

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ





دانشگاه صنعتی شاهرود

دانشکده مهندسی مکانیک

گروه تبدیل انرژی

مطالعه پدیده برخورد قطرات در فرآیند پاشش سوخت در یک محفظه

دانشجو : علیرضا زمانی آقایی

اساتید راهنما :

جناب آقای دکتر محمدحسن کیهانی

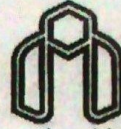
( دانشیار دانشگاه صنعتی شاهرود - مهندسی مکانیک )

جناب آقای دکتر محمدرضا مدرس رضوی

(استاد دانشگاه فردوسی مشهد - مهندسی مکانیک)

پایان نامه ارشد جهت اخذ درجه کارشناسی ارشد

دیماه ۱۳۹۰



دانشگاه صنعتی شاهرود

مدیریت تحصیلات تکمیلی

فرم شماره (۶)

شماره: ۳۰, ۲۹۵, ۲۶۱

تاریخ: ۹۵, ۱۲, ۹

ویرایش:

بسمه تعالی

فرم صورتجلسه دفاع پایان نامه تحصیلی دوره کارشناسی ارشد

با تأییدات خداوند متعال و با استعانت از حضرت ولی عصر (عج) جلسه دفاع از پایان نامه کارشناسی ارشد آقای علیرضا زمانی آقایی رشته مهندسی مکانیک گرایش تبدیل انرژی تحت عنوان مطالعه پدیده برخورد قطرات در فرآیند پاشش سوخت در یک محفظه که در تاریخ سه شنبه ۱۱ بهمن ماه ۱۳۹۰ با حضور هیأت محترم داوران در دانشگاه صنعتی شاهرود برگزار گردید به شرح زیر است:

قبول (با درجه: بسیار خوب امتیاز ۱۸,۴۴)  دفاع مجدد  مردود

۲- بسیار خوب (۱۸ - ۱۸/۹۹)

۱- عالی (۱۹ - ۲۰)

۴- قابل قبول (۱۴ - ۱۵/۹۹)

۳- خوب (۱۶ - ۱۷/۹۹)

۵- نمره کمتر از ۱۴ غیر قابل قبول

امضاء	مرتبه علمی	نام و نام خانوادگی	a عضو هیأت داوران
	دانشیار	۱- آقای دکتر محمدحسن کیهانی	۱- استاد راهنما
	استاد	۲- آقای دکتر محمدرضا مدرس رضوی	۲- استاد مشاور
	استاد		۳- نماینده شورای تحصیلات تکمیلی
	استادیار	آقای دکتر محمود چهارطاقی	۴- استاد ممتحن
	استادیار	آقای دکتر نوروزی	۵- استاد ممتحن

تأیید رئیس دانشکده:

تقدیم بہ مادر م، مہربانی ماوہمت بلندش

## تشکر و قدردانی

### من لم يشكر المخلوق، لم يشكر الخالق

بعد از خداوند منان که مرا توانایی به انجام رسانیدن این پایان نامه را داد، سپاسگزار کسانی هستم که سر آغاز تولد من هستند.

در این مجال از زحمات بی دریغ و حمایت های همه جانبه و همیشگی اساتید فرزانه ام، جناب آقای دکتر محمدرضا مدرس رضوی و جناب آقای دکتر محمدحسن کیهانی، کمال تشکر و قدردانی را دارم که مشاوره های علمی، حضور و دلگرمی این سروران در تمامی لحظات سخت و دشوار امیدبخش و دلیلی بر ادامه راه برای من بود. بی شک کسب دانش و فیض در محضر این اساتید، همواره و تا ابد از نقاط عطف و ارزشمند زندگی اینجانب خواهد بود.

همچنین از استاد محترم و گرامی جناب آقای دکتر علی سررشته داری و جناب آقای مهندس رسول واردی که در آشنایی من با کد تجاری OpenFOAM نقش بسزایی را ایفا نموده و همواره با تامل و دقتی خاص راهنمایی بوده اند و بی دریغ دانش خود را به اینجانب انتقال دادند کمال تشکر را دارم. به ویژه از دوست و استاد گرامی جناب آقای دکتر محمدرضا زنگویی مطلق (آزمایشگاه تحقیقاتی موتور دانشگاه فردوسی مشهد) که برای آشنایی من با کد تجاری KIVA همت گماشتند و صمیمانه در انجام پروژه پیش رو یاری ام نمودند تشکر می نمایم.

از حضور صمیمانه و یاری دوستان گرامی ام، آقایان مهندس کیوان میلانی، مهندس سورنا سعادتیان، مهندس سیحان ضیایی، مهندس جواد یزدان نژاد و خانم ها مهندس شبنم و پگاه رجایی، مهندس شهره حدادان و مهندس غزل رجبی که در تمامی مراحل سخت و دشوار مایه دلگرمی و امید اینجانب بود صمیمانه متشکرم.


و مادرم که نور راه من است و دستانش را به نشانه سپاس می بوسم و پدر که مشوق من بود و خواهرانم که همواره دلگرمی و حمایتشان بدرقه راه من خواهد بود و زبان و قلم از این تشکر ناتوان است....

و در پایان ...

همیشه به یاد دارم کسانی را که پویایی فکر و قلبم را آرزومندند. امید آنکه زکات این ودیعه گرانبه را با تلاش خود گزارده باشم.

با تقدیم سبزترین سپاس ها

علیرضا زمانی آقایی

  
دیماه ۱۳۹۰

دانشجو تأیید می نماید که مطالب مندرج در این پایان نامه نتیجه تحقیقات خودش می باشد و در صورت استفاده از نتایج دیگران مرجع آن را ذکر نموده است.

کلیه حقوق مادی مترتب از نتایج مطالعات ، آزمایشات و نو آوری ناشی از تحقیق موضوع این پایان نامه متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می باشد .

