستگی با استفاده از مفاهیم تقریبات SPH به همراه برخی تبدیلات دیگر، تقریب می‌زند. تبدیل با عملیات متفاوتی بر روی معادله پیوستگی (۱۹-۵) به شکل دیگری از معادلات تقریب چگالی می‌انجامد. یکی از راه‌های ممکن این است که تقریب SPH تنها بر روی قسمت دیورژانس میدان سرعت اعمال شود مادامی که چگالی در معادله پیوستگی (۱۹-۵) بر روی ذره‌ای که گرادیانش محاسبه می‌شود، برآورد شود. که با این تفاسیر و ذکر مجدد رابطه پیوستگی (۱۹-۵):

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho \frac{\partial v^\beta}{\partial x^\beta} \quad (۱۹-۵)$$

$$\frac{D\rho_i}{Dt} = -\rho_i \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_i} v_j^\beta \cdot \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} \quad (۴-۷)$$

حاصل عملگر گرادیان بر اعداد ثابت حاصلی غیر از صفر ندارد. لذا با توجه به بیان فوق از هسته SPH و تقریب ذرات بر روی گرادیان واحد، خواهیم داشت [3]:

$$\nabla 1 = \int 1 \cdot \nabla W(x - x', h) dx' = \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} \cdot \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} = 0 \quad (۵-۷)$$

که می‌تواند در فرم زیر نوشته شود:

$$\rho_i \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_i} v_j^\beta \cdot \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} = \rho_i v_i^\beta \left(\sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_i} \cdot \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} \right) \quad (۶-۷)$$

با افزودن معادله (۶-۷) که مطابق رابطه (۵-۷) صفر است، به معادله (۴-۷)، شکل دیگری از معادله تقریب چگالی به صورت زیر ارائه خواهد شد

$$\frac{D\rho_i}{Dt} = \rho_i \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_i} v_{ij}^\beta \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} \quad (۷-۷)$$

که پیشاپیش می‌دانستیم سرعت نسبی بین ذرات i , j مطابق رابطه زیر تعریف می‌شود:

$$v_{ij}^{\beta} = (v_i^{\beta} - v_j^{\beta}) \quad (۸-۷)$$

معادله (۸-۷) اختلاف سرعت را برای تقریب دو ذره مجزا معرفی می‌کند و اغلب اوقات در فرمول‌بندی SPH ترجیح داده می‌شود. این برتری به این دلیل است که بیان اخیر، سرعت نسبی هر جفت از ذرات موجود در دامنه پشتیبانی را تشریح می‌کند و می‌تواند معیار نسبی نزدیکی و نفوذ ذرات در یکدیگر باشد و از طرفی در جملات پایدار سازها نیز در همین قالب به کار رود از این رو در محاسبات و ارزیابی‌های آینده‌ی ما بسیار مفید خواهد بود. فایده‌ی دیگر استفاده از این سرعت نسبی بین ذرات در فرمولاسیون SPH این است که در فرم‌های نامتقارن، خطای ناشی از مسائل پراکندگی ذرات ناهم رفتار را به میزان قابل ملاحظه‌ای کاهش می‌دهد [3]. محققان زیادی از جمله Monaghan در سال‌های 1985, 1982, 1988 و همکارانش در سال‌های 1991 و 1993، هنگامی که برای نخستین بار روش SPH را در مسائل هیدرودینامیکی با مقاومت مصالح به کار بردند، از معادله‌ی تقریب چگالی (۷-۷) استفاده می‌کردند. یک شکل بسیار رایج‌تر از چگالی پیوستگی نیز این است که مانند آن چه در رابطه (۹-۷) می‌بینیم، از ایده‌ای بهره گیریم که چگالی را به درون آرگومان عملگر گرادیان می‌برد:

$$-\rho \frac{\partial v^{\beta}}{\partial x^{\beta}} = -\left(\frac{\partial(\rho v^{\beta})}{\partial x^{\beta}} - v^{\beta} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial x^{\beta}}\right) \quad (۹-۷)$$

به طور مشابه اگر چنانچه از تقریب SPH در تمام گرادیان‌ها استفاده شود. و مؤلفه‌ی سرعتی که خارج از آرگومان گرادیان دوم است مانند رابطه (۹-۷). درست در همان ذراتی ارزیابی شود که گرادیان آن‌ها ارزیابی می‌شود، مرسوم‌ترین معادله چگالی پیوستگی را به صورت زیر می‌توان عرضه نمود:

$$\frac{D\rho_i}{Dt} = \sum_{j=1}^N m_j v_{ij}^{\beta} - \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^{\beta}} \quad (۱۰-۷)$$

معادله (۷-۱۰) به وضوح نشان می‌دهد که نرخ تغییرات چگالی یک ذره، در ارتباط مستقیم با سرعت‌های نسبی بین همان ذره و سایر ذرات موجود در دامنه پشتیبانی نظیرش است. گرادیان تابع هموارساز SPH، میزان مشارکت (سهم) این سرعت‌های نسبی را تعیین می‌کند. همان‌گونه که در تمام روش‌های گوناگون و استفاده از آن‌ها در آنالیز مسائل فیزیکی جنبه‌های مثبت و منفی کثیری مستتر است. در به کارگیری دو رویکرد اخیر برای ارائه تقریب مناسبی از چگالی ذرات یعنی چگالی مجموع (رویکرد اول) و چگالی پیوستگی (رویکرد دوم) نیز فواید و مضراتی وجود دارد. رویکرد چگالی مجموع، جرم را دقیقاً پایستار نگه می‌دارد و این فرایند را با انتگرال‌گیری (مجموع‌گیری) از چگالی بر روی تمام دامنه مسئله و مساوی قرار دادن آن یا مجموع جرم تمام ذرات انجام می‌دهد حال آن‌که رویکرد چگالی پیوستگی فاقد این ویژگی است. (Fulk, 1994, Monaghan, 1992) با این حال، رویکرد چگالی مجموع دارای اثرات مرزی می‌باشد که هنگام به کارگیری برای ذرات روی مرز سیال بروز می‌کند و چگالی آن‌ها را از هموار بودن (که اساس روش SPH است) خارج می‌کند و از این‌رو به نتایج غیرمنطقی و نادرست می‌انجامد. اما این مشکل در طی سالیان گذشته حل شده است. در نهایت، مشکلات ناشی از بروز اثر لبه‌ای، با استفاده از ذرات مرزی مجازی یا روش‌های هموارساز دیگری که در فصل ۶ به تفصیل مورد بحث قرار گرفته است، برطرف شد. توجه داریم که اثرات لبه‌ای تنها در مجاورت مرزها رخ نمی‌دهد. بلکه در سطح مشترک مواد، چنان‌چه در محاسبات، مجاز به مشارکت ذرات از دو ماده‌ی مختلف نباشیم نیز با چنین مشکلاتی مواجه خواهیم بود. یکی دیگر از نواقصی که در رویکرد چگالی مجموع ذکر می‌شود، حجم سنگین عملیات و محاسبات عددی آن است. به این ترتیب که چگالی، می‌بایست قبل از تمام پارامترها محاسبه گردد تا بتوان پارامترهای دیگر مسئله را نیز یافت. این مهم خود نیازمند آنست که تابع هموارساز، پیشاپیش محاسبه شده باشد چون در تمام جملات مربوط به تخمین چگالی ذرات، رد پای تابع هموار ساز دیده می‌شود. جالب این‌جاست که با رویکرد چگالی پیوستگی به مسئله، نیازی به محاسبه چگالی ذرات در ابتدای امر و برآورد آن پیش از تمام پارامترهای دیگر نبوده و با این

ویژگی، حجم قابل ملاحظه‌ای از اطلاعات را می‌توان ذخیره کرد و درصد زیادی از فضای محاسباتی که در رویکرد قبل توسط چگالی ذرات اشغال شده بود، آزاد مانده و قابل دسترسی است. پر واضح است که مزیت مذکور بیش از سایر زمینه‌های دیگر مورد توجه محققانی قرار می‌گیرد که در صدد ارائه الگوریتم کارا و سریع یا برنامه‌نویسی بهینه و به ویژه سیستم‌های حل موازی جهت تحلیل عددی این دسته مسائلند. با همه‌ی این احوال، رویکرد چگالی مجموع در کاربردهای عملی SPH، به دلیل این که ماهیت و جوهره‌ی روش SPH را نمایان می‌کند. بسیار رایج تر به نظر می‌رسد. محققان گوناگون، پاره‌ای از اصلاحات را به منظور بهبود عملکرد و بالابردن دقت این رویکرد پیشنهاد داده‌اند. یکی از این اصلاحات، نرمالیزه کردن فرمول (۷-۱) با مجموع‌گیری SPH از خود توابع هموارساز بر روی ذرات همسایه است.

(Randies & Libersky, 1996; Chen et al. 2000) با چنین ترفندی که یادآور یک میانگین گیری وزنی (مطابق آن چه در محاسبه مختصات مرکز سطح یک سطح مرکب نیز به کار می‌رفت) است، رابطه مهم (۷-۱) که پارامترهای آن را پیش از این معرفی کرده بودیم، بیان می‌شود:

$$\rho_i = \frac{\sum_{j=1}^N m_j W_{ij}}{\sum_{j=1}^N \left(\frac{m_j}{\rho_j}\right) W_{ij}} \quad (۷-۱)$$

این تعبیر، دقت نتایج را، هم در مجاورت سطوح مرزی آزاد و هم در فصل مشترک مواد با یک ناپیوستگی در چگالی (مثلاً مرز بین فاز گاز منفجره TNT با آب پیرامونش در مسائل انفجار زیر آب) هنگامی که سیگما، تنها بر روی ذراتی انجام می‌شود که دارای جنس یکسان بوده و به تعبیری متعلق به یک ماده‌اند، بالا می‌برد. طبیعی است که روش اخیر، در مسائل عمومی جریانات سیال که فاقد هرگونه ناپیوستگی از قبیل امواج شوک و ... هستند، مناسب به نظر می‌رسد، جهت شبیه‌سازی مسائل عمومی دینامیک سیالات محاسباتی، رویکرد اصلاح شده چگالی مجموع، نتایج بهتری را

می‌دهد و برای شبیه‌سازی پدیده‌هایی با ناپیوستگی شدید (مانند انفجار، برخورد با سرعت بالا و ...) رویکرد چگالی پیوستگی - فرمول (۷-۱۰) - توصیه می‌شود.

۷-۲-۲ تقریب مومنتوم (اندازه حرکت) ذرات

استخراج فرمول بندی SPH برای تقریب تغییرات مومنتوم ذرات تا حدودی شبیه رویکرد چگالی پیوستگی است و غالباً شامل تبدیلاتی می‌شود. مجدداً، استفاده از تبدیلات مختلف می‌تواند به شکل‌های گوناگون معادلات تقریب مومنتوم بیانجامد. اعمال مستقیم مفاهیم تقریب ذرات SPH به روی گرادیان از معادله مومنتوم (۵-۲۰)، معادله‌ی زیر را می‌دهد:

$$\frac{Dv_i^a}{Dt} = \frac{1}{\rho} \sum_{j=1}^N m_j \frac{\sigma_j^{a\beta}}{\rho_j} \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} \quad (۷-۱۲)$$

با یادآوری روابط (۵-۲۲) تا (۵-۲۴)، رابطه (۷-۱۲) قابل درک خواهد بود. با توجه به این‌که اندیس تانسور کلی تنش فارغ از شمارنده‌ی اپراتور سیگما است، می‌توان بدون هیچ تغییری در کلیت رابطه (۷-۱۲)، تانسور کلی تنش را از داخل سیگما به بیرون آن منتقل کرد و این ایده را در قالب رابطه (۷-۱۳) خلاصه نمود:

$$\sum_{j=1}^N m_j \frac{\sigma_i^{a\beta}}{\rho_i \rho_j} \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} = \frac{\sigma_i^{a\beta}}{\rho_i} \left(\sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} \right) = 0 \quad (۷-۱۳)$$

دقت شود رابطه (۷-۱۳) به این دلیل صفر می‌شود که اثری از تانسور کلی تنش برای ذرات همسایه‌ی ذره مرکزی i که در دامنه پشتیبانی آن واقعند، وجود ندارد یا به عبارتی در این رابطه، جمله تانسور کلی تنش فاقد شمارنده j است. حال اگر ایده‌ی (۷-۱۳) را با طرف سمت راست معادله (۷-۱۲) جمع جبری کرده و خلاصه‌نویسی کنیم، رابطه زیر را خواهیم داشت:

$$\frac{Dv_i^a}{Dt} = \sum_{j=1}^N m_j \frac{\sigma_i^{a\beta} + \sigma_j^{a\beta}}{\rho_i \rho_j} \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} \quad (۷-۱۴)$$

معادله (۱۴-۷) از فرمول بندی‌های بسیار رایج جهت استخراج مومنتم به شمار می‌آید. یکی از مزایای این معادله‌ی همگن و متقارن، کاهش قابل ملاحظه‌ی خطایی است که در اثر پراکندگی ذرات ناهم رفتار رخ می‌دهد (Monaghan, 1988, 1982, 1985).

با توجه دانسته‌هایمان از ریاضیات عالی و مشتقات زنجیره‌ای داریم:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma^{a\beta}}{\partial x^\beta} = \frac{\partial}{\partial x^\beta} \left(\frac{\sigma^{a\beta}}{\rho} \right) + \frac{\sigma^{a\beta}}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial x^\beta} \quad (۱۵-۷)$$

با در نظر داشتن رابطه (۱۵-۷) و به کارگیری تقریب SPH ذرات برای گرادیان، خواهیم داشت:

$$\frac{Dv_i^a}{Dt} = \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} \frac{\sigma_i^{a\beta}}{\rho_j} \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} + \frac{\sigma_j^{a\beta}}{\rho_j^2} \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} \rho_j \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} \quad (۱۶-۷)$$

پس از یک بازنویسی ساده و مرتب کردن رابطه‌ی (۱۶-۷) خواهیم داشت:

$$\frac{Dv_i^a}{Dt} = \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{\sigma_i^{a\beta}}{\rho_i^2} + \frac{\sigma_j^{a\beta}}{\rho_j^2} \right) \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} \quad (۱۷-۷)$$

رابطه‌ی اخیر، رایج‌ترین بیان برای استخراج و ارزیابی مومنتوم به شمار می‌آید. با استفاده از معادله (۵-۲۲)، می‌توان معادلات (۱۴-۷) و (۱۶-۷) را به ترتیب زیر و با جزئیات بیشتر نوشت:

$$\frac{Dv_i^a}{Dt} = - \sum_{j=1}^N m_j \frac{p_i + p_j}{\rho_i \rho_j} \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^a} + \sum_{j=1}^N m_j \frac{\mu_i \epsilon_i^{a\beta} + \mu_j \epsilon_j^{a\beta}}{\rho_i \rho_j} \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} \quad (۱۸-۷)$$

$$\frac{Dv_i^a}{Dt} = - \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{p_i}{\rho_i^2} + \frac{p_j}{\rho_j^2} \right) \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^a} + \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{\mu_i \epsilon_i^{a\beta}}{\rho_i^2} + \frac{\mu_j \epsilon_j^{a\beta}}{\rho_j^2} \right) \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} \quad (۱۹-۷)$$

بخش اول از روابط (۱۸-۷) و (۱۹-۷) در واقع تقریب SPH برای فشار می‌باشند و قسمت دوم معادلات (۱۸-۷) و (۱۹-۷) را می‌توان تقریب SPH از نیروهای ویسکوز دانست. بدیهی است که قسمت دوم از روابط فوق‌الذکر در ارتباط با لزجت فیزیکی هستند. با در نظر گرفتن رابطه (۵-۲۴)، تقریب SPH برای $\epsilon^{a\beta}$ و در ذره i می‌تواند در فرم زیر بازنویسی شود:

$$\begin{aligned}\varepsilon^{a\beta} &= \frac{\partial v^\beta}{\partial x^a} + \frac{\partial v^a}{\partial x^\beta} - \frac{2}{3}(\nabla \cdot v)\delta^{a\beta} \\ \varepsilon_i^{a\beta} &= \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} v_j^\beta \frac{\partial w_{ij}}{\partial x_i^a} + \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} v_j^a \frac{\partial w_{ij}}{\partial x_i^\beta} - \left(\frac{2}{3} \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} v_j \cdot \nabla_i w_{ij} \right) \delta^{a\beta}\end{aligned}\quad (20-7)$$

با بهره‌گیری از رابطه (۵-۷) که گرادیان عدد ثابت یک را صفر می‌دانست. اتحادهای زیر را خواهیم داشت:

$$\sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} v_i^\beta \frac{\partial w_{ij}}{\partial x_i^a} = v_i^\beta \left(\sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} \frac{\partial w_{ij}}{\partial x_i^a} \right) = 0 \quad (21-7)$$

$$\sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} v_i^a \frac{\partial w_{ij}}{\partial x_i^\beta} = v_i^a \left(\sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} \frac{\partial w_{ij}}{\partial x_i^\beta} \right) = 0 \quad (22-7)$$

$$\sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} v_i \cdot \nabla_i w_{ij} = v_i \cdot \left(\sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} \nabla_i w_{ij} \right) = 0 \quad (23-7)$$

با تفریق کردن اتحادهای سه گانه‌ی فوق از معادله (۲۰-۷) برای این که اختلاف سرعت‌ها را شامل شود و بیان صحیحی از نرخ تغییرات کرنش ویسکوز ارائه دهد، تقریب SPH نهایی از $\varepsilon^{a\beta}$ و حول ذره i می‌تواند در فرم زیر آورده شود:

$$\varepsilon_i^{a\beta} = \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} v_{ji}^\beta \frac{\partial w_{ij}}{\partial x_i^a} + \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} v_{ji}^a \frac{\partial w_{ij}}{\partial x_i^\beta} - \left(\frac{2}{3} \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} v_{ji} \cdot \nabla_i w_{ij} \right) \delta^{a\beta} \quad (24-7)$$

تقریب SPH نهایی از $\varepsilon^{a\beta}$ و حول ذره i نیز می‌تواند به طریق مشابهی و با الهام از (۲۴-۷) بیان می‌شود. پس از محاسبه $\varepsilon^{a\beta}$ برای ذرات مرکزی i ، j ، شتاب نظیر (مشتق زمانی سرعت) را می‌توان از روابط (۱۸-۷) و (۱۹-۷) محاسبه نمود.

۳-۲-۷ تقریب انرژی ذرات

به منظور تحلیل تغییرات انرژی درونی e در رابطه (۲۵-۵)، قسمتی که شامل نرخ تغییرات کرنش است را می‌توان با کمک معادله (۲۴-۷) تقریب زد. جهت یادآوری، معادله (۲۵-۵) را مجدداً ذکر می‌کنیم:

$$\frac{De}{Dt} = -\frac{p}{\rho} \frac{\partial v^\beta}{\partial x^\beta} + \frac{\mu}{2\rho} \varepsilon^{a\beta} \varepsilon^{a\beta} \quad (25-5)$$

برای بخش اول که شامل کار ناشی از فشار است، راه‌های متعددی جهت به دست آوردن فرمول‌بندی متناظر SPH وجود دارد.

$$-\frac{p}{\rho} \frac{\partial v^\beta}{\partial x^\beta} = \frac{p}{\rho^2} \left(-\rho \frac{\partial v^\beta}{\partial x^\beta} \right) = \frac{p}{\rho^2} \frac{D\rho}{Dt} \quad (25-7)$$

با توجه به رابطه‌ی (۲۵-۷)، کار ناشی از فشار را می‌توان با استفاده مستقیم از فرمول‌بندی چگالی پیوستگی در معادلات (۴-۷) و (۷-۷) و (۱۰-۷). مادامی‌که جمله $\frac{p}{\rho^2}$ در ذرات مرتبط برآورد می‌شود، تقریب زد. برای مثال با استفاده از چگالی پیوستگی در معادله (۱۰-۷)، کار ناشی از فشار با رابطه زیر تخمین زده می‌شود:

$$-\frac{p}{\rho} \frac{\partial v_i^\beta}{\partial x_i^\beta} = \frac{p_i}{\rho_i^2} \sum_{j=1}^N m_j v_{ij}^\beta \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_1^\beta} \quad (26-7)$$

روش دیگر برای تقریب کار ناشی از فشار، استفاده از اتحاد زیر برای مشتقات زنجیره‌ای جزئی است:

$$-\frac{p}{\rho} \frac{\partial v_i^\beta}{\partial x_i^\beta} = -\frac{\partial}{\partial x^\beta} \left(\frac{p v^\beta}{\rho} \right) + v^\beta \frac{\partial}{\partial x^\beta} \left(\frac{p}{\rho} \right) \quad (27-7)$$

که با اعمال این ترفند در قالب عمومی رابطه (۲۶-۷) می‌توان گفت:

$$-\frac{p}{\rho} \frac{\partial v_i^\beta}{\partial x_i^\beta} = \sum_{j=1}^N m_j \frac{p_i}{\rho_i^2} v_{ij}^\beta \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_1^\beta} \quad (28-7)$$

و اکنون با جمع جبری روابط (۲۶-۷) و (۲۸-۷)، متداول ترین بیان از کار ناشی از فشار به فرم زیر در قالب SPH نمایان می گردد:

$$-\frac{p}{\rho} \frac{\partial v_i^\beta}{\partial x_i^\beta} = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{p_i}{\rho_i^2} + \frac{p_j}{\rho_j^2} \right) v_{ij}^\beta \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} \quad (29-7)$$

با کمی دقت درمی یابیم که متغیرهای موجود در رابطه ی فوق همگن و متقارن اند. تقریب زدن نرخ زمانی تغییرات چگالی در رابطه (۲۵-۷) با استفاده از معادله (۷-۷) و ارزیابی جمله $\frac{p}{\rho}$ در ذرات مورد نظر نتیجه می دهد:

$$-\frac{p}{\rho} \frac{\partial v_i^\beta}{\partial x_i^\beta} = \frac{p_i}{\rho_i} \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} v_{ij}^\beta \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} \quad (30-7)$$

با فاکتورگیری از عکس چگالی و اعمال قاعده مشتق گیری زنجیره ای در فرم جزیی خواهیم داشت:

$$-\frac{p}{\rho} \frac{\partial v_i^\beta}{\partial x_i^\beta} = -\frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial}{\partial x^\beta} (p v^\beta) - v^\beta \frac{\partial p}{\partial x^\beta} \right] \quad (31-7)$$

حال با استفاده از رابطه فوق می توان شکل دیگر تقریب SPH برای کار ناشی از فشار را ارائه نمود:

$$-\frac{p}{\rho} \frac{\partial v_i^\beta}{\partial x_i^\beta} = \frac{1}{\rho_i} \sum_{j=1}^N m_j \frac{p_j}{\rho_j} v_{ij}^\beta \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} \quad (32-7)$$

با جمع کردن رابطه (۳۲-۷) با (۳۰-۷)، یک معادله SPH مفید و عملی در مورد کار ناشی از فشار به دست می آید:

$$-\frac{p}{\rho} \frac{\partial v_i^\beta}{\partial x_i^\beta} = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{p_i + p_j}{\rho_i \rho_j} \right) v_{ij}^\beta \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} \quad (33-7)$$

دو شکل زیر را می‌توانیم به عنوان متداول‌ترین انواع بیان SPH از انرژی درونی قلمداد کنیم:

فرم اول:

$$\frac{De_i}{Dt} = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{p_i}{\rho_i^2} + \frac{p_j}{\rho_j^2} \right) v_{ij}^\beta \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} + \frac{\mu_i}{2\rho_i} \epsilon_i^{a\beta} \epsilon_i^{a\beta} \quad (34-7)$$

فرم دوم:

$$\frac{De_i}{Dt} = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{p_i + p_j}{\rho_j \rho_j} \right) v_{ij}^\beta \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} + \frac{\mu_i}{2\rho_i} \epsilon_i^{a\beta} \epsilon_i^{a\beta} \quad (35-7)$$

ذکر این نکته ضروری است که در ماهیت روابط (34-7) و (35-7) تفاوت بنیادی وجود ندارد و تنها نحوه بیان و نمایش است که متفاوت می‌نمایند. مضافاً بدانیم که خطای ناشی از هر دو روش در تقریبات SPH به یک میزان بوده و اختلافی وجود نخواهد داشت. روابط SPH برای معادلات بنیادی ناویر - استوکس یعنی استخراج چگالی، مومنتوم و انرژی را به طور خلاصه در جدول ۱-۷ ارائه کرده‌ایم. ذکر یک نکته در اینجا ضروری است، آن‌که به دلیل سرعت فوق‌العاده بالای پدیده‌ی انفجار که موضوع اصلی پژوهش ماست، از جملاتی که به گونه‌ای شامل لزجت یا ویسکوزیته باشند، می‌توان صرف‌نظر کرد. نتیجه‌ی چنین فرض بزرگی، تبدیل معادلات ناویر - استوکس به حالتی است که فاقد ترم لزجت است و این دقیقاً تعریف سیستم معادلات اوپلر خواهد بود. کوتاه سخن این‌که معادلات اوپلر بر مسئله حاکمند. صحت و اعتبار این فرض در مسائل انفجار، تغییر شکل‌های بسیار بزرگ و برخورد با سرعت بسیار بالا اثبات شده است و برای جزئیات بیشتر می‌توان مرجع [3] را دید. خلاصه‌ای از روابط مورد بحث در قالب جداول ۱-۷ و ۲-۷ ارائه شده است.

جدول ۱-۷: بیان SPH از معادلات ناویر - استوکس (شامل ترم لزجت)

Conservation of Mass
$\rho_i = \sum_{j=1}^N m_j W_{ij}$
$\rho_i = \frac{\sum_{j=1}^N m_j W_{ij}}{\sum_{j=1}^N (\frac{m_j}{\rho_j}) W_{ij}}$
$\frac{D\rho_i}{Dt} = -\rho_i \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} v_j^\beta \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta}$
$\frac{D\rho_i}{Dt} = \rho_i \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} v_{ij}^\beta \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta}$
$\frac{D\rho_i}{Dt} = \sum_{j=1}^N m_j v_{ij}^\beta \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta}$
Conservation of Momentum
$\frac{Dv_i^a}{Dt} = \sum_{j=1}^N m_j \frac{\sigma_i^{a\beta} + \sigma_j^{a\beta}}{\rho_i \rho_j} \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta}$
$\frac{Dv_i^a}{Dt} = \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{\sigma_i^{a\beta}}{\rho_i^2} + \frac{\sigma_j^{a\beta}}{\rho_j^2} \right) \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta}$
Conservation of Energy
$\frac{De_i}{Dt} = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{p_i + p_j}{\rho_j \rho_j} \right) v_{ij}^\beta \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} + \frac{\mu_i}{2\rho_i} \epsilon_i^{a\beta} \epsilon_i^{a\beta}$
$\frac{De_i}{Dt} = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{p_i}{\rho_i^2} + \frac{p_j}{\rho_j^2} \right) v_{ij}^\beta \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta} + \frac{\mu_i}{2\rho_i} \epsilon_i^{a\beta} \epsilon_i^{a\beta}$

جدول ۲-۷: بیان SPH از معادلات اویلر (فاقد ترم لزجت)

Conservation of Mass
$\rho_i = \sum_{j=1}^N m_j W_{ij}$
$\rho_i = \frac{\sum_{j=1}^N m_j W_{ij}}{\sum_{j=1}^N \left(\frac{m_j}{\rho_j}\right) W_{ij}}$
$\frac{D\rho_i}{Dt} = -\rho_i \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} v_j^\beta \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta}$
$\frac{D\rho_i}{Dt} = \rho_i \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} v_{ij}^\beta \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta}$
$\frac{D\rho_i}{Dt} = \sum_{j=1}^N m_j v_{ij}^\beta \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta}$
Conservation of Momentum
$\frac{Dv_i^a}{Dt} = -\sum_{j=1}^N m_j \frac{p_i + p_j}{\rho_i \rho_j} \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^a}$
$\frac{Dv_i^a}{Dt} = -\sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{p_i}{\rho_i^2} + \frac{p_j}{\rho_j^2} \right) \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^a}$
Conservation of Energy
$\frac{De_i}{Dt} = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{p_i + p_j}{\rho_j \rho_j} \right) v_{ij}^\beta \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta}$
$\frac{De_i}{Dt} = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{p_i}{\rho_i^2} + \frac{p_j}{\rho_j^2} \right) v_{ij}^\beta \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^\beta}$

فصل هشتم:

انفجار در زیر آب در محیط ۲ بعدی

فصل هشتم: انفجار در زیر آب در محیط ۲ بعدی

۱-۸ کلیات

در این فصل ما برانیم تا یک مسئله ۲ بعدی انفجار در آب را به روش المان محدود اویلری، المان محدود لاگرانژی و روش بدون شبکه SPH، با استفاده از نرم افزار Ls-dyna مدل وحل نماییم. در این فصل پس از ارائه پاره ای از توضیحات در رابطه با نرم افزار Ls-dyna، به بیان مسئله مورد نظر پرداخته، پس از ارائه نتایج حاصله از حل به سه روش المان محدود اویلری، المان محدود لاگرانژی و روش بدون شبکه SPH، به تحلیل و مقایسه آنها می پردازیم.

۲-۸ نرم افزار Ls-dyna

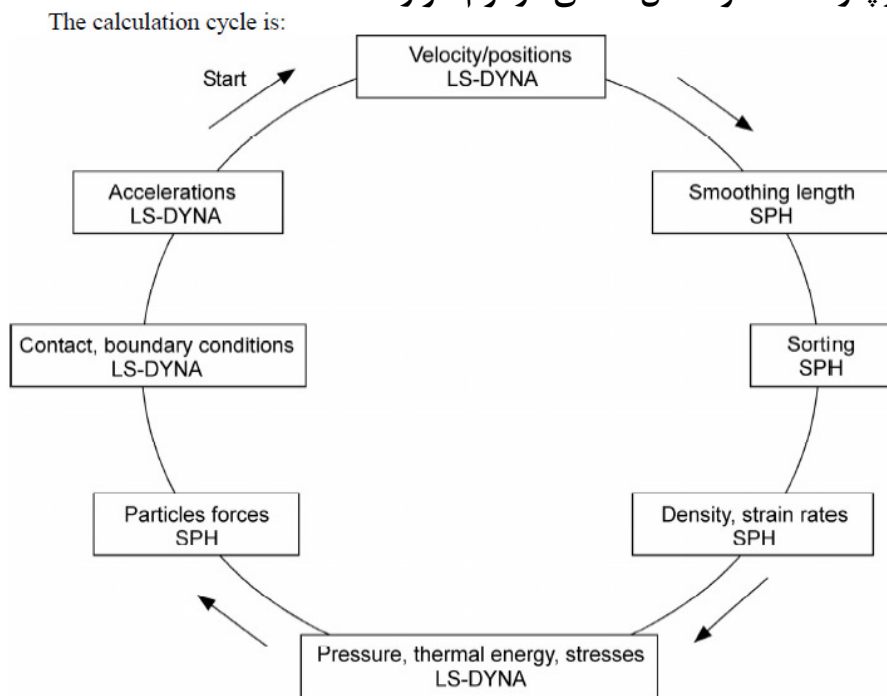
یکی از نرم افزارهای بسیار قدرتمندی که در حال حاضر برای شبیه سازی پدیده های دینامیکی پیچیده مورد استفاده قرار می گیرد، Ls-dyna است. این نرم افزار علاوه بر تحلیل های دینامیکی قادر به حل مسائل گوناگون در حوزه های مختلف فیزیکی از جمله مکانیک جامدات، انتقال حرارت، دینامیک سیال می باشد. این نرم افزار در حال حاضر بصورت فعال توسط LSTC در حال گسترش و به روزرسانی می باشد. بیشتر شهرت این نرم افزار در زمینه شبیه سازی و تحلیل مسائل غیرخطی و گذرای دینامیکی با استفاده از حل المان محدود صریح می باشد.

منشأ Ls-dyna نرم افزار المان محدود DYNA3D است که در سال ۱۹۷۶ تولید شده است. در آن زمان هیچ نرم افزاری برای شبیه سازی سه بعدی برخورد وجود نداشت و نرم افزارهای دو بعدی نیز برای این منظور کافی نبودند. پس از آن که پروژه متوقف شد DYNA3D به راه خود ادامه داد. در سال ۱۹۷۸ کُد منبع این نرم افزار طی درخواستی از طرف دولت فرانسه بصورت عمومی و بدون هیچ محدودیتی منتشر گشت. در سال ۱۹۸۸، LSTC پس از رایزنی گروهی متشکل از ۶۰ کمپانی مصرف کننده DYNA3D جهت توسعه این نرم افزار بنیان نهاده شد. در نتیجه محصول نهایی Ls-dyna 3D که پس از مدتی نام آن به Ls-dyna کوتاه شد تا به امروز توسعه و به روزرسانی

می گردد. ساختار این نرم افزار بر خلاف نرم افزارهایی همچون ABAQUS و ANSYS یک تکه و منسجم نیست و قسمت های مختلف آن در قالب نرم افزارهای جدا از هم قابل اجرا می باشند. به این صورت که عملیات پیش پردازنده شامل ساخت مدل و در نرم افزاری مجزا که معمولاً امکان نمایش نتایج آن را نیز دارد، انجام می پذیرد و سپس کد خروجی حاصل به حلگر اصلی داده شده و محاسبات را انجام می دهد. لازم به ذکر است که ورودی حلگر فایلی با پسوند K یا KEY است که از یک فایل متنی شامل دستورات یا همان KEYWORD ها تشکیل شده است. خط به خط این فایل شامل اطلاعاتی از قبیل شرایط کنترل حل مسأله و دریافت خروجی، نوع بارگذاری ها و قیدها، مختصات المان ها و گره ها، نوع الگوریتم های برخورد و تصادم و ... می باشد. می توان گفت این تفکیک بخش های مختلف حل یک مسأله در نرم افزار های مختلف به نوعی مزیت برای این نرم افزار تبدیل شده است. تفکیک بخش های مختلف نرم افزار موجب شکل گیری پیش پردازشگرهای مختلفی برای تولید ورودی های این نرم افزار با امکانات گوناگون گردیده است و از آن جمله می توان Oasys، FEMB، HyperMesh و LS-PrePost را نام برد که تنها مورد آخر به طور مستقیم توسط شرکت LSTC منتشر می گردد.

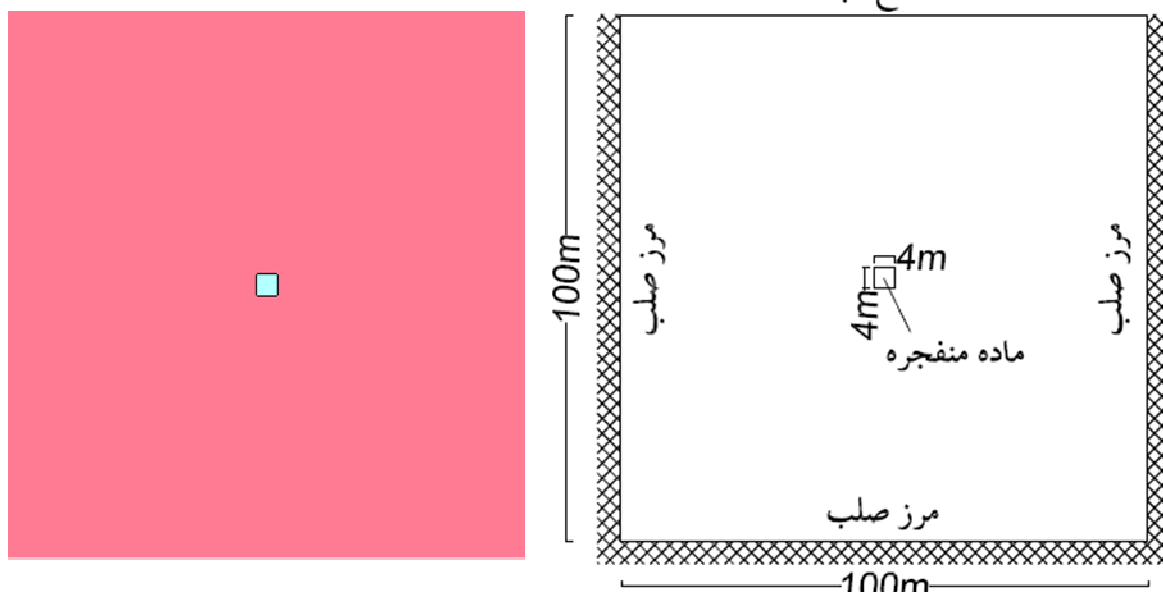
نرم افزار Ls-dyna، قابلیت های بسیار بالایی در حل مسائل دینامیکی غیر خطی دارد. توان بالای این کد در تحلیل مسائل انفجار، انتشار امواج شوک، شکل دهی فلزات با تغییر شکلهای زیاد، برخورد اجسام، نفوذ پرتابه در هدف و ... با داشتن تقریباً ۲۰۰ نوع مدل ماده و ۱۳ نوع معادله حالت و انواع روشهای تماس سطوح (contact)، این کد را به یکی از قویترین نرم افزارهای مهندسی تبدیل کرده است که می تواند در بسیاری از مسائل انفجار و ضربه مورد استفاده قرار گیرد. روشهای حل لاگرانژی، اویلری، کوپل لاگرانژی- اویلری، SMALE، MMALE و SPH را می توان بکار برد که هر کدام دارای مزایا و معایبی هستند. با استفاده از این نرم افزار می توان انواع مسائل انفجار را شبیه سازی نموده و نتایج با دقت قابل قبولی از آن گرفت.

۸-۲-۱ فلوجارت عملکرد مدل عددی در نرم افزار



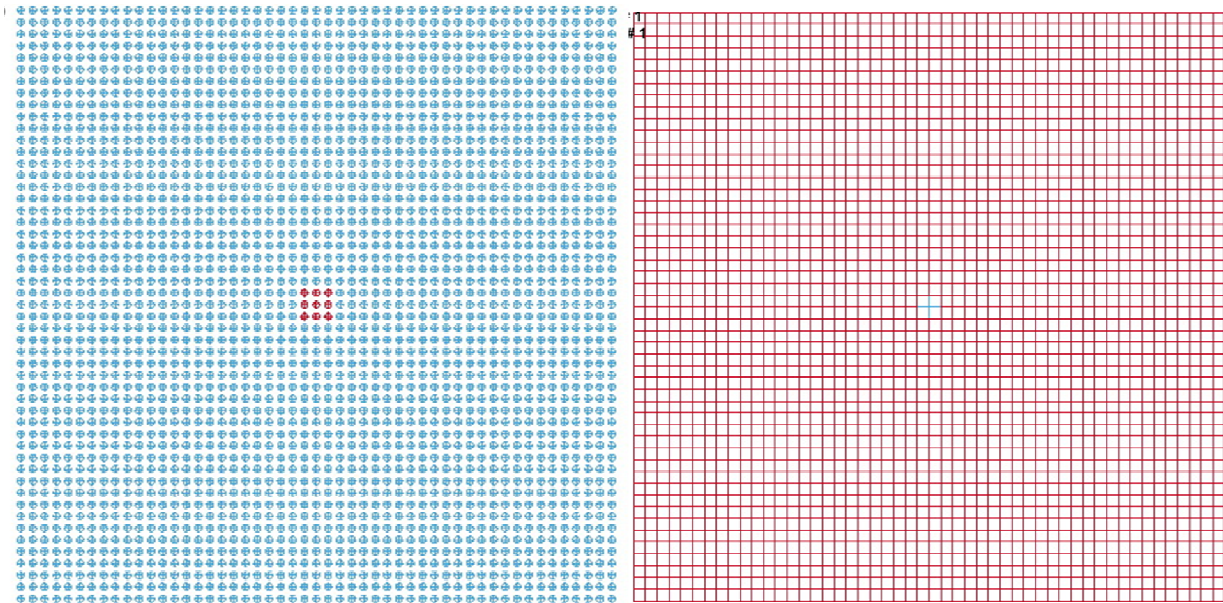
۸-۳ بیان جزئیات مسئله ۲ بعدی انفجار در زیر آب

ابعاد مدل در نظر گرفته شده 100×100 متر می باشد، که ماده منفجره در مرکز مدل به ابعاد 4×4 متر قرار داده شده است. در شکل ۸-۱ شماتیکی از مدل مورد بررسی ارائه شده است. در مدل مدنظر محیط سیال از سه طرف راست، چپ و کف محدود شده است (مرز صلب). و از سمت بالا می تواند آزادانه جابجا شود. (سطح آزاد آب)



شکل ۸-۱ مسئله ۲ بعدی انفجار زیر آب مدل شده در نرم افزار LS-Dyna

ابعاد المان ها در حل به روش المان محدود اوایلر و المان محدود لاگرانژ 2×2 متر بوده در حل sph هم فاصله گره ها 2 متر، 2 متر در نظر گرفته شده است. نحوه مش بندی روش المان محدود اوایلری، المان محدود لاگرانژی در شکل ۸-۲ و روش بدون شبکه در شکل ۸-۳ نشان داده شده است. لازم به توضیح است که تعداد گره ها در هر سه مدل یکسان بوده و المان های دو روش المان محدود اوایلر و المان محدود لاگرانژ نیز به یک صورت میباشند و تنها روش حل این دو روش متفاوت می باشد.



شکل ۸-۳ المان های گره ای روش sph

شکل ۸-۲ مش بندی روش اوایلر و لاگرانژ

مدلسازی در نرم افزار شامل سه مرحله پیش پردازش، حل مساله و پس پردازش می باشد. در مرحله پیش پردازش مواردی چون مواد و مصالح مدل، تعداد اجزا و مقاطع، شرایط اولیه، معادلات حالت، شرایط تکیه گاهی و مورد بررسی قرار می گیرد که در ادامه پارامترهای به کار رفته در مدلسازی ارائه می گردد.

۸-۳-۱ خصوصیات مصالح

برای مدلسازی آب، از مدل null استفاده شده و چگالی آب در این قسمت برابر با 1000 کیلوگرم بر متر مکعب فرض شده است. همچنین برای مدلسازی ماده منفجره از مدل high explosive burn استفاده شده و خصوصیات ماده منفجره TNT مانند جدول زیر وارد شده است.

چگالی (kg/m^3)	سرعت انفجار در لحظه ابتدائی (m/s)	PCJ
1630	6930	2.1×10

۸-۳-۲ شرایط اولیه

در این قسمت می توان شرایط اولیه مساله مانند سرعت اولیه و یا نقاط آغازین انفجار (Detonation) را تعیین نمود. در این پایان نامه مختصات نقاط اطراف TNT به عنوان شرایط اولیه آغاز انفجار داده شده است.

۸-۳-۳ معادلات حالت

برای دو جزء تعریف شده در این مدل (ماده منفجره و سیال پیرامون آن)، نیاز به دو معادله حالت داریم. معادلات حالت تعریف شده عبارتند از همان معادلاتی که در فصل ۳ از همین پایان نامه، جزییات آنها مورد بحث و بررسی قرار گرفته است. که در اینجا به دلیل اهمیت آنها مجدداً بیان می گردد:

۸-۳-۳-۱ معادله حالت JWL برای ماده منفجره:

معادله JWL برای تعیین فشار در مواد منفجره مورد استفاده قرار گرفته و از رابطه زیر تعیین می گردد:

$$p = A \left(1 - \frac{\omega\eta}{R_1} \right) e^{-(R_1/\eta)} + B \left(1 - \frac{\omega\eta}{R_2} \right) e^{-(R_2/\eta)} + \omega\eta\rho_0 e \quad (۸-۱)$$

در رابطه $\eta = \frac{\rho}{\rho_0}$ (نسبت چگالی گاز ماده منفجره به چگالی گاز اولیه) ω ، R_2 ، R_1 ، B ، A ثابت های مواد منفجره گوناگون می باشند. مقادیر استفاده شده برای ماده منفجره TNT در مدلسازی در جدول زیر ارائه شده است:

	A(PA)	B(PA)				
1630	3.712×10^{11}	3.21×10^9	4.15	0.95	0.3	4.29×10^6

۸-۳-۲ معادله حالت Grunssien برای آب

رابطه تعیین فشار در این معادله حالت عبارتست از:

$$p = \frac{\rho_0 C_0^2 \mu [1 + (1 - (\gamma_0/2))\mu - (a/2)\mu^2]}{[1 - (s_1 - 1)\mu - s_2(\mu^2/(\mu + 1)) - s_3(\mu^3/(\mu + 1)^2)]^2} + (\gamma_0 + a\mu)e \quad (۸-۲)$$

در رابطه فوق μ نسبت تراکم بوده و برابر $1 - \eta$ می باشد. C_0 معرف سرعت صوت و γ_0 ضریب گرانش می باشد. سایر موارد نیز ثابت های تجربی می باشند. مقادیر استفاده شده در این مدل سازی در جدول زیر ارائه شده اند.

μ							
357.1	1.2268	1.986	2.56	0	0.5	1480	1000

۸-۴ نتایج مسئله ۲ بعدی انفجار در زیر آب

همانطور که در اشکال ۸-۴ الی ۸-۱۴ نشان داده شده است، نتایج سرعت و فشار و جابجایی در گره های شبکه نمایش داده شده است. مدل مورد بررسی تا زمان ۰/۱۵ ثانیه حل شده بدیهی است که نتایج مورد بررسی هم تا این زمان موجود می باشد.