دی ماه ۱۳۹۰

## چکیده

با توجه به کاربردهای گسترده‌ای که افشانه‌ها در صنعت دارند، از جمله خنک‌کاری توسط آب‌پاش‌های افشانه‌ای فشار قوی، افشانه‌های رنگ‌پاش که برای مثال در صنایع خودروسازی برای رنگ‌آمیزی خودرو استفاده می‌شود و یا فرآیند تزریق سوخت به داخل یک محفظه‌ی احتراق مانند سیلندر یک خودرو، مطالعات بسیار زیادی در این زمینه صورت گرفته است. به ویژه در بحث موتورهای احتراق داخلی، نقش افشانه‌ها بیش از پیش نمایان می‌شود، چرا که فرآیند پاشش سوخت و اتمیزه شدن آن ارتباط مستقیمی با راندمان موتور و کاهش مصرف سوخت و تشکیل آلاینده‌ها دارد. از این رو درک صحیح پدیده‌ی پاشش در افشانه‌ها و اتفاقی که برای قطرات بعد از برخورد با هم رخ می‌دهد از اهمیت بسیار بالایی برخوردار می‌باشد. بررسی و مطالعه‌ی پدیده برخورد قطرات در یک افشانه موضوعی بسیار دشوار و پیچیده است. پدیده‌ی برخورد قطرات از یک سو به خودی خود دارای ماهیتی پیچیده است و هنوز با وجود مطالعات گسترده‌ای که در این حوزه انجام گرفته است شناخت کاملی از فیزیک این پدیده در دست نمی‌باشد. از سوی دیگر، تحلیل‌های آزمایشگاهی و عددی این پدیده نیز بسیار دشوار و با محدودیت‌های زیادی روبرو است. به همین علت، تحقیقات در زمینه برخورد قطرات در افشانه‌ها کماکان از موضوعات و چالش‌های مطرح در علم مکانیک می‌باشد.

در مدلسازی افشانه‌ها باید به عوامل فیزیکی گوناگونی توجه شده و در مدل عددی ارائه شده در نظر گرفته شود. از آنجا که پاشش، تعاملی است میان دو فاز (قطرات مایع افشانده شده و محیطی که پاشش به داخل آن صورت می‌گیرد) نیاز به تحلیل یک جریان دوفازی می‌باشد. قطرات بعد از برخورد به هم، در اثر عوامل مختلف، ممکن است دستخوش اتفاقات گوناگونی، که با عنوان رژیم‌های برخورد شناخته می‌شوند، گردند. این رژیم‌ها در تعیین مشخصات قطرات بعد از برخورد به هم موثراند. از این رو در مدلسازی افشانه‌ها باید توجه ویژه‌ای به این مورد شود. همچنین پدیده‌های تبخیر،



آشفتگی و درگ از دیگر عواملی است که تاثیری مستقیم در پدیده برخورد قطرات دارند که باید در مدل ارائه شده، اعمال شوند.

در تحقیق پیش‌رو، فرایند پاشش سوخت به داخل یک محفظه‌ی احتراق با کمک کد تجاری KIVA4 مدل‌سازی شده و مورد بررسی قرار گرفته است. این کد که یک برنامه کامپیوتری به زبان برنامه‌نویسی فورترن بوده و حاصل بیش از سی سال تحقیقات می‌باشد، قادر به حل مساله‌های دوبعدی و سه‌بعدی جریان سیالات همراه با واکنش‌های شیمیایی و افشانه‌ی سوخت است. با وجود این که این کد بیشتر برای تحلیل موتورهای احتراقی گسترش پیدا کرده است، ولی می‌توان از آن در حل جریان‌های آشفته، آرام، مادون صوت، مافوق صوت و جریان‌های تک‌فازی و یا دوفازی نیز استفاده کرد.

در فصل نخست این پایان‌نامه مقدمه‌ای در مورد افشانه‌ها، کاربردهای آن و پدیده‌ی برخورد قطرات در فرایند پاشش سوخت آورده خواهد شد. سپس به مرور اجمالی کارهای انجام شده در این زمینه توسط محققین مختلف پرداخته می‌شود. در فصل دوم این تحقیق به تئوری‌های مختلف در حوزه‌ی برخورد قطرات، از جمله ساختار افشانه‌ها، پارامترهای مهم در مدل‌سازی برخورد، رژیم‌های مختلف برخورد، مدل‌های مختلف ارائه شده در شبیه‌سازی فرایند برخورد، مدل‌های مربوط به آشفتگی، تبخیر و درگ، اشاره می‌شود. بعد از توضیح مختصری در مورد عملکرد کد KIVA4 در تحلیل پدیده برخورد در فصل ۳ و تعریف مساله در فصل ۴، نتایج حاصل از حل عددی مساله در فصل ۵ ارائه شده و به بحث و بررسی در مورد آن پرداخته می‌شود.

## لیست مقالات مستخرج از پایان نامه

- M.H. Kayhani, **A. Zamani Aghaie**, M.R. Modarres Razavi, “*Investigation of Different Numerical Models in Spray Behavior Simulation In Order To Predict The Spray Tip Penetration*”, International Conference on Mechanical, Automobile and Robotics Engineering (ICMAR'2012), Penang, Malaysia, Feb. 11-12, (2012).\*\*

\*\* این مقاله همچنین توسط دبیرخانه علمی این کنفرانس جهت چاپ در ژورنال International Journal of Research in Engineering and Technology (IJRET) انتخاب شده است.