در حل نرم افزاری ۱۵۰ بازه زمانی برای حل در نظر گرفته شده است. لذا در هر روش حل برای هر مورد نتیجه مورد بررسی (فشار، سرعت و جابجایی) ۱۵۰ پاسخ وجود دارد. کثرت این پاسخ ها این امکان را به ما داد تا این نتایج را به صورت گرافیکی و انیمیشن در آورده، که فایل های دیجیتالی مورد نظر در یک عدد لوح فشرده ارائه گردیده است. در تصاویر مورد بررسی ۸-۴ الی ۸-۱۴ به علت کثرت نتایج، تنها به نمایش نتایج در ۶ زمان (۰/۰۲، ۰/۰۳۴، ۰/۰۴۳، ۰/۰۴۹، ۰/۰۵۹، ۰/۰۷۶) ثانیه اکتفا شده است.

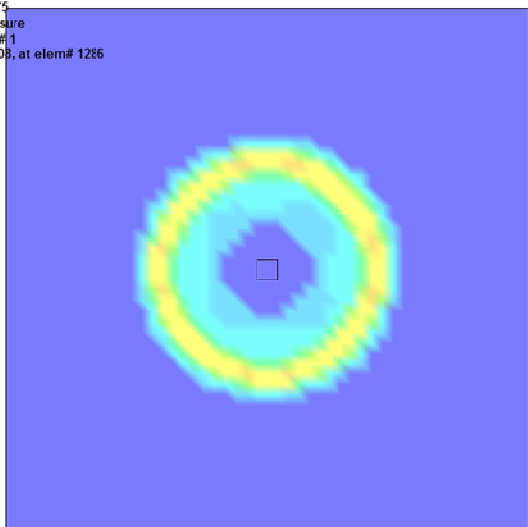
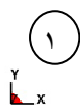
۸-۴-۱ نتایج روش المان محدود اویلری

در روش اویلری، شبکه مش ثابت است و ماده در میان مش جریان می یابد. روش اویلری از دینامیک سیالات نشات گرفته شده است و بهترین روش برای حل مسائل جریان تغییر شکل بسیار بزرگ در مسائلی مانند جریان در کانال میباشد. در این روش حرکت مش مستقل از حرکت ماده که آنالیز می شود، می باشد. در روش اویلری اجازه ایجاد سطوح (خراب شده) جدید را نمی دهد و محدود به هندسه ایست که در آن جریان ماده تقریباً قابل پیش بینی باشد.

در شکل ۸-۴ کانتور فشار، در شکل ۸-۵ کانتور سرعت، در شکل ۸-۶ نمایش سرعت های گره ای حاصله به صورت برداری، از حل به روش المان محدود اویلری در ۶ زمان (۰.۰۷۶، ۰.۰۵۹، ۰.۰۴۹، ۰.۰۴۳، ۰.۰۳۴، ۰.۰۲۰) ثانیه نمایش داده شده است.

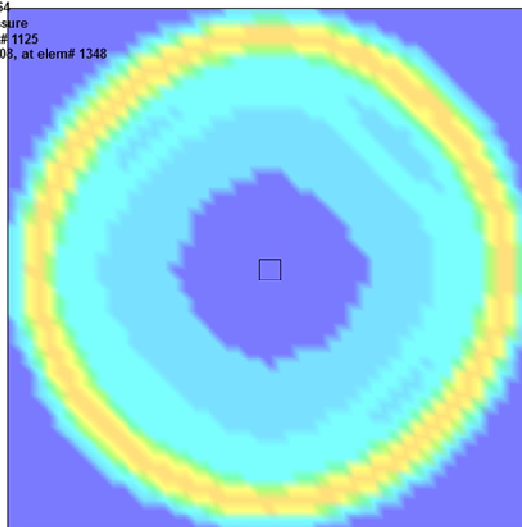
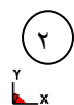
لازم به توضیح است که یه دلیل ماهیت حل به روش المان محدود اویلری که اجازه ایجاد سطوح (خراب شده) جدید را نمی دهد، نتایج جابجایی گره ای و در نتیجه آن تغییرات سطح آزاد آب (پروفیل سطح آب)، موجود نخواهد بود.

UNDEX Euler mesh
Time = 0.020575
Contours of Pressure
min=0, at elem# 1
max=2.37784e+08, at elem# 1286



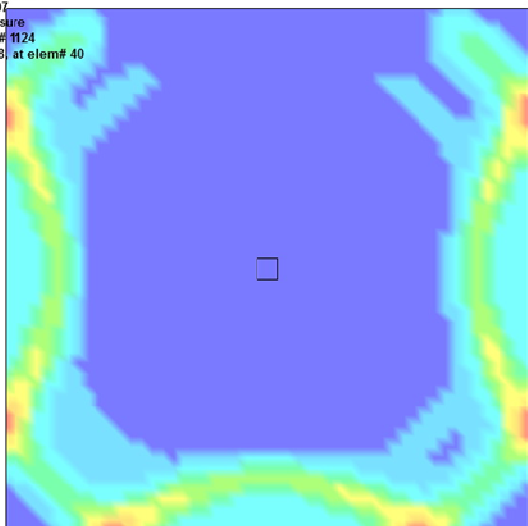
Fringe Levels
2.378e+08
2.140e+08
1.902e+08
1.664e+08
1.427e+08
1.189e+08
9.511e+07
7.134e+07
4.756e+07
2.378e+07
0.000e+00

UNDEX Euler mesh
Time = 0.034864
Contours of Pressure
min=0, at elem# 1125
max=1.14742e+08, at elem# 1348



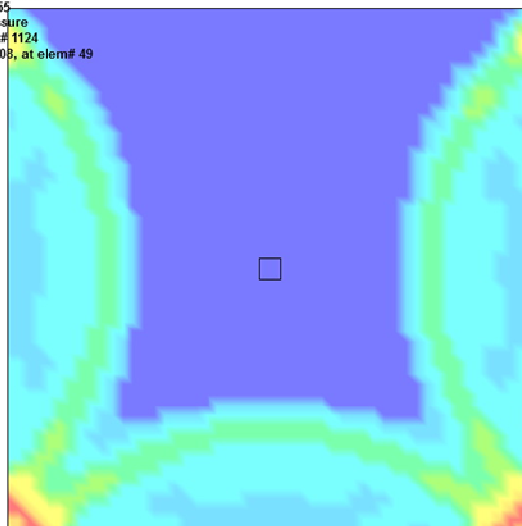
Fringe Levels
1.147e+08
1.033e+08
9.179e+07
8.032e+07
6.885e+07
5.737e+07
4.590e+07
3.442e+07
2.295e+07
1.147e+07
0.000e+00

UNDEX Euler mesh
Time = 0.043797
Contours of Pressure
min=0, at elem# 1124
max=1.7615e+08, at elem# 40



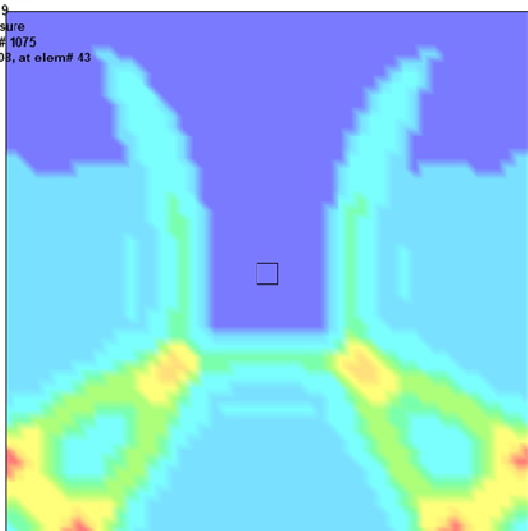
Fringe Levels
1.761e+08
1.585e+08
1.409e+08
1.233e+08
1.057e+08
8.807e+07
7.046e+07
5.284e+07
3.523e+07
1.761e+07
0.000e+00

UNDEX Euler mesh
Time = 0.049655
Contours of Pressure
min=0, at elem# 1124
max=1.75934e+08, at elem# 49



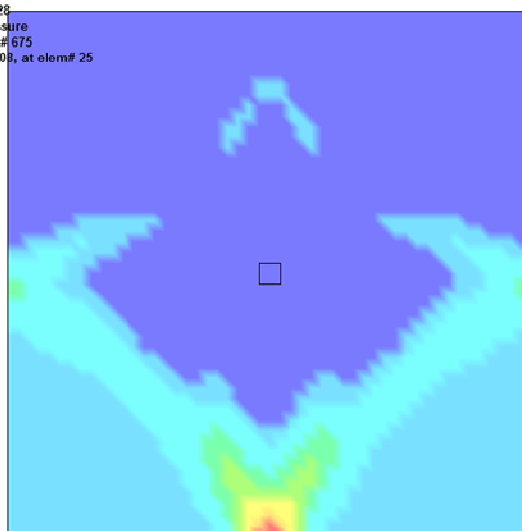
Fringe Levels
1.759e+08
1.583e+08
1.407e+08
1.232e+08
1.056e+08
8.797e+07
7.037e+07
5.278e+07
3.519e+07
1.759e+07
0.000e+00

UNDEX Euler mesh
Time = 0.058919
Contours of Pressure
min=0, at elem# 1075
max=1.57125e+08, at elem# 43



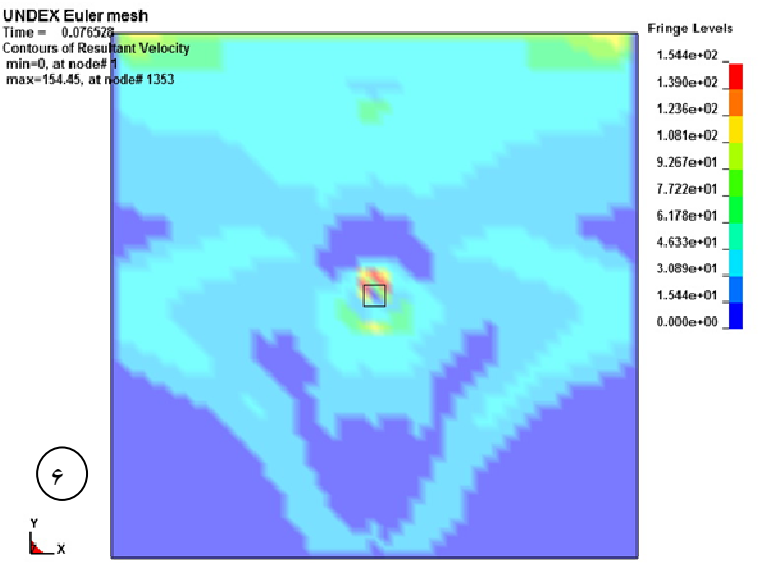
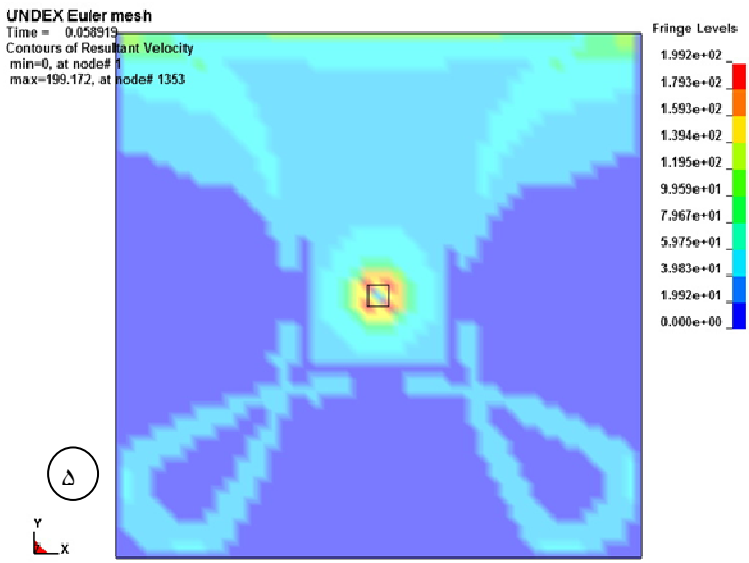
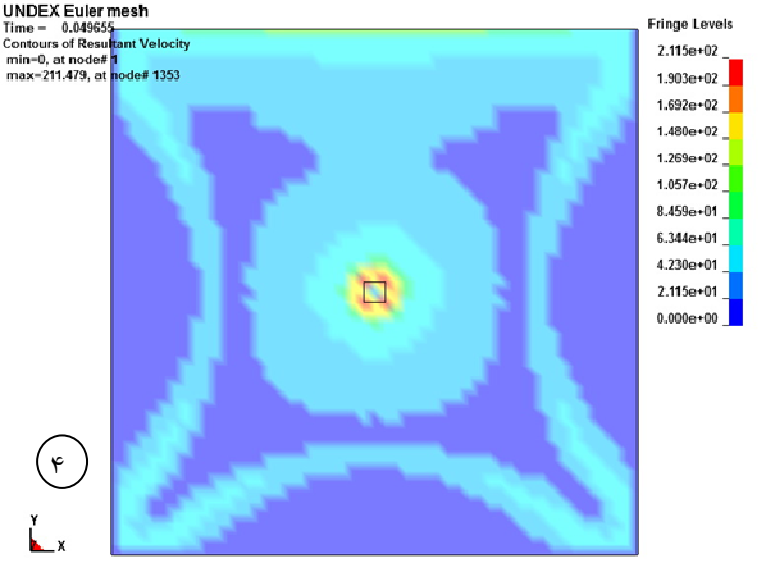
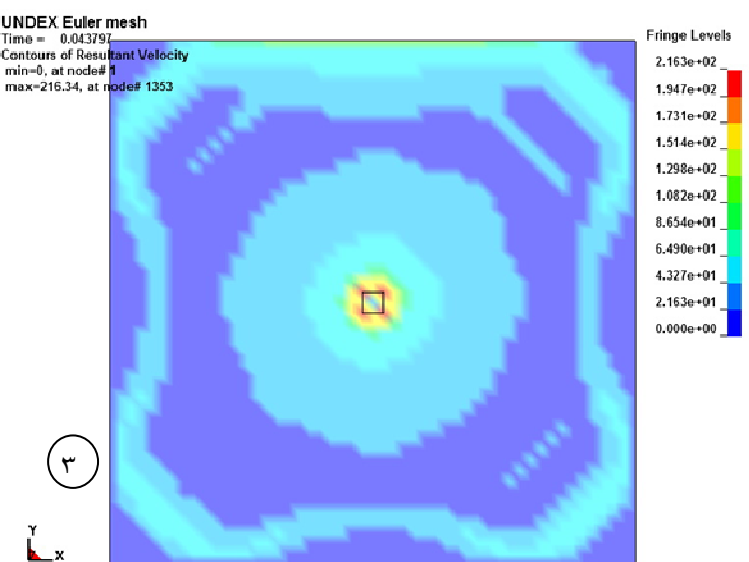
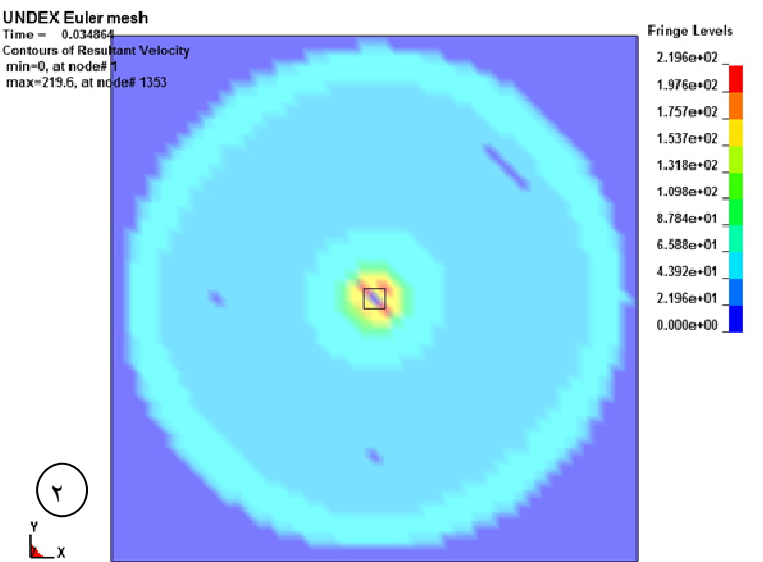
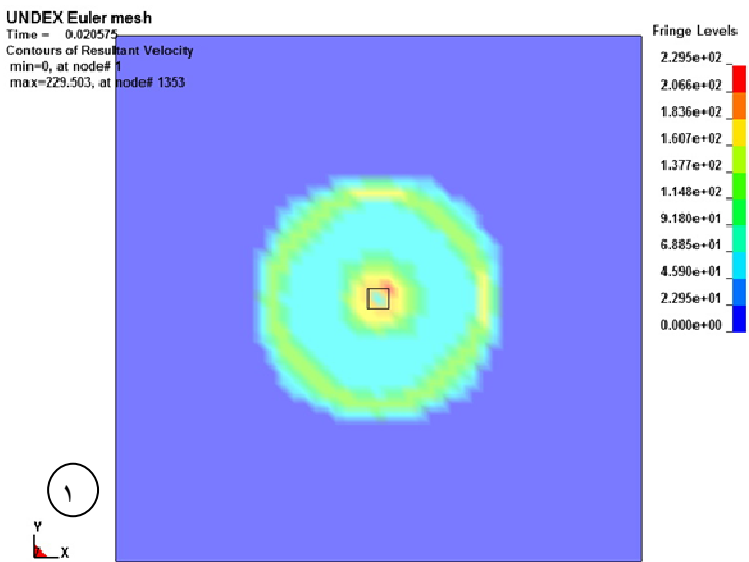
Fringe Levels
1.571e+08
1.414e+08
1.257e+08
1.100e+08
9.420e+07
7.856e+07
6.285e+07
4.714e+07
3.143e+07
1.571e+07
0.000e+00

UNDEX Euler mesh
Time = 0.076528
Contours of Pressure
min=0, at elem# 675
max=2.22781e+08, at elem# 25



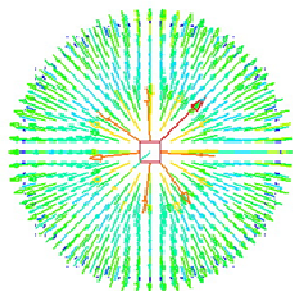
Fringe Levels
2.228e+08
2.005e+08
1.782e+08
1.559e+08
1.337e+08
1.114e+08
8.911e+07
6.683e+07
4.456e+07
2.228e+07
0.000e+00

شکل ۸-۴ کانتور فشار حاصله از روش المان محدود اوپلر



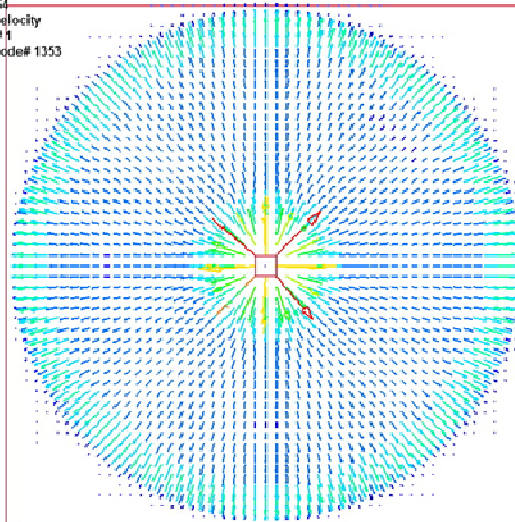
شکل ۵-۸ کانتور سرعت حاصله از روش المان محدود اولیه

UNDEX Euler mesh
Time = 0.020575
Vector of Total-velocity
min=0, at node# 1
max=229.903, at node# 1353



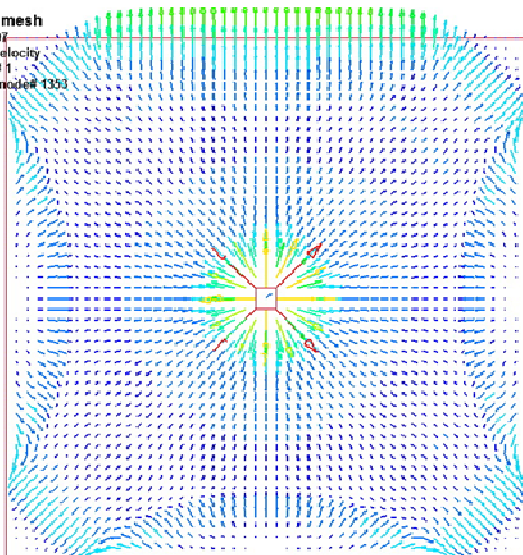
Fringe Levels
2.295e+02
2.066e+02
1.836e+02
1.607e+02
1.377e+02
1.148e+02
9.180e+01
6.885e+01
4.590e+01
2.295e+01
0.000e+00

UNDEX Euler mesh
Time = 0.034864
Vector of Total-velocity
min=0, at node# 1
max=219.6, at node# 1353



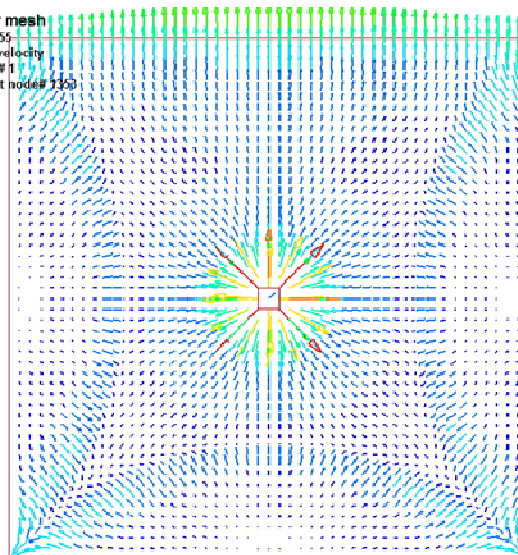
Fringe Levels
2.196e+02
1.976e+02
1.757e+02
1.537e+02
1.318e+02
1.098e+02
8.784e+01
6.588e+01
4.392e+01
2.196e+01
0.000e+00

UNDEX Euler mesh
Time = 0.043797
Vector of Total-velocity
min=0, at node# 1
max=216.34, at node# 1353



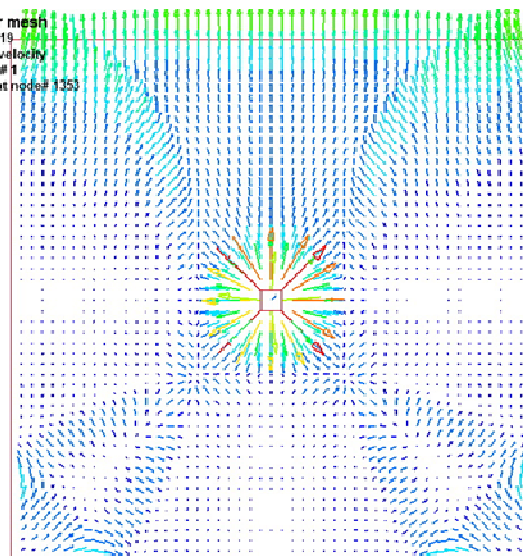
Fringe Levels
2.163e+02
1.947e+02
1.731e+02
1.514e+02
1.298e+02
1.082e+02
8.654e+01
6.490e+01
4.327e+01
2.163e+01
0.000e+00

UNDEX Euler mesh
Time = 0.049655
Vector of Total-velocity
min=0, at node# 1
max=211.479, at node# 1353



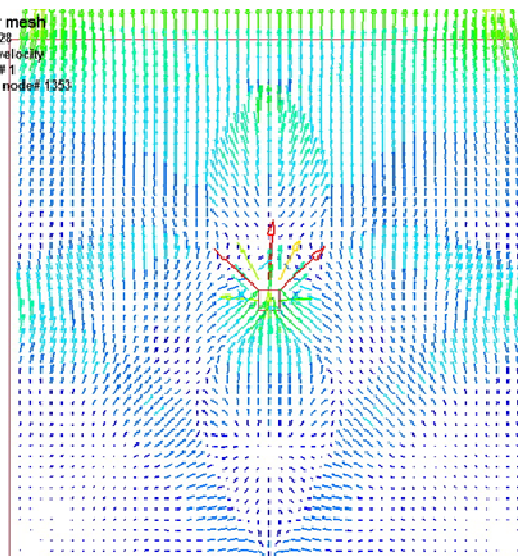
Fringe Levels
2.115e+02
1.903e+02
1.692e+02
1.480e+02
1.269e+02
1.057e+02
8.459e+01
6.344e+01
4.230e+01
2.115e+01
0.000e+00

UNDEX Euler mesh
Time = 0.058919
Vector of Total-velocity
min=0, at node# 1
max=199.172, at node# 1353



Fringe Levels
1.992e+02
1.793e+02
1.593e+02
1.394e+02
1.195e+02
9.959e+01
7.967e+01
5.975e+01
3.983e+01
1.992e+01
0.000e+00

UNDEX Euler mesh
Time = 0.076528
Vector of Total-velocity
min=0, at node# 1
max=154.45, at node# 1353



Fringe Levels
1.544e+02
1.390e+02
1.236e+02
1.081e+02
9.267e+01
7.722e+01
6.178e+01
4.633e+01
3.089e+01
1.544e+01
0.000e+00

شکل ۶-۸ نمایش سرعت های گره ای حاصله از روش المان محدود اویلر به صورت برداری

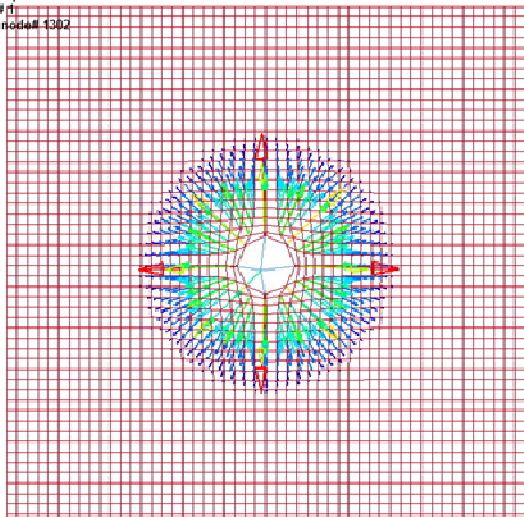
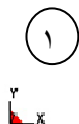
۸-۴-۲ نتایج روش المان محدود لاگرانژی

بطور کلی می توان اظهار داشت که در روش المان محدود لاگرانژی نقاطی ثابت بر روی قطعه که گره نام دارند در نظر گرفته می شوند. این نقاط به با اتصال به یکدیگر، شبکه لاگرانژی را ایجاد می کنند. در حل المان محدود لاگرانژی بر خلاف حل المان محدود اویلری شبکه به همراه ماده حرکت می کند. روش لاگرانژی بسیار مناسب برای مسائل کرنش نه چندان بزرگ می باشد، که در آنها اعوجاج مش و خرابی المان مشکل مهمی نمی باشد.

مزیت روش المان محدود لاگرانژی اینست که سطحی آزاد از ماده بصورت اتوماتیک مش می گردد و مهمترین معایب این روش هم توسعه مسائل در محیط فیزیکی است که شامل تغییر شکل بزرگ سطح میشود. این روش پر هزینه بوده و هنوز برای مسائل ۳ بعدی به طور کامل توسعه نیافته است.

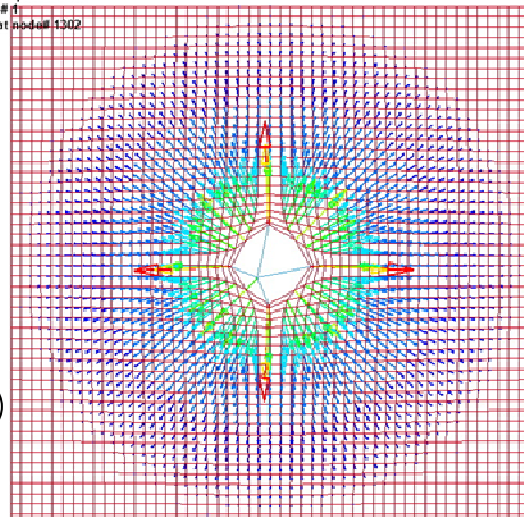
در شکل ۸-۷ جابجایی گره مش ها به صورت برداری، در شکل ۸-۸ کانتور جابجایی گره ها، در شکل ۸-۹ کانتور فشار حاصله، در شکل ۸-۱۰ کانتور سرعت گره ها، در شکل ۸-۱۱ سرعت گره ها به صورت برداری، در ۶ زمان (۰.۰۷۶، ۰.۰۵۹، ۰.۰۴۹، ۰.۰۴۳، ۰.۰۳۴، ۰.۰۲) ثانیه، نمایش داده شده است.

UNDEX lagrange mesh
Time = 0.020958
Vector of Total displacement
min=0, at node#1
max=3.7012, at node#1302



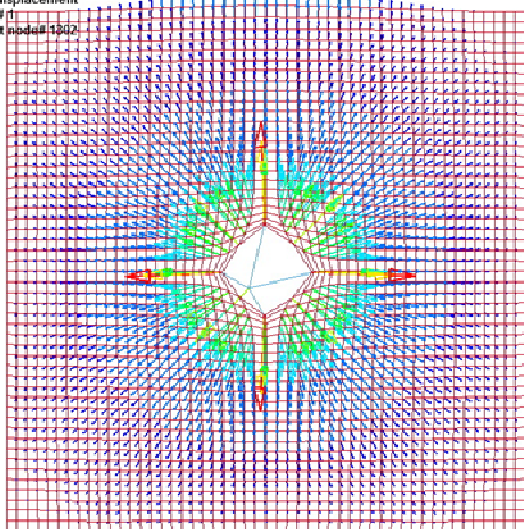
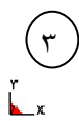
Fringe Levels
3.701e+00
3.331e+00
2.961e+00
2.591e+00
2.221e+00
1.851e+00
1.480e+00
1.110e+00
7.402e-01
3.701e-01
0.000e+00

UNDEX lagrange mesh
Time = 0.034867
Vector of Total displacement
min=0, at node#1
max=5.86868, at node#1302



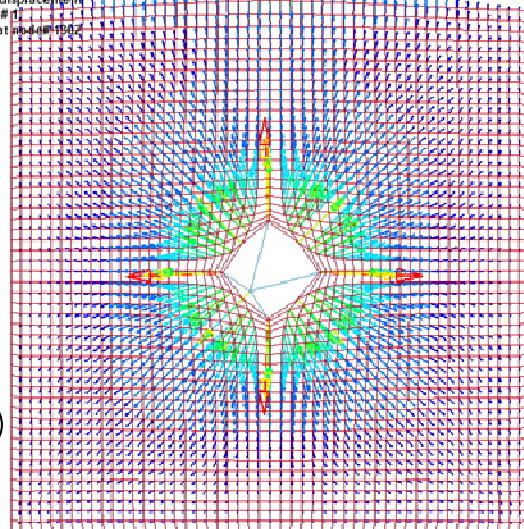
Fringe Levels
5.869e+00
5.282e+00
4.695e+00
4.108e+00
3.521e+00
2.934e+00
2.347e+00
1.761e+00
1.174e+00
5.869e-01
0.000e+00

UNDEX lagrange mesh
Time = 0.043772
Vector of Total displacement
min=0, at node#1
max=6.92198, at node#1302



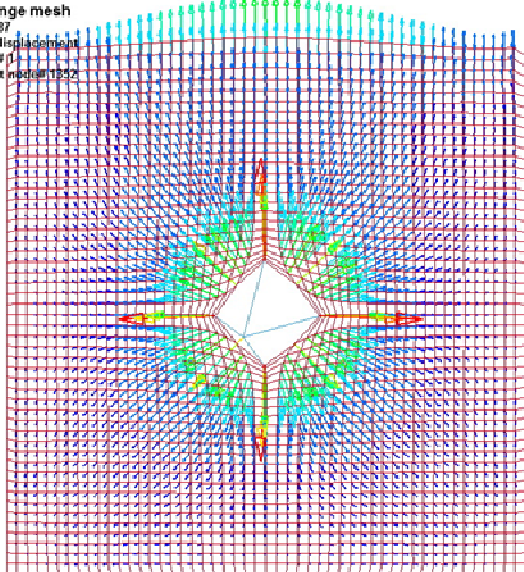
Fringe Levels
6.922e+00
6.230e+00
5.538e+00
4.845e+00
4.153e+00
3.461e+00
2.769e+00
2.077e+00
1.384e+00
6.922e-01
0.000e+00

UNDEX lagrange mesh
Time = 0.049881
Vector of Total displacement
min=0, at node#1
max=7.56456, at node#1302



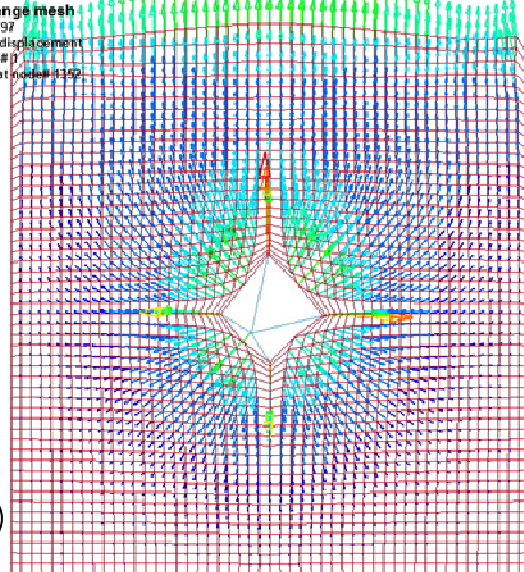
Fringe Levels
7.565e+00
6.808e+00
6.052e+00
5.295e+00
4.539e+00
3.782e+00
3.026e+00
2.269e+00
1.513e+00
7.565e-01
0.000e+00

UNDEX lagrange mesh
Time = 0.058787
Vector of Total displacement
min=0, at node#1
max=8.41823, at node#1302



Fringe Levels
8.418e+00
7.576e+00
6.735e+00
5.893e+00
5.051e+00
4.209e+00
3.367e+00
2.525e+00
1.684e+00
8.418e-01
0.000e+00

UNDEX lagrange mesh
Time = 0.076797
Vector of Total displacement
min=0, at node#1
max=9.54871, at node#1302

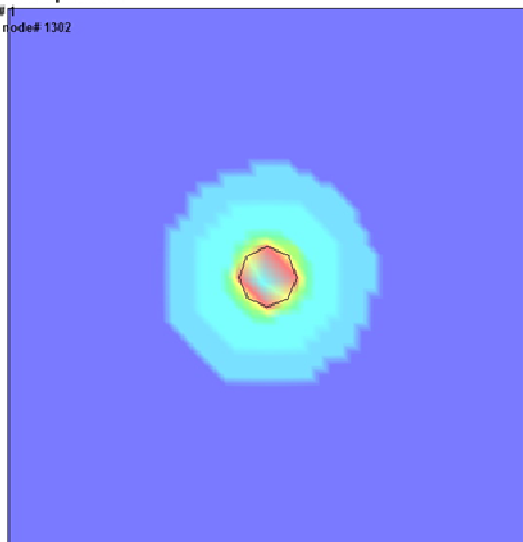


Fringe Levels
9.549e+00
8.594e+00
7.639e+00
6.684e+00
5.729e+00
4.774e+00
3.819e+00
2.865e+00
1.910e+00
9.549e-01
0.000e+00

شکل ۷-۸ نمایش جابجایی گره مش ها به صورت برداری حاصله از روش المان محدود لاگرانژ

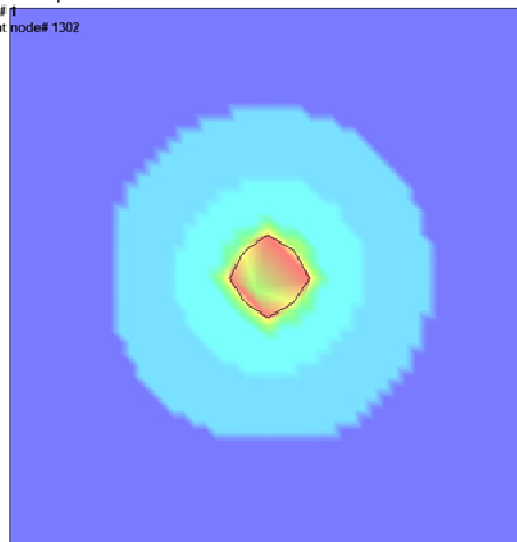
UNDEX lagrange mesh
Time = 0.020958
Contours of Resultant Displacement
min=0, at node# 1
max=3.7012, at node# 1302

Fringe Levels
3.701e+00
3.331e+00
2.961e+00
2.591e+00
2.221e+00
1.851e+00
1.480e+00
1.110e+00
7.402e-01
3.701e-01
0.000e+00



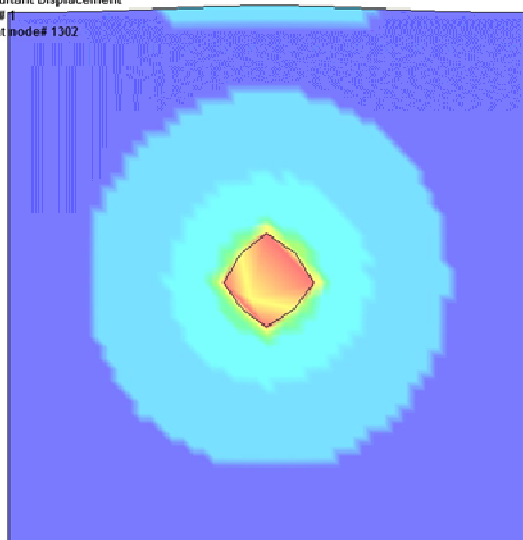
UNDEX lagrange mesh
Time = 0.034867
Contours of Resultant Displacement
min=0, at node# 1
max=5.8686, at node# 1302

Fringe Levels
5.869e+00
5.282e+00
4.695e+00
4.108e+00
3.521e+00
2.934e+00
2.347e+00
1.761e+00
1.174e+00
5.869e-01
0.000e+00



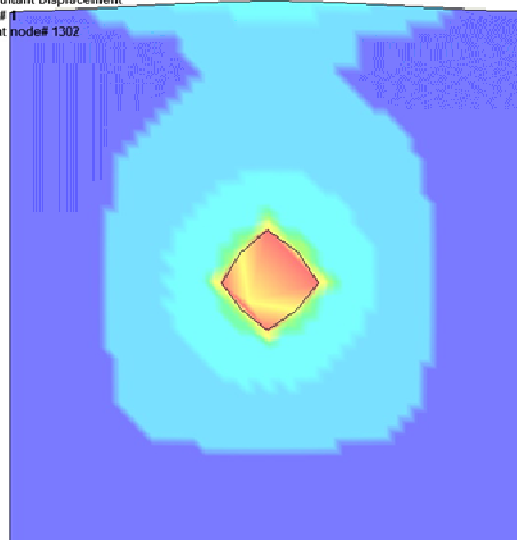
UNDEX lagrange mesh
Time = 0.043772
Contours of Resultant Displacement
min=0, at node# 1
max=6.92196, at node# 1302

Fringe Levels
6.922e+00
6.230e+00
5.538e+00
4.845e+00
4.153e+00
3.461e+00
2.769e+00
2.077e+00
1.384e+00
6.922e-01
0.000e+00



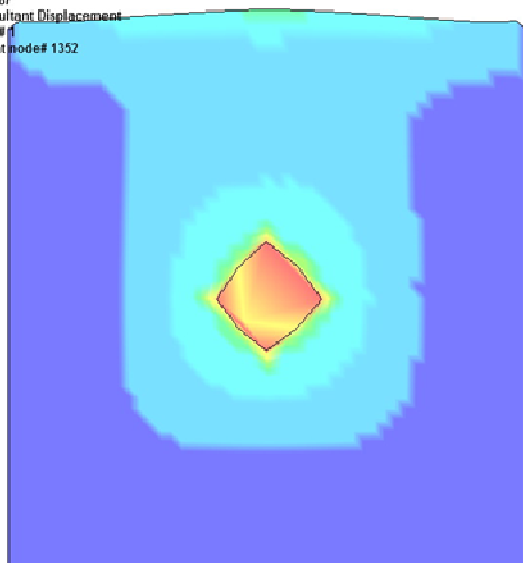
UNDEX lagrange mesh
Time = 0.049681
Contours of Resultant Displacement
min=0, at node# 1
max=7.56456, at node# 1302

Fringe Levels
7.565e+00
6.808e+00
6.052e+00
5.295e+00
4.538e+00
3.782e+00
3.026e+00
2.269e+00
1.513e+00
7.565e-01
0.000e+00



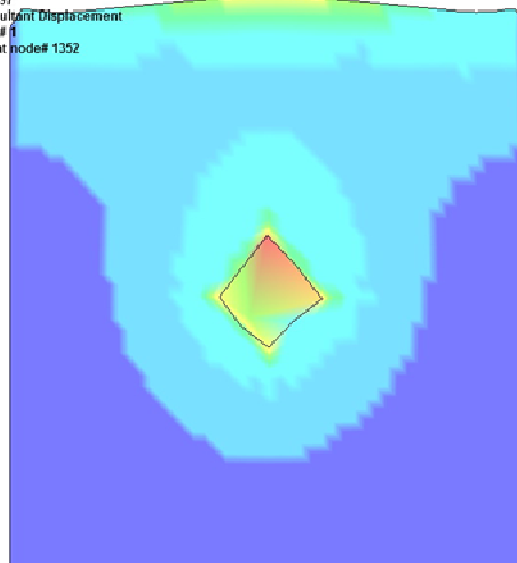
UNDEX lagrange mesh
Time = 0.058787
Contours of Resultant Displacement
min=0, at node# 1
max=8.41823, at node# 1352

Fringe Levels
8.418e+00
7.576e+00
6.735e+00
5.893e+00
5.051e+00
4.209e+00
3.367e+00
2.525e+00
1.684e+00
8.418e-01
0.000e+00



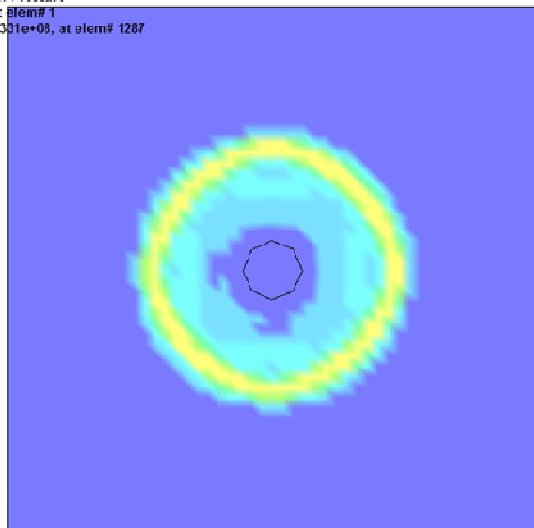
UNDEX lagrange mesh
Time = 0.076797
Contours of Resultant Displacement
min=0, at node# 1
max=9.54871, at node# 1352

Fringe Levels
9.549e+00
8.594e+00
7.639e+00
6.684e+00
5.729e+00
4.774e+00
3.819e+00
2.865e+00
1.910e+00
9.549e-01
0.000e+00



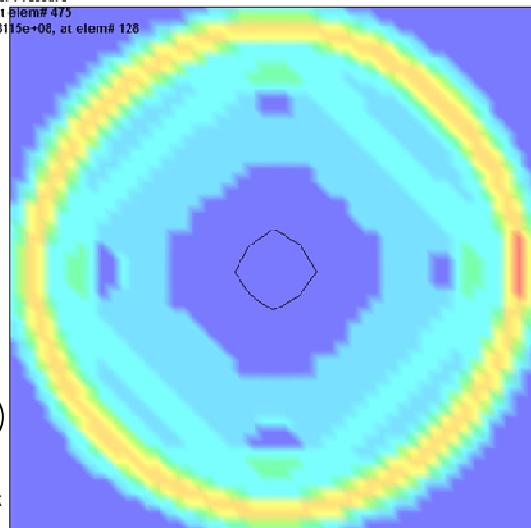
شکل ۸-۸ نمایش کانتور جابجایی گره مش ها حاصله از روش المان محدود لاگرانژ

UNDEX lagrange mesh
Time = 0.020958
Contours of Pressure
min=0, at elem# 1
max=2.79301e+08, at elem# 1287



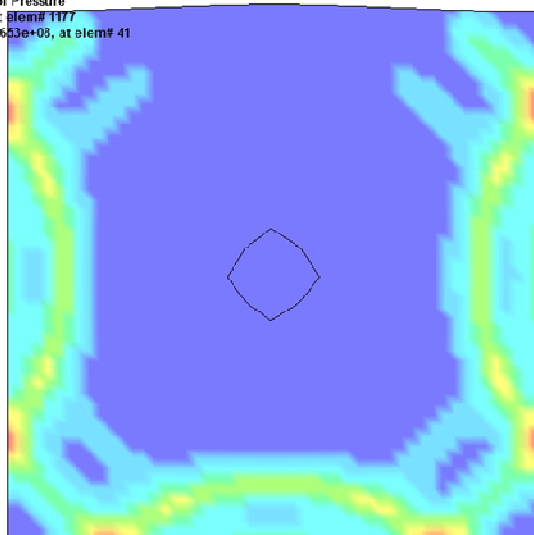
Fringe Levels
2.793e+08
2.514e+08
2.235e+08
1.955e+08
1.676e+08
1.397e+08
1.117e+08
8.380e+07
5.587e+07
2.793e+07
0.000e+00

UNDEX lagrange mesh
Time = 0.034867
Contours of Pressure
min=0, at elem# 475
max=1.28115e+08, at elem# 128