## فهرست مطالب

۱	<u>فصل ۱ مقدمه</u>	
۲		۱-۱ مقدمه
۴		۲-۱ مروری بر کارهای انجام شده
۱۰		۳-۱ ارتباط پایان نامه با تحقیقات پیشین و نوآوری های آن
۱۱		۴-۱ اهداف پایان نامه
۱۲		۵-۱ ساختار پایان نامه
۱۳	<u>فصل ۲ تئوری و مدل سازی</u>	
۱۴		۱-۲ ساختار افشانه
۱۵		۲-۲ پارامترهای موثر در مطالعه پدیده برخورد قطرات
۱۷		۳-۲ رژیم های مختلف برخورد
۱۷		۱-۳-۲ پرش (Bouncing)
۱۹		۲-۳-۲ در هم فرو رفتن (Coalescence)
۱۹		۳-۳-۲ جدایش (Separation)
۱۹		۱-۳-۳-۲ جدایش کششی (Stretching Separation)
۲۰		۲-۳-۳-۲ جدایش انعکاسی (Reflexive Separation)
۲۲		۴-۳-۲ از هم گسیختن (Disruption)
۲۳		۵-۳-۲ متلاشی شدن (Defragmentation) (Breakup)
۲۴		۴-۲ مرز بین رژیم های مختلف برخورد
۲۹		۵-۲ مدل سازی پدیده ی برخورد
۲۹		۱-۵-۲ مدل O'Rourke
۳۴		۲-۵-۲ روش تنظیم سطح (Set Level Method)
۳۵		۳-۵-۲ مدل ابراهام (Abraham Model)
۳۵		۴-۵-۲ مدل Ryou
۳۶		۶-۲ مدل سازی پدیده ی شکست
۳۷		۱-۶-۲ مدل TAB (Taylor Analogy Breakup)
۴۰		۲-۶-۲ مدل بهبود یافته ی TAB (ETAB)
۴۵		۳-۶-۲ مدل WAVE

۴۷	۴-۶-۲ مدل ترکیبی KH-RT
۴۷	۷-۲ مدل‌سازی آشفته‌گی
۴۸	۱-۷-۲ مدل آشفته‌گی $k-\epsilon$ استاندارد
۴۹	۲-۷-۲ مدل آشفته‌گی RNG $k-\epsilon$
۵۰	۸-۲ مدل‌سازی نیروی درگ

### ۵۲ فصل ۳ کد عددی KIVA

۵۳	۱-۳ معرفی کد KIVA
۵۵	۲-۳ معادلات حاکم
۵۵	۱-۲-۳ معادله پیوستگی (بقای جرم)
۵۶	۲-۲-۳ معادله اندازه حرکت
۵۷	۳-۲-۳ معادله انرژی
۵۷	۴-۲-۳ معادلات آشفته‌گی
۵۹	۵-۲-۳ معادلات حالت
۵۹	۶-۲-۳ مدل متلاشی شدن قطرات
۶۰	۷-۲-۳ مدل تبخیر قطرات
۶۰	۳-۳ گسسته سازی معادلات حاکم
۶۴	۴-۳ حل معادلات گسسته
۶۵	۵-۳ ساختار کلی کد KIVA-4
۶۵	۱-۵-۳ پیش پردازنده
۶۶	۲-۵-۳ برنامه اصلی
۶۶	۳-۵-۳ پس پردازنده
۶۷	۴-۵-۳ شرایط مرزی
۶۸	۱-۴-۵-۳ دیواره ها
۶۸	۲-۴-۵-۳ مرزهای ورودی و خروجی

### ۶۹ فصل ۴ تعریف مساله

۷۰	۱-۴ هندسه‌ی مساله و شبکه‌بندی محاسباتی آن
۷۱	۲-۴ مشخصات و شرایط مرزی حاکم بر مساله

۷۴	<b>بخش ۵ نتایج و بحث و بررسی</b>
۷۵	۱-۵ بررسی استقلال حل از نحوه شبکه‌بندی مساله
۷۸	۲-۵ اثر مدلسازی پدیده‌ی برخورد بر تحلیل عملکرد افشانه
۷۶	۳-۵ بررسی توانایی مدل‌های مختلف شکست (Breakup models)
۸۰	۴-۵ ارزیابی عملکرد مدل‌های مختلف آشفستگی
۸۳	۵-۵ بررسی اثر شرایط محیط پاشش
۸۸	۶-۵ بررسی اثر شرایط ترمودینامیکی سوخت در هنگام پاشش
۹۴	۷-۵ جمع‌بندی
۹۵	۸-۵ پیشنهادات

۹۶	منابع
۱۰۱	چکیده‌ی انگلیسی

## فهرست شکل‌ها

شکل ۱-۲ ساختار درونی (نواحی مختلف) یک افشانه مایع

شکل ۲-۲ تعریف پارامتر برخورد (B)

شکل ۳-۲ رژیم‌های مختلف برخورد (a) پرش، (b) در هم فرورفتن، (c) جدایش انعکاسی، (d)

جدایش کششی

شکل ۴-۲ جدایش کششی (a) دیزل-اتانول، (b) دیزل-دیزل، در  $We \approx 71$  و  $B \approx 0.41$

شکل ۵-۲ رژیم جدایش انعکاسی

شکل ۶-۲ رژیم جدایش (a) انعکاسی (b) کششی

شکل ۵-۲ شکل‌های اساسی پدیده متلاشی شدن (breakup)، متلاشی شدن بسته‌ای در

$6 < We < 80$ ، متلاشی شدن نواری  $80 < We < 350$  و متلاشی شدن اساسی  $We > 350$

شکل ۸-۲ مقایسه مرز بین رژیم‌های مختلف برخورد (در فشار محیط ۱ اتمسفر و اندازه‌ی قطره

یکسان)

شکل ۹-۲ نمای سه بعدی از مرز بین رژیم‌های مختلف برخورد

شکل ۱۰-۲ تشابه بین نوسان یک قطره و یک سیستم جرم-فنر-میراکننده

شکل ۱۱-۲ نمایی از مدل ترکیبی KH-RT

شکل ۱-۳ سیر تکاملی کد KIVA

شکل ۲-۳ ساختار گام زمانی

شکل ۳-۳ ساختار کلی کد KIVA-4

شکل ۱-۴ نمایی از هندسه‌ی مساله

شکل ۲-۴ نمایی از شبکه‌بندی مساله

شکل ۴-۳ دبی جرمی سوخت پاشش شده به داخل محفظه

شکل ۵-۱ بررسی استقلال حل از نحوه شبکه‌بندی

شکل ۵-۲ تغییرات زمان اجرای برنامه و دقت حل با ریزتر شدن اندازه‌ی سلول محاسباتی

شکل ۵-۳ بررسی اثر مدلسازی برخورد قطرات در تخمین طول نفوذ افشانه

شکل ۵-۴ ارزیابی توانایی مدل‌های مختلف شکست قطرات در تخمین طول نفوذ افشانه

شکل ۵-۵ مقایسه‌ی شکل افشانه در مدل‌های مختلف شکست قطرات با شکل واقعی [۲۳]