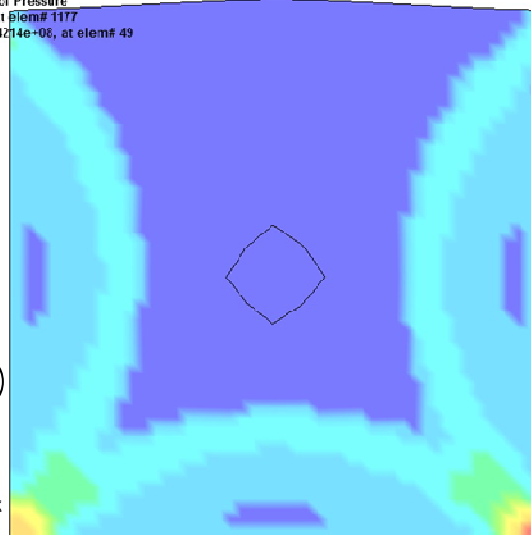
Fringe Levels
1.281e+08
1.153e+08
1.025e+08
8.968e+07
7.687e+07
6.406e+07
5.125e+07
3.843e+07
2.562e+07
1.281e+07
0.000e+00

UNDEX lagrange mesh
Time = 0.043772
Contours of Pressure
min=0, at elem# 1177
max=1.95653e+08, at elem# 41



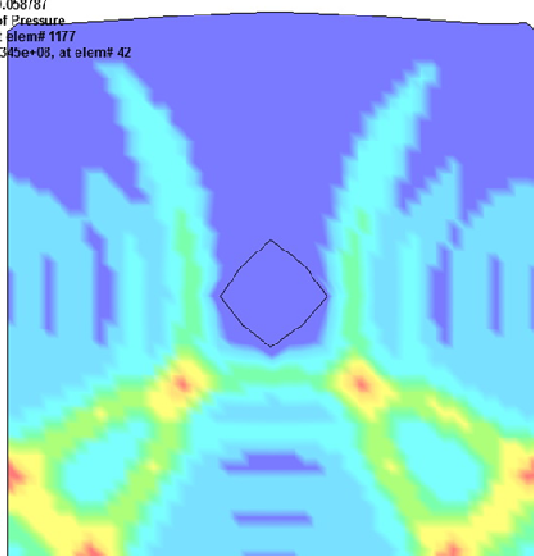
Fringe Levels
1.957e+08
1.761e+08
1.565e+08
1.370e+08
1.174e+08
9.783e+07
7.826e+07
5.870e+07
3.913e+07
1.957e+07
0.000e+00

UNDEX lagrange mesh
Time = 0.049881
Contours of Pressure
min=0, at elem# 1177
max=2.64214e+08, at elem# 49



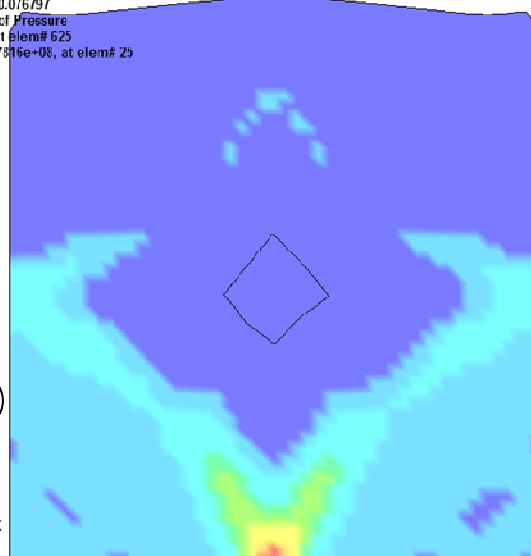
Fringe Levels
2.642e+08
2.378e+08
2.114e+08
1.849e+08
1.585e+08
1.321e+08
1.057e+08
7.926e+07
5.284e+07
2.642e+07
0.000e+00

UNDEX lagrange mesh
Time = 0.058787
Contours of Pressure
min=0, at elem# 1177
max=1.60345e+08, at elem# 42



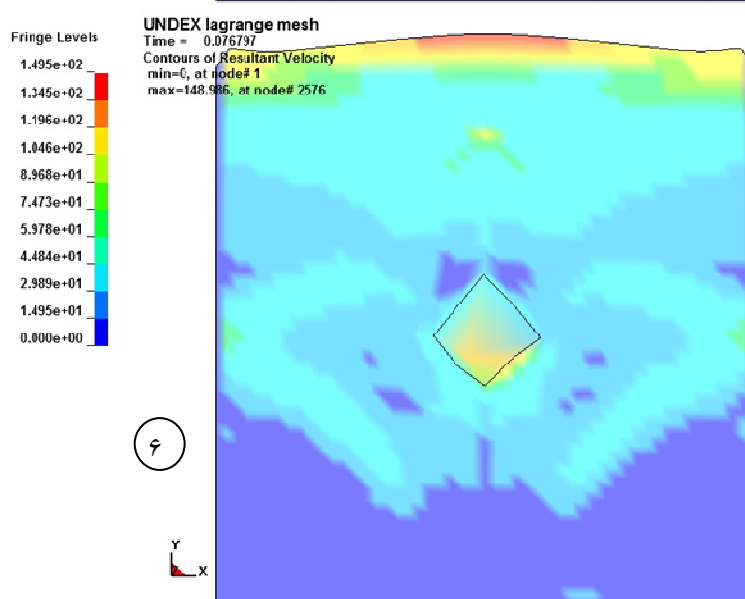
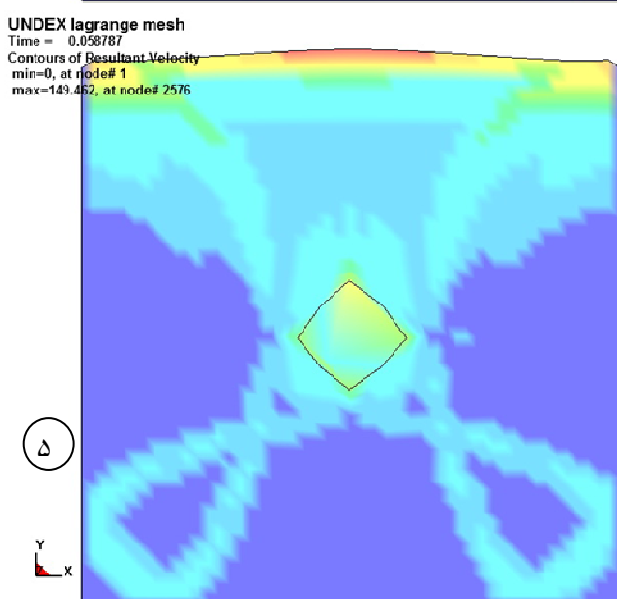
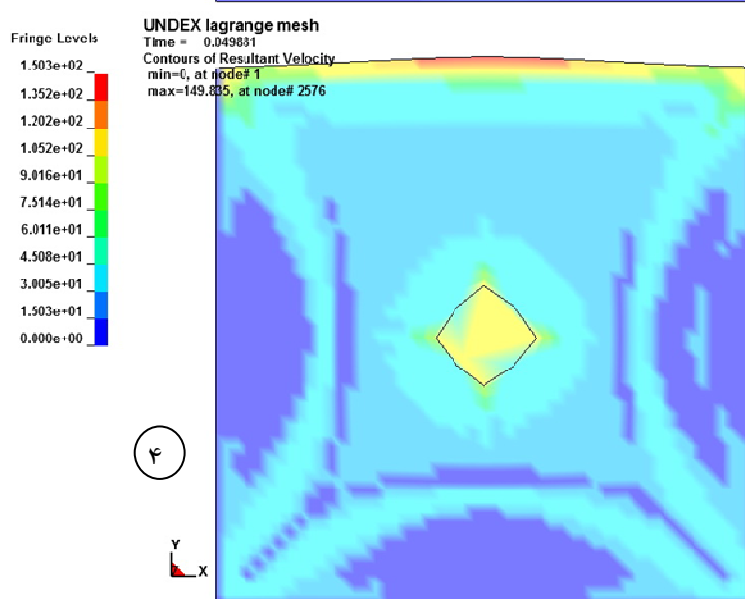
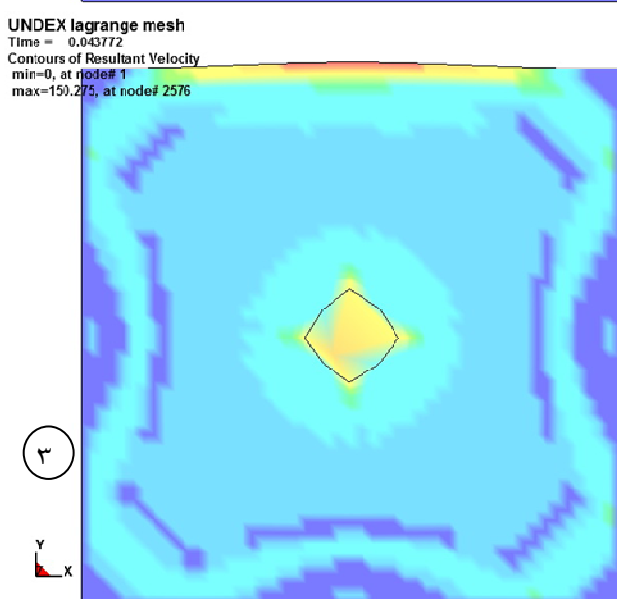
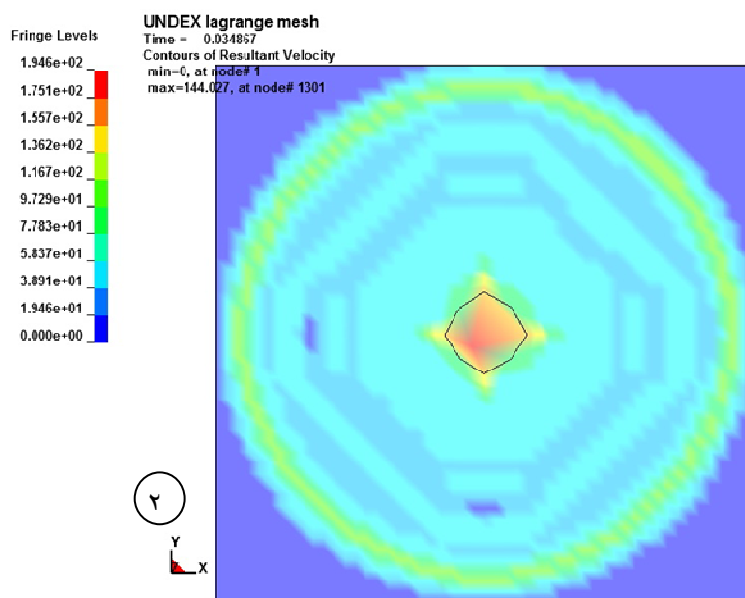
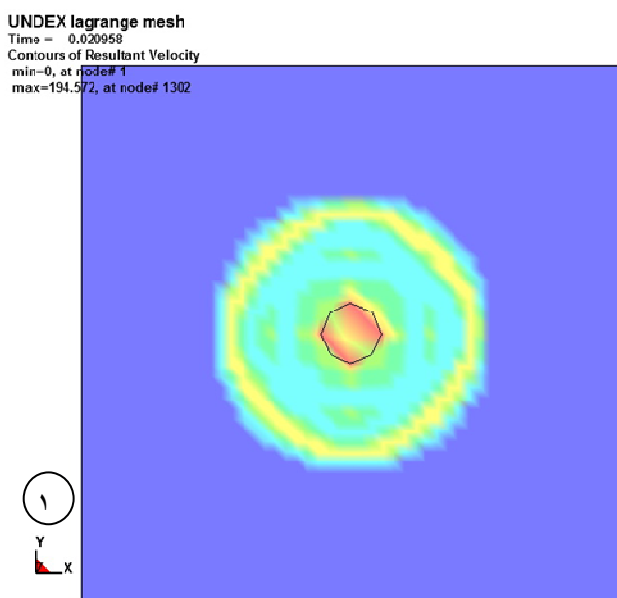
Fringe Levels
1.653e+08
1.488e+08
1.323e+08
1.157e+08
9.921e+07
8.267e+07
6.614e+07
4.960e+07
3.307e+07
1.653e+07
0.000e+00

UNDEX lagrange mesh
Time = 0.076797
Contours of Pressure
min=0, at elem# 625
max=2.57871e+08, at elem# 29



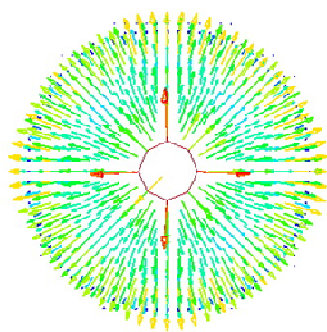
Fringe Levels
2.578e+08
2.320e+08
2.063e+08
1.805e+08
1.547e+08
1.289e+08
1.031e+08
7.734e+07
5.156e+07
2.578e+07
0.000e+00

شکل ۸-۹ کانتور فشار حاصله از روش المان محدود لاگرانژ



شکل ۸-۱۰ کانتور سرعت حاصله از روش المان محدود لاگرانژ

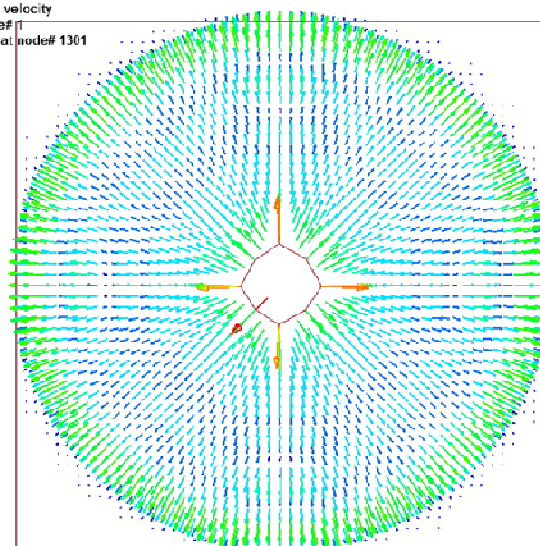
UNDEX lagrange mesh
Time = 0.020958
Vector of Total velocity
min=0, at node# 1
max=194.572, at node# 1302



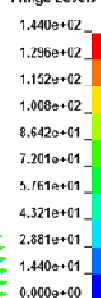
Fringe Levels



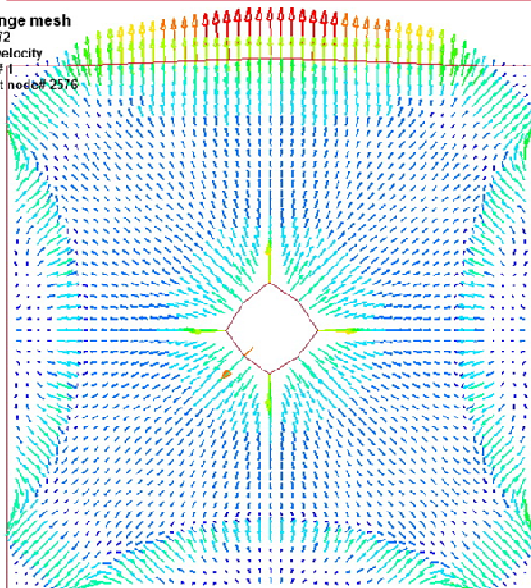
UNDEX lagrange mesh
Time = 0.034967
Vector of Total velocity
min=0, at node# 1
max=144.027, at node# 1301



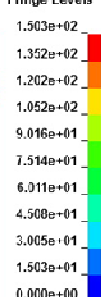
Fringe Levels



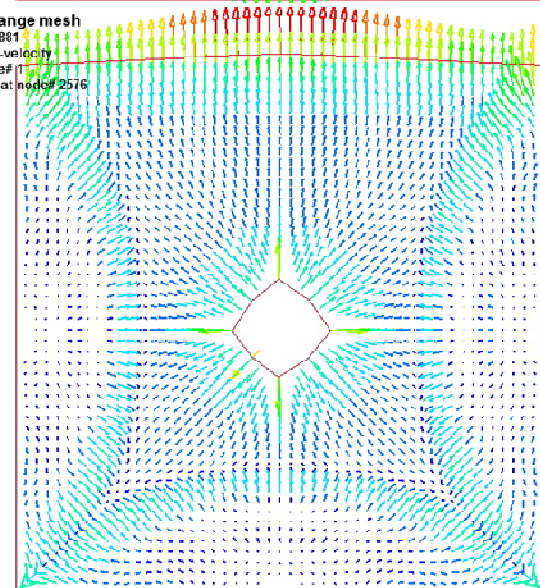
UNDEX lagrange mesh
Time = 0.043772
Vector of Total velocity
min=0, at node# 1
max=150.275, at node# 2576



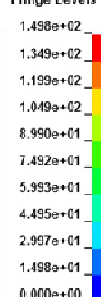
Fringe Levels



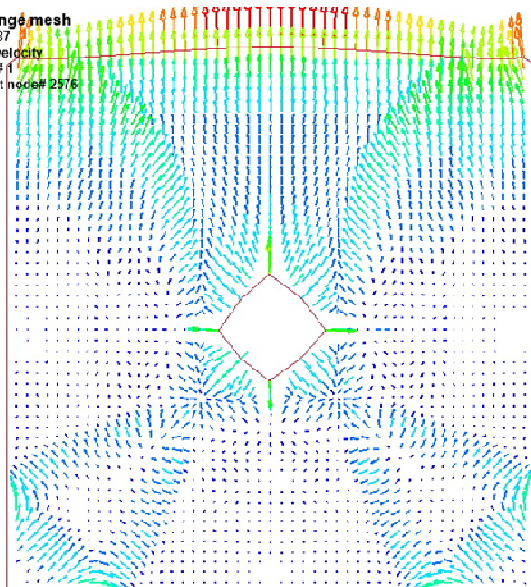
UNDEX lagrange mesh
Time = 0.049981
Vector of Total velocity
min=0, at node# 1
max=149.835, at node# 2576



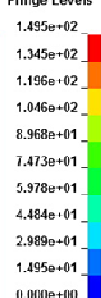
Fringe Levels



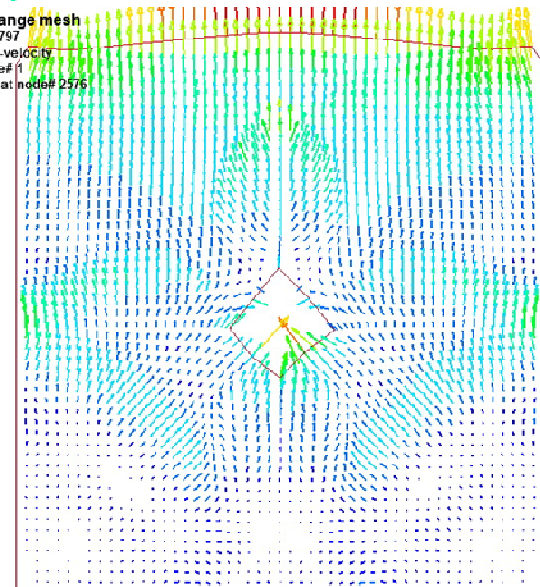
UNDEX lagrange mesh
Time = 0.058787
Vector of Total velocity
min=0, at node# 1
max=149.452, at node# 2576



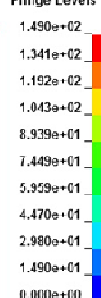
Fringe Levels



UNDEX lagrange mesh
Time = 0.076797
Vector of Total velocity
min=0, at node# 1
max=148.936, at node# 2576



Fringe Levels



شکل ۸-۱۱ نمایش سرعت های گره ای حاصله از روش المان محدود لاگرانژ به صورت برداری

۳-۴-۸ نتایج روش بدون شبکه SPH

روش SPH که چند مدتی است جای خوبی در میان روش های سنتی علاوه بر روش های المان محدود اویلری والمان محدود لاگرانژی باز کرده است در دو حالت ۲ بعدی و ۳ بعدی توانایی مدل سازی دارد. شبیه سازی SPH یکی از روش های جدید در LS-Dyna می باشد که سرعت انجام آن نسبت به دیگر روش های اویلری، لاگرانژی و غیره بسیار بالاتر است. در شکل ۸-۱۲ جابجایی گره مش ها به صورت برداری، در شکل ۸-۱۳ کانتور فشار حاصله، در شکل ۸-۱۱ سرعت گره ها به صورت برداری، در ۶ زمان (۰.۰۷۶، ۰.۰۵۹، ۰.۰۴۹، ۰.۰۴۳، ۰.۰۳۴، ۰.۰۲۰) ثانیه، نمایش داده شده است.

UNDEX sph mesh

Time = 0.020421

Vector of Total displacement

min=0, at node# 1

max=3.79402, at node# 3800

Fringe Levels

3.794e+00

3.415e+00

3.035e+00

2.656e+00

2.276e+00

1.897e+00

1.518e+00

1.138e+00

7.588e-01

3.794e-01

0.000e+00



UNDEX sph mesh

Time = 0.043886

Vector of Total displacement

min=0, at node# 1

max=8.79012, at node# 3800

Fringe Levels

8.790e+00

7.911e+00

7.032e+00

6.153e+00

5.274e+00

4.395e+00

3.516e+00

2.637e+00

1.758e+00

8.790e-01

0.000e+00



UNDEX sph mesh

Time = 0.058367

Vector of Total displacement

min=0, at node# 1

max=10.1716, at node# 3800

Fringe Levels

1.017e+01

9.154e+00

8.137e+00

7.120e+00

6.103e+00

5.086e+00

4.069e+00

3.051e+00

2.034e+00

1.017e+00

0.000e+00



UNDEX sph mesh

Time = 0.034706

Vector of Total displacement

min=0, at node# 1

max=6.86415, at node# 3800

Fringe Levels

6.864e+00

6.178e+00

5.491e+00

4.805e+00

4.118e+00

3.432e+00

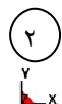
2.746e+00

2.059e+00

1.373e+00

6.864e-01

0.000e+00



UNDEX sph mesh

Time = 0.049778

Vector of Total displacement

min=0, at node# 1

max=9.52452, at node# 3800

Fringe Levels

9.525e+00

8.572e+00

7.620e+00

6.667e+00

5.715e+00

4.762e+00

3.810e+00

2.857e+00

1.905e+00

9.525e-01

0.000e+00



UNDEX sph mesh

Time = 0.076552

Vector of Total displacement

min=0, at node# 1

max=11.6029, at node# 3800

Fringe Levels

1.160e+01

1.044e+01

9.282e+00

8.122e+00

6.962e+00

5.801e+00

4.641e+00

3.481e+00

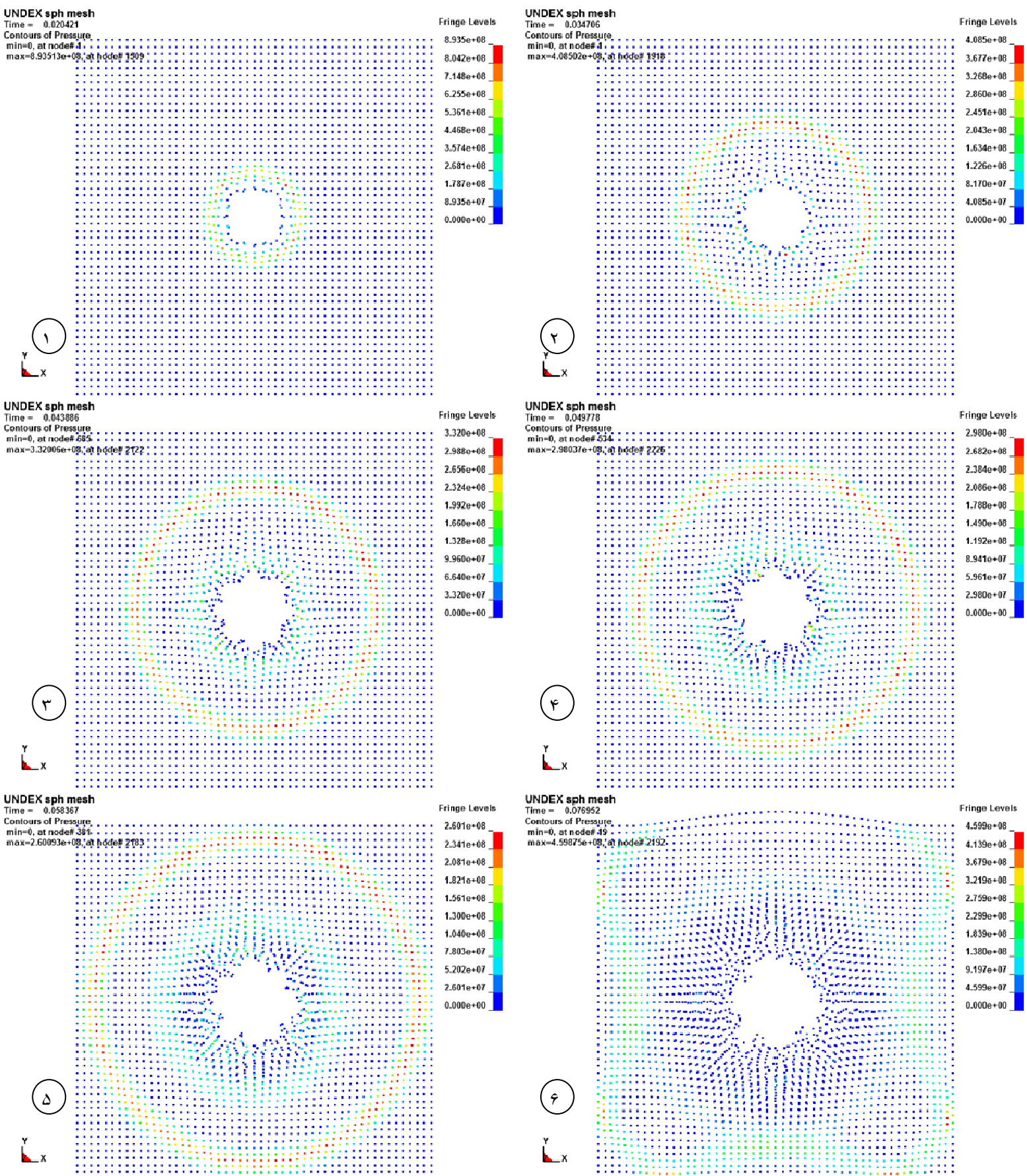
2.321e+00

1.160e+00

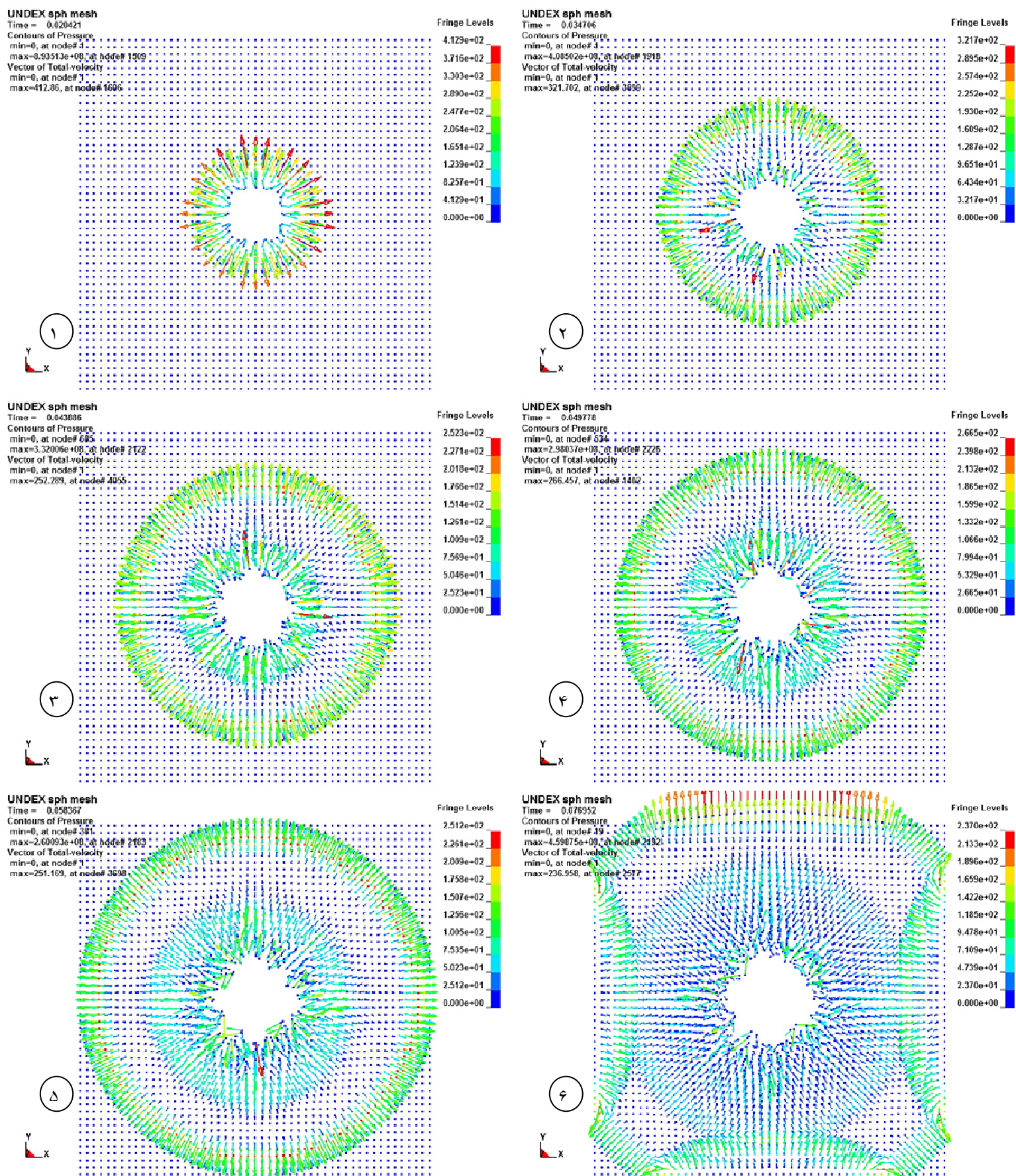
0.000e+00



شکل ۸-۱۲ نمایش جابجایی گره ها به صورت برداری حاصله از روش Sph



شکل ۸-۱۳ کانتور فشار حاصله از روش Sph

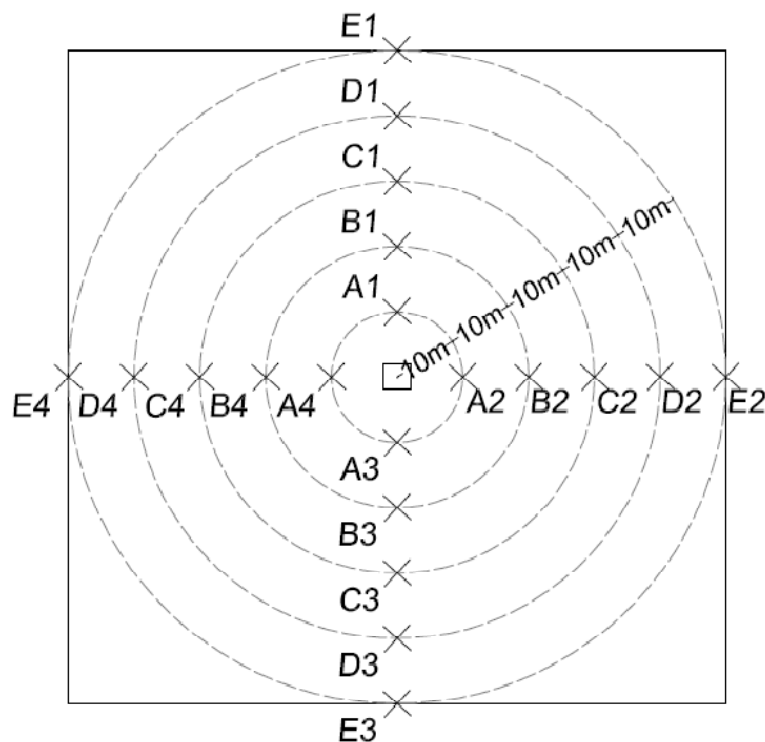


شکل ۸-۴ نمایش سرعت های گره ای حاصله از روش Sph به صورت برداری

۵-۸ تحلیل نتایج

مدل مورد بررسی تا زمان ۰.۱۵ ثانیه حل شده بدیهی است که نتایج مورد بررسی هم تا این زمان موجود می باشد. لازم به توضیح است که تمامی نتایج (فشار، سرعت، جابجایی) تا این زمان به پایداری مورد نظر رسیده اند.

در تحلیل ۱۵۰ بازه زمانی برای حل در نظر گرفته شده است لذا در هر روش حل برای هر مورد نتیجه مورد بررسی (فشار، سرعت و جابجایی) ۱۵۰ پاسخ وجود دارد، که در ادامه به منظور بررسی دقیق تر نتایج به بررسی داده های چند نقطه مکانی مدل می پردازیم. همانطور که از شکل ۸-۱۵ پیداست، نقاط مورد بررسی به فاصله ۱۰ متر، ۱۰ متر از مرکز ماده منفجره در ۴ جهت اصلی انتخاب شده اند (۵ نقطه در هر جهت و مجموعاً ۲۰ نقطه).



شکل ۸-۱۵ نمایش شماتیک نقاط مورد بررسی در مدل انفجار زیر آب

۸-۵-۱ نمودار فشار-زمان

در شکل ۸-۱۶ نمودار فشار-زمان نقاط A1, B1, C1, D1, E1، در شکل ۸-۱۷ نمودار فشار-زمان نقاط A2, B2, C2, D2, E2 در شکل ۸-۱۸ نمودار فشار-زمان نقاط A3, B3, C3, D3, E3 در شکل

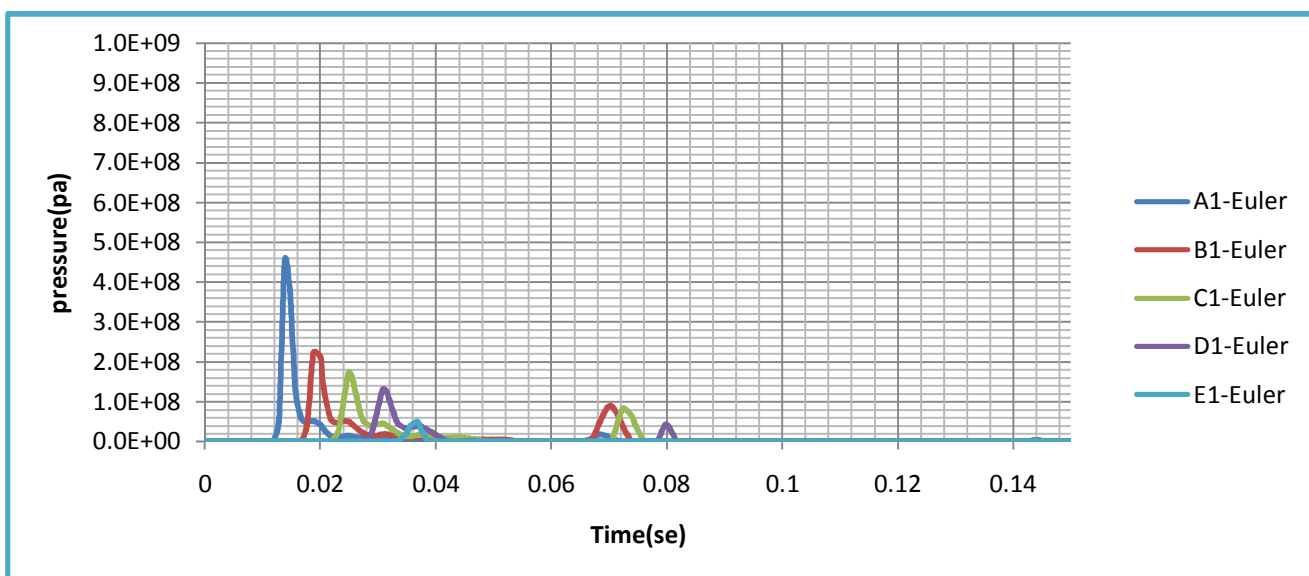
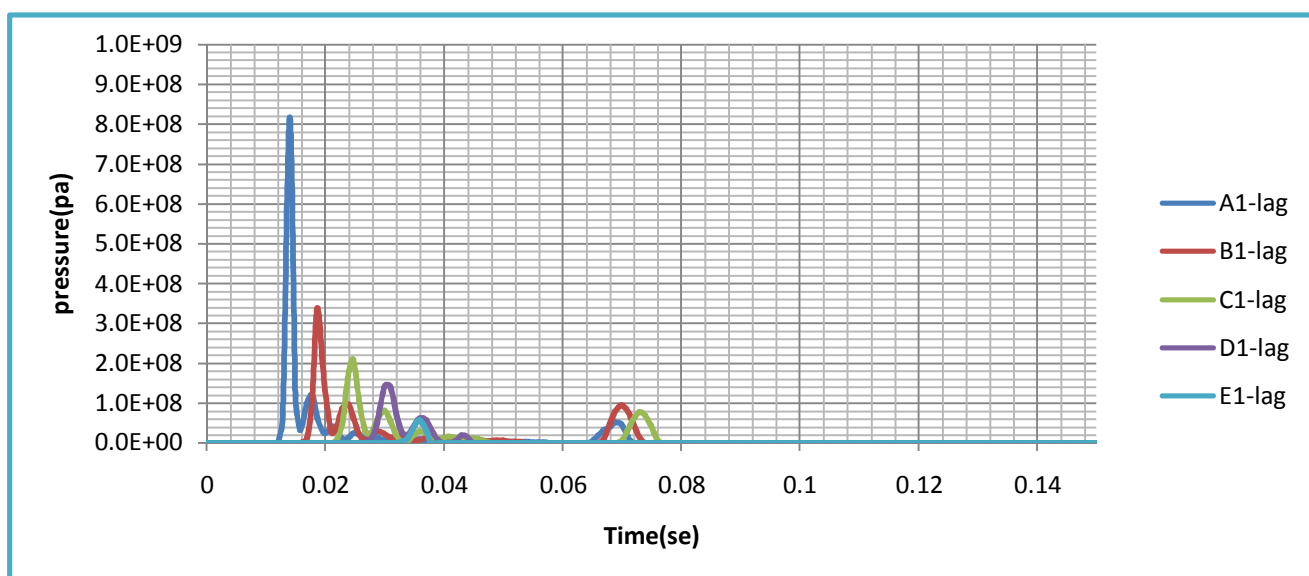
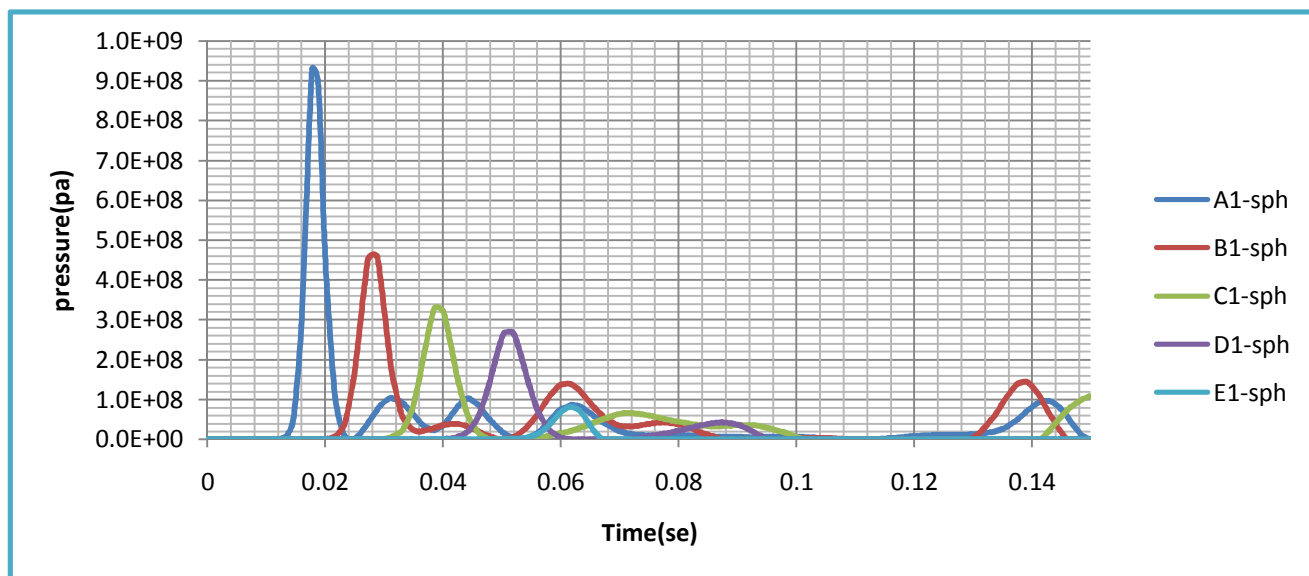
۸-۱۹ نمودار فشار-زمان نقاط E4,D4,C4,B4,A4 مسئله ۲ بعدی، از حل به روش های بدون شبکه SPH، المان محدود لاگرانژ و المان محدود اویلر نشان داده شده اند.

مقادیر فشار بدست آمده در هر سه روش، نشان دهنده این است که با فاصله گرفتن از مرکز ماده منفجره از مقدار فشار حداکثر کاسته می شود. اما در نقاط واقع بر روی مرز صلب به یک باره افزایش فشار رخ می دهد (این افزایش یکباره فشار در موانع صلب در امواج ثانویه نیز رخ میدهد). امواج فشار ثانویه در بازه زمانی طولانی تری نسبت به امواج شوک اولیه تولید و منتشر می شوند. این امواج در نواحی ۲ و ۳ و ۴ در سیکل های متعددتری نسبت به ناحیه ۱ رخ می دهند.

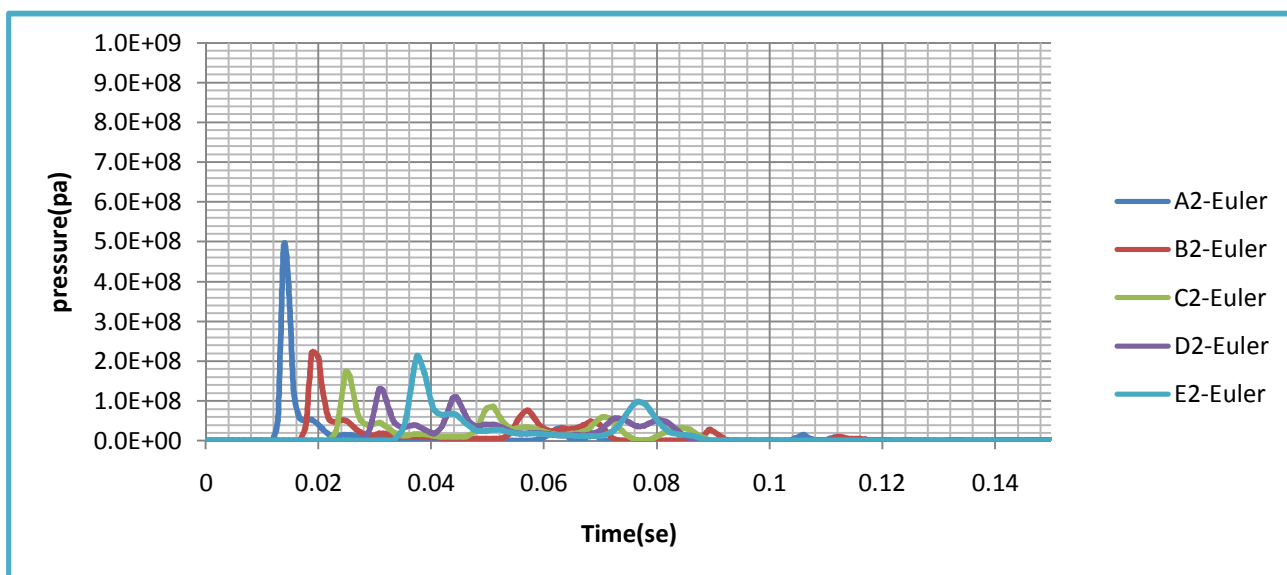
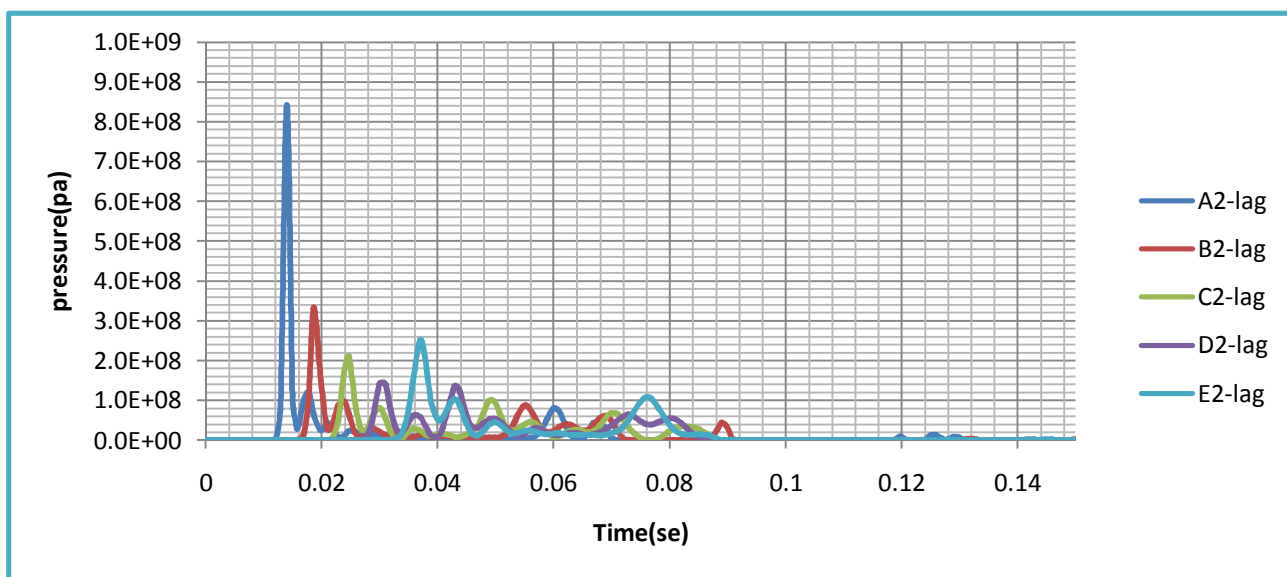
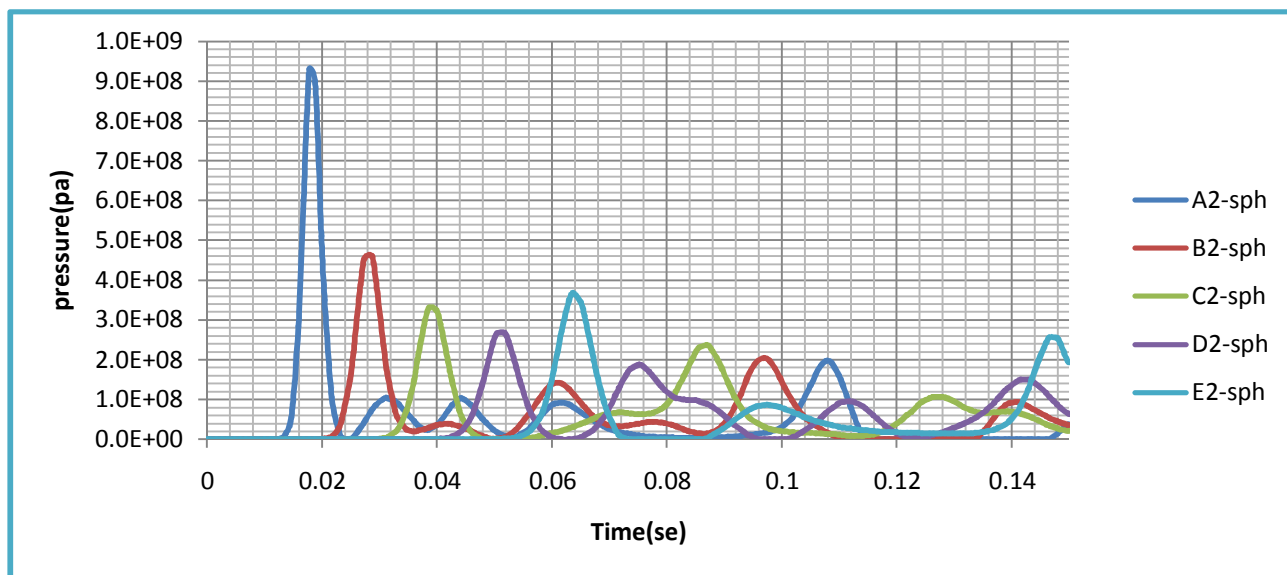
همانطور که مشاهده می شود، مقادیر فشار بدست آمده در دو روش المان محدود لاگرانژ و المان محدود اویلر نزدیک به یکدیگر می باشد. اما مقادیر بدست آمده در روش SPH تا حدودی نسبت به دو روش المان محدود بیشتر می باشد. زمان رسیدن به حداکثر فشار و پالس های ثانویه فشار نیز در روش SPH نسبت به دو روش المان محدود بیشتر می باشد. همچنین زمان تأثیرگذاری فشار های اولیه و ثانویه بدست آمده از روش SPH بسیار فراتر از دو روش دیگر میباشد.

به منظور مقایسه بهتر در شکل های ۸-۲۰ الی ۸-۲۳ نمودار های فشار-زمان روش های بدون شبکه SPH و المان محدود لاگرانژ تواما ترسیم گردیده است. در شکل ۸-۲۰ نمودار فشار-زمان نقاط E1,D1,C1,B1,A1 در شکل ۸-۲۱ نمودار فشار-زمان نقاط E2,D2,C2,B2,A2 در شکل ۸-۲۲ نمودار فشار-زمان نقاط E3,D3,C3,B3,A3 در شکل ۸-۲۳ نمودار فشار-زمان نقاط E4,D4,C4,B4,A4 روش های بدون شبکه SPH و المان محدود لاگرانژ تواما ترسیم گردیده است.

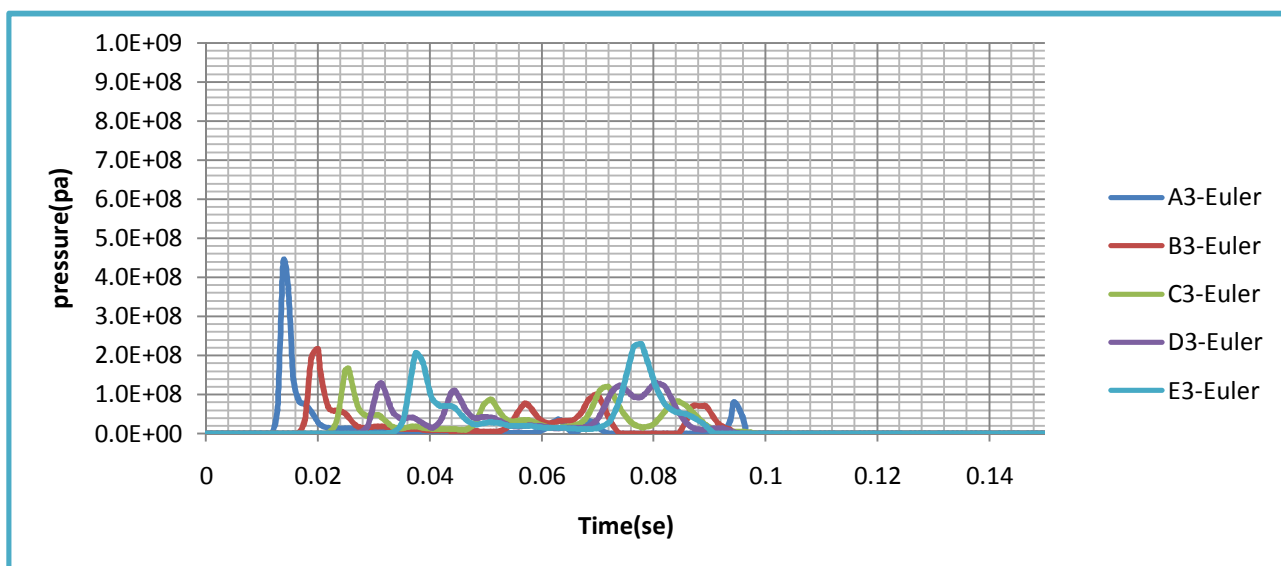
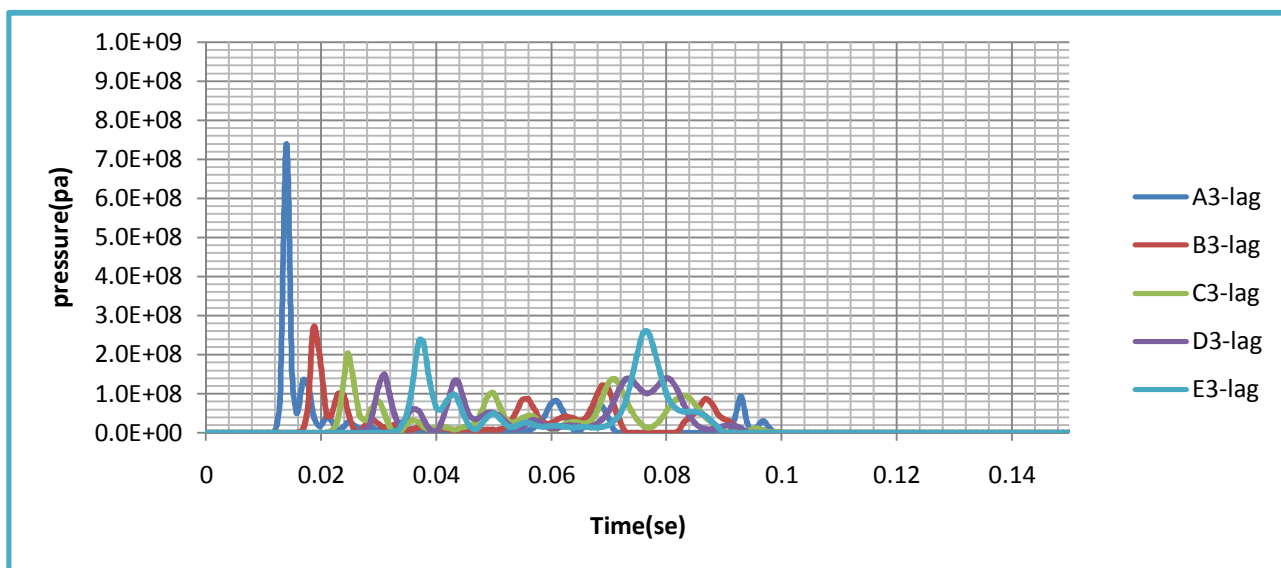
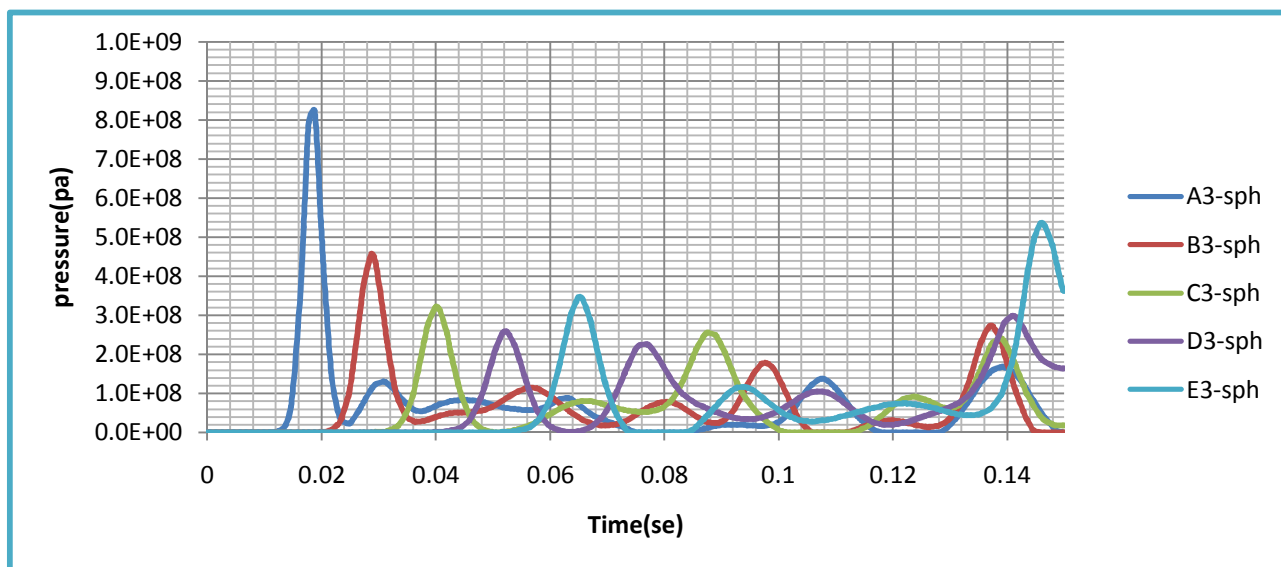
نمودار فشار-زمان برای تمامی ۲۰ نقطه مورد مطالعه از حل به روش بدون المان SPH در شکل ۸-۲۴ و از حل به روش المان محدود لاگرانژ در شکل ۸-۲۵ نشان داده شده است.



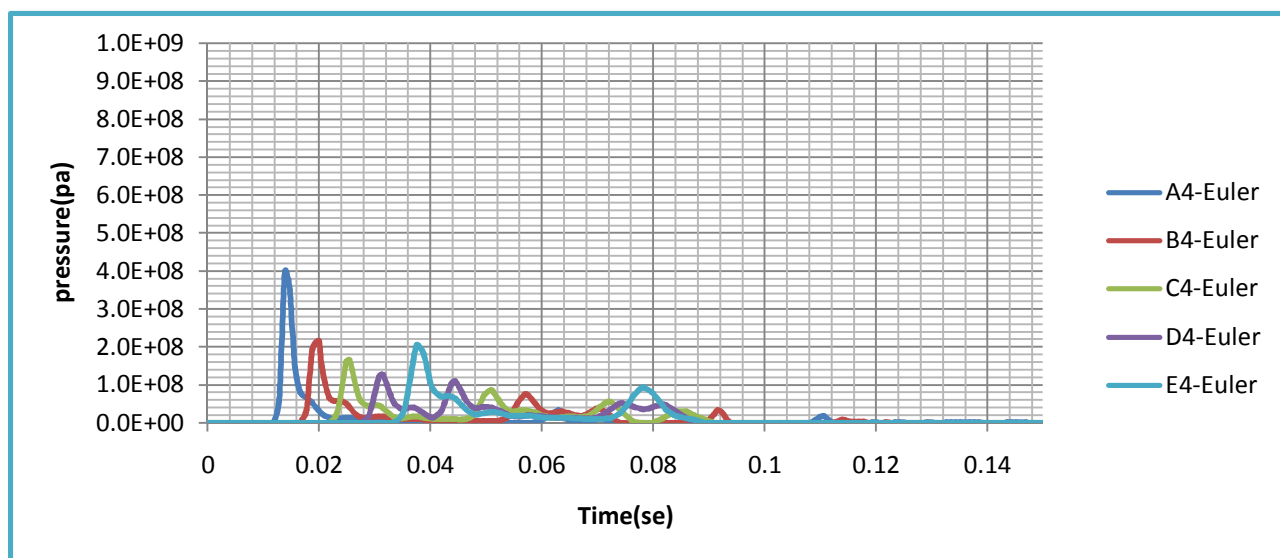
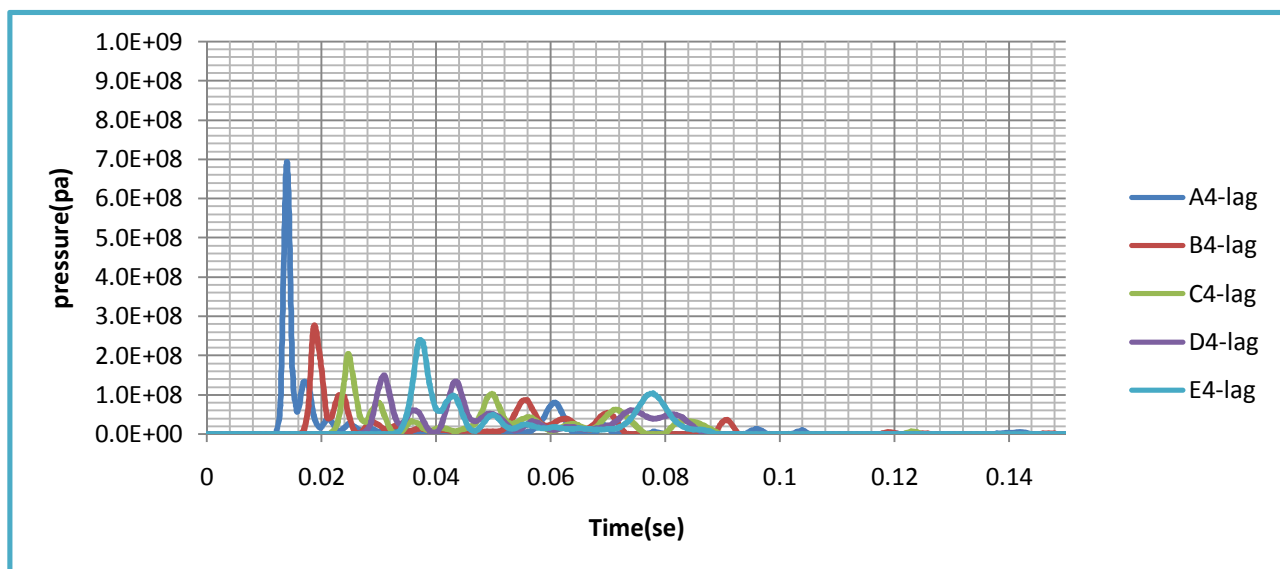
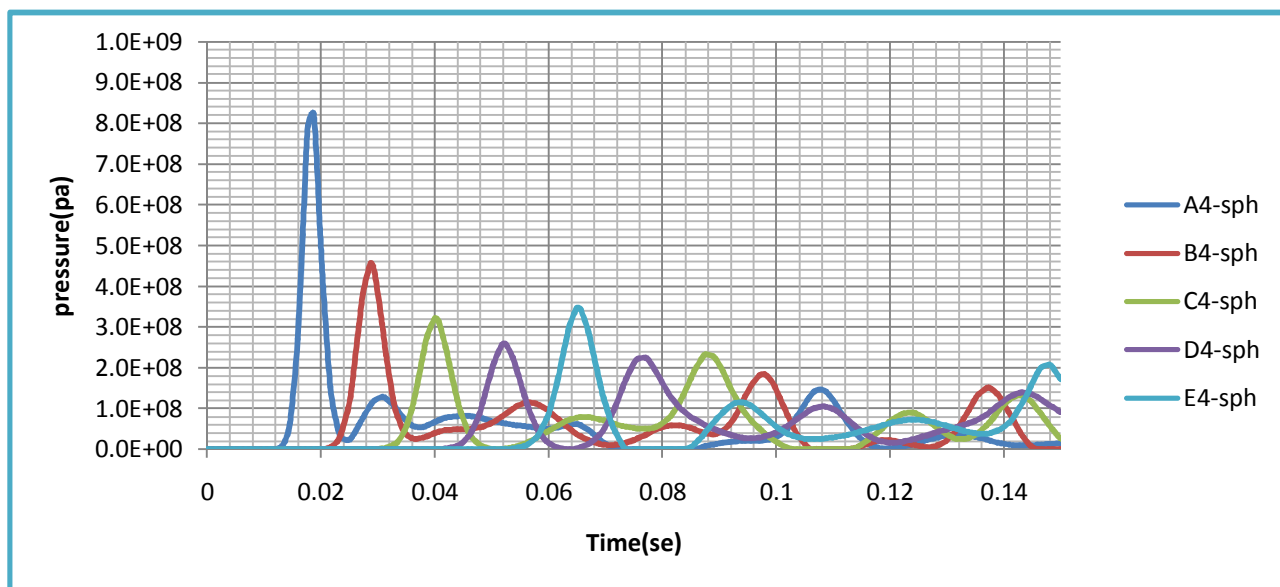
شکل ۸-۱۶ نمودار فشار-زمان استخراج شده از نقاط A1, B1, C1, D1, E1 مسئله ۲ بعدی، از حل به روش های بدون شبکه SPH، المان محدود لاگرانژ و المان محدود اویلر



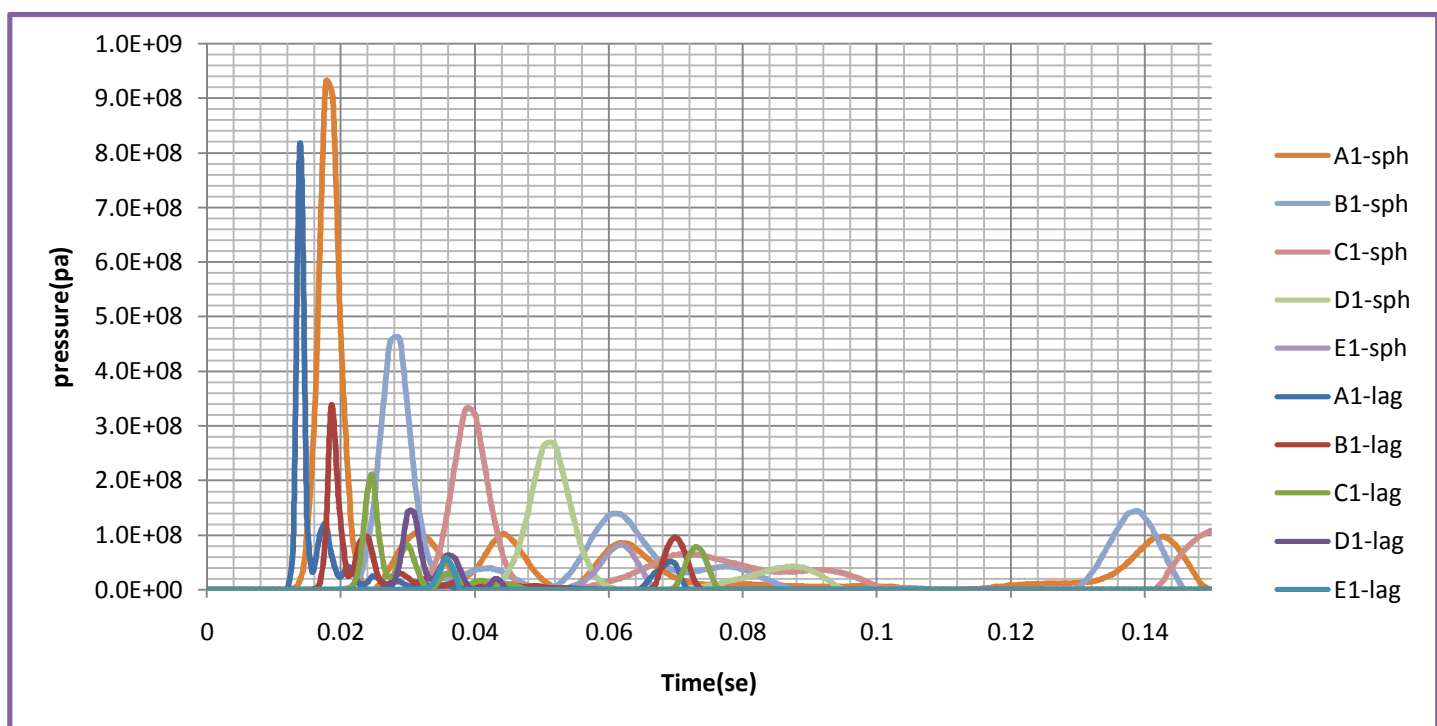
شکل ۸- ۱۷ نمودار فشار-زمان استخراج شده از نقاط A2, B2, C2, D2, E2 مسئله ۲ بعدی، از حل به روش های بدون شبکه SPH، المان محدود لاگرانژ و المان محدود اویلر



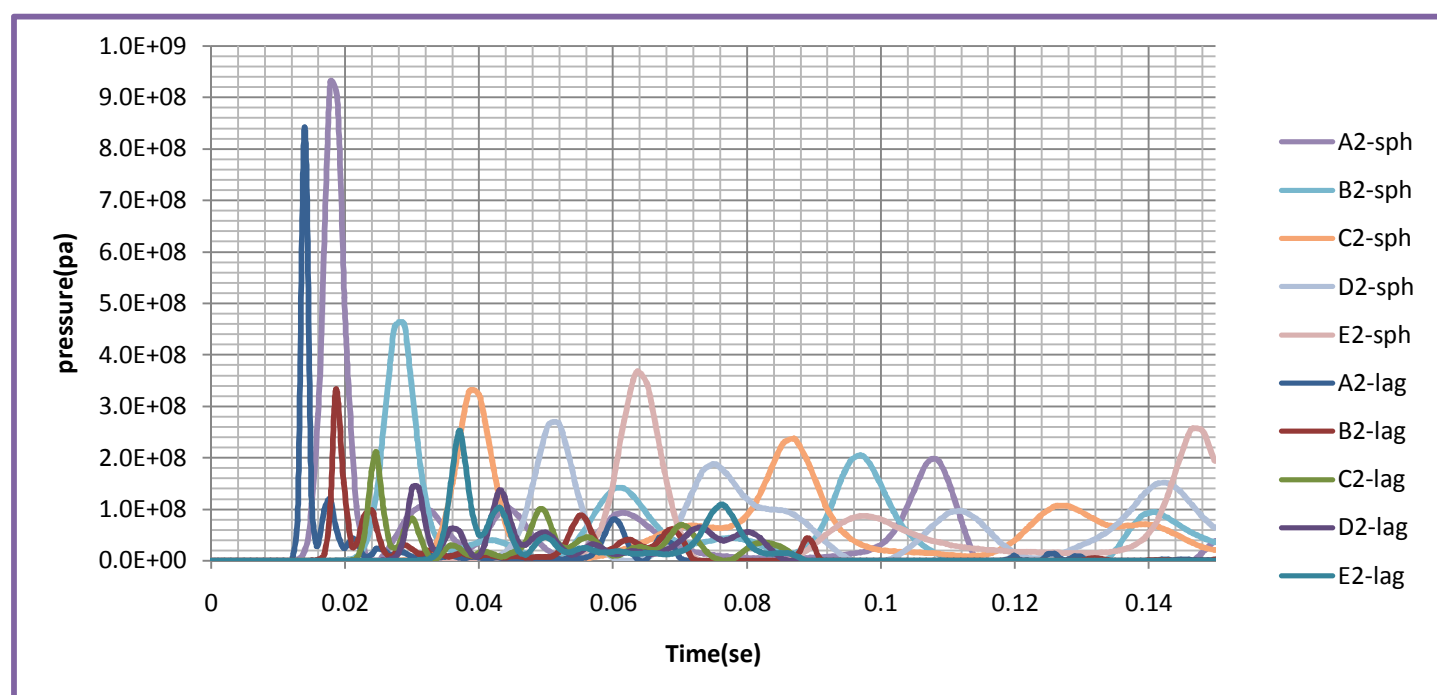
شکل ۸- ۱۸ نمودار فشار-زمان استخراج شده از نقاط A3, B3, C3, D3, E3 مسئله ۲ بعدی، از حل به روش های بدون شبکه SPH، المان محدود و لاگرانژ و المان محدود اولیه



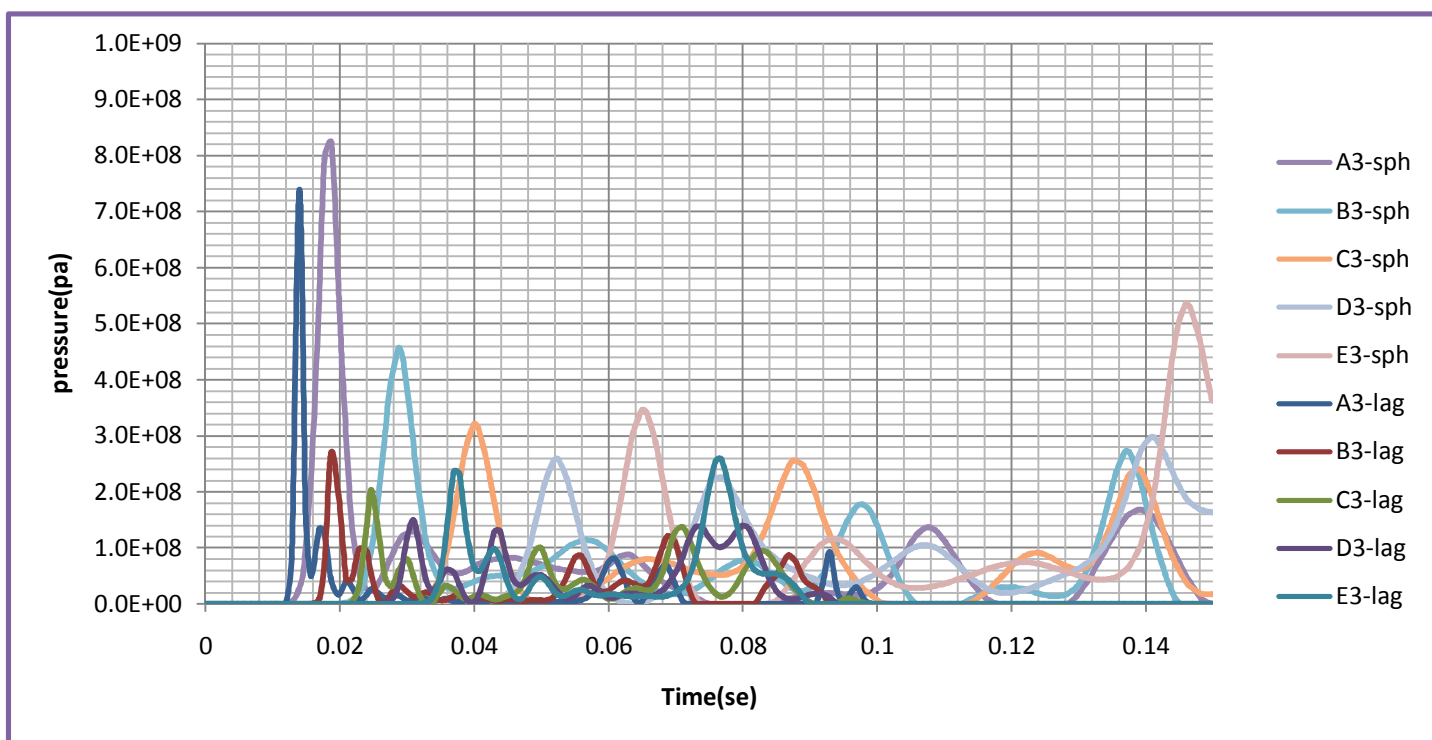
شکل ۸- ۱۹ نمودار فشار-زمان استخراج شده از نقاط A4, B4, C4, D4, E4 مسئله ۲ بعدی، از حل به روش های بدون شبکه SPH، المان محدود لاگرانژ و المان محدود اویلر



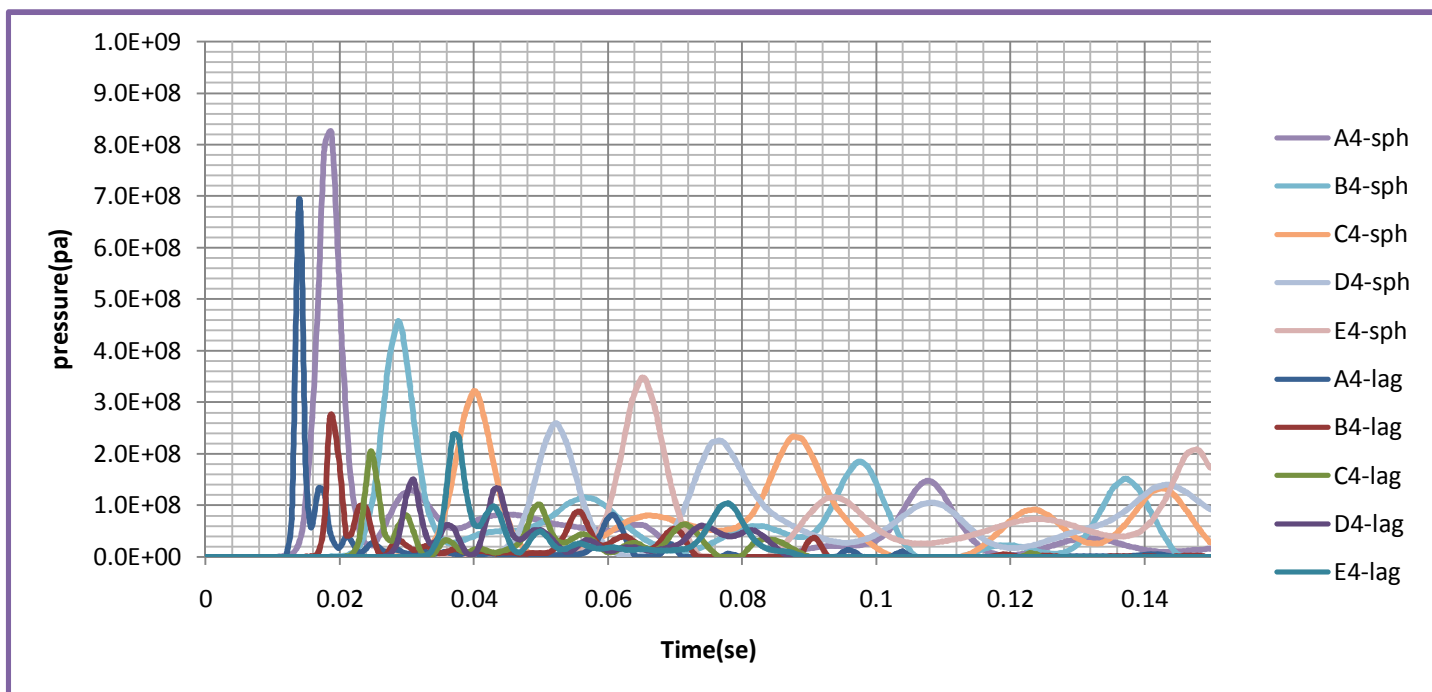
شکل ۸- ۲۰ مقایسه دو نمودار روش های SPH و لاگرانژ فشار-زمان استخراج شده از نقاط A1,B1,C1,D1,E1 مسئله ۲ بعدی انفجار زیر آب.



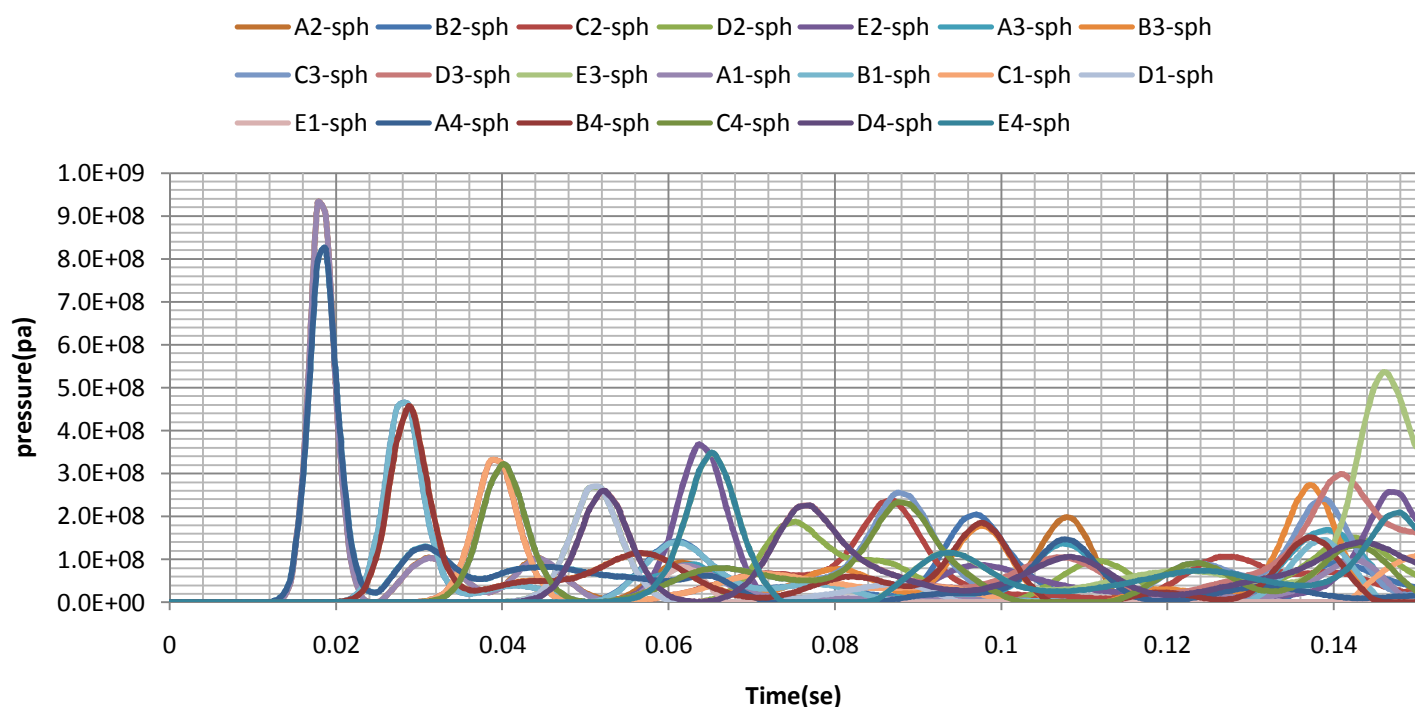
شکل ۸- ۲۱ مقایسه دو نمودار روش های SPH و لاگرانژ فشار-زمان استخراج شده از نقاط A2,B2,C2,D2,E2 مسئله ۲ بعدی انفجار زیر آب.



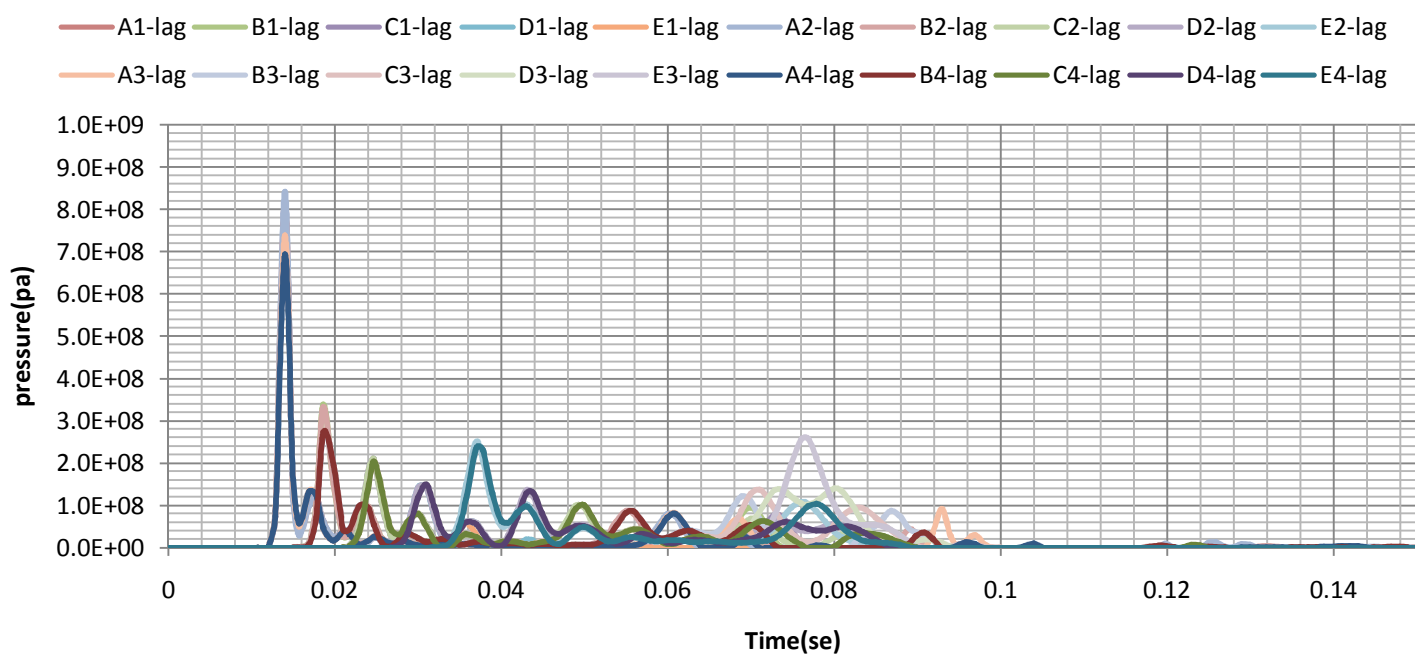
شکل ۸-۲۲ مقایسه دو نمودار روش های SPH و لاگرانژ فشار-زمان استخراج شده از نقاط A3, B3, C3, D3, E3 مسئله ۲ بعدی انفجار زیر آب



شکل ۸-۲۳ مقایسه دو نمودار روش های SPH و لاگرانژ فشار-زمان استخراج شده از نقاط A4, B4, C4, D4, E4 مسئله ۲ بعدی انفجار زیر آب



شکل ۸-۲۴ نمودار فشار-زمان ترسیمی از تمام ۲۰ نقطه مورد بررسی مسئله ۲ بعدی، از حل به روش SPH



شکل ۸-۲۵ نمودار فشار-زمان ترسیمی از تمام ۲۰ نقطه مورد بررسی مسئله ۲ بعدی، از حل به روش لاگرانژ

۸-۵-۲ مقایسه فشار پیک بدست آمده با روابط تجربی

با توجه به روابط ارائه شده در فصل برای یک ماده منفجره کروی شکل، فشار پیک باید تابعی از a_o / R باشد که a_o شعاع ماده منفجره و R فاصله نقطه مورد نظر تا ماده منفجره می باشد و چون ابعاد ماده متناسب با ریشه سوم وزن $(\sqrt[3]{W})$ است. لذا فشار پیک تابعی از $(\sqrt[3]{W} / R)$ خواهد بود. فشار پیک و ضربه را می توان به طور کلی با روابط تجربی زیر تخمین زد:

$$P_m = 52.16 \left(\frac{W^{1/3}}{R} \right)^{1.13} \quad (9-3)$$

که در آن W بر حسب kg، R بر حسب m، P_m بر حسب Mpa و l بر حسب $N.s / m^2$ می باشد.

جدول ۹-۱ مقایسه فشار های پیک بدست آمده بر حسب مگاپاسگال در فواصل ۳۰، ۲۰، ۴۰ متری از ماده منفجره

فاصله روش حل	۳۰ متر	۳۰ متر	۴۰ متر
رابطه تجربی	۱۱۰.۰۸	۶۹.۶۲	۵۰.۳
المان محدود اوایلر	۲۲۰	۱۸۰	۱۴۰
المان محدود لاگرانژ	۲۸۰	۲۱۰	۱۵۰
SPH	۴۶۰	۳۲۰	۲۶۰

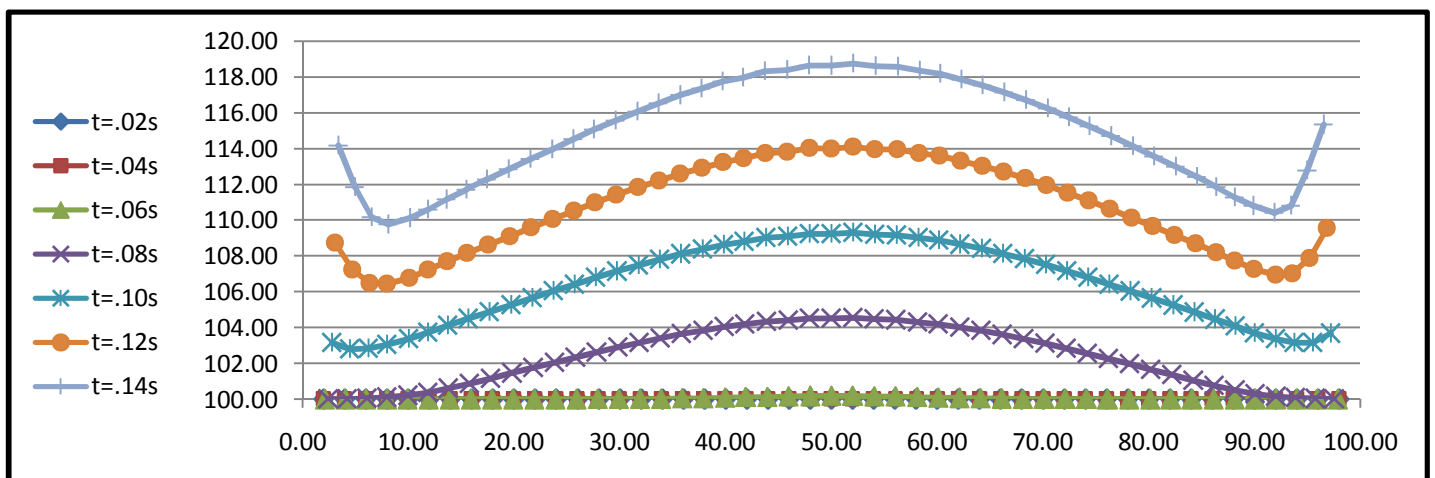
همانطور که ملاحظه می شود مقادیر فشار پیک بدست آمده از رابطه تجربی به مراتب کمتر از مقادیر بدست آمده از روش های عددی می باشد. لازم به ذکر است، رابطه مذکور مبنای محاسباتی بسیاری از تحقیقات انجام پذیرفته در زمینه انفجار زیر آب در اندرکنش سازه-سیال بوده است.

۸-۶ پروفیل سطح آب

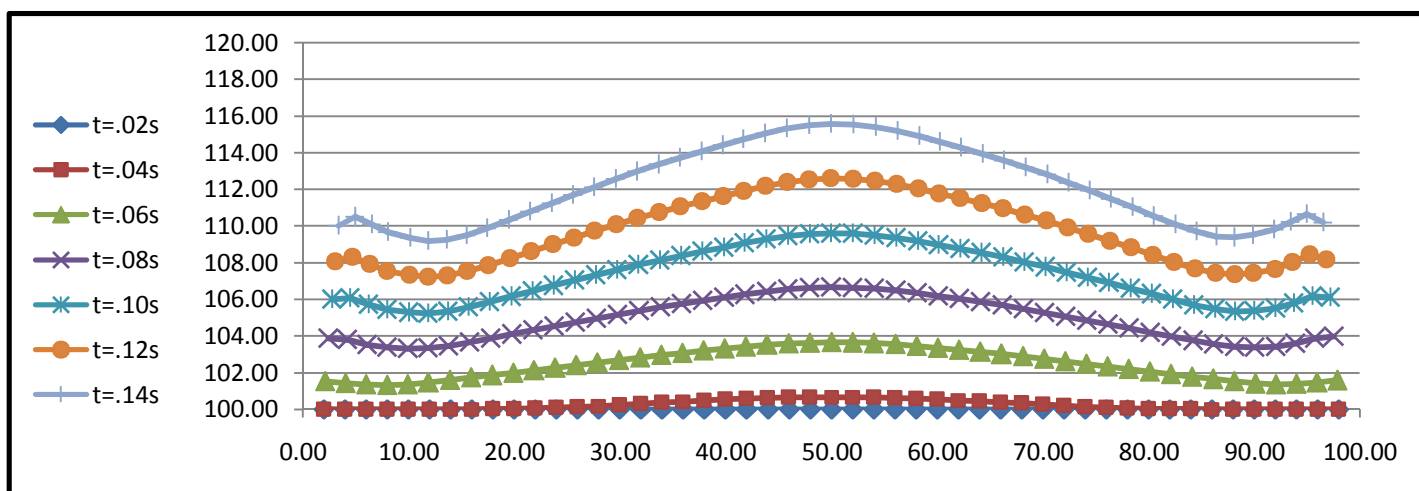
به منظور تحلیل اندرکنش حباب ناشی از انفجار زیر آب با سطح آزاد ساکن (تغییرات سطح آزاد)، از داده های نتایج دو روش بدون شبکه SPH و المان محدود لاگرانژ استفاده شده است (همانطور که قبلا هم بیان شد حل به روش المان محدود اوپلر به دلیل ماهیت این روش، دارای چنین داده هایی نخواهد بود).