شکل ۵-۶ ارزیابی توانایی مدل‌های مختلف آشفستگی در تخمین طول نفوذ افشانه

شکل ۵-۷ تغییرات طول نفوذ افشانه در طی فرایند پاشش، به ازای فشارهای مختلف محیط

پاشش

شکل ۵-۸ تغییرات طول نفوذ افشانه با افزایش فشار محیط پاشش

شکل ۵-۹ تغییرات طول نفوذ افشانه در طی فرایند پاشش، به ازای دماهای مختلف محیط

پاشش

شکل ۵-۱۰ تغییرات طول نفوذ افشانه با افزایش دمای محیط پاشش در پایان فرایند پاشش

شکل ۵-۱۱ تغییرات SMD در طی فرایند پاشش، به ازای فشارهای مختلف محیط پاشش

شکل ۵-۱۲ تغییرات SMD با افزایش فشار محیط پاشش در پایان فرایند پاشش

شکل ۵-۱۳ تغییرات SMD در طی فرایند پاشش، به ازای دماهای مختلف محیط پاشش

شکل ۵-۱۴ تغییرات SMD با افزایش دمای محیط پاشش در پایان فرایند پاشش

شکل ۵-۱۵ تغییرات طول نفوذ افشانه در طی فرایند پاشش، به ازای فشارهای مختلف پاشش

شکل ۵-۱۶ تغییرات طول نفوذ افشانه با افزایش فشار پاشش در پایان فرایند پاشش

شکل ۵-۱۷ تغییرات SMD در طی فرایند پاشش، به ازای فشارهای مختلف پاشش

شکل ۵-۱۸ تغییرات SMD با افزایش فشار پاشش در پایان فرایند پاشش

شکل ۵-۱۹ تغییرات طول نفوذ افشانه در طی فرایند پاشش، به ازای دماهای مختلف پاشش

شکل ۵-۲۰ تغییرات طول نفوذ افشانه با افزایش دمای پاشش در پایان فرایند پاشش

شکل ۵-۲۱ تغییرات SMD در طی فرایند پاشش، به ازای دماهای مختلف پاشش

شکل ۵-۲۲ تغییرات SMD با افزایش دمای پاشش در پایان فرایند پاشش

شکل ۵-۲۳ شکل افشانه‌ی به دست آمده از شبیه‌سازی‌های عددی در لحظه‌های مختلف پاشش



## فهرست جدول‌ها

- جدول ۱-۱ خلاصه‌ای از کارهای آزمایشگاهی انجام شده بر روی برخورد قطرات هیدروکربن
- جدول ۱-۲ خلاصه‌ای از اندازه‌گیری‌های مهم در زمینه‌ی رژیم‌های مختلف برخورد
- جدول ۲-۲ ثابت‌های به کار رفته در مدل آشفتگی  $k-\epsilon$  استاندارد
- جدول ۳-۲ ثابت‌های به کار رفته در مدل آشفتگی RNG  $k-\epsilon$
- جدول ۱-۳ ضرایب مدل  $k-\epsilon$  استاندارد
- جدول ۱-۵ ثابت‌های به کار رفته در نسخه‌ی اصلاح شده‌ی مدل آشفتگی  $k-\epsilon$  - رودی
- جدول ۲-۵ ثابت‌های به کار رفته در نسخه‌ی اصلاح شده‌ی مدل آشفتگی  $k-\epsilon$  - لاندرو و شارما

## علائم و اختصارات

### حروف و علائم

شعاع قطره مادر	a
سطح جانبی قطره‌ی کروی اولیه	$A_f$
فاصله بین مرکز یک قطره تا بردار سرعت نسبی قرار گرفته بر روی مرکز قطره دیگر	b
پارامتر برخورد	B
ضریب درگ	$C_d$
مقدار لحظه‌ای قطر قطره	$D_d$
انرژی جنبشی آشفستگی	k
جرم قطره مادر (اولیه)	$m_0$
جرم متوسط قطرات تولید شده (ماهواره‌ای)	$\bar{m}$
شعاع قطره	r
عدد رینولدز	Re
عدد شروود	Sh
قطر متوسط ساتر (Sauter Mean Diameter)	SMD
دما	T
زمان فرایند شکست	$t_b$ ( $t_{bu}$ )
سرعت	U
سرعت آشفستگی	$u'$
حجم قطره کروی اولیه	$V_D$
عدد بدون بعد وبر (Weber number)	We
مختصه مکانی قطره	x
انحراف از حالت کروی بودن	y

$\Delta$  و  $\gamma$  نسبت اندازه قطر

$\rho$  چگالی میکروسکپی

$\rho'$  چگالی ماکروسکپی

$\sigma$  کشش سطحی

زاویه بین خط واصل مرکز دو قطره و بردار سرعت نسبی در لحظه برخورد	$\theta$
لزجت	$\mu$
مقیاس زمانی مشخصه برای فرایند شکست	$\tau_b$
اتلاف آشفتگی	$\varepsilon$

### اندیس‌ها

قطره بزرگتر در تماس	L
قطره کوچکتر در تماس	S
فاز گسسته (مایع) (قطره)	$l$
فاز پیوسته (گاز)	g
قطره	d
بحرانی	cr
نسبی	rel

# فصل ١

## مقدمه

مدلسازی ریاضی برخورد قطرات مایع به دلیل اهمیت زیادی که در بسیاری از کاربردهای مهندسی و صنعتی از جمله احتراق سوخت‌های مایع (به ویژه در موتورهای درونسوز دیزلی)، افشانه‌ها<sup>۱</sup>، تشکیل باران، صنایع رنگ‌آمیزی و ... دارد، مورد توجه بسیاری از دانشمندان بوده و بارها به روش‌های تجربی، تحلیلی و عددی مورد بررسی قرار گرفته است. یکی از حوزه‌هایی که در آن به بحث برخورد قطرات مایع توجه ویژه‌ای می‌شود، پاشش سوخت در موتورهای احتراقی، به خصوص موتورهای دیزل، می‌باشد. فرایندهای پاشش سوخت و اتمیزه شدن به طور قابل ملاحظه‌ای با توان خروجی موتور، میزان مصرف سوخت و تولید آلاینده‌ها در ارتباط بوده و در نتیجه تأثیر بسزایی بر کارایی موتورهای احتراقی دارند. لذا شناسایی و تخمین صحیح ساختار افشانه‌ی سوخت از اهمیت زیادی برخوردار است. اهمیت این موضوع زمانی بیشتر می‌شود که بدانیم در فرآیند پاشش سوخت، احتمال برخورد‌های ثانویه و درهم شکستن مجدد قطرات پس از فروریختن اولیه جت مایع همیشه وجود دارد. این برخورد‌های ثانویه می‌تواند باعث ریزتر شدن قطرات مایع شده و تشکیل یک ابر سوختی همگن در داخل سیلندر دهند، که این امر در بالا بردن راندمان احتراق بسیار موثر می‌باشد.

هنگامی که دو قطره با یکدیگر برخورد می‌کنند، در اثر تقابل نیروهای آیرودینامیکی و مقاومت (کشش) سطحی قطره، ممکن است دستخوش تغییر شکل‌های گوناگونی شوند. این تغییرات که با نام رژیم‌های برخورد شناخته می‌شوند، بستگی به نسبت اندازه دو قطره، نحوه برخورد آن‌ها به هم و عدد بدون بعد وبر  $(We)^2$ ، که معرف نسبت نیروهای اینرسی به نیروهای کشش سطحی است، دارد. دو قطره بعد از برخورد ممکن است با حفظ همان اندازه قبلی خود، تنها تغییر مسیر داده و منحرف شوند، یا به هم چسبیده و تشکیل یک قطره بزرگتر را داده و یا در اثر برخورد متلاشی شده و

<sup>۱</sup> Spray

<sup>۲</sup> Weber number

تولید ذرات ریزتری را نمایند. در مورد رژیم‌های مختلف برخورد و عوامل موثر در آن‌ها به تفصیل در فصل ۲ بحث خواهد شد. همان‌طور که اشاره شد، برخورد قطرات در حقیقت یک مساله در حوزه جریان دو فاز می‌باشد که حاصل تقابل دو نیروی آیرودینامیکی وارد بر قطره و مقاومت قطره (کشش سطحی) است. لذا پدیده‌هایی همچون آشفستگی و تبخیر نقش بسیار آشکار و بسزایی در تحلیل برخورد قطرات دارند که باید در مدلسازی‌ها حتماً به آنها توجه شود.

مطالعه پدیده برخورد قطرات در افشانه‌ها در حال حاضر به صورت عددی و آزمایشگاهی انجام می‌گیرد. با وجود مزایای زیادی که روش‌های آزمایشگاهی دارند، محدودیت‌های مختلفی در بحث برخورد قطرات، به ویژه در افشانه‌های دیزل، متوجه روش‌های آزمایشگاهی می‌باشد که استفاده از آن‌ها را دشوار می‌سازد. مانچسا-رچا<sup>۱</sup> و همکاران در سال ۱۹۹۷ [۱] اذعان داشتند که چنانچه یک قطره حرکت غیر قابل پیش‌بینی‌ای از خود نشان دهد، دوربین‌های آزمایشگاهی قادر به تشخیص و ثبت آن نیستند. علاوه بر این دوربین‌های آزمایشگاهی متداول اغلب قادرند قطرات با قطر ۱۰۰ میکرون به بالا، عدد و بر پایین‌تر از ۱۰۰ و نسبت اندازه‌ی قطره پایین‌تر از ۳ را شناسایی کنند. این در حالی است که در محاسبات افشانه‌های دیزل متداول عموماً قطر قطرات از مرتبه ۱ میکرون، عدد و بر از مرتبه ۱۰۰۰ و نسبت اندازه‌ی قطره از مرتبه ۱۰ است. از این رو معیارها و مدل‌های ارائه شده بر پایه نتایج آزمایشگاهی جهت تحلیل افشانه‌های دیزل از دقت بالایی برخوردار نبوده و دارای خطا می‌باشند. علاوه بر این تعداد قطرات ماهواره‌ای<sup>۲</sup> ایجاد شده و اندازه و سرعت آن‌ها نیز در محاسبات آزمایشگاهی قابل ثبت و محاسبه نمی‌باشند. این محدودیت‌ها باعث شده است استفاده از روش‌های عددی در بررسی پدیده برخورد قطرات روز به روز بیشتر مورد توجه و استفاده مهندسين و دانشمندان قرار بگیرد. از مزایای روش‌های عددی می‌توان به هزینه کم و امکان ردیابی پارامترهایی که قابل اندازه‌گیری نیستند، همچون نوسانات سرعت آشفستگی، اشاره نمود. با این وجود استفاده از روش‌های

---

<sup>۱</sup> Menchaca-Rocha

<sup>۲</sup> Satellite droplets

عددی در مدل‌سازی پدیده برخورد نیز به نوبه خود بسیار پیچیده می‌باشد. پیچیدگی تحلیل عددی برخورد قطرات را می‌توان در مشکلات محاسباتی و فیزیکی مربوط به این حوزه دانست. مشکلات محاسباتی، ناشی از فرضیات ریاضی می‌باشد که در ساده‌سازی مفهوم برخورد به کار می‌رود. علاوه بر این، محدودیت در منابع محاسباتی همچون ضعف رایانه‌های موجود در پردازش داده‌ها و زمان محاسبات بالا نیز از دیگر مشکلات عددی در این حوزه به شمار می‌آید. به عنوان نمونه زمان اجرای کد کامپیوتری برای مساله مطرح شده در این پایان‌نامه، چیزی در حدود ۸ الی ۲۰ ساعت می‌باشد. ناشناخته‌بودن مفهوم و مکانیزم پدیده برخورد قطرات نیز مشکل فیزیکی است که تحلیل عددی پدیده برخورد را پیچیده می‌سازد.