در شکل ۸-۲۶ پروفیل سطح آب بدست آمده از حل به روش بدون شبکه SPH در زمان های ۰.۰۲، ۰.۰۴، ۰.۰۶، ۰.۰۸، ۰.۱۰، ۰.۱۲، ۰.۱۴ ثانیه و در شکل ۸-۲۷ پروفیل سطح آب بدست آمده از حل به روش المان محدود لاگرانژی در زمان های ۰.۰۲، ۰.۰۴، ۰.۰۶، ۰.۰۸، ۰.۱۰، ۰.۱۲، ۰.۱۴ ثانیه ترسیم گردیده است.

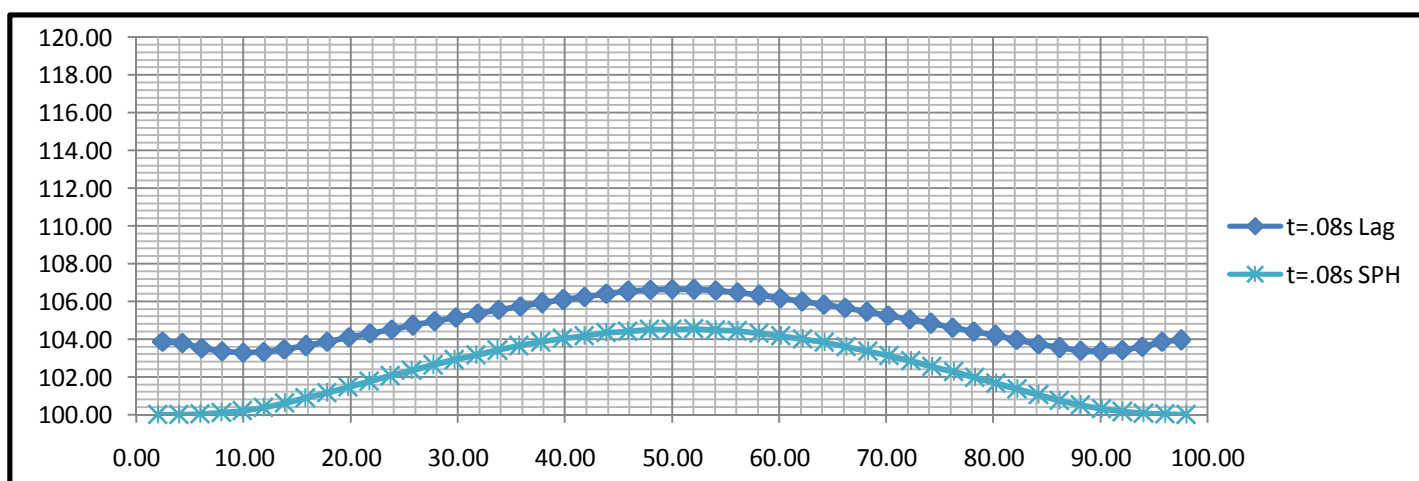
همانطور که ملاحظه می شود، در پروفیل بدست آمده از روش بدون شبکه SPH، نسبت به روش المان محدود لاگرانژی در زمان دیرتری رو به بالا حرکت میکنند. که این تفاوت را می توان از تفاوت در زمان ایجاد پالس های ثانویه فشار در دو روش توجیه کرد. به منظور مقایسه دقیق تر پروفیل های بدست آمده از دو روش در شکل های ۸-۲۸ الی ۸-۳۱ پروفیل های بدست آمده از دو روش مذکور در زمان های ۰.۰۸ و ۰.۱۰ و ۰.۱۲ و ۰.۱۴ ثانیه تواما ترسیم گردیده اند.



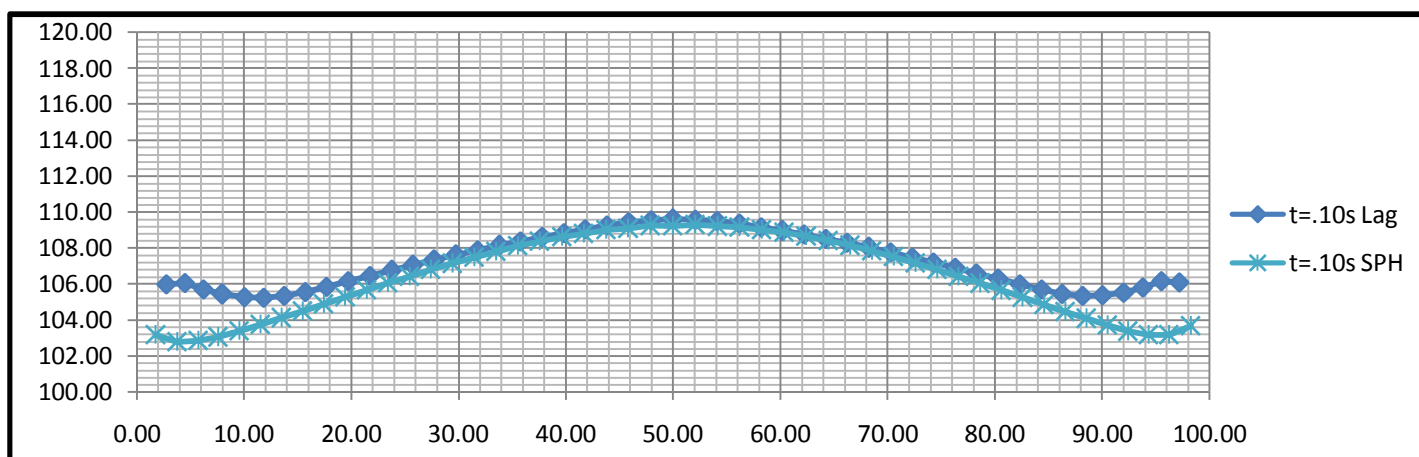
شکل ۸-۲۶ پروفیل سطح روی آب ترسیم شده در زمان های مختلف (حل به روش بدون شبکه SPH)



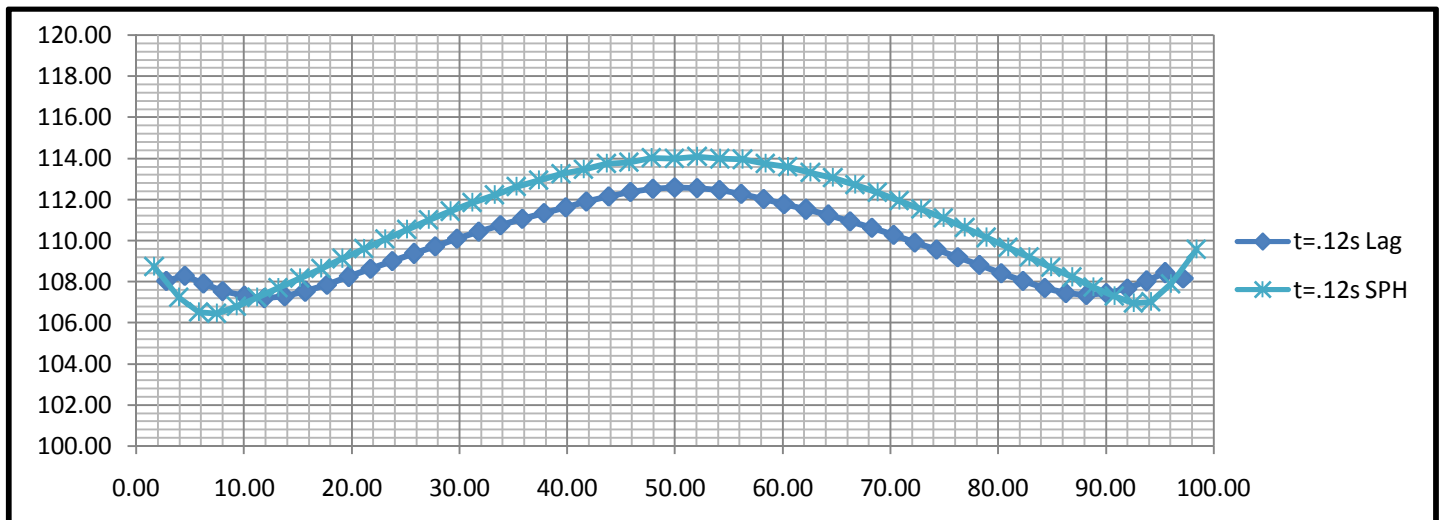
شکل ۲۷-۸ پروفیل سطح روی آب ترسیم شده در زمان های مختلف (حل به روش المان محدود لاگرانژ)



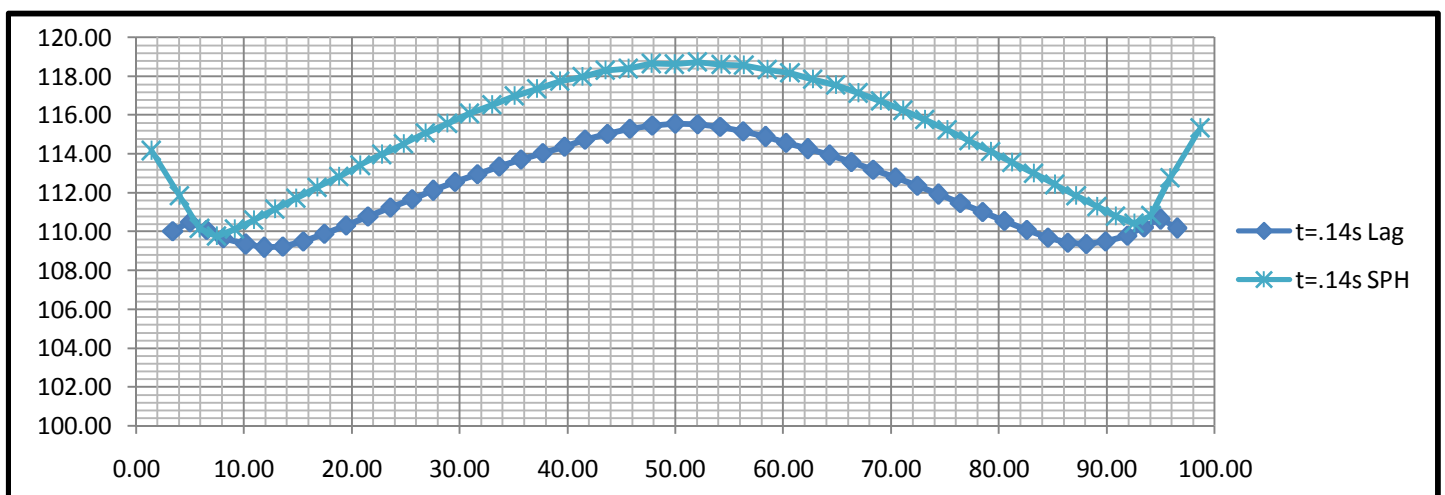
شکل ۲۸-۸ مقایسه پروفیل سطح در زمان ۰.۰۸ ثانیه (از حل به روش SPH و المان محدود لاگرانژ)



شکل ۲۹-۸ مقایسه پروفیل سطح در زمان ۰.۱۰ ثانیه (از حل به روش SPH و المان محدود لاگرانژ)



شکل ۸-۳۰ مقایسه پروفیل سطح در زمان ۰.۱۲ ثانیه (از حل به روش SPH و المان محدود لاگرانژ)



شکل ۸-۳۱ مقایسه پروفیل سطح در زمان ۰.۱۴ ثانیه (از حل به روش SPH و المان محدود لاگرانژ)

همانطور که ملاحظه می شود تغییرات سطح آب بدست آمده از روش بدون شبکه SPH بیشتر از روش بدون المان محدود لاگرانژی می باشد.

سمت راست و چپ پروفیل های بدست آمده از روش المان محدود لاگرانژ (ناحیه مرزی) رو به پایین می باشد. که علت آن وابستگی المان های چپ و راست به ناحیه مرزی صلب چپ و راست بوده که دارای قید تکیه گاهی می باشند. که این مورد به علت عدم وجود المان در روش SPH دیده نمی شود.

فصل نهم:

مدل سازی عددی انفجار در محیط ۳ بعدی

با استفاده از روش SPH

فصل نهم: مدل سازی عددی انفجار در محیط ۳ بعدی با استفاده از روش SPH

۱-۹ کلیات

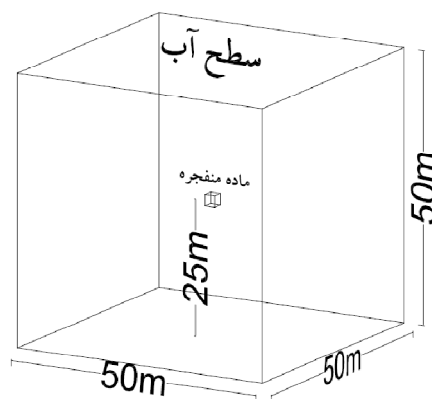
همچنان که در مطالب قبلی نیز عنوان شد اغلب نرم افزار های المان محدود هنوز برای مسائل ۳ بعدی به طور کامل توسعه نیافته اند، و توانایی حل مدل ۳ بعدی انفجار زیر آب را دارا نیستند. روش SPH در حالت ۳ بعدی توانایی مدل سازی انفجار زیر آب را دارد. در این فصل برانیم تا با شبیه سازی SPH در نرم افزار LS-Dyna به دو مهم زیر بپردازیم:

۱- مدل سازی مسائل انفجار در زیر آب در محیط سه بعدی سیال و و بررسی اثرات امواج باز تابشی از موانع صلب.

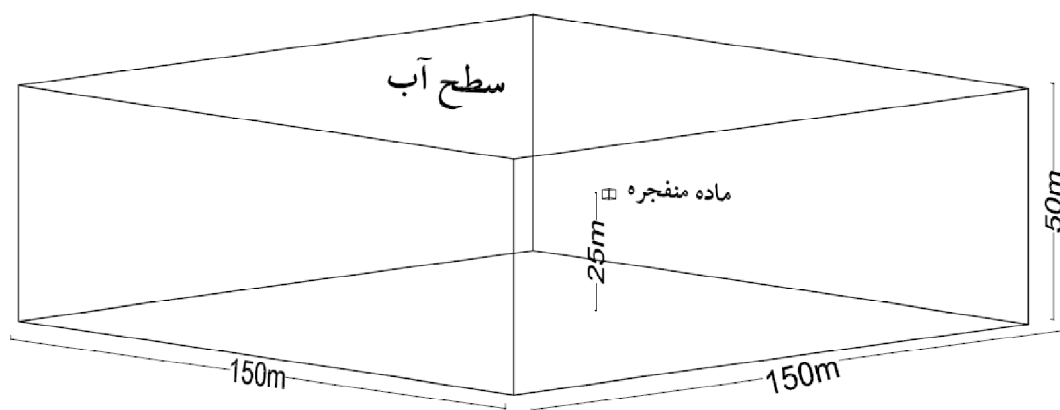
۲- تحلیل اندرکنش حباب ناشی از انفجار با سطح آزاد ساکن (تغییرات سطح آزاد).

۲-۹ مسئله ۳ بعدی انفجار در زیر آب

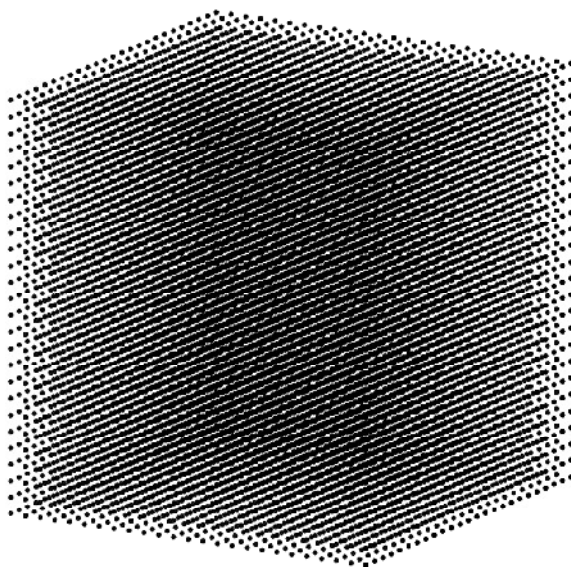
ابعاد دو مدل در نظر گرفته شده به ترتیب در اولی برابر $50 \times 50 \times 50$ متر و در دومی $150 \times 150 \times 50$ در نظر گرفته شده است، که ماده منفجره برای هر دو مدل در مرکز به ابعاد $2 \times 2 \times 2$ متر در نظر گرفته شده است. در شکل ۸-۱ و ۸-۲ شماتیکی از ۲ مدل مورد بررسی ارائه شده است. فاصله گره ها در هر سه راستا (برای هر دو مدل) دو متر در نظر گرفته ایم (اشکال ۸-۳ و ۸-۴). لازم به توضیح است که تمامی مشخصات مصالح و معادلات حالت همانند مقادیر و روابط ارائه شده در فصل قبلی میباشد.



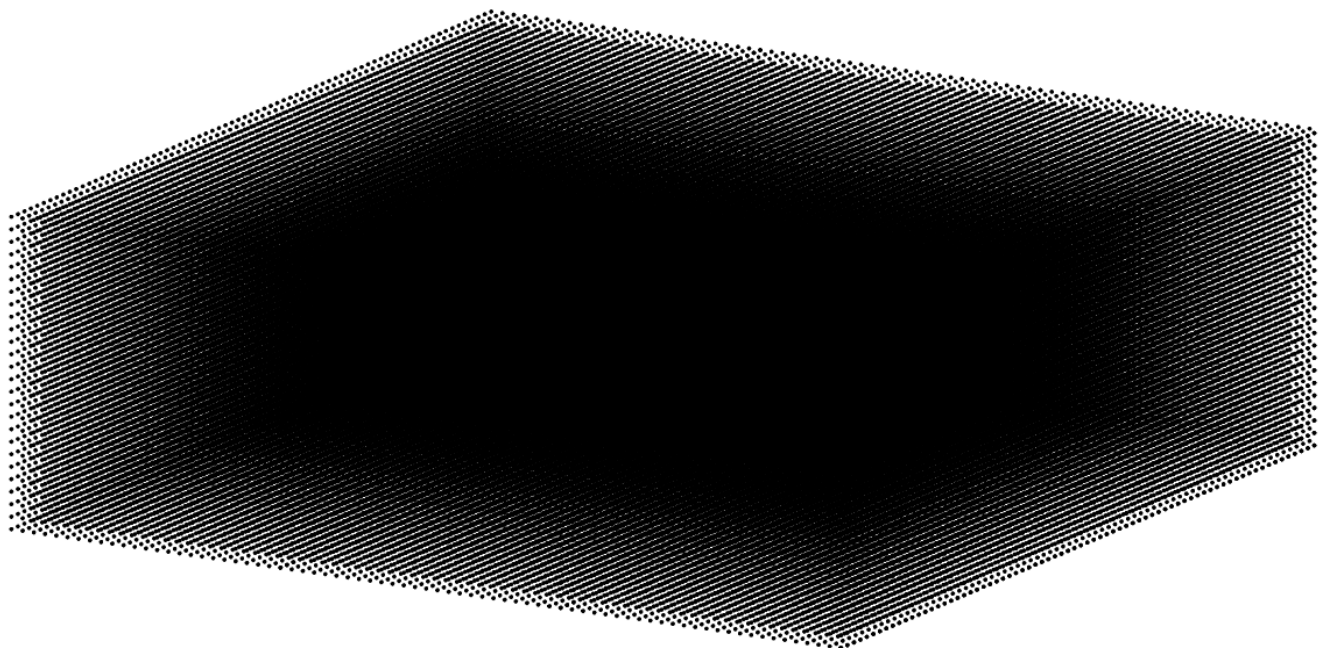
شکل ۹-۱ نمایش شماتیک مدل ۱



شکل ۹-۲ نمایش شماتیک مدل ۲



شکل ۹-۳ نمایش شماتیک گره های مدل (۵۰×۵۰×۵۰)



شکل ۹-۴ نمایش شماتیک گره های مدل (۱۵۰×۱۵۰×۵۰)

۹-۳ بررسی نتایج

دو مدل مورد بررسی تا زمان ۰.۲ ثانیه حل شده بدیهی است که نتایج مورد بررسی هم تا این زمان موجود می باشد. در حل نرم افزاری ۲۰۰ بازه زمانی برای حل در نظر گرفته شده است. لذا در هر روش حل برای هر مورد نتیجه مورد بررسی (فشار، سرعت و جابجایی) ۲۰۰ پاسخ وجود دارد. کثرت این پاسخ ها این امکان را به ما داد تا این نتایج را به صورت گرافیکی و انیمیشن در آورده، که فایل های دیجیتالی مورد نظر در یک عدد لوح فشرده ارائه گردیده است. به علت کثرت نتایج، در اشکال ۹-۵ الی ۹-۹ تنها به ارائه نایچ در ۶ زمان خاص اکتفا شده است.

در شکل ۹-۵ جابجایی های بدست آمده از مدل ۱ در زمان های

۰.۱۸۸، ۰.۱۶۵، ۰.۱۳۹، ۰.۱۱۶، ۰.۰۹۱، ۰.۰۶۴، ۰.۰ ثانیه نمایش داده شده اند. در شکل ۹-۶ کانتور فشار

های بدست آمده از مدل ۱ در زمان های ۰.۴۰۵، ۰.۳۵۱، ۰.۲۹۹، ۰.۲۵۳، ۰.۲۰۹، ۰.۱۵۳، ۰.۰

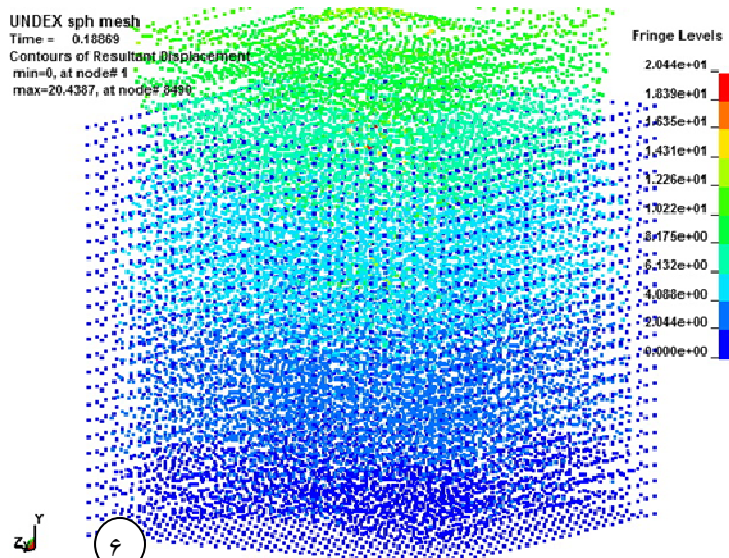
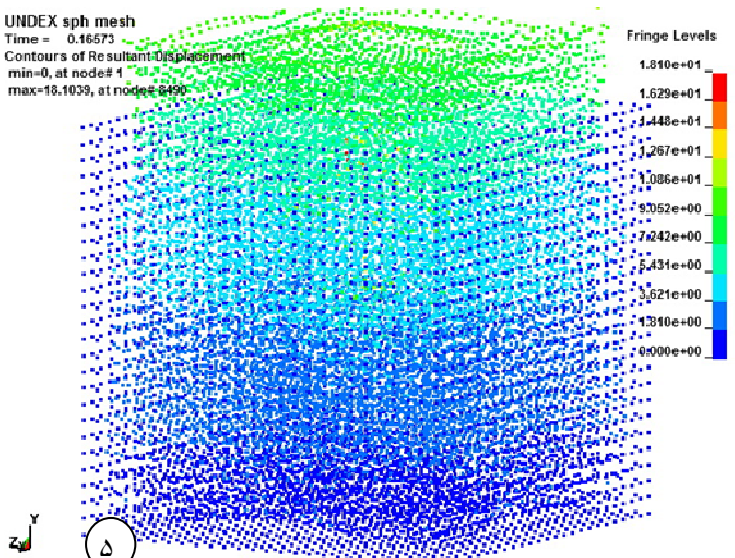
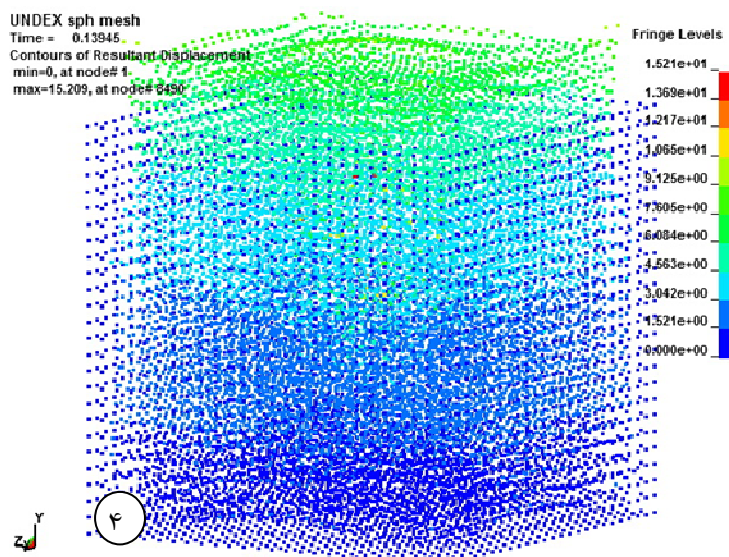
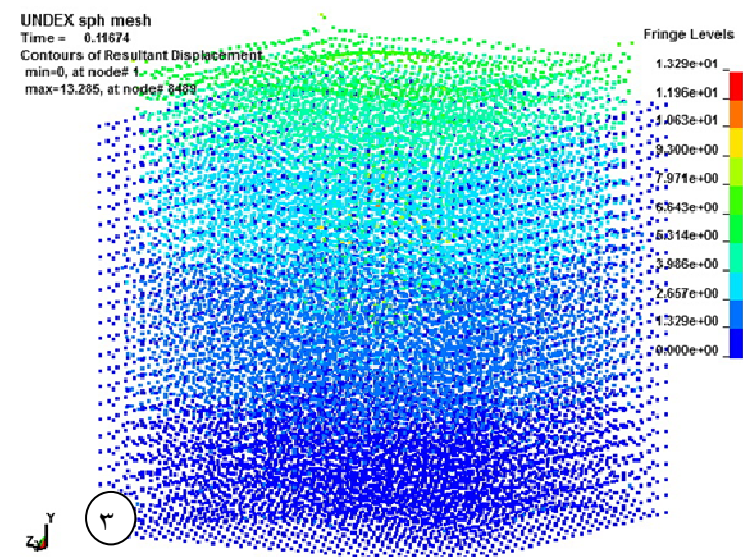
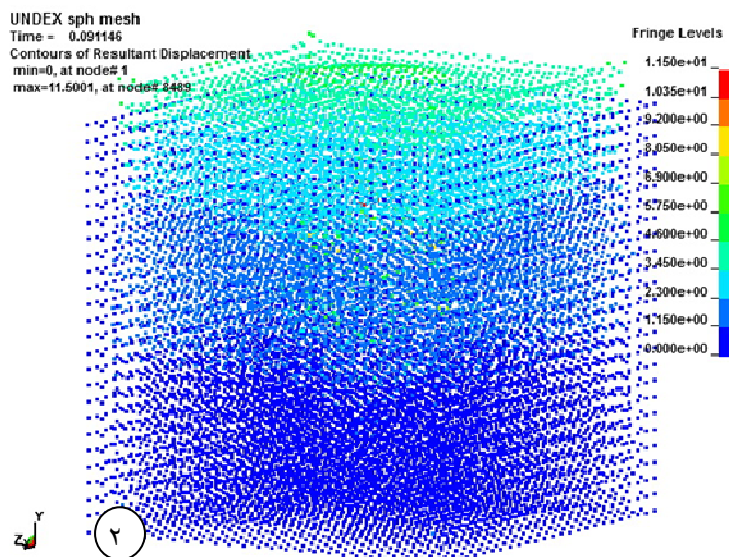
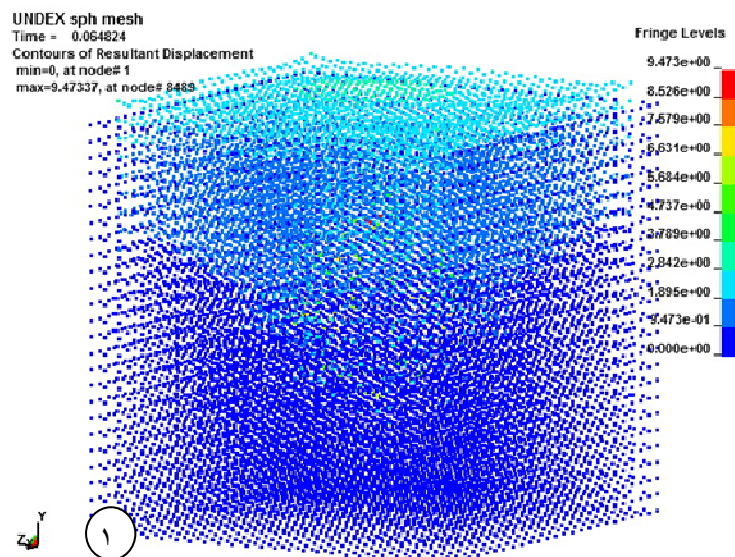
ثانیه نمایش داده شده اند. در شکل ۹-۷ جابجایی های بدست آمده از مدل ۲ در زمان های

۰.۱۸۸، ۰.۱۶۵، ۰.۱۳۹، ۰.۱۱۶، ۰.۰۹۱، ۰.۰۶۴، ۰.۰ ثانیه نمایش داده شده اند. در شکل ۹-۸ کانتور فشار

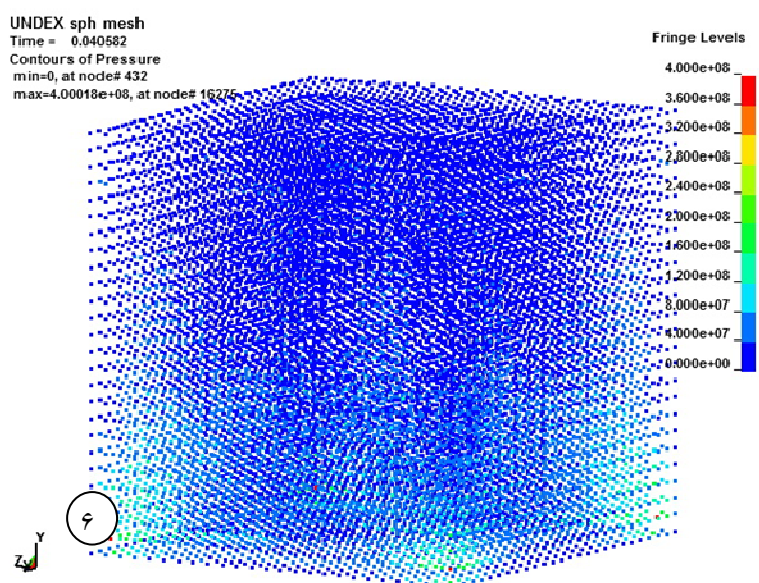
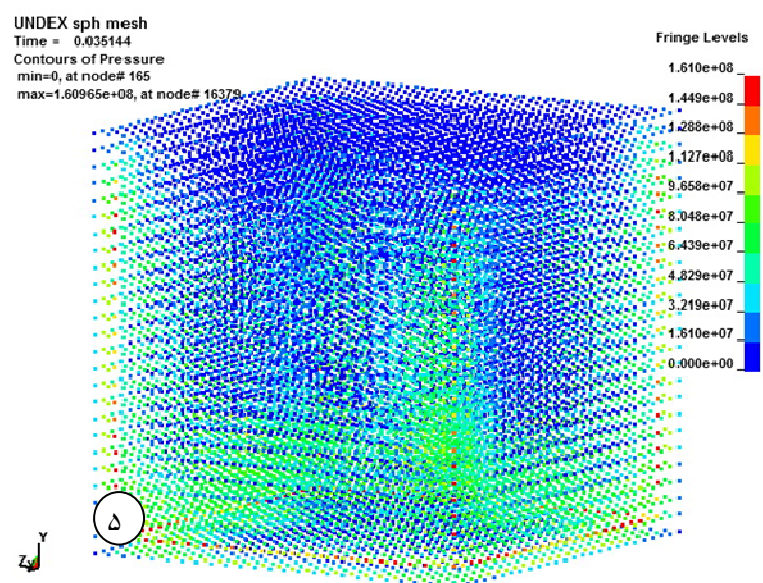
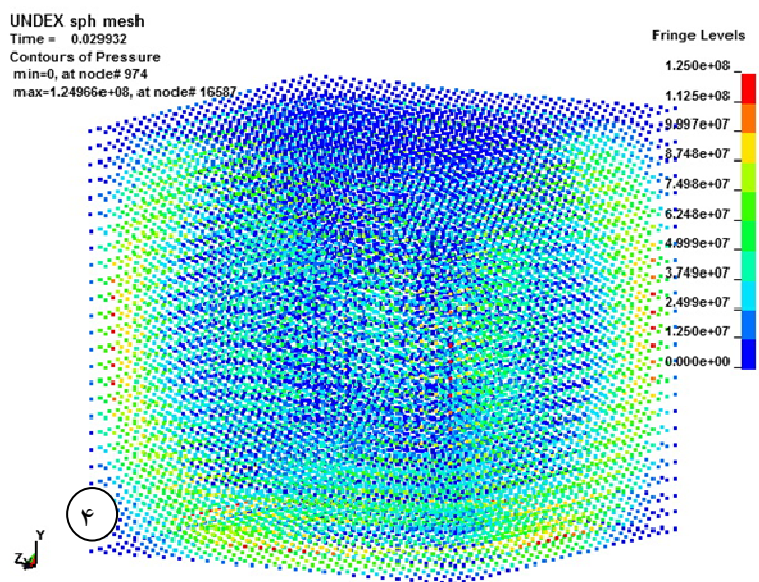
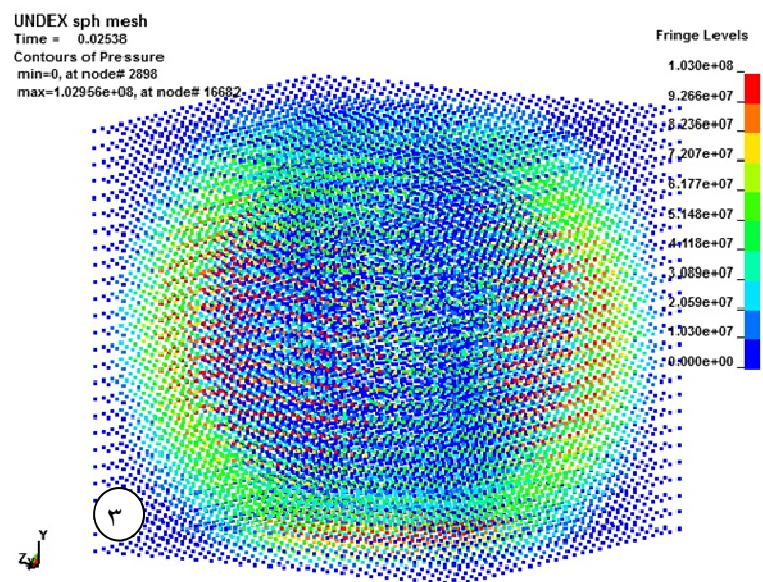
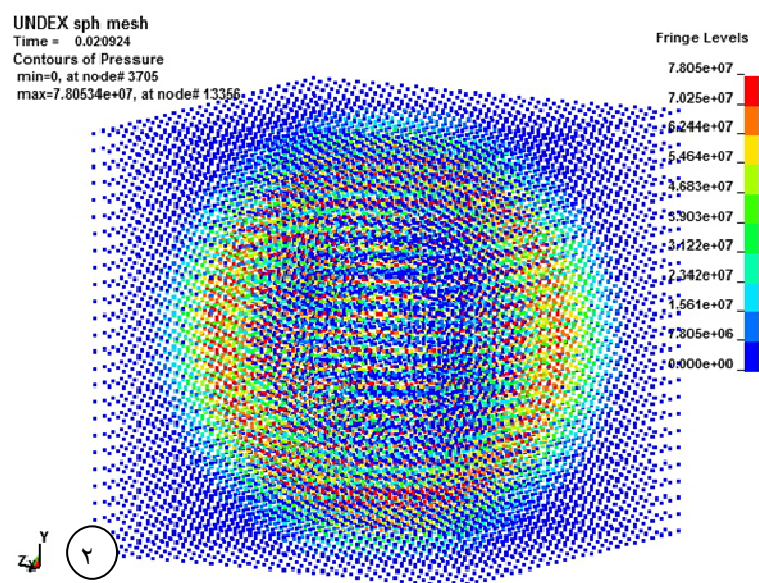
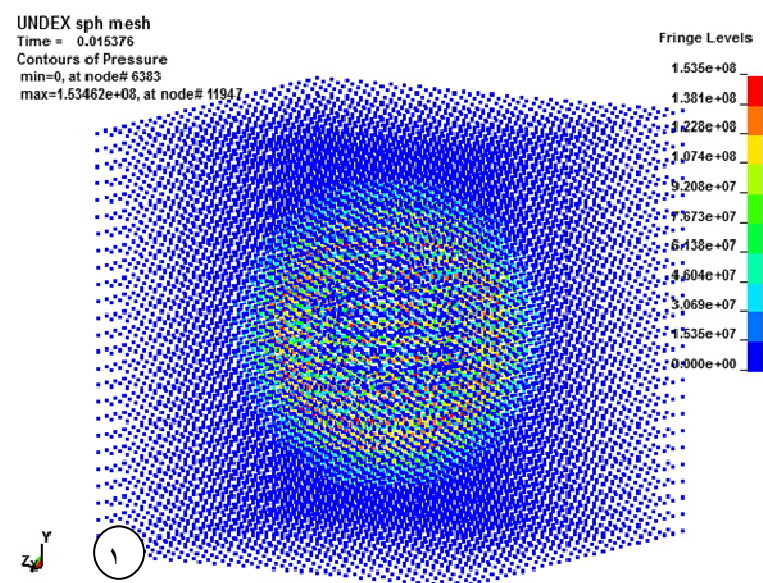
های بدست آمده از مدل ۲ در زمان های ۰.۰۸۴، ۰.۰۷۱، ۰.۰۶۶، ۰.۰۶۱، ۰.۰۵۶، ۰.۰۵۰، ۰.۰ ثانیه نمایش

داده شده اند. در شکل ۹-۹ نیز مجددا کانتور های فشار مدل ۲ با بزرگنمایی بیشتر در زمان های

۰.۰۶۷، ۰.۰۴۷، ۰.۰۴۰، ۰.۰۳۴، ۰.۰۲۸، ۰.۰۲۲، ۰.۰ ثانیه نمایش داده شده اند.



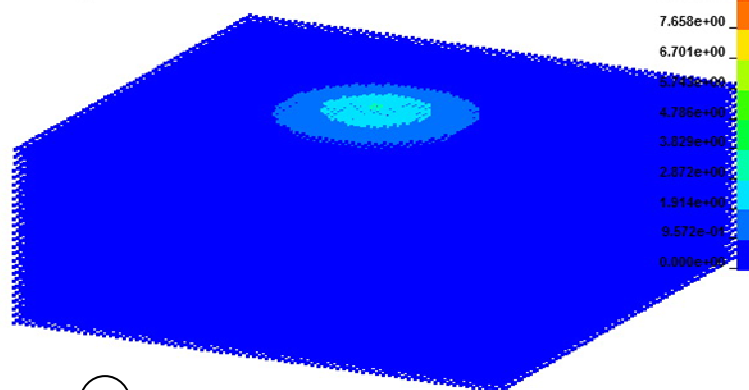
شکل ۹-۵ نمایش جابجایی گره های مدل (۵۰×۵۰×۵۰)



شکل ۶-۹ نمایش کانتور فشار مدل $(50 \times 50 \times 50)$ ، در ۶ زمان مختلف

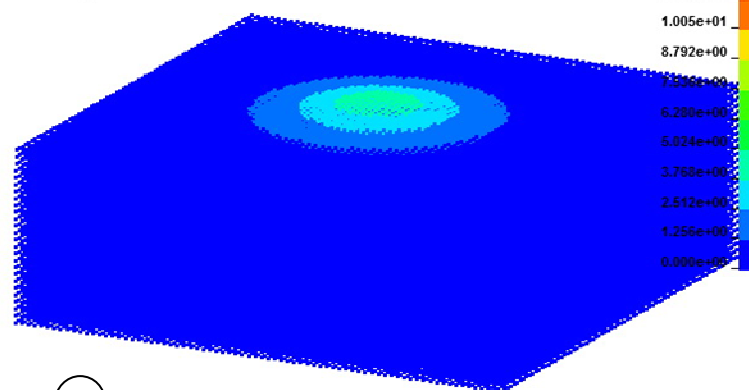
UNDEX SPH MESH
Time = 0.088155
Contours of Resultant Displacement
min=0, at node# 1
max=9.57228, at node# 83714

Fringe Levels
9.572e+00
8.615e+00
7.658e+00
6.701e+00
5.744e+00
4.785e+00
3.829e+00
2.872e+00
1.914e+00
9.572e-01
0.000e+00



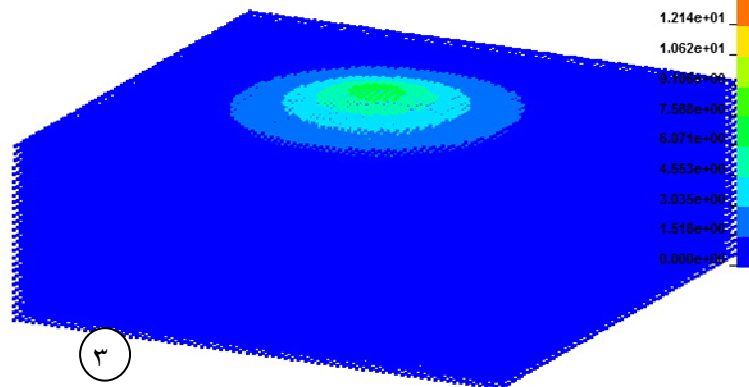
UNDEX SPH MESH
Time = 0.090803
Contours of Resultant Displacement
min=0, at node# 1
max=12.5597, at node# 83714

Fringe Levels
1.256e+01
1.130e+01
1.005e+01
8.792e+00
7.536e+00
6.280e+00
5.034e+00
3.780e+00
2.512e+00
1.256e+00
0.000e+00



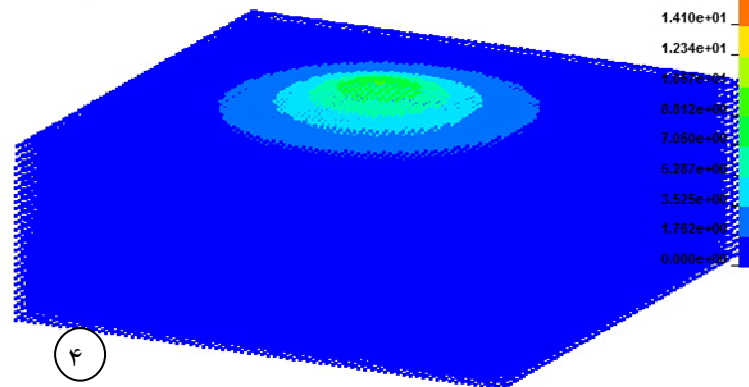
UNDEX SPH MESH
Time = 0.11528
Contours of Resultant Displacement
min=0, at node# 1
max=15.1764, at node# 83714

Fringe Levels
1.518e+01
1.366e+01
1.214e+01
1.062e+01
9.106e+00
7.588e+00
6.071e+00
4.553e+00
3.035e+00
1.518e+00
0.000e+00



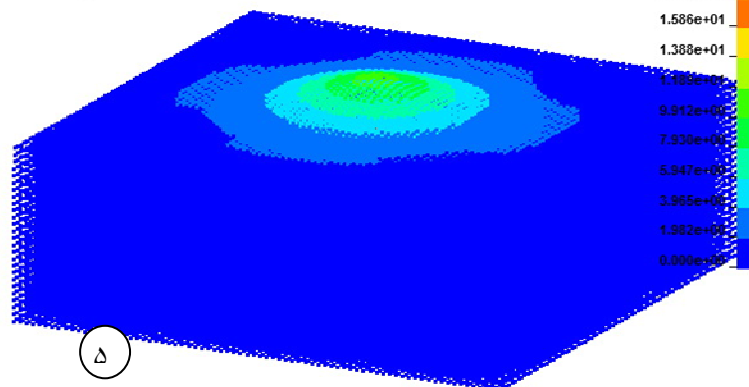
UNDEX SPH MESH
Time = 0.14007
Contours of Resultant Displacement
min=0, at node# 1
max=17.6245, at node# 83714

Fringe Levels
1.762e+01
1.586e+01
1.410e+01
1.234e+01
1.057e+01
8.812e+00
7.050e+00
5.287e+00
3.525e+00
1.762e+00
0.000e+00



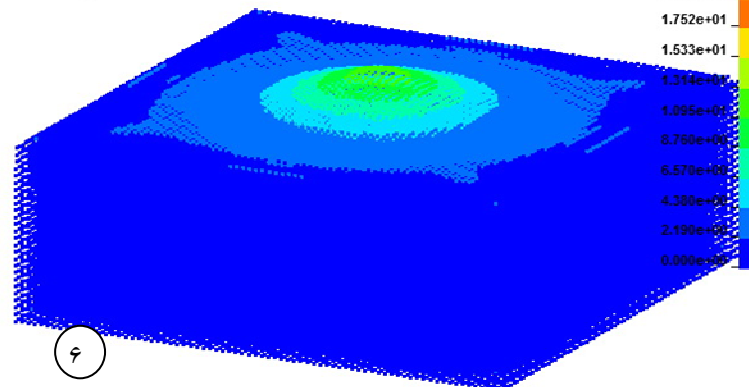
UNDEX SPH MESH
Time = 0.16486
Contours of Resultant Displacement
min=0, at node# 1
max=19.8248, at node# 83714

Fringe Levels
1.982e+01
1.784e+01
1.586e+01
1.388e+01
1.189e+01
9.812e+00
7.930e+00
6.047e+00
3.965e+00
1.982e+00
0.000e+00



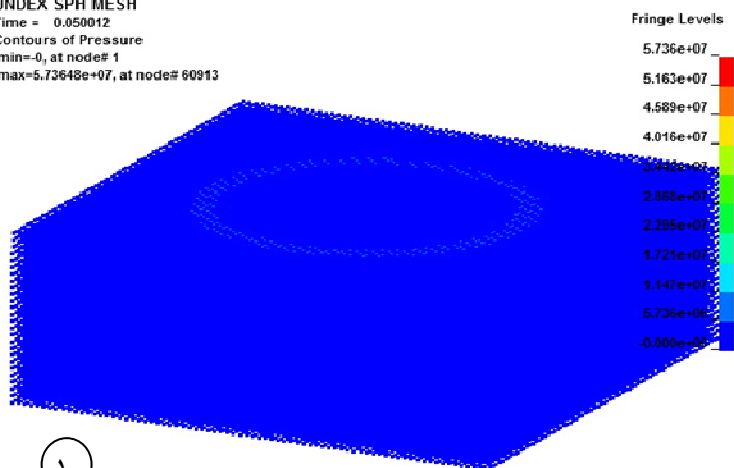
UNDEX SPH MESH
Time = 0.18965
Contours of Resultant Displacement
min=0, at node# 1
max=21.9004, at node# 83714

Fringe Levels
2.190e+01
1.971e+01
1.752e+01
1.533e+01
1.314e+01
1.095e+01
8.780e+00
6.570e+00
4.380e+00
2.190e+00
0.000e+00



شکل ۷-۹ نمایش نمایش جابجایی گره های مدل $(150 \times 150 \times 50)$

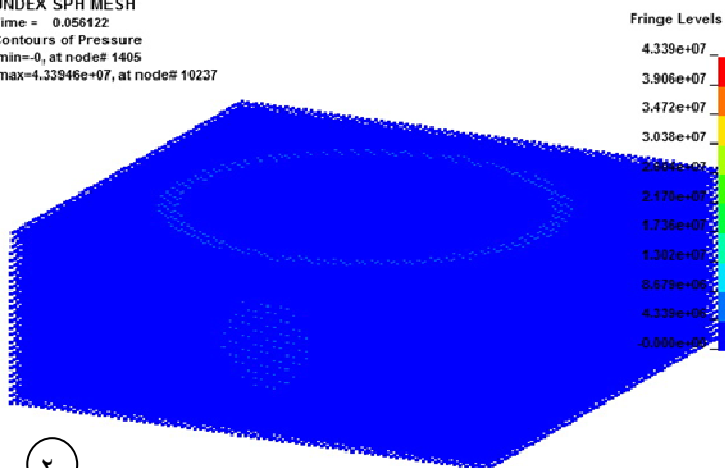
UNDEX SPH MESH
Time = 0.050012
Contours of Pressure
min=0, at node# 1
max=5.73648e+07, at node# 80913



①

Z
Y
X

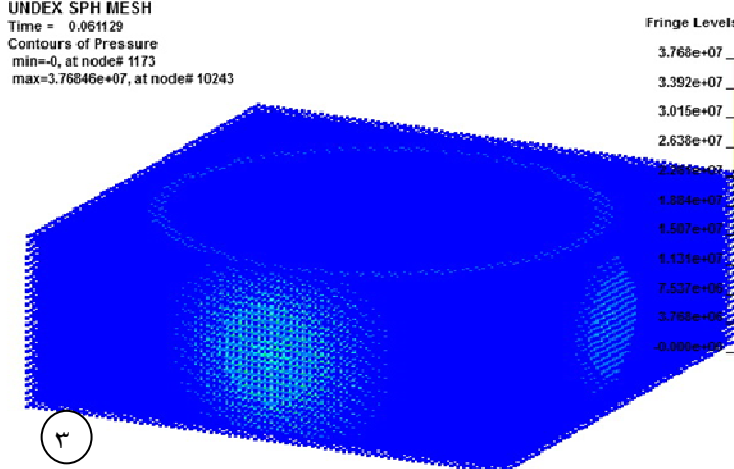
UNDEX SPH MESH
Time = 0.056122
Contours of Pressure
min=0, at node# 1405
max=4.33946e+07, at node# 10237



②

Z
Y
X

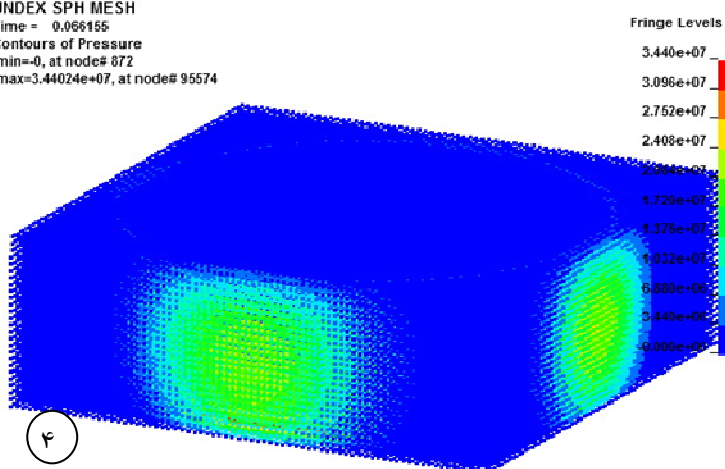
UNDEX SPH MESH
Time = 0.061129
Contours of Pressure
min=0, at node# 1173
max=3.76846e+07, at node# 10243



③

Z
Y
X

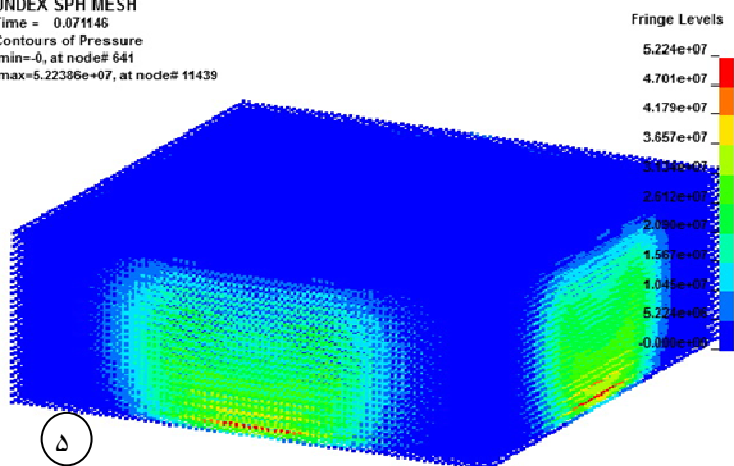
UNDEX SPH MESH
Time = 0.066155
Contours of Pressure
min=0, at node# 872
max=3.44024e+07, at node# 95574



④

Z
Y
X

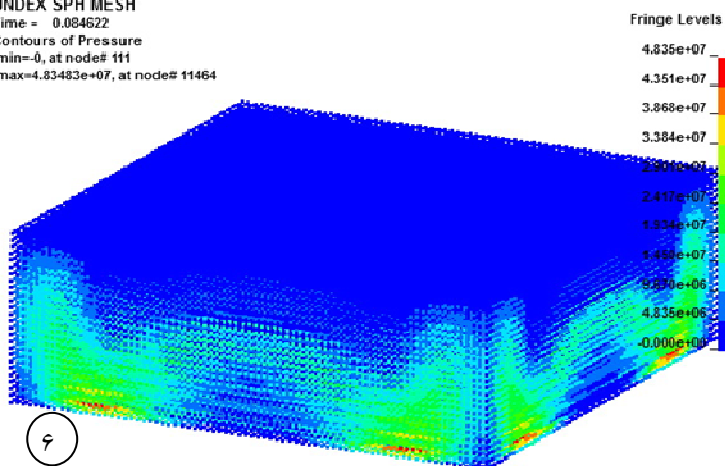
UNDEX SPH MESH
Time = 0.071146
Contours of Pressure
min=0, at node# 641
max=5.22386e+07, at node# 11439



⑤

Z
Y
X

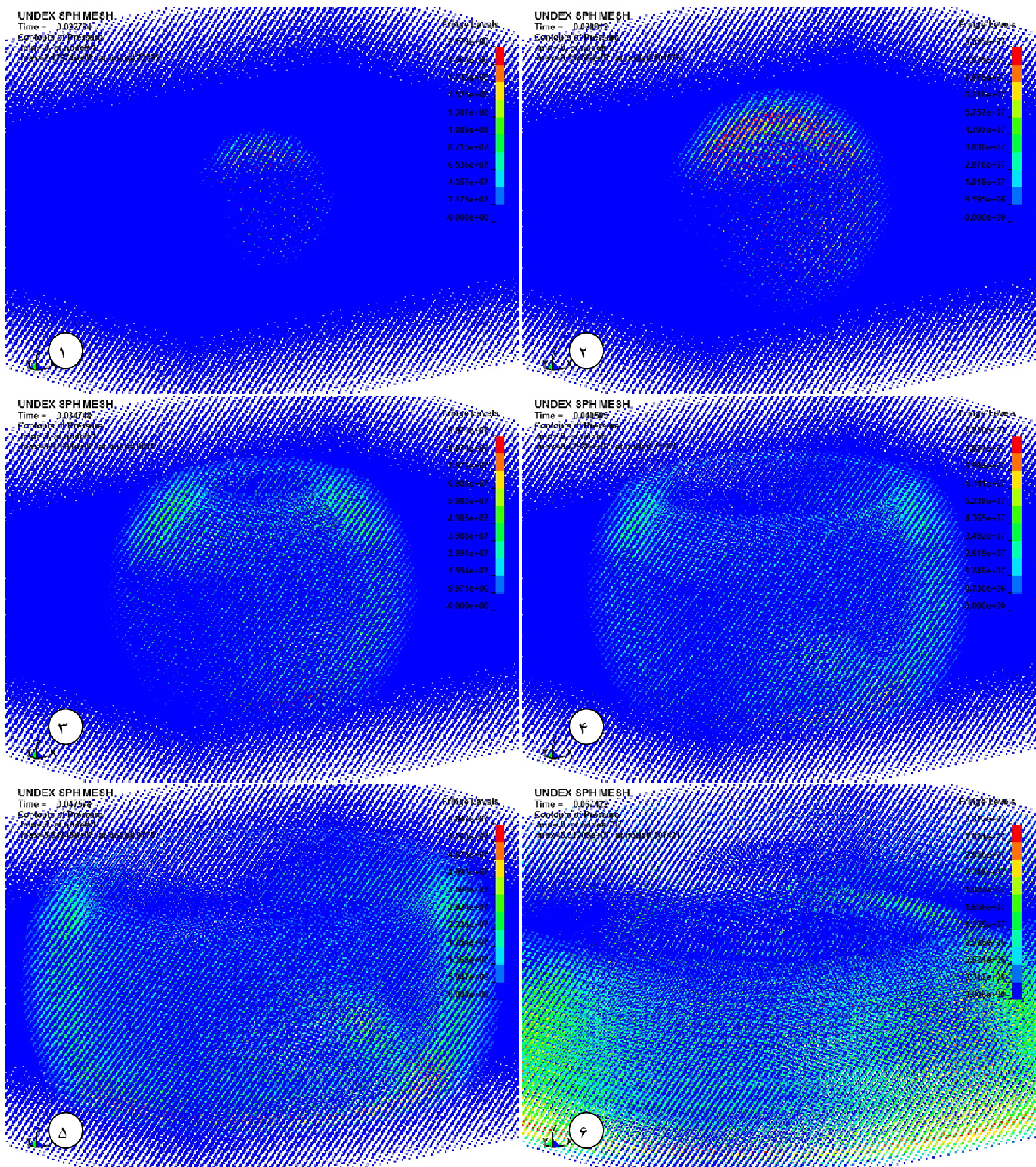
UNDEX SPH MESH
Time = 0.084622
Contours of Pressure
min=0, at node# 111
max=4.83483e+07, at node# 11464



⑥

Z
Y
X

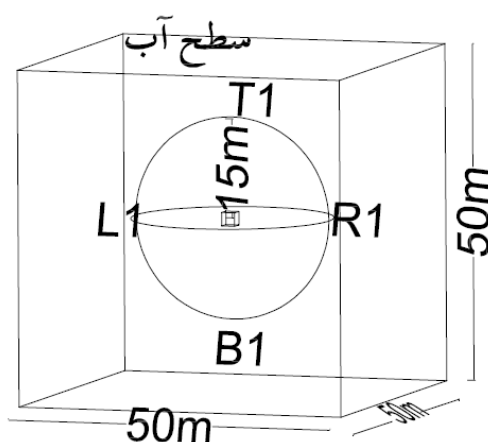
شکل ۸-۹ نمایش کانتور فشار مدل $(2 \times 150 \times 150)$ ، در ۶ زمان مختلف



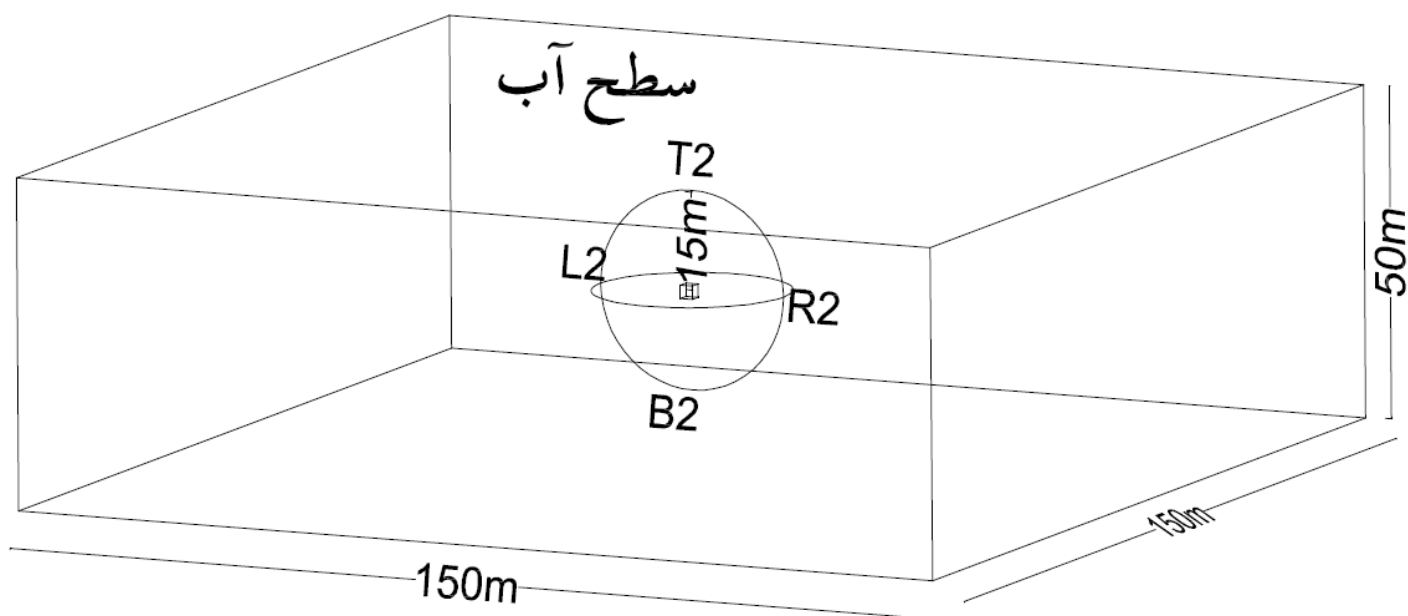
شکل ۹-۹ نمایش با بزرگنمایی بیشتر، کانتور فشار مدل $(2 \times 150 \times 150)$ ، در ۶ زمان مختلف

۴-۹ تحلیل نتایج

به منظور بررسی دقیق تر نتایج و مقایسه بین دو مدل، داده های ۴ گره به فاصله ۱۵ متری از مرکز ماده منفرد در بالا (T)، پایین (B)، راست (R) و چپ (L) از هر دو مدل استخراج شده که در ادامه به آنها می پردازیم. لازم به ذکر است که یسوند ۱ و ۲ بیان گر این است که هر گره مربوط به کدام یک از دو مدل میباشد. در اشکال ۹-۹ و ۱۰-۹ شماتیکی از موقعیت گره ها نمایش داده شده است.



شکل ۹-۱۰ نمایش شماتیک گره های مورد بررسی مدل ۱



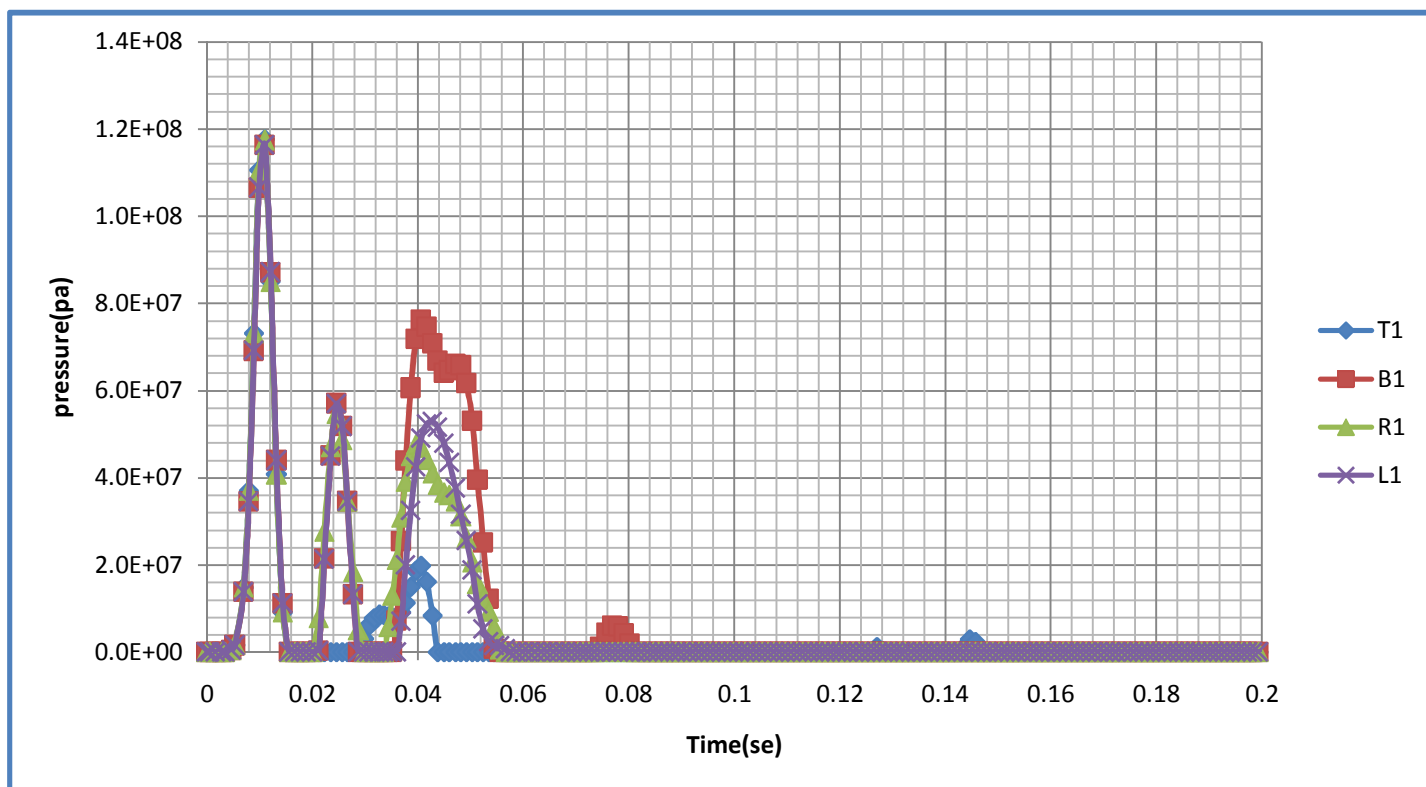
شکل ۹-۱۱ نمایش شماتیک گره های مورد بررسی مدل ۲

۹-۴-۱ نمودار فشار- زمان

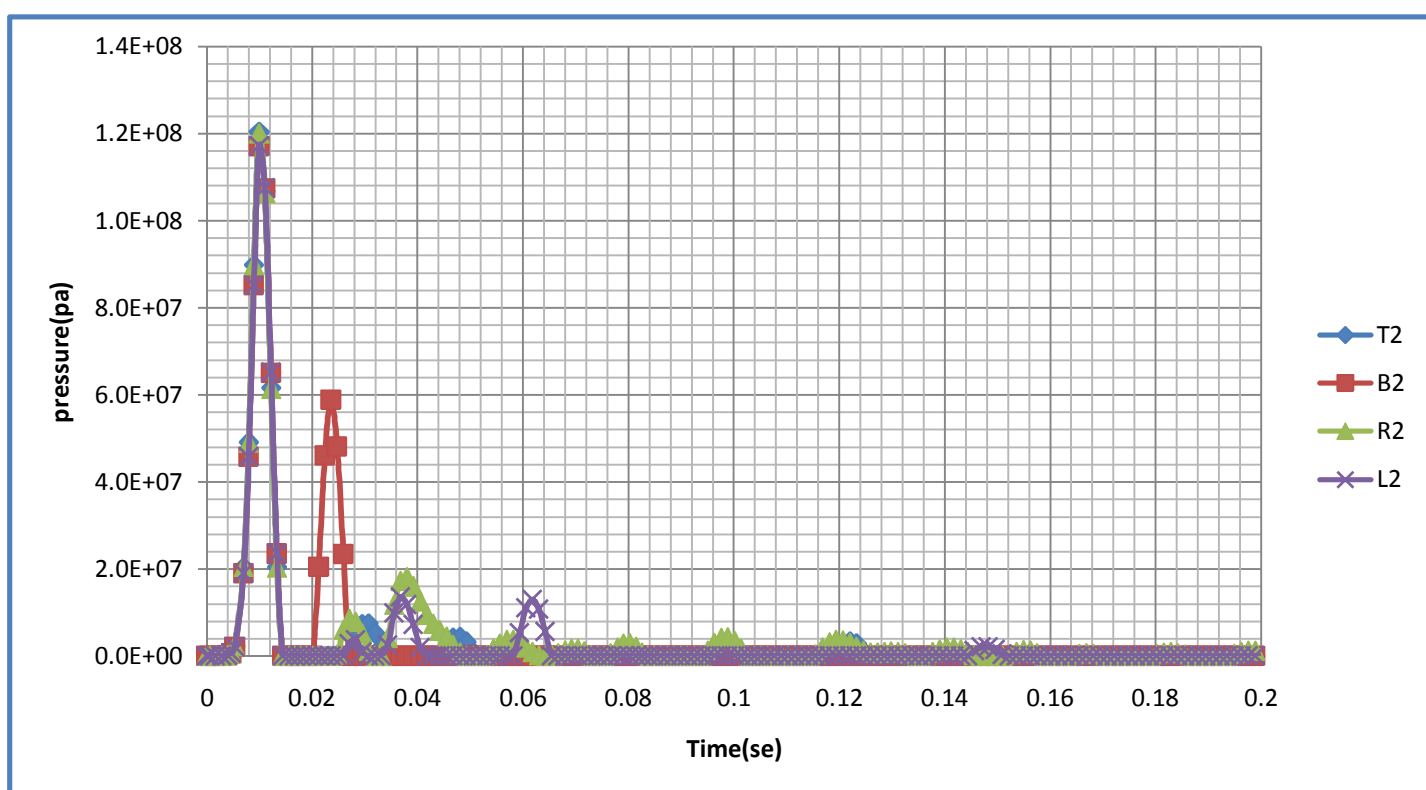
در شکل ۹-۱۲ نمودار فشار-زمان استخراج شده از نقاط $T1, B1, R1, L1$ و در شکل ۹-۱۳ نمودار فشار-زمان استخراج شده از نقاط $T2, B2, R2, L2$ ترسیم گردیده اند. نکته قابل توجه این می باشد که در هر دو مدل فشار پیک اولیه بدست آمده از تمامی نقاط دارای مقدار و طول مدت اثر یکسان می باشد. و تفاوت عمده نمودار های بدست آمده در پالس های ثانویه فشار می باشد. همانطور که مشاهده می شود در هر دو مدل نقطه زیرین B به علت نزدیکی به مرزهای صلب دارای پالس فشار ثانویه قابل ملاحظه تری نسبت به سایر نقاط می باشد. به منظور مقایسه بهتر نتایج دو مدل ۱ و ۲، در اشکال ۹-۱۴ و ۹-۱۵ نیز هستوگرام های فشار-زمان نقاط استخراج شده به صورت مقایسه ای ترسیم شده اند. همانطور که به وضوح مشخص می باشد، در مدل ۲ به علت ابعاد بزرگتر در مقطع (فاصله دوتر از موانع صلب) فشار های ثانویه بدست آمده در نقاط $R2, L2$ نسبت به نقاط $R1, L1$ ناچیز می باشد.

۹-۴-۲ نمودار سرعت- زمان

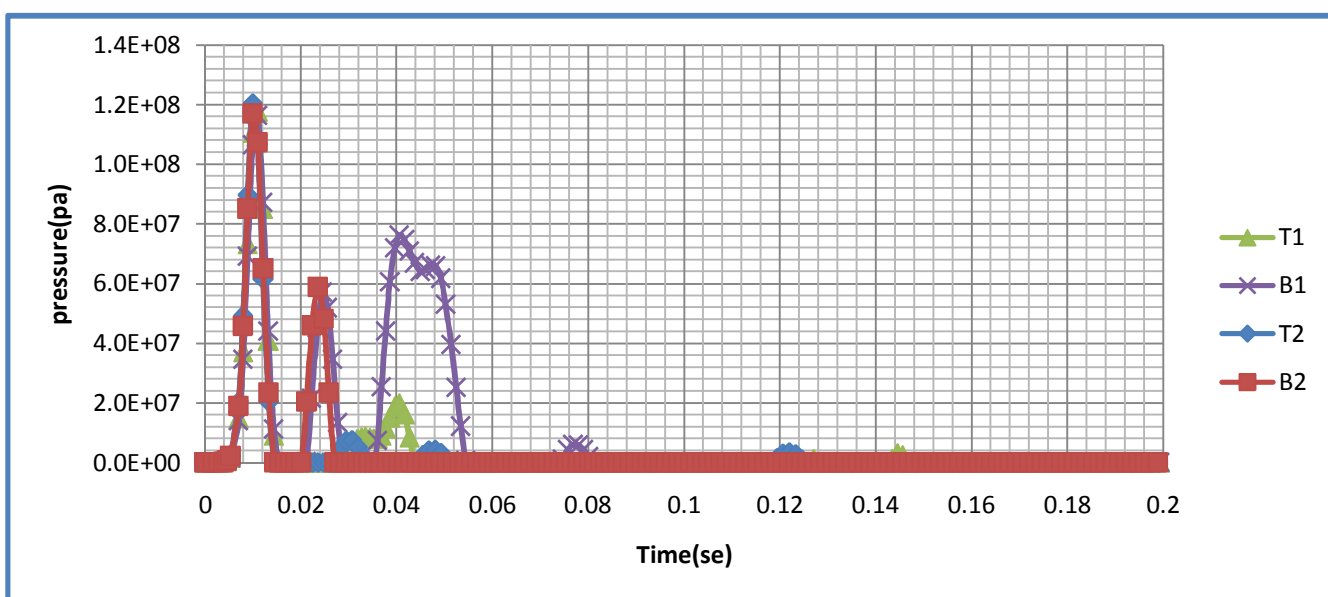
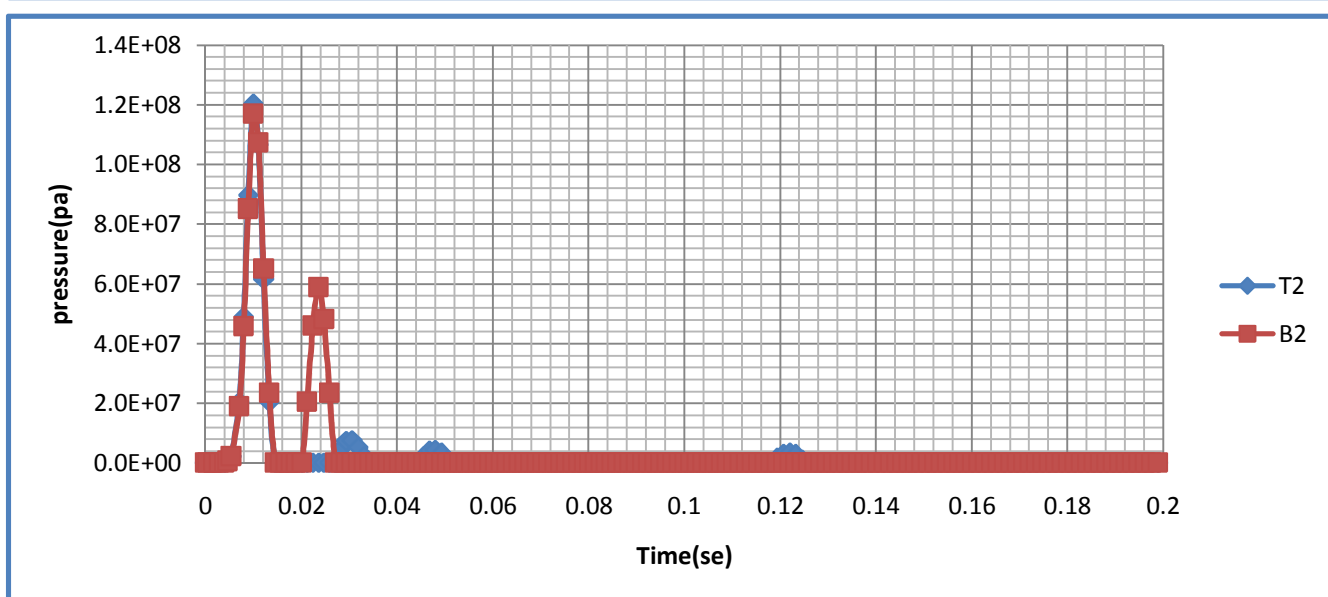
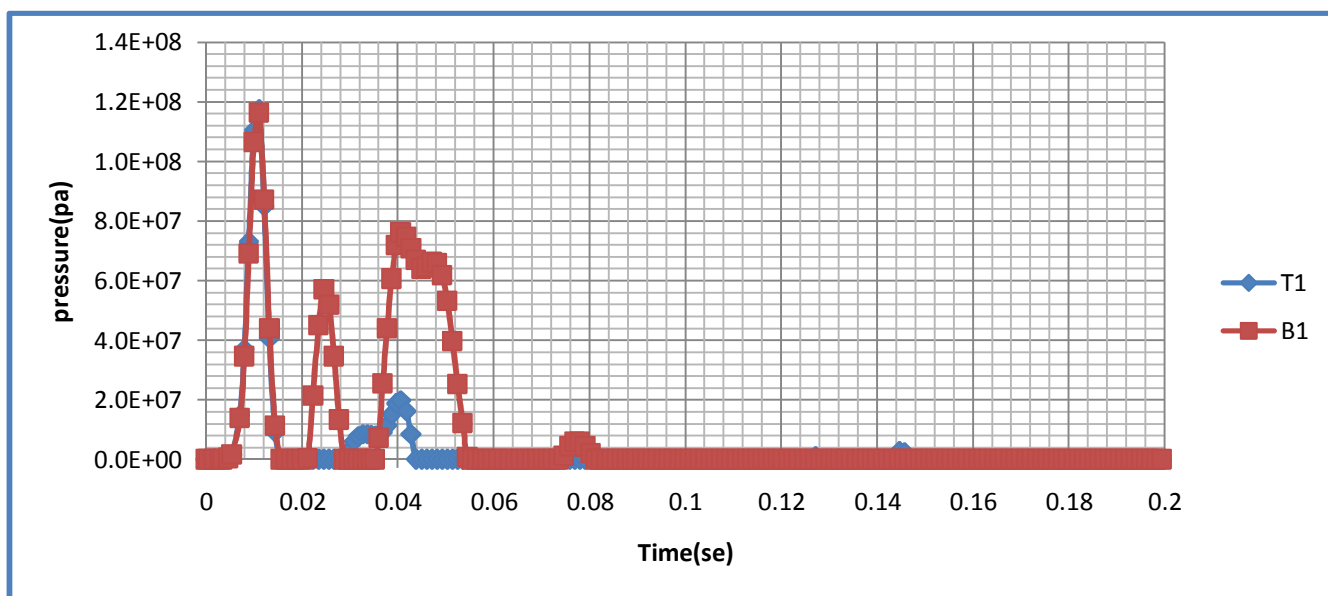
در شکل ۹-۱۶ نمودار سرعت-زمان استخراج شده از نقاط $T1, B1, R1, L1$ و در شکل ۹-۱۷ نمودار سرعت-زمان استخراج شده از نقاط $T2, B2, R2, L2$ ترسیم گردیده اند. وجه تشابه نمودار های بدست آمده از دو مدل ۱ و ۲ این است که سرعت های مورد بررسی در نقاط مد نظر پس از نوسان های اولیه به مقادیر ثابتی میل میکنند. به منظور مقایسه بهتر نتایج دو مدل ۱ و ۲، در اشکال ۹-۱۸ و ۹-۱۹ نیز هستوگرام های سرعت-زمان نقاط استخراج شده به صورت مقایسه ای ترسیم شده اند. همانطور که مشاهده می شود برای نقاط بالا و پایین در دو مدل مورد بررسی تفاوتی در سرعت های ثابت شده دیده می شود اما برای نقاط راست و چپ می توان گفت که تقریباً دو مدل یک نتیجه را نشان می دهند.



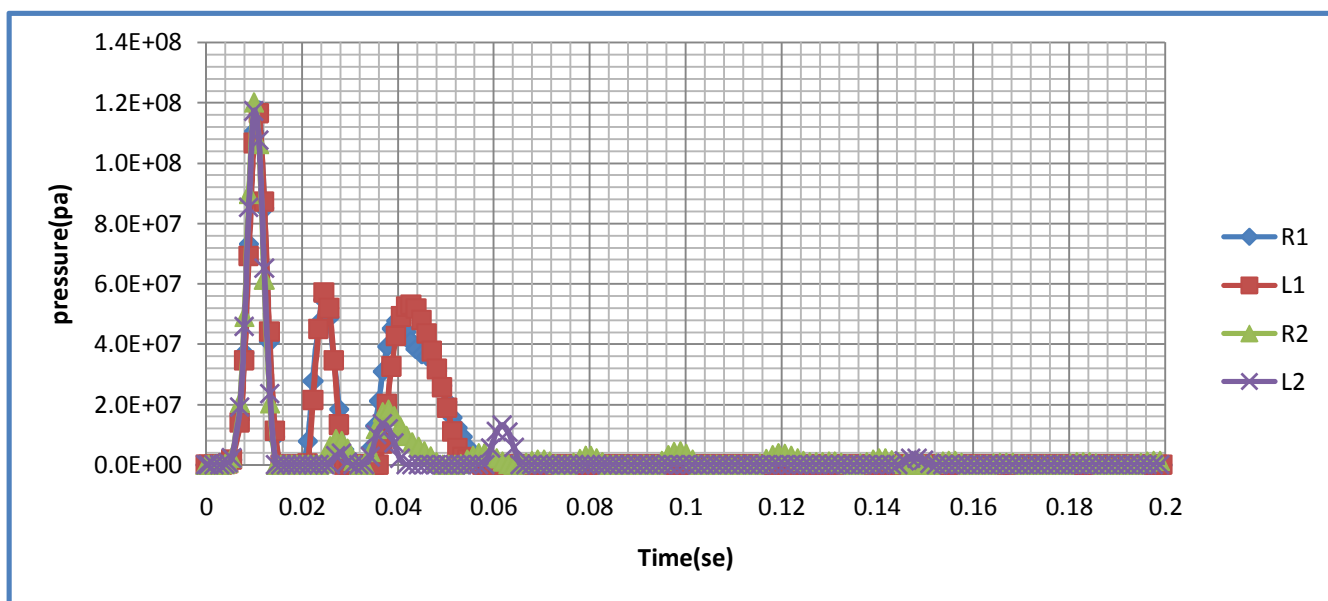
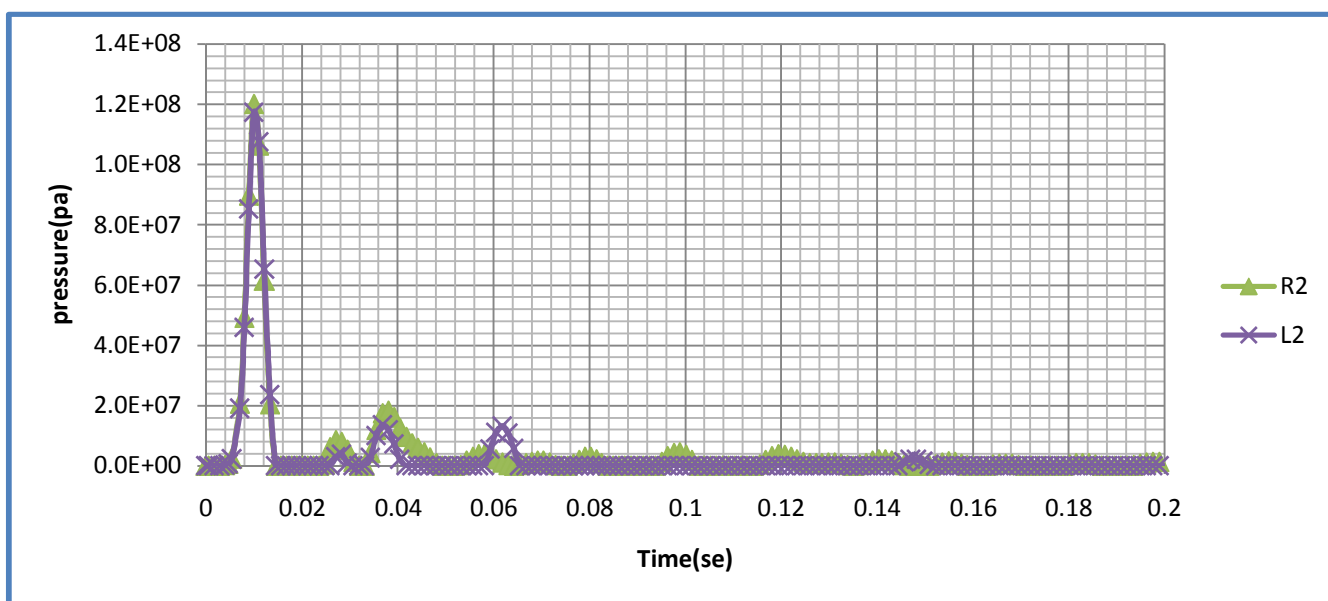
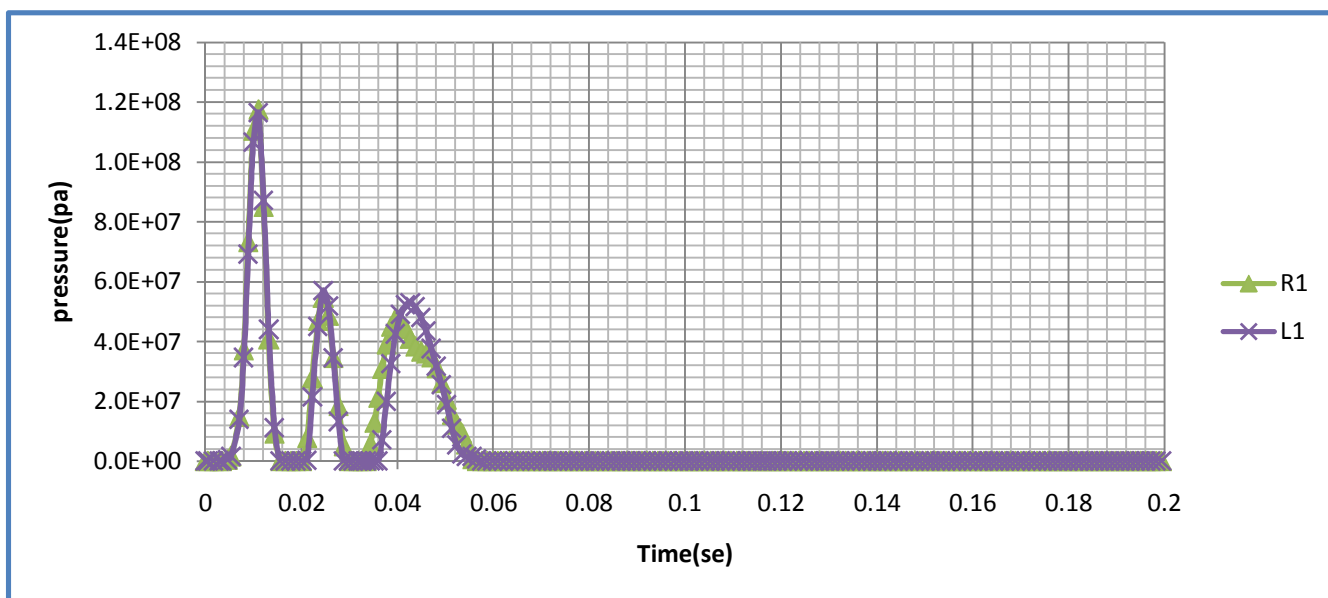
شکل ۹-۱۲ نمودار فشار-زمان استخراج شده از نقاط T1.B1.R1.L1



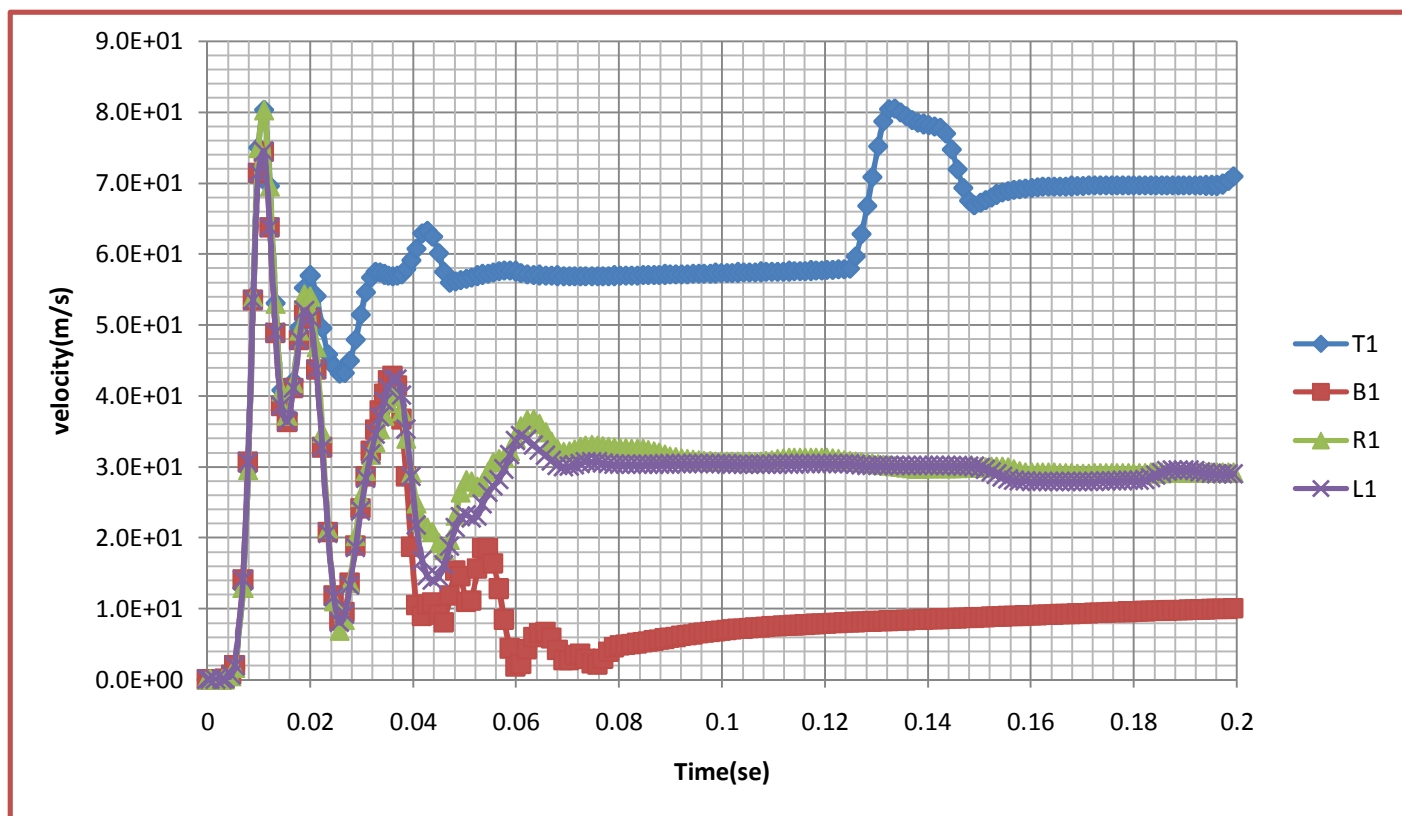
شکل ۹-۱۳ نمودار فشار-زمان استخراج شده از نقاط T2.B2.R2.L2