## ۲-۱ مروری بر کارهای انجام شده

مطالعه فرایندهای حاکم بر پدیده برخورد قطرات در افشانه‌ها، به ویژه افشانه‌های دیزل، به علت کاربردهای صنعتی گسترده، از اهمیت ویژه‌ای برخوردار بوده و از این رو پژوهش‌های زیادی در این زمینه تا کنون صورت گرفته است.

به منظور بررسی اثر محیط احتراق با دمای بالا بر عملکرد افشانه و برخورد قطرات، اشگریز و گیوی<sup>۱</sup> در سال ۱۹۸۷ [۲] به مطالعه آزمایشگاهی دینامیک برخورد دو قطره سوخت نرمال هگزان، یکبار با در نظر گرفتن احتراق قطرات و بار دیگر بدون در نظر گرفتن احتراق، پرداختند. آن‌ها متوجه شدند در محدوده‌ی اعداد وبر به کار رفته، در حالت بدون احتراق رژیم‌های برخورد از نوع پرش<sup>۲</sup>،

---

<sup>۱</sup> Ashgriz and Givi

<sup>۲</sup> Bouncing

جدایش<sup>۱</sup>، در هم فرو رفتن<sup>۲</sup> موقت و در هم فرو رفتن دائمی است، حال آنکه در حالت همراه با احتراق، فقط رژیم‌های در هم فرو رفتن موقت و دائمی رخ می‌دهد.

اشگریز و پو<sup>۳</sup> در سال ۱۹۹۰ [۳] دینامیک برخورد دوتایی قطرات آب را برای نسبت اندازه‌ی قطره‌ی<sup>۴</sup> ۱، ۰/۷۵ و ۰/۵ و عددهای وبری در محدوده‌ی ۱ تا ۱۰۰ و با پارامترهای برخورد مختلف، به صورت آزمایشگاهی مورد بررسی قرار دادند. آن‌ها در این تحقیق دو رژیم مختلف جدایش، یعنی جدایش انعکاسی<sup>۵</sup> و جدایش کششی<sup>۶</sup>، مورد توجه قرار دادند و متوجه شدند که رژیم جدایش انعکاسی در برخوردهای نزدیک به شاخ به شاخ (پارامترهای برخورد پایین) رخ می‌دهد، در حالیکه رژیم جدایش کششی در پارامترهای برخورد بالا اتفاق می‌افتد. علاوه بر این آن‌ها در این تحقیق مرز بین رژیم‌های جدایش انعکاسی و کششی و در هم فرورفتن را به صورت آزمایشگاهی تعیین نمودند.

معادلات حاکم بر افشانه‌ها توسط ریتز<sup>۷</sup> در سال ۱۹۹۶ [۴] ارائه شد. در این مرجع، مدل‌های تمیزه شدن افشانه، فرایندهای افشانه مانند برخورد قطره‌ها، شکست و در هم فرو رفتن آن‌ها، برخورد قطره و دیواره و ... آورده شده است.

مونت گومری<sup>۸</sup> و همکاران در سال ۱۹۹۶ [۵] به بررسی تأثیر پارامترهای انژکتور نظیر قطر و تعداد سوراخ، بر مشخصات افشانه دیزل و کارایی موتور دیزل با پاشش مستقیم پرداخته‌اند. در این تحقیق آن‌ها کارایی موتور و میزان تولید آلاینده‌ها را برای یک افشانه سرد که به داخل یک محفظه احتراق حجم ثابت پاشش می‌شود مورد بررسی قرار دادند. این کار اطلاعات خوبی را در زمینه عملکرد افشانه‌ها و نقش آن‌ها در فرایند احتراق در موتورهای احتراقی به دست می‌دهد.

---

<sup>۱</sup> Separation

<sup>۲</sup> Coalescence

<sup>۳</sup> Ashgriz and Poo

<sup>۴</sup> Drop size ratio

<sup>۵</sup> Reflexive separation

<sup>۶</sup> Stretching separation

<sup>۷</sup> Reitz

<sup>۸</sup> Montgomery



نوبری<sup>۱</sup> و همکاران در سال ۱۹۹۶ [۶] یک مدل دوبعدی متقارن عددی از برخورد سر به سر قطرات با اندازه‌های یکسان، با استفاده از روش تنظیم سطح ارائه دادند. آن‌ها نتایجی از رژیم‌های پرشی و در هم فرو رفتن قطرات و جدایی انعکاسی با تشکیل یک قطره ماهواره‌ای را بدست آوردند، اما مطالعات آنها محدود به چگالی‌های پایین بود.

در سال ۱۹۹۷ کیین و لا<sup>۲</sup> [۷] مجموعه‌ای تصاویر دقیق از برخورد قطرات را بر حسب عددهای وبر و پارامترهای برخورد مختلف فراهم آوردند که این اطلاعات مبنای بسیاری از کارهای دینامیک سیالات محاسباتی<sup>۳</sup> برای بررسی رژیم‌های مختلف برخورد قطرات سوخت (هیدروکربن‌ها) با نسبت تراکم بالا (غلیظ) قرار گرفت. آن‌ها همچنین رژیم پرش را برای قطرات آب و قطرات سوخت مطالعه کرده و تاثیر فشار گاز و خواص مولکولی را بر برخورد قطرات بررسی نمودند. آن‌ها در این تحقیق پنج رژیم مختلف برخورد، شامل در هم فرو رفتن بعد از یک تغییر شکل کوچک، پرش، در هم فرو رفتن پس از یک تغییر شکل اساسی، در هم فرو رفتن در برخوردهای شاخ به شاخ که به دنبال خود جدایش را به همراه داشته و در هم فرو رفتن در برخوردهای تماسی که جدایش را به دنبال دارد، را شناسایی نمودند.