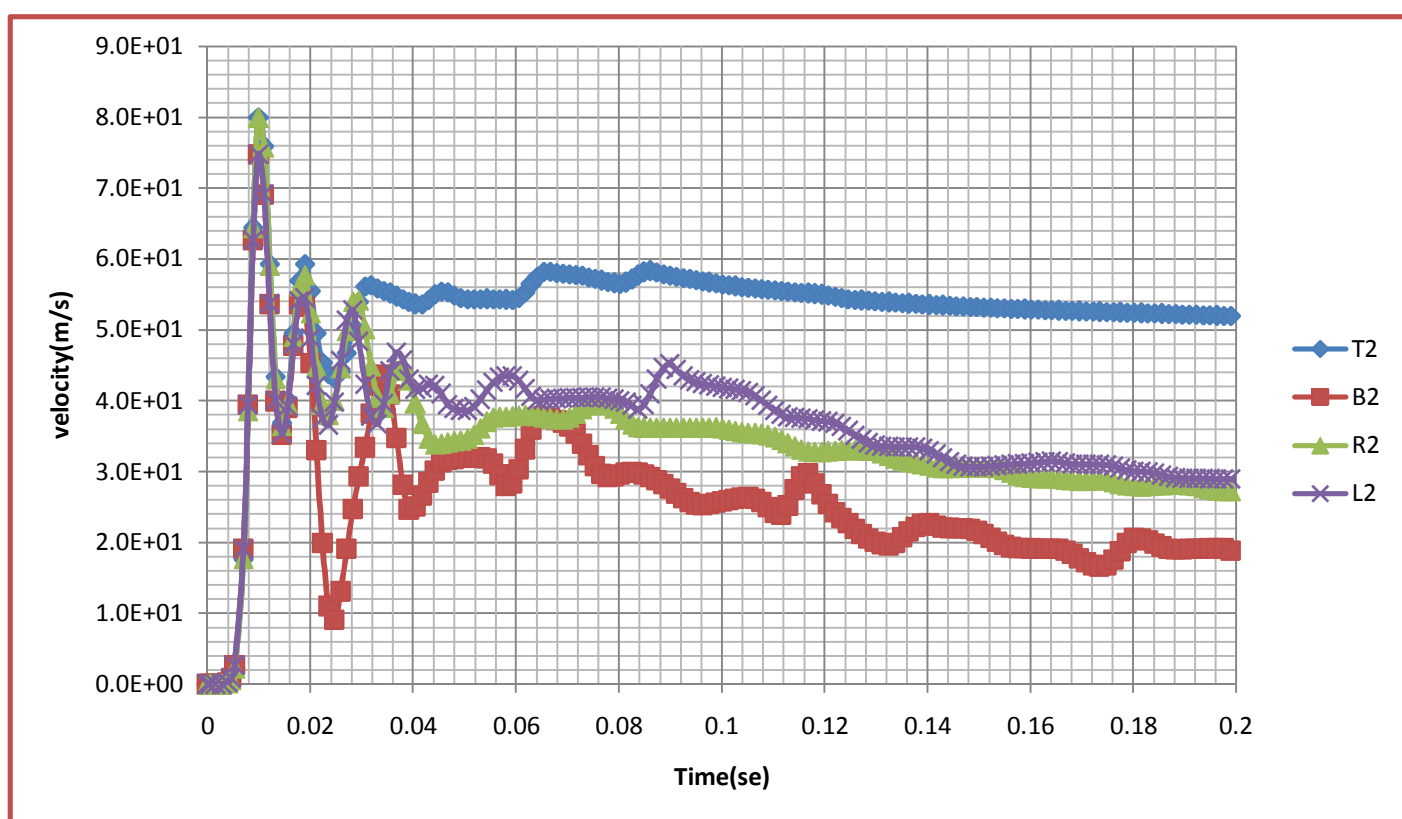
شکل ۹-۱۴ نمودار فشار-زمان استخراج شده از نقاط T1.B1.T2.B2



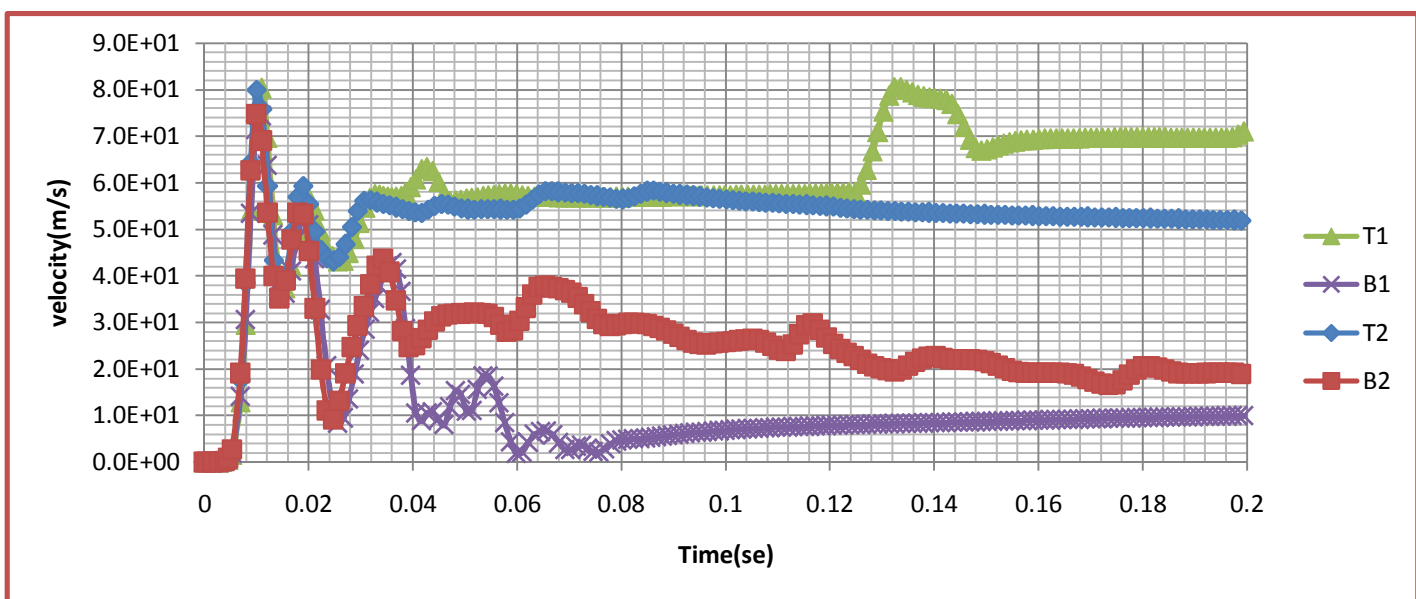
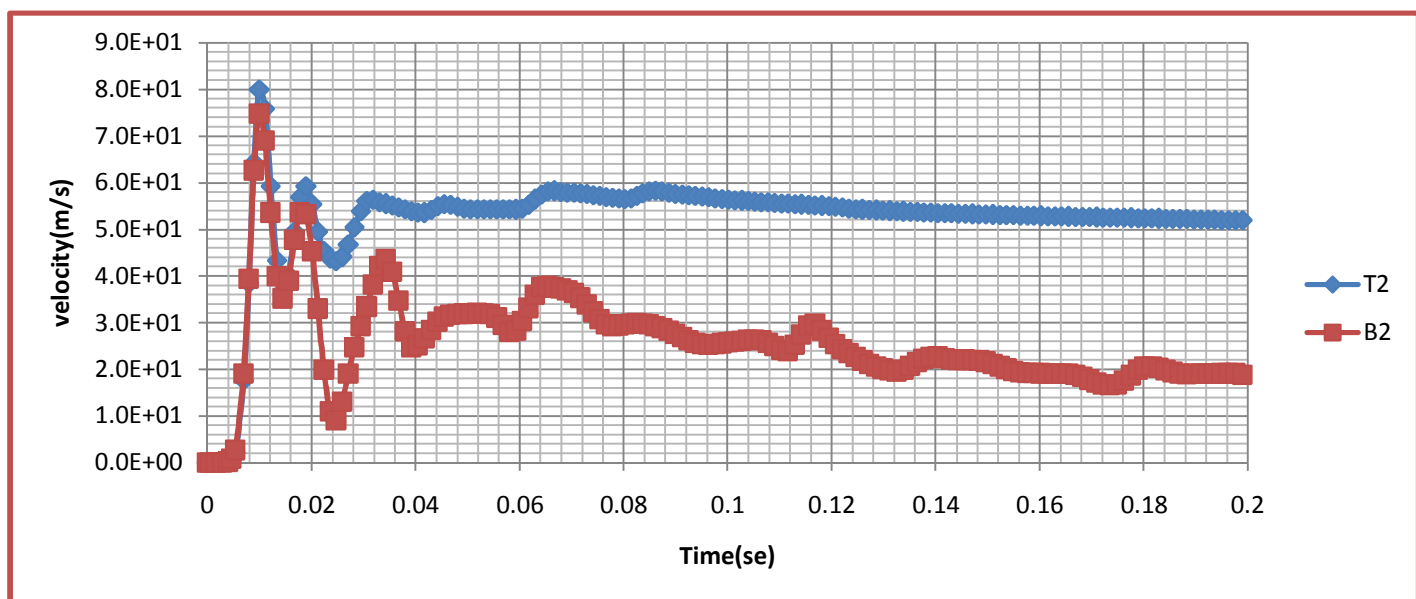
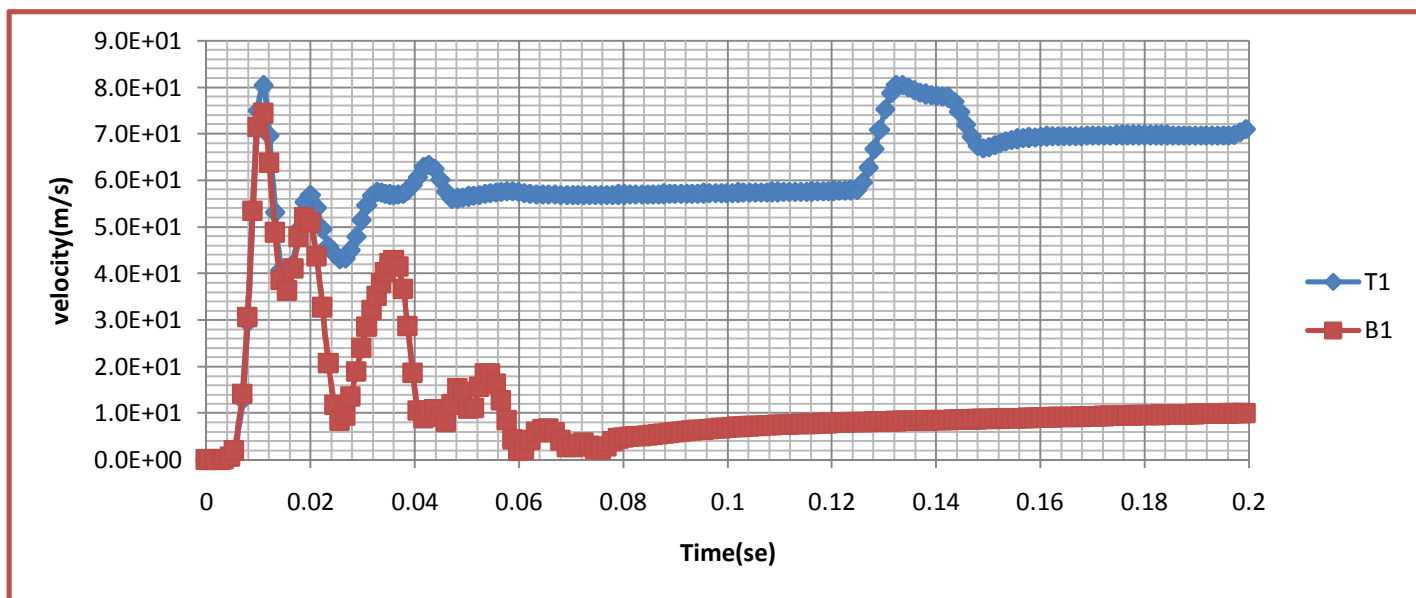
شکل ۹-۱۵ نمودار فشار-زمان استخراج شده از نقاط R1، L1، R2، L2



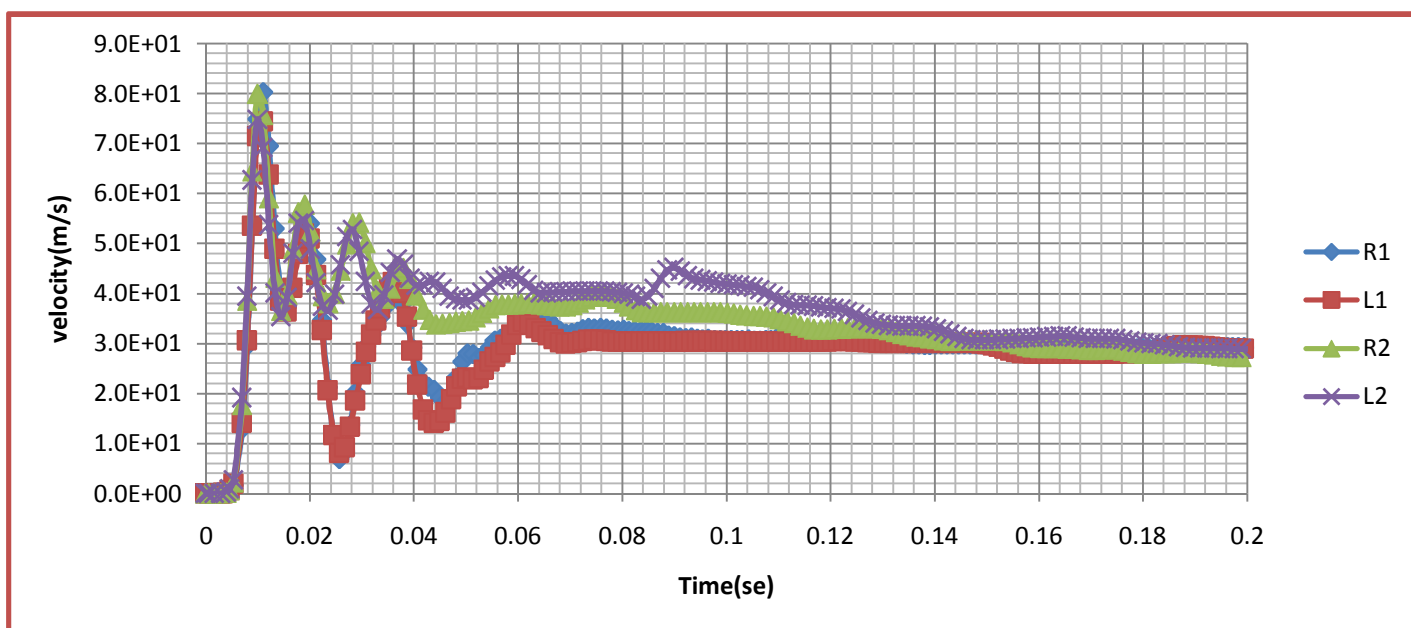
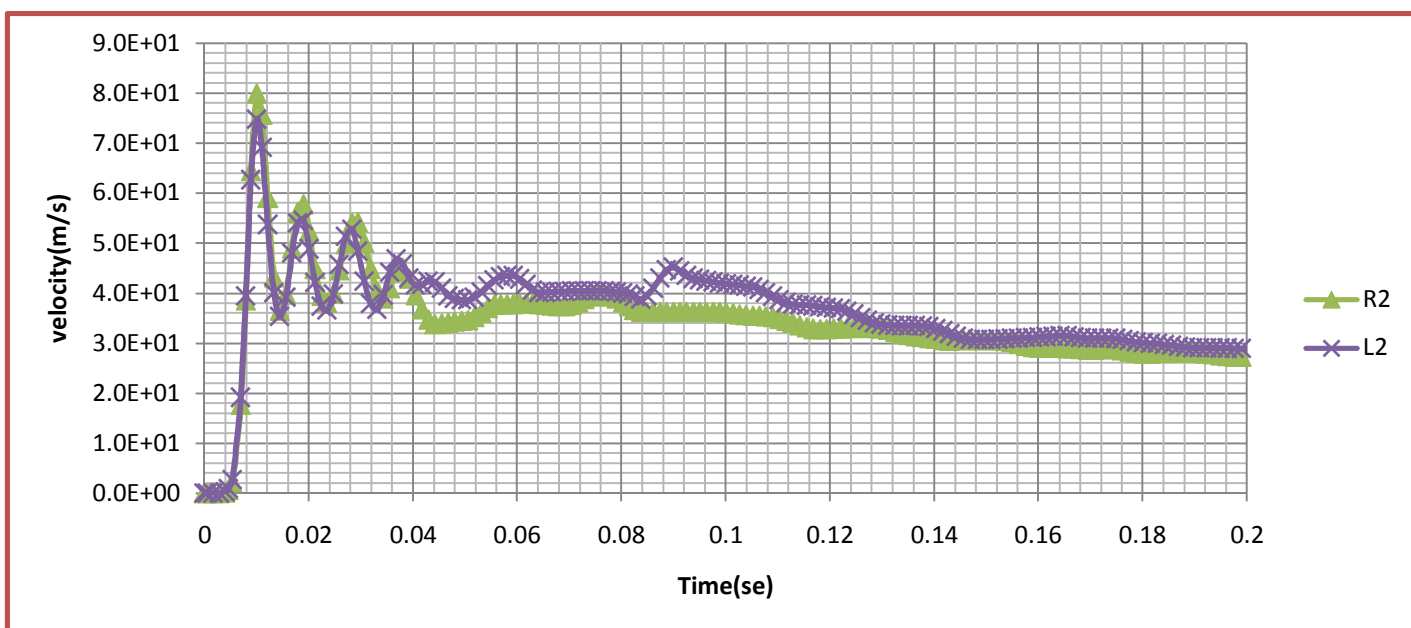
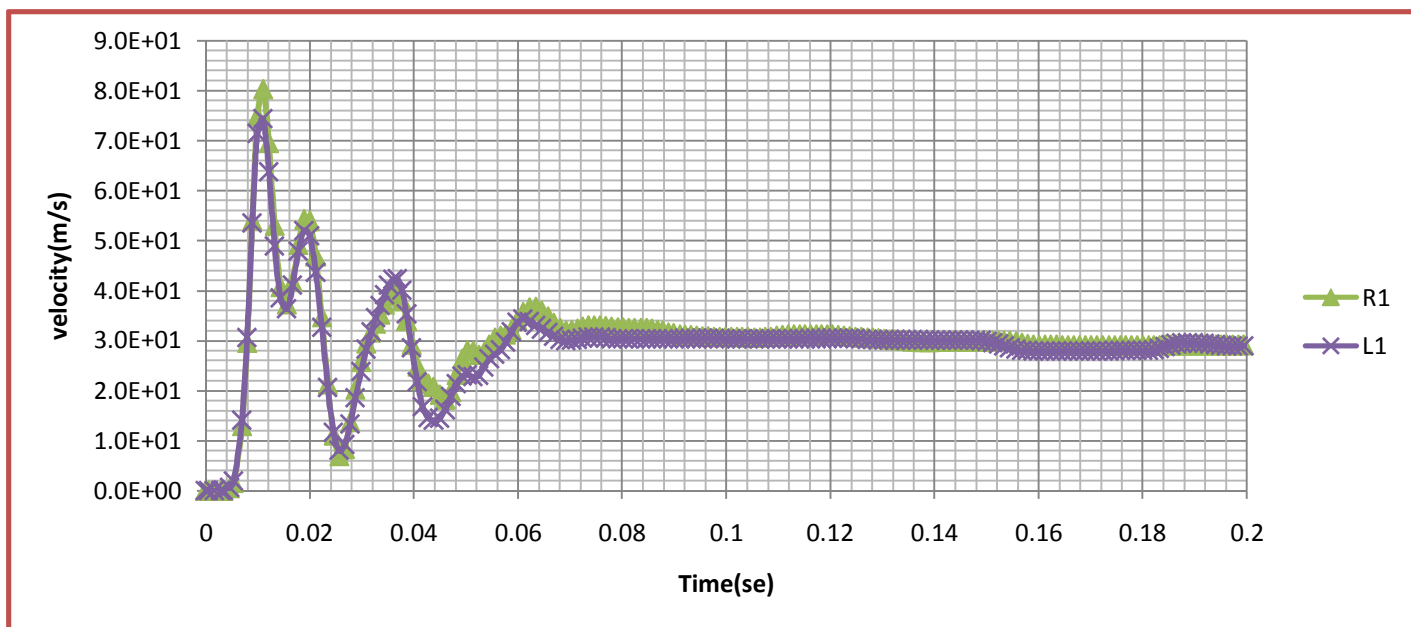
شکل ۹-۱۶ نمودار سرعت-زمان استخراج شده از نقاط T1.B1.R1.L1



شکل ۹-۱۷ نمودار سرعت-زمان استخراج شده از نقاط T2.B2.R2.L2

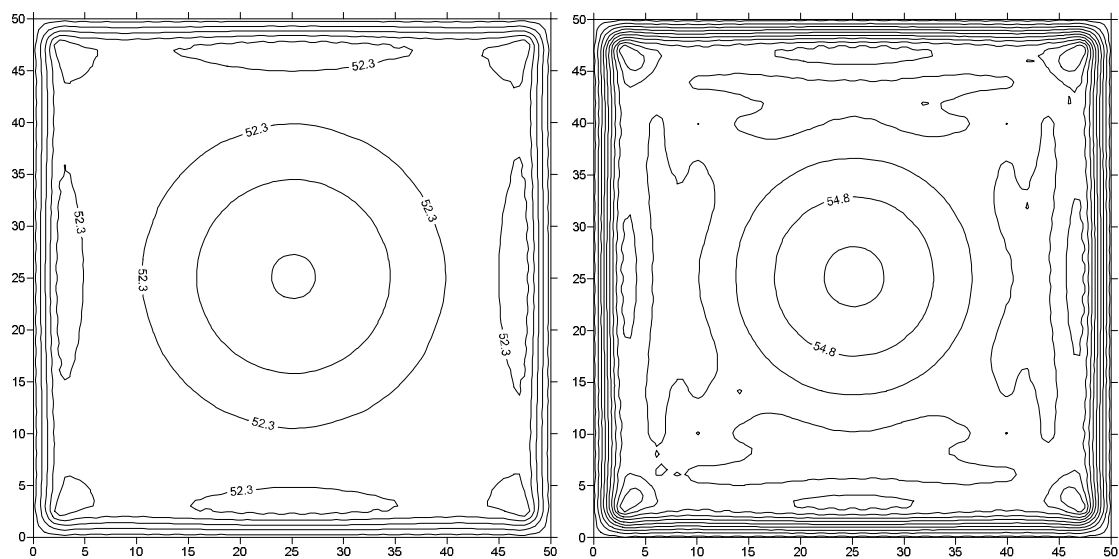


شکل ۹-۱۸ نمودار سرعت-زمان استخراج شده از نقاط T1.B1.T2.B2

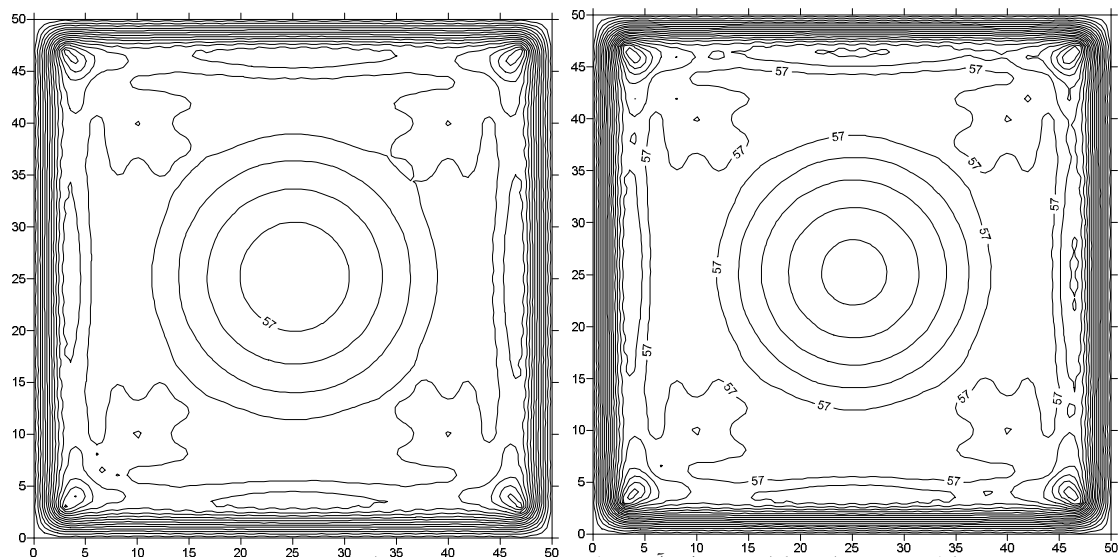


شکل ۹-۱۹ نمودار سرعت-زمان استخراج شده از نقاط R1,L1,R2,L2

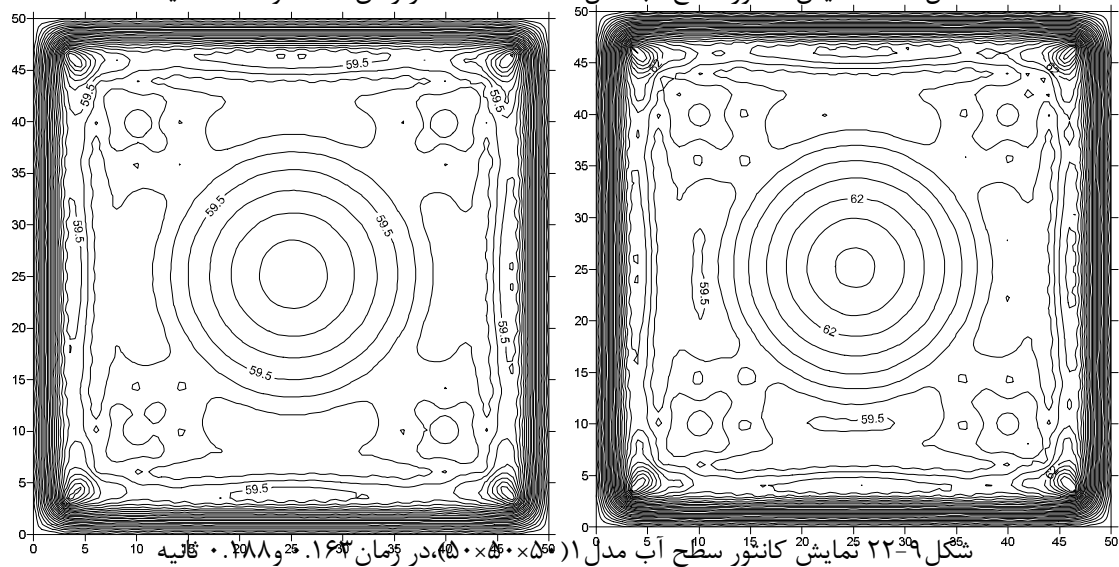
۳-۴-۹ پروفیل سطح آب



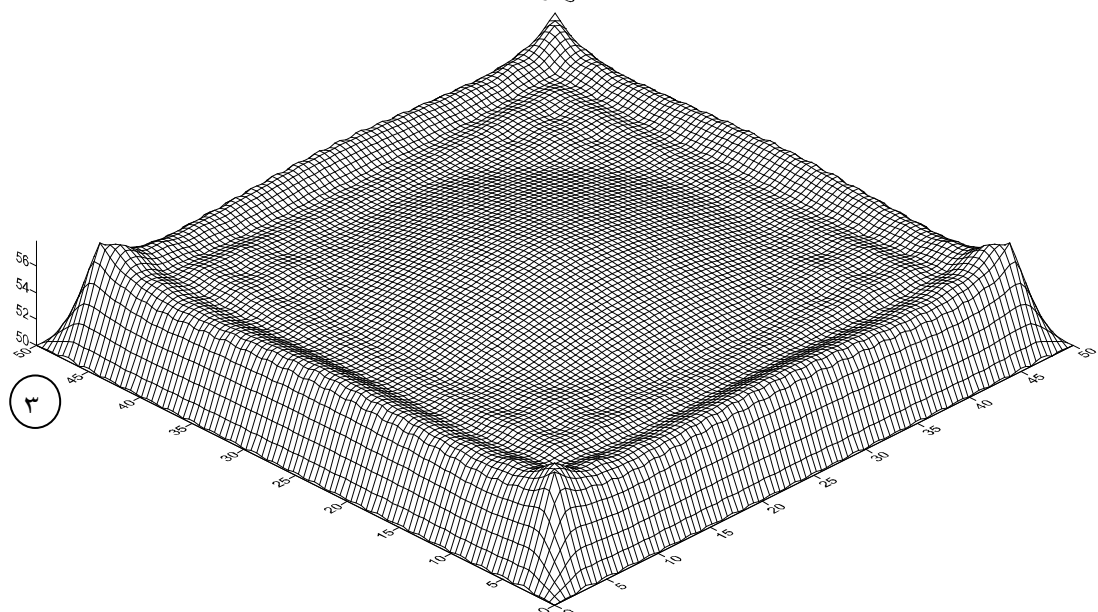
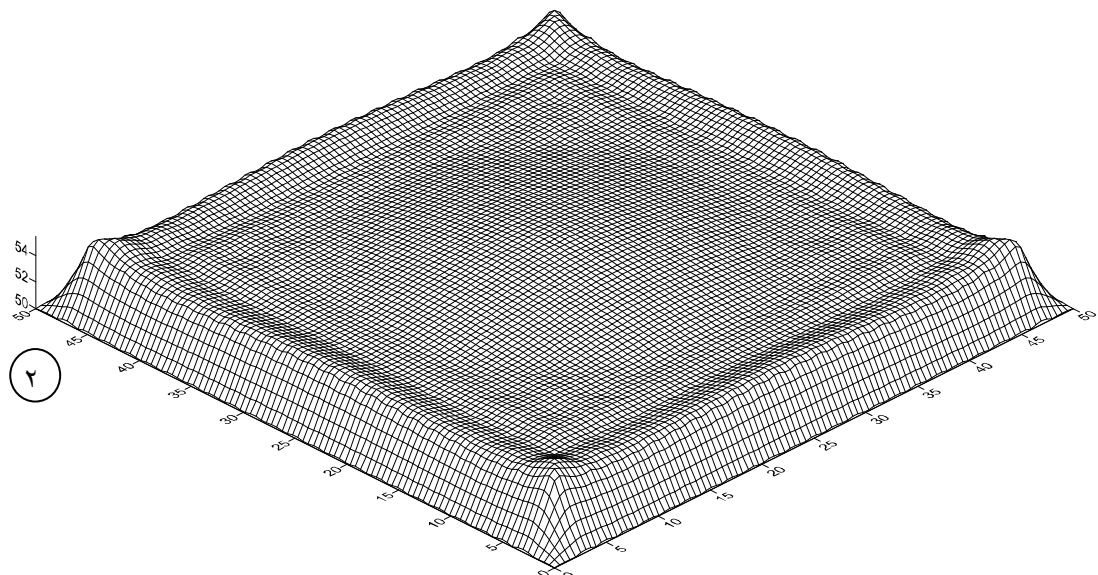
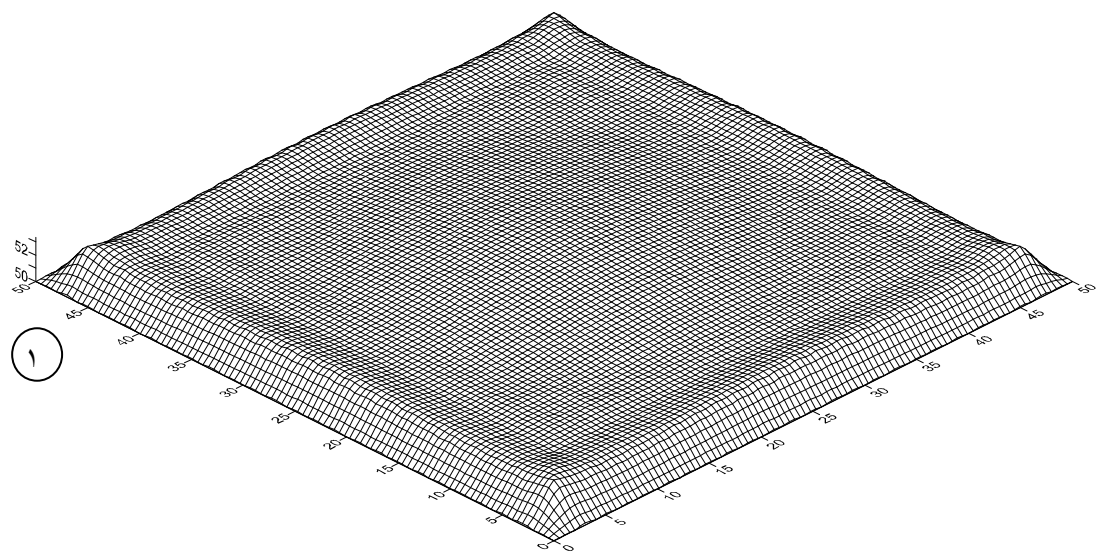
شکل ۹-۲۰ نمایش کانتور سطح آب مدل ۱ (۵۰×۵۰×۵۰)، در زمان ۰.۰۶۴ و ۰.۰۸۹ ثانیه



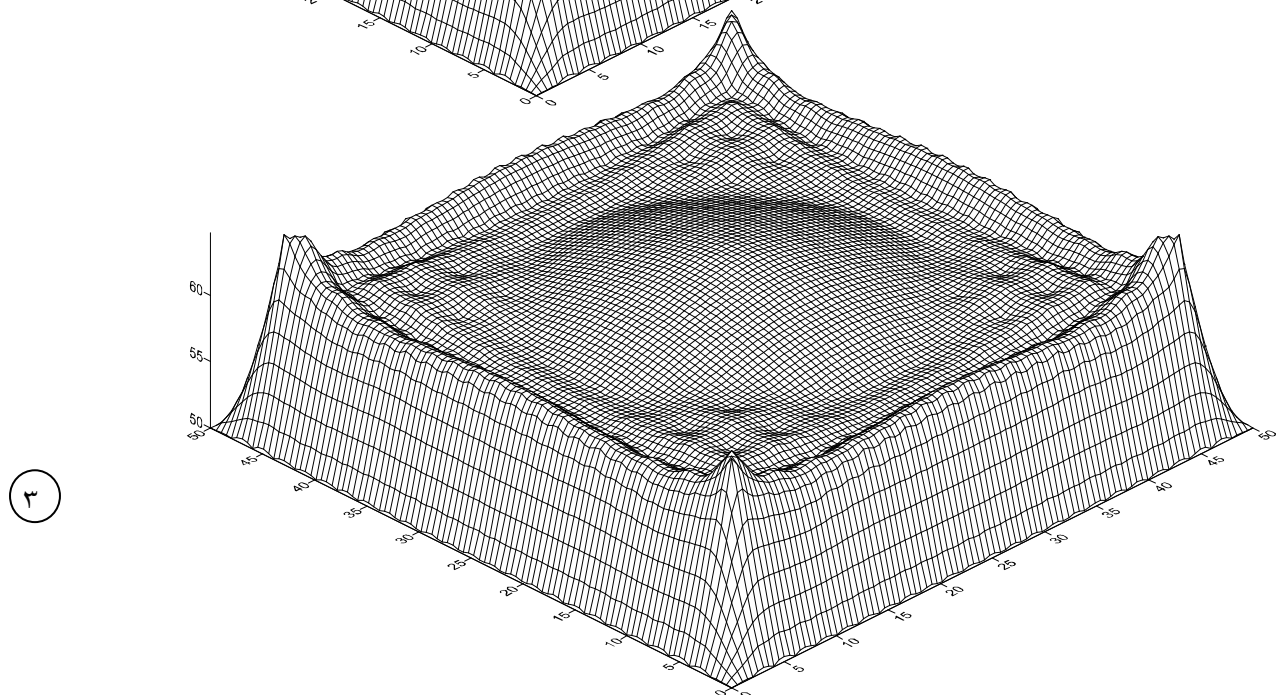
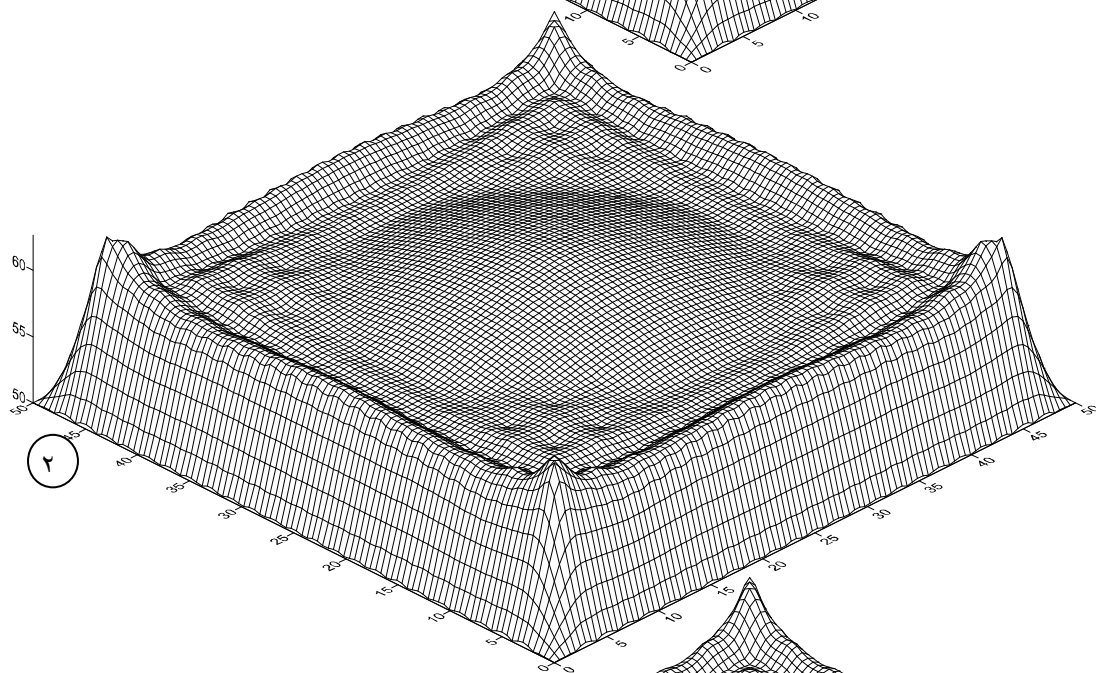
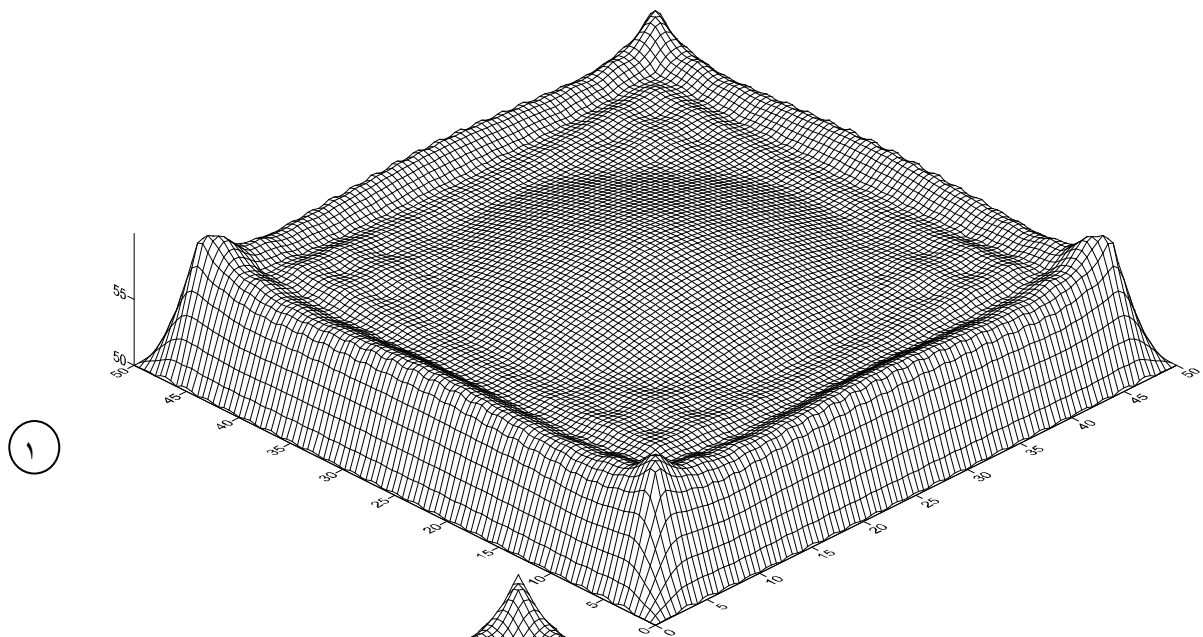
شکل ۹-۲۱ نمایش کانتور سطح آب مدل ۱ (۵۰×۵۰×۵۰)، در زمان ۰.۱۱۴ و ۰.۱۳۸ ثانیه



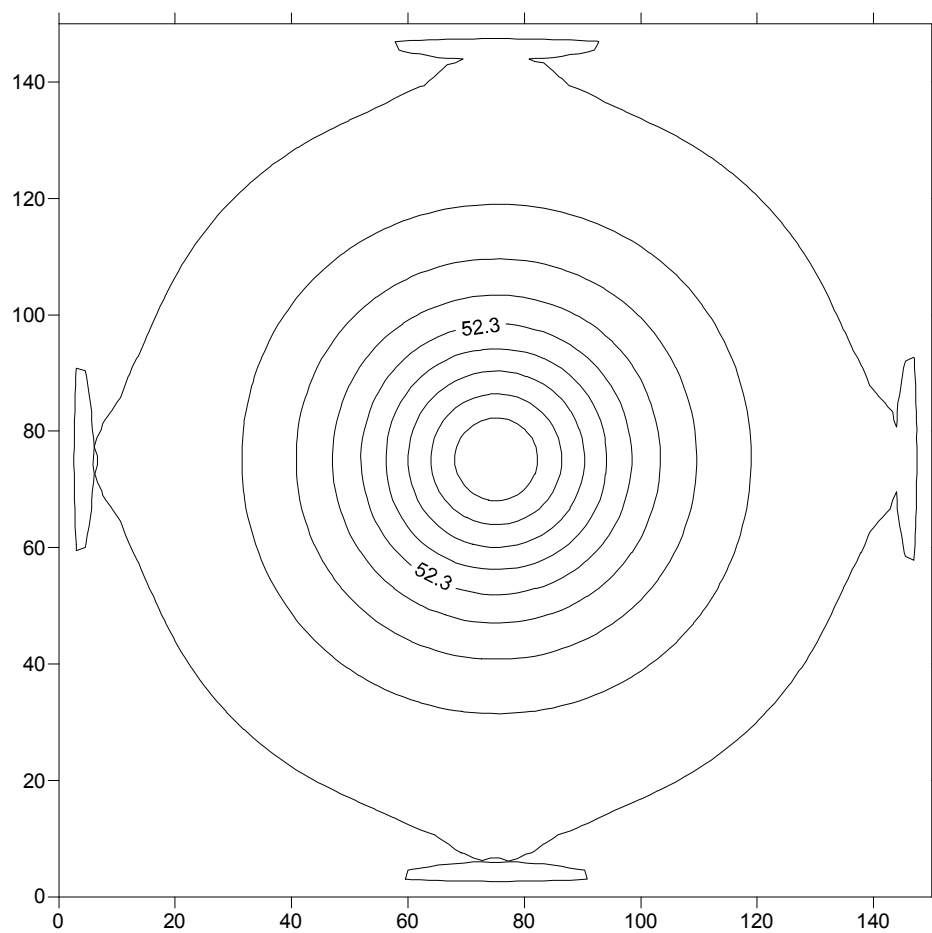
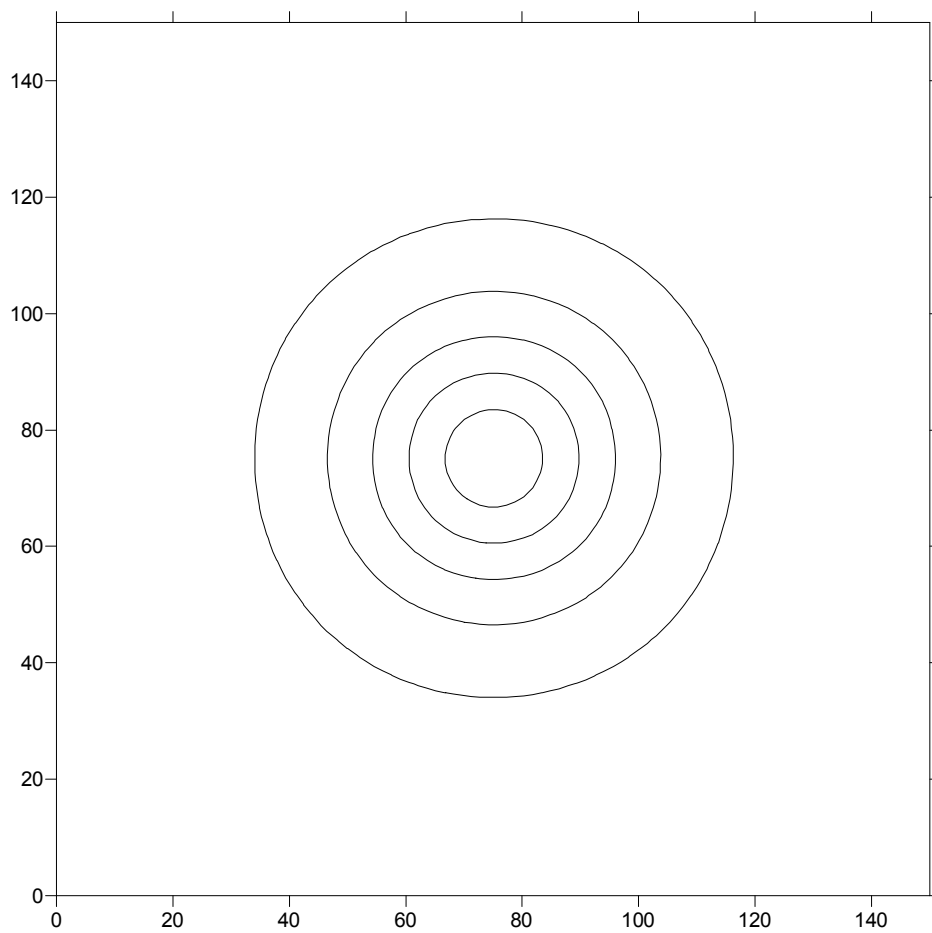
شکل ۹-۲۲ نمایش کانتور سطح آب مدل ۱ (۵۰×۵۰×۵۰)، در زمان ۰.۱۶۴ و ۰.۱۸۸ ثانیه



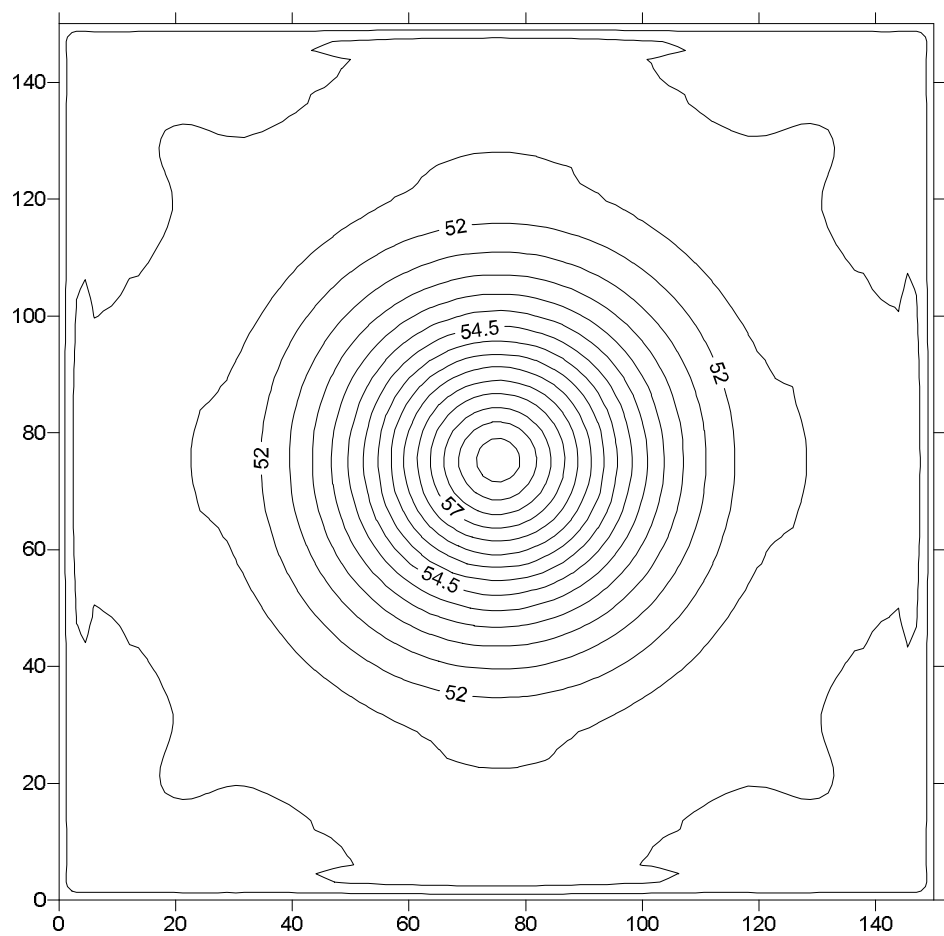
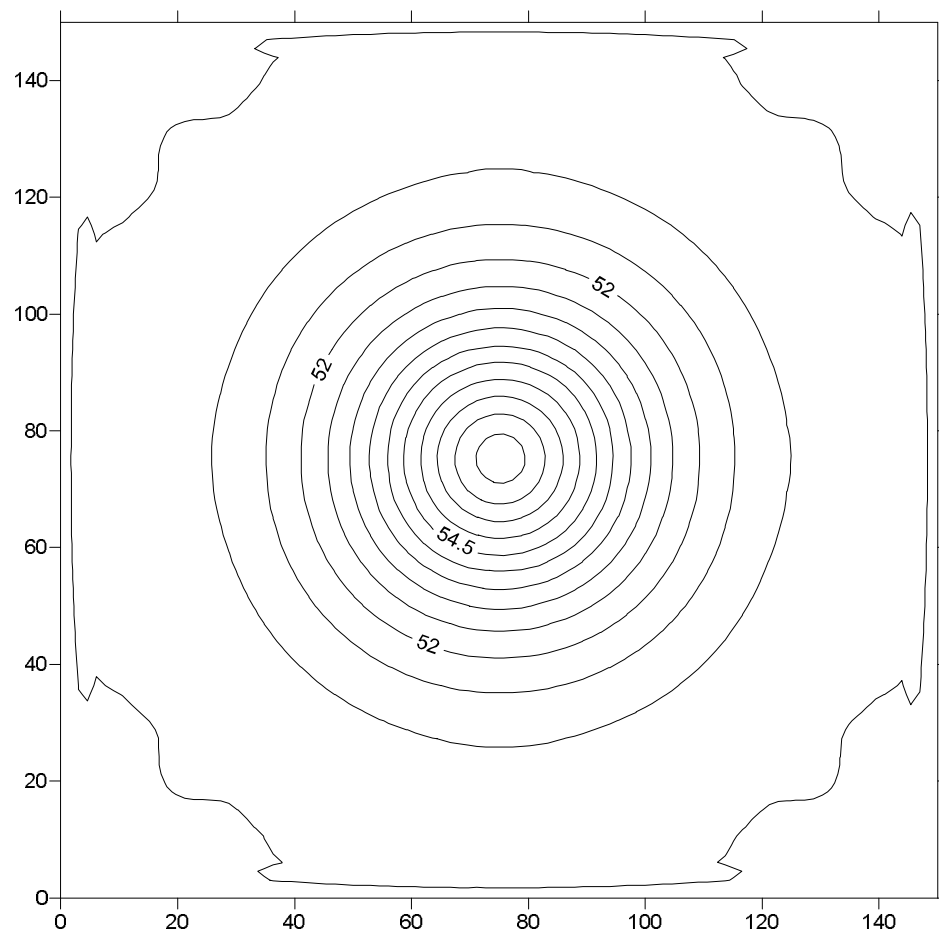
شکل ۹-۲۳ نمایش پروفیل سطح آب مدل ۱ (۵۰×۵۰×۵۰)، به ترتیب در زمان های ۰.۰۶۴ و ۰.۰۸۹ و ۰.۱۱۴ ثانیه



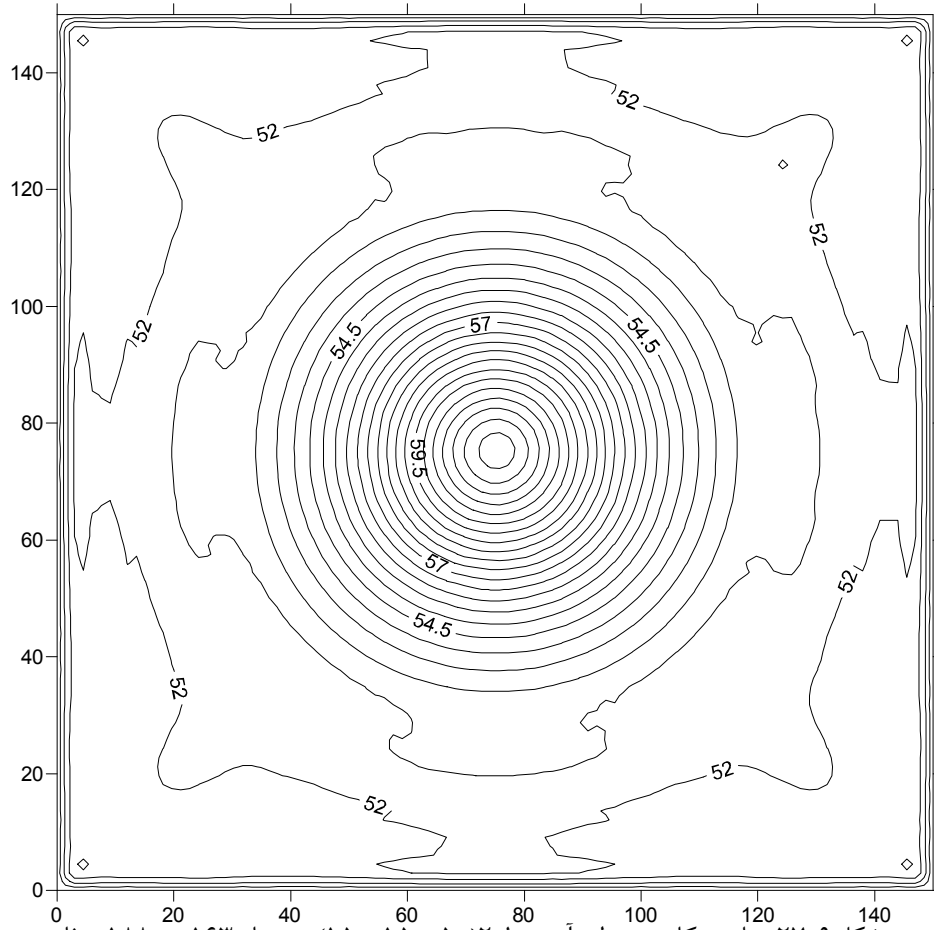
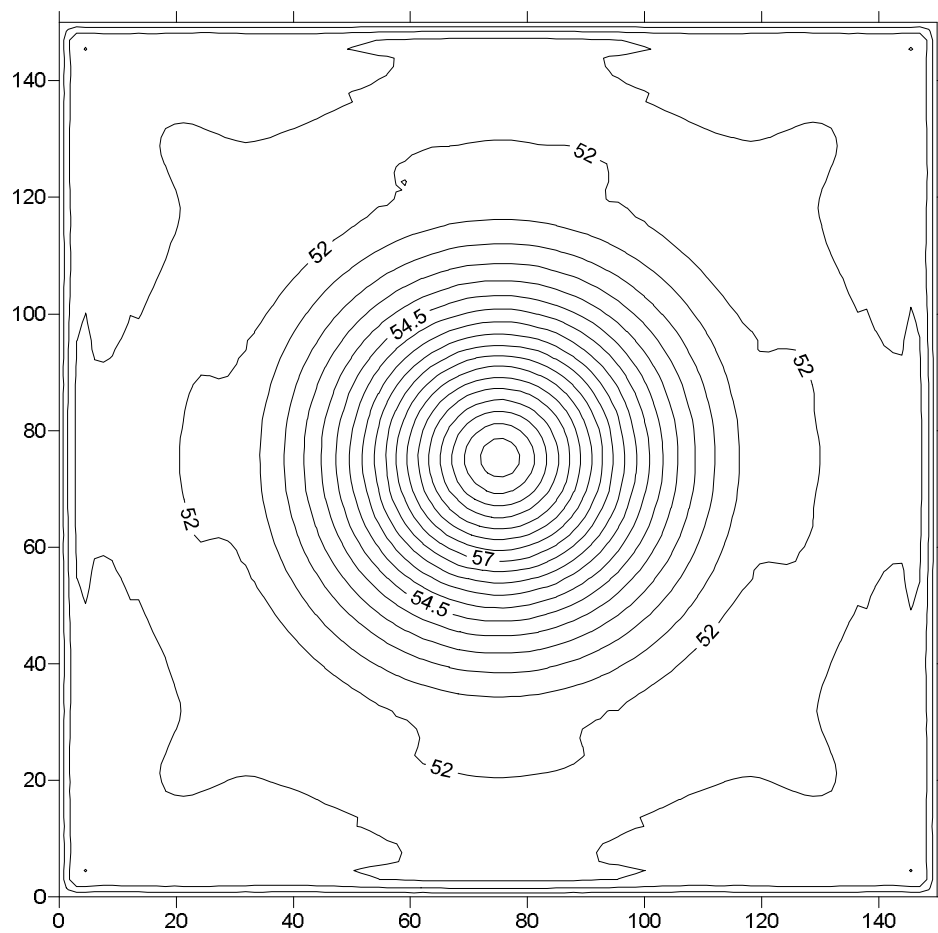
شکل ۹-۲۴ نمایش پروفیل سطح آب مدل (۵۰×۵۰×۵۰)، به ترتیب در زمان های ۰.۱۳۸ و ۰.۱۶۳ و ۰.۱۸۸ ثانیه



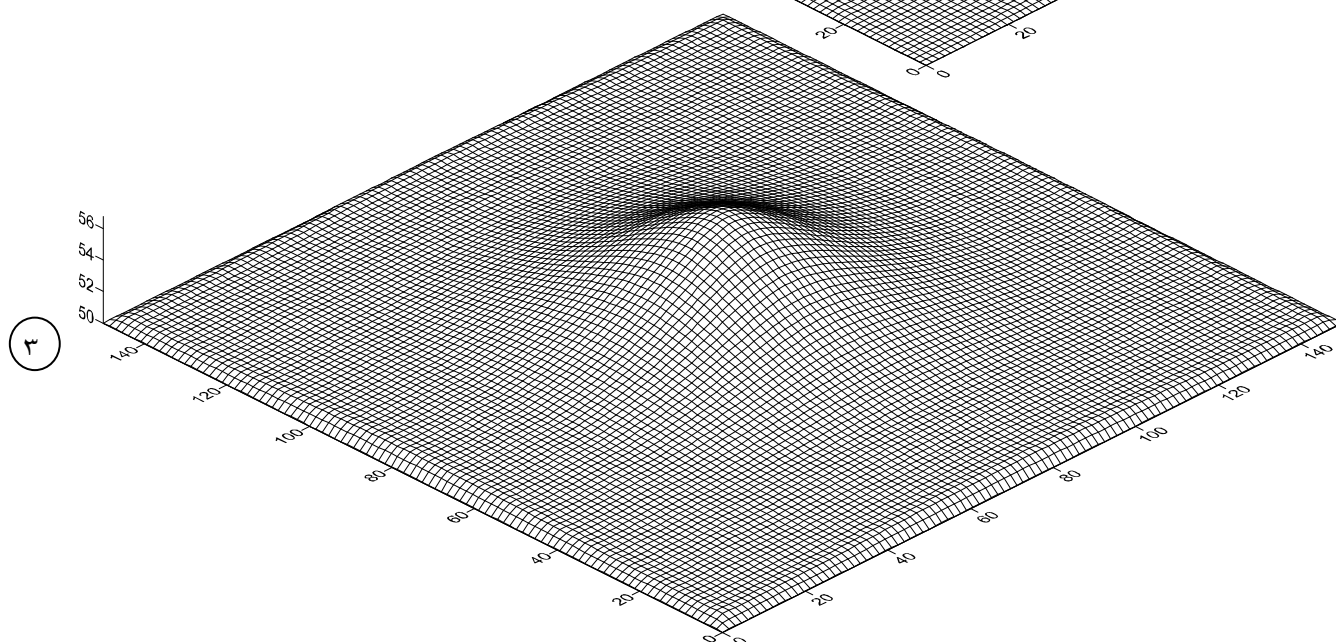
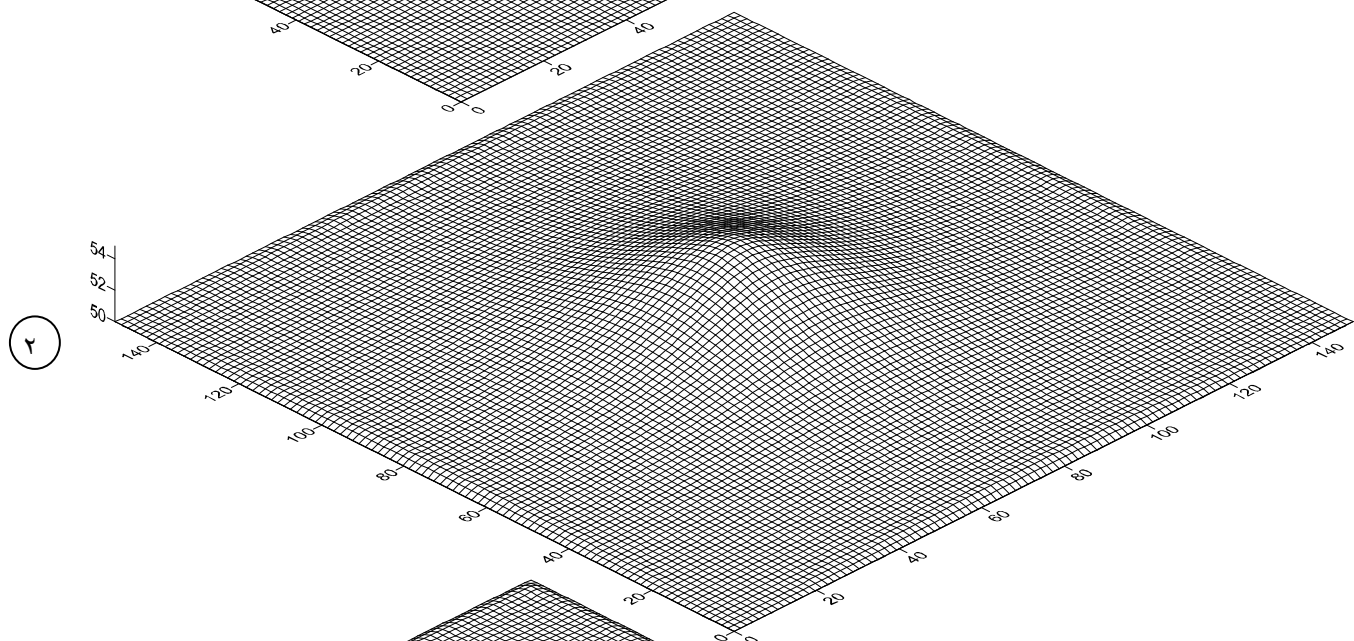
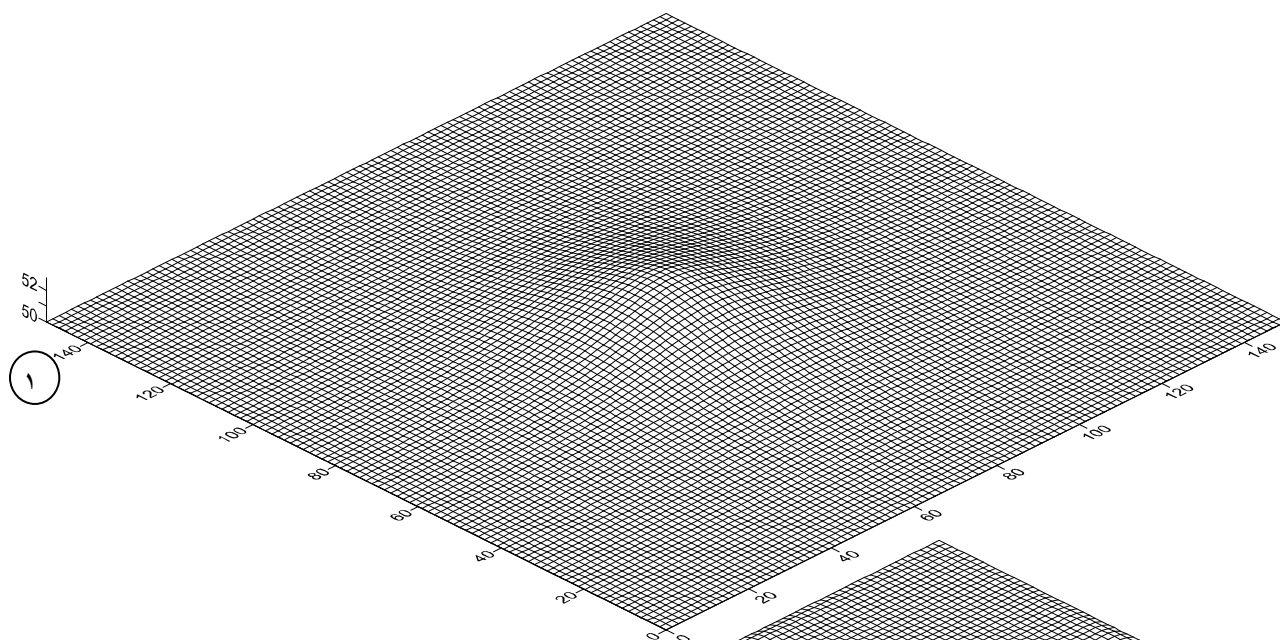
شکل ۹-۲۵ نمایش کانتور سطح آب مدل ۲ (۱۵۰×۱۵۰×۵۰)، در زمان ۰.۰۶۴ و ۰.۰۸۹ ثانیه



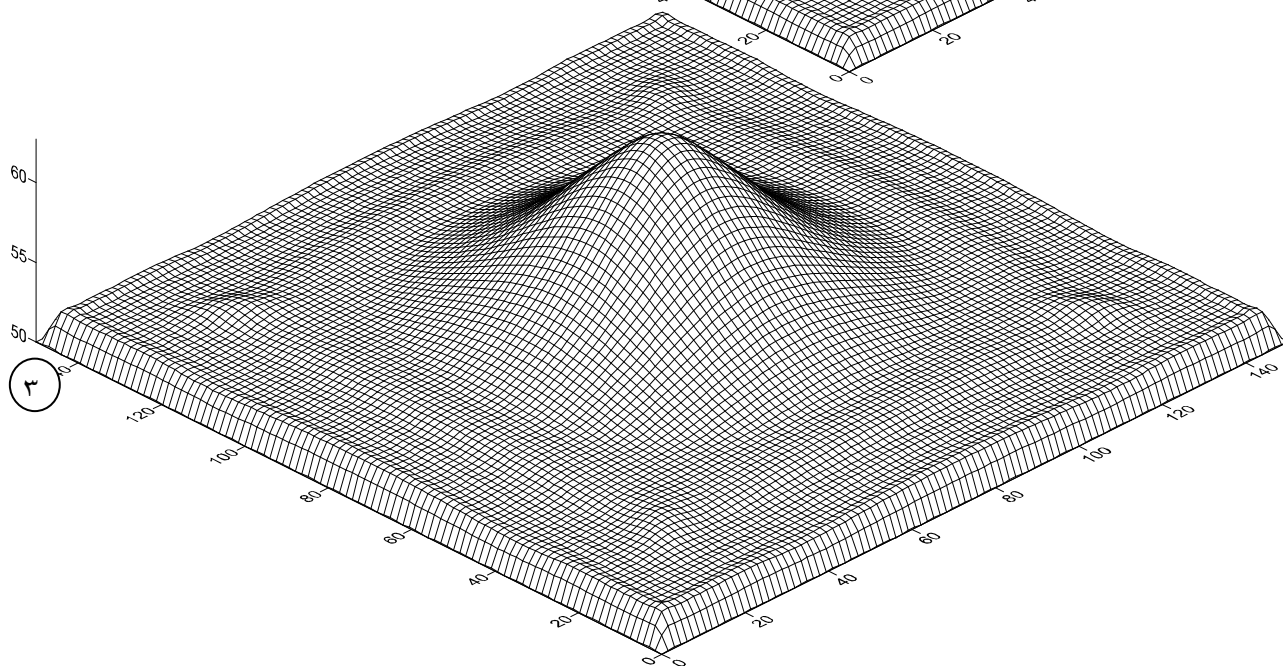
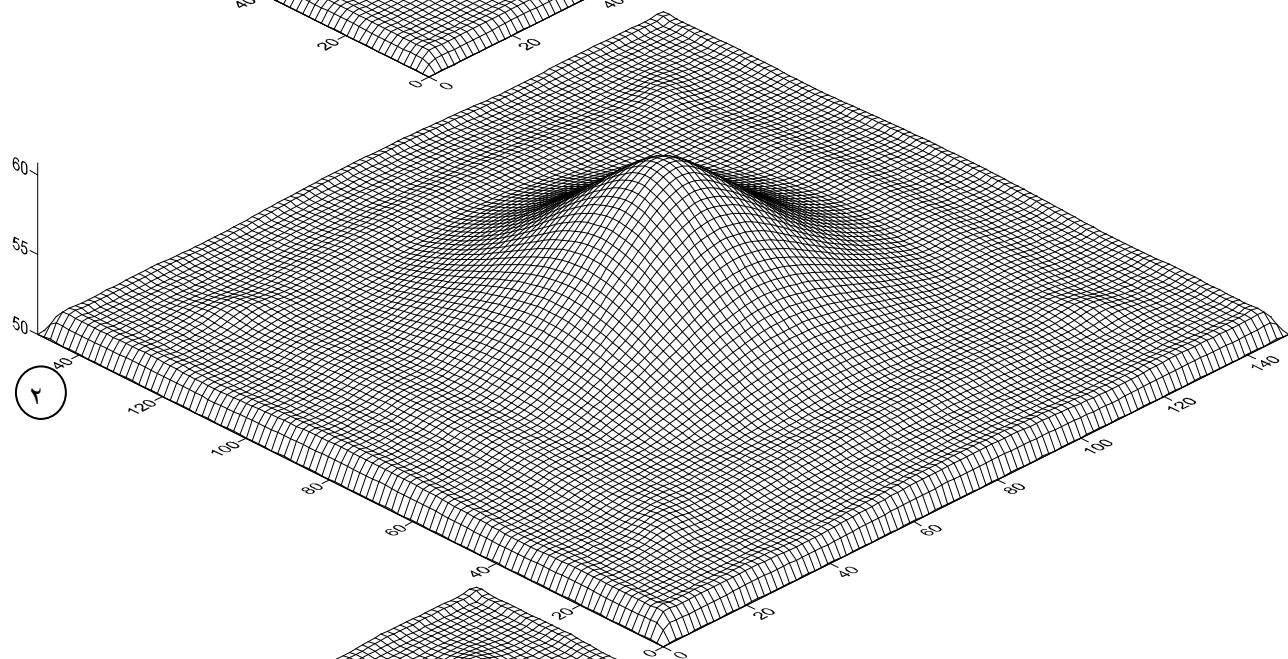
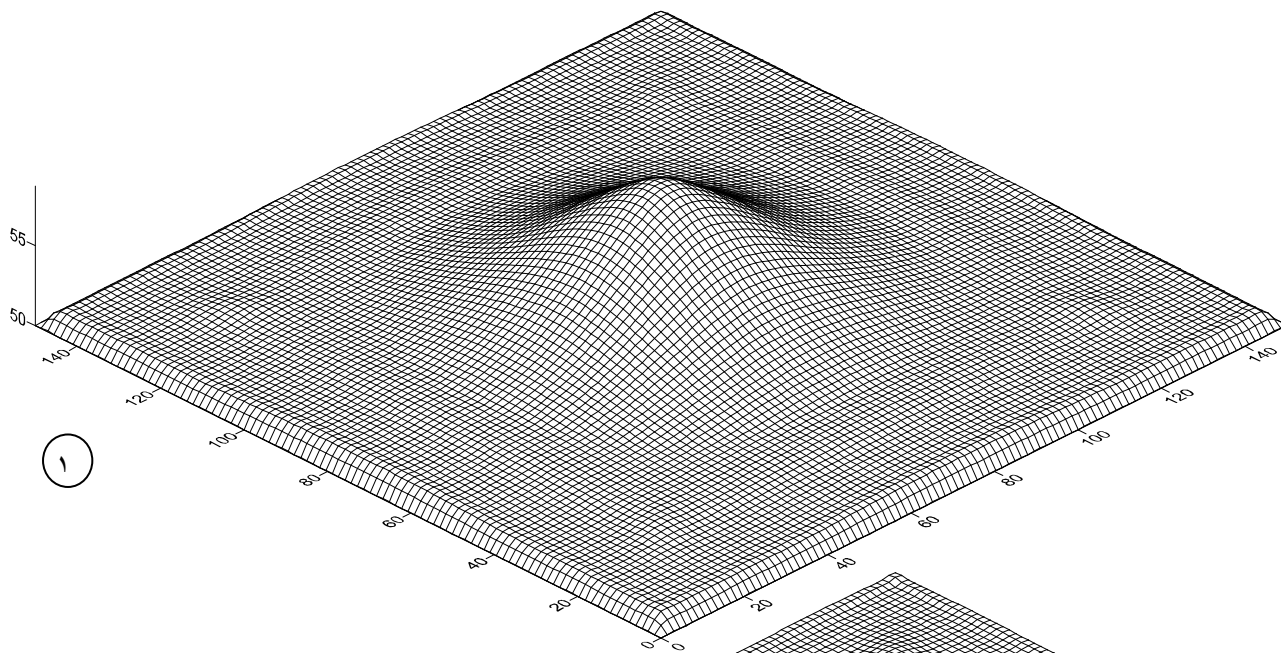
شکل ۹-۲۶ نمایش کانتور سطح آب مدل ۲ (۱۵۰×۱۵۰×۵۰)، در زمان ۰.۱۱۴ و ۰.۱۳۸ ثانیه



شکل ۹-۲۷ نمایش کانتور سطح آب مدل ۲ (۱۵۰×۱۵۰×۵۰)، در زمان ۰.۱۶۳ و ۰.۱۸۸ ثانیه



شکل ۹-۲۸ نمایش پروفیل سطح آب مدل ۲ (۵۰×۱۵۰×۱۵۰)، به ترتیب در زمان های ۰.۰۶۴ و ۰.۰۸۹ و ۰.۱۱۴ ثانیه



شکل ۹-۲۹ نمایش پروفیل سطح آب مدل ۲ (۵۰×۱۵۰×۱۵)، به ترتیب در زمان های ۰.۱۳۸ و ۰.۱۶۳ و ۰.۱۸۸ ثانیه

فصل دهم:

جمع‌بندی نتایج و پیشنهادات

فصل دهم: جمع بندی نتایج و پیشنهادات

۱۰-۱ نتایج

در این پایان نامه نخست مروری بر ضرورت بررسی پدیده‌ی انفجار زیر آب انجام شد. پس از انتخاب روش‌های بدون المان به عنوان ابزاری مناسب، در آن میان روش ذرات هموار متحرک را برگزیدیم و این گزینش را بر پایه‌ی دلایلی چند انجام دادیم. در ادامه، فیزیک پدیده‌ی انفجار و بخصوص انفجار زیر آب را با روابط متعدد تحلیلی و تجربی تشریح کرده و عوامل دخیل در آن را شناسایی نمودیم. در این رهگذر، شناخت فیزیک امواج شوک و نحوه‌ی تعیین پارامترهای مختلف آن در فصول اولیه ارائه شد.

همان گونه که به دفعات در جای جای این پژوهش متذکر شدیم، اثرات انفجار یک هسته‌ی پرفشار زیر آب عمدتاً دو پیامد و اثر مخرب به همراه دارد: پالس اولیه (موج شوک) و پالس ثانویه (پالس حباب). لذا، در فصل جداگانه‌ای بر فیزیک حباب و معادلات دیفرانسیل حاکم بر آن تمرکز کردیم. از سویی، روابط هیدرودینامیکی انفجار را از آن جا که اساس روش SPH می‌باشند، به تفصیل در فصل جداگانه‌ای بررسی نمودیم. با معرفی کاملی از مفهوم روش‌های بدون المان و به ویژه روش SPH مورد نظر، تمام جزییات مورد نیاز برای به کارگیری این روش در مسائل انفجار شناسایی شد. ما حاصل تمام ملاحظات اخیر، شماری از مسائل گوناگون است که در فصل ۸ و ۹ از این تحقیق بررسی گردید.

به طور کلی از سه دیدگاه متفاوت برای حل مسئله انفجار زیر آب بهره گرفتیم:

الف - روش المان محدود اوپلری

ب - روش المان محدود لاگرانژی

ج - روش بدون المان ذرات هموار متحرک

گام کلیدی برای یافتن مقادیر کمیت های فیزیکی در هر الگوریتم محاسباتی دینامیک سیال، تقریب این کمیت ها با استفاده از اطلاعات تعداد محدودی از نقاط می باشد. در روشهای المان محدود، این نقاط رئوس گره های شبکه (مش ها) می باشند، در حالیکه در روش SPH نقاط درون یابی ذراتی هستند که همراه با جریان حرکت کرده و خواص سیال را با خود حمل می کنند.

در روش المان محدود اوپلری، یک دستگاه مختصات ثابت در فضا در نظر گرفته میشود و جریان سیال تنها نسبت به این چارچوب ثابت بررسی می شود. از آنجا که شبکه اوپلری نسبت به زمان و مکان ثابت است، تغییر شکلهای ماده مورد نظر، باعث تغییر شکل شبکه نمی شود به همین جهت در مسائل انفجار در زیر آب که دارای مرزهای متغیر هستند، مشکلاتی به همراه دارد. در روش المان محدود لاگرانژی، دستگاه مختصات همراه با سیال حرکت می کند و یا به عبارت دیگر ذرات سیال در طول زمان ردیابی می شوند و تغییرات خصوصیتشان مورد بررسی قرار میگیرد. در این روش، هر گره شبکه، مسیر ماده مورد نظر را دنبال می کند و در نتیجه شبکه می تواند دچار انقباض، انقباض با تغییر شکل بزرگ شود. از معایب این روش شبکه بندی آن است که در مسائل با تغییر شکلهای بزرگ، شبکه نیز دچار تغییر شکلهای بزرگ می شود که در نتیجه دقت محاسبات دچار مشکل می شود. علاوه بر این در صورتی که مسئله مرز متحرک داشته باشد، در هر گام زمانی نیاز به شبکه بندی جدیدی است، شبکه بندی در مسائل دو بعدی با هندسه ساده مشکل چندانی به وجود نمی آورد ولی در مسائل سه بعدی و مسائلی که هندسه آنها پیچیده است، شبکه بندی زمان زیادی را به خود صرف کرده و هزینه محاسبات را بالا می برد و عملاً حل مسئله در حالت ۳ بعدی غیر ممکن می کند. برای رفع چنین مشکلاتی از روش بدون المان ذرات متحرک هموار استفاده شد. در این روش برای گسسته سازی معادلات حاکم، احتیاج به هیچ گونه شبکه بندی نیست که این ویژگی امکان تحلیل دسته بزرگی از مسائل را به وجود می آورد.

در پایان این تحقیق، روش عددی ذرات هموار متحرک در آنالیز انفجار زیر آب ابزاری توانمند و روشی کارا ارزیابی می گردد که قادر به برآورد مشخصات امواج ناشی از انفجار در محیط سیال، با

هندسه‌های گوناگون می‌باشد. این مهم برپایه‌ی نتایج خروجی برنامه رایانه‌ای LS-Dyna به دست می‌آید. روش SPH در حل مسائل زیر ابزاری بسیار توانمند و کارآ می‌نماید:

- ۱- تحلیل انفجار یک هسته‌ی پرفشار زیر آب و فاز انبساط محصولات گازی (حباب).
- ۲- تحلیل مسائل انفجار در زیر آب و بررسی اثرات امواج بازتابشی از موانع صلب.
- ۳- تحلیل اندرکنش حباب ناشی از انفجار با سطح آزاد ساکن (تغییرات سطح آزاد).
- ۴- مدل‌سازی احتراق سریع (Detonation) ماده منفجره در محیط‌های سه بعدی سیال.

۱۰-۲ پیشنهادات

بدیهی است که با در اختیار داشتن زمان بیشتر می‌توان زمینه‌های گسترده‌تری از دامنه‌ی کاربرد و کارایی این روش قدرتمند (ذرات هموار متحرک) را در مسائل انفجار زیر آب بررسی نمود. با این حال، مسائل بیان شده زیر را می‌توان برای مطالعات آتی پیشنهاد نمود:

- ۱- تحلیل انفجار یک هسته‌ی پرفشار در محیط گازی (خلأ).
 - ۲- تحلیل اندرکنش دو حباب ناشی از انفجار زیر آب (انفجار همزمان دو هسته زیر آب).
 - ۳- بررسی تفاوت به کارگیری انواع معادلات حالت در مسائل گوناگون و دقت نتایج.
- دیگر پدیده‌هایی که می‌توان با یافتن قوانین حاکم بر آنها، با استفاده از روش SPH مدل شوند، پدیده‌های جریان با سطح آزاد می‌باشند. از جمله مسائل جریان با سطح آزاد می‌توان این موارد را پیشنهاد نمود:

- ۱- حرکت سیال در کانالهای باز
- ۲- شکست امواج در ساحل (روی موج شکن).
- ۳- امواج ضربه‌ای ناشی از فروریزش و گسیختگی توده‌ای از خاک در دریاچه سدها.
- ۴- جریان ناشی از شکست سد.

- [1]R.H. Cole. Underwater explosions, NJ. USA, Princeton University Press (1948)
- [2]J.Henrych, The dynamics of explosion and its use, Elsevier Scientific Publishing Company (1979).
- [3]G.R.Liu, M.B. Liu, Smoothed particle hydrodynamics a meshfree particle method, World Scientific Publishing (2003)
- [4]G.R. Liu, Mesh free methods moving beyond the finite element method, CRC Press (2003).
- [5]G.R. Liu, Y.T. Gu, An introduction to meshfree methods and their programming, Netherland, Springer Publication (2005).
- [6]T.L. Geers, K.S. Hunter, An integrated wave-effects model for underwater explosion bubble, Journal of Acoustical Society of America, Vol. 111 (2002), pp. 1584-1601.
- [7]R. Rajendran, Numerical simulation of response of plane plates subjected to uniform primary shock loading of non-contact underwater explosion, Materials & Design, Vol.30 (2009), pp. 1000-1007.
- [8]R. Rajendran, K. Narasimhan, Linear elastic shock response of plates subjected to underwater explosion, International Journal of Impact Engineering, Vol.25 (2001), pp. 493-506.
- [9]S.W. Gong, K.Y. Lam, on attenuation of floating structure response to underwater shock, International Journal of Impact Engineering, Vol. 32 (2006), pp. 1857-1877.
- [10]R.Rajendran, K. Narasimhan, Performance evaluation of HSLA steel subjected to underwater explosion, Journal of Materials Engineering and Performance, ASM, Vol.10 (2001), pp. 66-74.
- [11]S. Rungsiyaphornrat, E. Klaseboer, B.C. Khoo, K.S. Yeo, The merging of two gaseous bubbles with an application to underwater explosions, Elsevier, Computers & Fluids, Vol.32 (2003), pp. 1049.
- [12]J.K. Chen, J.E. Beraun, A generalized smoothed particle hydrodynamics method for nonlinear dynamic problems, Elsevier, Computer Methods Application Mechanics Engineering, Vol. 190 (2000), pp. 225-239.

- [13]W.F. Xie, T.G. Liu, B.C. Khoo, The simulation of cavitating flows induced by underwater shock and free surface interaction, *Applied Numerical Mathematics*, Vol. 57 (2007), pp. 734-745.
- [14]S.Menon, M. Lal, On the dynamics and instability of bubbles formed during underwater explosions, Elsevier, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 16 (1998), pp. 305-321.
- [15]H. Xiong, L. Chen, J. Lin, Smoothed particle hydrodynamics modeling of free surface flow, *Conference of Global Chinese Scholars on Hydrodynamics* (2006).
- [16]R.A. Dalrymple, B.D. Rogers, Numerical modeling of water with the SPH method for simulating free surface problems, *Fluid Dynamics Research*, Vol. 40 (2008), pp. 637-661.
- [17]B. Ataie-Ashtiani, G. Shobeyri, L. Farhadi, Modified incompressible SPH method for simulating free surface problems, *Fluid Dynamics Research*, Vol. 40 (2008), pp. 637-661.
- [18]M.B. Liu, G.R. Liu, Z. Zong, K. Y. Lam, Computer simulation of high explosive explosion using smoothed particle hydrodynamics methodology, *Computers & Fluids*, Vol. 32 (2003), pp. 305-322.
- [19]J. Fang, R.G. Owensb, L. Tacher, A. Parriaux, A numerical study of the SPH method for simulation transient viscoelastic free surface flows, *J. Non-Newtonian Fluid Mech*, Vol. 139 (2006), pp. 64-84.
- [20]S.Y. Kadioglu, M. Sussman, Adaptive solution techniques for simulating underwater explosions and implosions, *Journal of Computational Physics*, Vol. 227 (2008), pp. 2083-2104.
- [21]S. Nagrath, K.E. Jansen, R.T. Lahey Jr, Computation of incompressible bubble dynamics with a stabilized finite element level set method, *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg*, Vol. 194 (2005), pp. 4565-4587.
- [22]E. Klaseboer, B.C. Khoo, K.C. Hung, Dynamics of an oscillating bubble near a floating structure, *Journal of Fluids and Structures*, Vol.21 (2005). Pp. 395-412.
- [23]A.M. Zhang, X.L. Yao, X.B. Yu, The dynamics of three-dimensional underwater explosion bubble, *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 311 (2008), pp. 1196-1212.
- [24]D.My-Ha, K.M. Lim, B.C. Khoo, K. Willcox, Real-time optimization using proper orthogonal decomposition: Free surface shape prediction due to underwater bubble dynamics, *Computers & Fluids*, Vol. 36 (2007), pp. 499-512.

[25]A.K. Das, P.K. Das, Bubble evolution through submerged orifice using smoothed particle hydrodynamics: Basic formulation and model validation, Chemical Engineering Science, Vol. 64 (2009), pp. 2281-2290.

[26]Q.X. Wang, K.S. Yeo, B.C. Khoo, K.Y. Lam, Nonlinear interaction between gas bubble and free surface, Computers & Fluids, Vol. 25 (1996), pp. 607-628.

[27]M.R. Afrasiabi, S. Mohammadi, Analysis of bubble pulsations of underwater explosions by the smoothed particle hydrodynamics method, Particle-Based Methods Fundamentals and applications, ECCOMAS (2009), pp. 439-445.

[28]M.R. Afrasiabi, S. Mohammadi, Numerical analysis of the gas-fluid interaction in underwater explosion by SPH, 3rd GACM International Colloquium on Computational Mechanics, Germany (2009).

[29]Ls-dyna User's Manual, Volume1,version971(2007).

[۳۰] حسن استاد حسین، بررسی اندرکنش فاز جامد و گاز با استفاده از روش بدون المان ذرات متحرک، رساله دکتری، دانشگاه تهران (۱۳۸۶).

[۳۱] حامد شاه محمد، بررسی اثر انفجار زیر آب بر سازه‌های مغروق، پایان‌نامه فوق لیسانس، دانشگاه تهران (۱۳۸۵).

[۳۲] پیمان طاهری بناب، شبیه سازی عددی دینامیک حباب حاصل از انفجار زیر آب، پایان‌نامه فوق لیسانس، دانشگاه تربیت مدرس (۱۳۸۱).

[۳۳] افشین عابدی، بررسی حرکت حباب گاز ناشی از انفجار زیر آب پایان‌نامه فوق لیسانس، دانشگاه صنعتی اصفهان (۱۳۸۲).

Abstract

Underwater explosion phenomenon is noticeable about 90 years ago and specific research in the case began 70 years ago, when World War II began. Valuable strategies in naval battles in World War II, was the most important factors in the study of the underwater explosion.

In the underwater explosion ,gas bubbles are formed. Due to the density difference between water and the products resulting from the explosion and the creation of thermal gradient, a pressure field is formed in the water that causes the formation of shock waves and consequently the secondary waves. Multiple cycles of expansion and contraction of the bubble and the pressure field and temperature gradient in the surrounding fluid, bubbles, loose motions, cramps and will transfer.

In this research First,we discussed the physics phenomena of underwater explosion and described the experimental Formulas of underwater explosion. The meshless method (smoothed particle hydrodynamics) among other numerical methods as a suitable tool, was used for analysis of underwater explosions.

The smoothed particle hydrodynamics(SPH) in underwater explosion analysis was an capable and efficient evaluation method, with the aid of the computer program LS-Dyna the results achieved.

SPH method was very powerful and efficient tool for solving the problems such as:

- 1 - underwater explosion of a pressurized core expansion phase and gaseous products (bubble).
- 2 - underwater blast wave effects from rigid obstacles.
- 3 -Analysis of bubble interaction with the free surface in underwater explosion phenomenon.
- 4 - Modelling of the underwater explosion in three-dimensional environments.

Keywords: Eulerian Mesh - Lagrangian Mesh– Meshless Methods - smoothed particle hydrodynamics(SPH) - underwater explosion.



Shahrood University of Technology
Faculty of Civil & Architectural engineering

Underwater explosion simulation

Hamid Khayyatzade

Supervisors:
Dr.Reza Naderi
Dr.mahdi Adjami

Date: FEBRUARY 2013