استرید<sup>۴</sup> و همکاران در سال ۱۹۹۹ [۸] برای اولین بار اطلاعاتی را درباره تعداد قطرات ماهواره‌ای تشکیل شده در رژیم‌های جدایش فراهم آوردند. آنها همچنین مدلی را برای تشخیص مرز بین رژیم‌های پرش و در هم فرورفتن معرفی نمودند. این مدل همچنین قادر است اندازه و سرعت قطرات را بعد از برخورد محاسبه نماید. در این تحقیق آن‌ها برخورد قطرات اتیل الکل را برای نسبت اندازه‌های ۱ و ۰/۵ مورد بررسی قرار دادند.

---

<sup>۱</sup> Nobari

<sup>۲</sup> Qian and Law

<sup>۳</sup> Computational Fluid Dynamics (CFD)

<sup>۴</sup> Estrade et al.

در سال ۲۰۰۱، برن<sup>۱</sup> و همکاران [۹] به بررسی آزمایشگاهی فرایند تشکیل قطرات ماهواره‌ای پرداختند. در این تحقیق آن‌ها برخورد دو رشته قطرات با اندازه‌های یکسان را مورد بررسی قرار دادند و با تغییر عوامل اثر گذار بر پدیده‌ی برخورد، به یک رابطه‌ی بر اساس تئوری پایداری دست پیدا کردند که می‌تواند تعداد قطرات ماهواره‌ای ناشی از جدایش کششی در برخورد تماسی را محاسبه نماید. آن‌ها همچنین یک مدل تئوری برای پدیده‌ی شکست<sup>۲</sup> در دو رشته‌ی استوانه‌ای از قطرات مایع را در برخورد شاخ به شاخ و برخورد تماسی ارائه دادند. این مدل بر اساس تحلیل پایداری خطی دو رشته قطرات شکل گرفته است؛ به این ترتیب که طول موج بحرانی متناظر با بیشترین انرژی تغییر شکل محاسبه شده و معادل اغتشاشی قرار می‌گیرد که منجر به شکست قطرات می‌گردد، و سپس تعداد قطرات ماهواره‌ای شکل یافته به این طریق تعیین می‌گردد

در سال ۲۰۰۳ مشایخ<sup>۳</sup> و همکاران [۱۰] با استفاده از روش المان‌های محدود گالرکین برخورد قطرات و در هم فرو رفتن آن‌ها را در میدان‌های دو بعدی با تقارن محوری ارائه دادند. به خاطر محدودیتی که در روش آن‌ها وجود داشت آن‌ها فقط توانستند شبیه‌سازی را با فرض اینکه دو قطره قبلاً هم دیگر را لمس کرده‌اند، به انجام برسانند. در این تحقیق، اثر عدد رینولدز، سرعت برخورد قطرات با هم، نسبت اندازه‌ی قطرات و چرخش داخلی<sup>۴</sup> جریان را بر پدیده در هم فرو رفتن مورد بررسی قرار گرفت.

در سال ۲۰۰۴ اینامورو<sup>۵</sup> و همکاران [۱۱] یک مدل لتیس بولتزمن<sup>۶</sup> برای برخورد دو تایی قطرات در یک سیستم با نسبت چگالی بالا ارائه دادند. در این مدل پیچیدگی تحلیل ناشی از اختلاف

---

<sup>۱</sup> Brenn

<sup>۲</sup> Breakup

<sup>۳</sup> Mashayek

<sup>۴</sup> Internal circulation

<sup>۵</sup> Inamuro

<sup>۶</sup> Lattice Boltzman

چگالی زیاد دو فاز پیوسته و گسسته با استفاده از روش پروجکشن<sup>۱</sup> بر طرف شده است. این مدل برای سیستم‌هایی تا نسبت چگالی ۱۰۰۰ قابل استفاده می‌باشد. همچنین رژیم‌های برخورد در هم فرو رفتن، جدایش انعکاسی و جدایش کششی در این مدل پوشش داده شده و مرز بین این رژیم‌ها تعیین شده است.

مونانور<sup>۲</sup> و ریتز در سال ۲۰۰۷ [۱۲] روش جدیدی را جهت پیش‌بینی برخورد قطرات مایع در اعداد وبر متوسط و رو به بالا ( $We > 40$ ) ارائه دادند. در این تحقیق چهار رژیم برخورد، شامل پرش، در هم فرو رفتن، جدایش انعکاسی و جدایش کششی در نظر گرفته شده و تعداد، اندازه و سرعت قطرات ماهواره‌ای تشکیل شده محاسبه شده‌اند.

بک‌دمیر<sup>۳</sup> و همکاران در سال ۲۰۰۸ [۱۳] به مدلسازی عددی افشانه‌های سوخت در موتورهای دیزلی پرداختند. آن‌ها در این تحقیق موضوع احتراق افشانه را نیز مورد توجه قرار دادند. برای این منظور آن‌ها از مدل افشانه‌ای یک‌بعدی اولر-اولر در شبیه‌سازی‌های سه‌بعدی CFD خود استفاده نمودند. همچنین روش FGM (Flamelet Generated Manifold) را جهت مدلسازی پدیده احتراق به کار گرفتند.

همانطور که در بخش‌های بعد اشاره خواهد شد، مدل‌های عددی ارائه شده در تحلیل پدیده برخورد و شکست، عمدتاً بسیار وابسته به نحوه‌ی شبکه‌بندی هندسه دارند. این ادعا در تحقیقات افرادی مختلفی مانند هیبر<sup>۴</sup> [۱۴]، نوردین<sup>۵</sup> [۱۵] و آنجا و آبراهام<sup>۶</sup> [۱۶] مطرح شده است.

---

<sup>۱</sup> Projection

<sup>۲</sup> Munnannur

<sup>۳</sup> Bekdemir

<sup>۴</sup> Hieber

<sup>۵</sup> Nordin

<sup>۶</sup> Aneja and Abraham

خوشبختانه در ایران نیز تحقیقات بسیاری در این زمینه صورت گرفته که از جمله موارد موفق آن می‌توان به موارد زیر اشاره کرد:

خالقی و دومیری گنجی در سال ۱۳۸۲ [۱۷] به مدلسازی افشانه مایع و مطالعات پارامتریک آن در جریان دو فازی پرداخته‌اند. تاکید اصلی این مقاله، مقایسه بین دو مدل آشفته‌گی  $k-\varepsilon$  استاندارد و  $k-\varepsilon$  غیرخطی و تاثیر این دو مدل بر تبخیر قطرات و طول نفوذ افشانه<sup>۱</sup> می‌باشد. در این تحقیق آن‌ها مدل آشفته‌گی  $k-\varepsilon$  غیرخطی را برای مدلسازی جریان آشفته همراه با حرکت افشانه در محفظه احتراق با حجم ثابت برای تحلیل جریان دو فازی گاز-مایع اعمال کردند. همچنین علاوه بر حل معادلات آشفته‌گی، معادلات بقای جرم، اندازه حرکت و انرژی را نیز حل کردند که حل آن‌ها در دستگاه اولری اساس تحلیل جریان فاز گاز و انتقال حرارت آن را تشکیل می‌دهند. از سوی دیگر معادلات آشفته‌گی را به شکل متوسط زمانی در نظر گرفتند و فرض کردند که فرایند اختلاط را می‌توان با خواص متوسط آماری توصیف نمود. آن‌ها محاسبات فاز مایع (قطره) را از طریق حل معادلات لاگرانژی مربوط به حرکت و تبخیر قطرات مجزا انجام دادند. نتایج حاصل از این مقاله، اثر افشانه بر روی خطوط جریان فاز گازی و تاثیر متقابل فضای محاسباتی گازی شکل بر روند حرکت و تبخیر افشانه در دو مدل مختلف آشفته‌گی یعنی  $k-\varepsilon$  استاندارد و  $k-\varepsilon$  غیر خطی را نشان داده و تاثیر دما و فشار اولیه محفظه بر روی ساختار تبخیر افشانه و میزان نفوذ آن با اعمال مدل  $k-\varepsilon$  غیرخطی مورد مطالعه قرار داده است. آن‌ها به این نتیجه رسیدند که اگر نقاطی در محفظه دارای نرخ چرخش بالایی باشند مدل  $k-\varepsilon$  غیرخطی بهتر از مدل  $k-\varepsilon$  استاندارد عمل کرده و به نتایج تجربی نزدیک تر می‌باشد. توانمندی مدل  $k-\varepsilon$  غیرخطی زمان شدت می‌یابد و نسبت به مدل‌های دیگر بهتر عمل می‌کند که گرادپان سرعت در جهات محوری و شعاعی دارای تغییرات شدید باشد، به طوریکه سرعت

---

<sup>۱</sup> Spray penetration length

در آن نقاط در هر لحظه تغییر نموده و جهت آن عوض می‌شود، این عمل در کناره‌های مرزی و گوشه‌ها، به وضوح قابل مشاهده می‌باشد.

بینش و حسین پور در سال ۱۳۸۸ [۱۸] به شبیه سازی عددی اتمیزاسیون افشانه سوخت همراه با احتراق با استفاده از مدل لاگرانژین KH-RT پرداخته‌اند. در این تحقیق مدلسازی سه‌بعدی احتراق افشانه در یک موتور دیزل پاشش مستقیم کترپیلار انجام گرفته و کاربرد دینامیک سیالات محاسباتی در جریان‌های دوفازی به همراه احتراق و آشفته‌گی در موتورهای احتراق داخلی نشان داده شده است.

امیدوار و خالقی در سال ۱۳۸۸ [۱۹] به تحلیل دینامیکی شکست قطرات سوخت در نزدیکی عدد وبر بحرانی و بهبود مدل رایج TAB با توجه به اثرات نسبت چگالی دو فاز و با استفاده از تحلیل ناپایداری‌های سطحی قطره در شرایط آستانه‌ای شکست پرداختند. آن‌ها به این نتیجه رسیدند که در نسل جدید موتورهای دیزل که فشار محفظه احتراق در آن‌ها بالا است، عدد وبر بحرانی از مقدار ثابت و مرسوم ۱۲ فراتر می‌رود.

در جدول ۱-۱ بطور خلاصه نمونه‌ای از کارهای آزمایشگاهی انجام شده بر روی برخورد قطرات هیدروکربن آورده شده است.

جدول ۱-۱ خلاصه‌ای از کارهای آزمایشگاهی انجام شده بر روی برخورد قطرات هیدروکربن [۱۲]

نویسندگان	مایع آزمایش شده	عدد وبر	قطر قطره ( $\mu\text{m}$ )	نسبت اندازه قطره	محیط اطرف
جی‌آنگ و همکاران [۲۰]	آب، نرمال آلکان‌ها	بالاتر از ۱۰۰	تقریباً ۱۵۰	۱	هوا
کیین و لا [۷]	تترادکان، آب	۸۰ - ۰/۲	۲۰۰ - ۴۰۰	۱	نیتروژن
هانگ [۲۱]	مواد معدنی، سوخت دیزل	۵۰ - ۴۰۰	تقریباً ۲۵۰ - ۵۰	تقریباً ۱ - ۰/۲	هوا
استرید و همکاران [۸]	اتانول	بالاتر از ۲۲۰	۸۰ - ۳۰۰	۱ و ۰/۵	هوا
برن و همکاران [۹]	پروپانول ۲	۳۵۰ - ۴۷	۶۸ - ۱۲۳	۱	هوا
ویلیس و اورمه [۲۲]	روغن با لزجت‌های	۲۰۳ - ۴۶۶۱	۴۵۱ - ۵۱۶	۱	خلاء

### ۳-۱ ارتباط پایان‌نامه با تحقیقات پیشین و نوآوری‌های آن

در این تحقیق از مدل‌های پیشنهاد شده در تحقیقات قبلی جهت مدلسازی پدیده برخورد و شکست قطرات استفاده شده است و مطالعه جامعی بر روی اثرات شرایط ترمودینامیکی پاشش و همچنین شرایط ترمودینامیکی محیط پاشش بر رفتار افشانه، به ویژه طول نفوذ افشانه صورت گرفته است. در این تحقیق برای نخستین بار مدل‌های آشفته‌گی و برخورد قطرات به طور همزمان جهت دستیابی به بهترین نتایج در تفسیر عملکرد افشانه‌ها مورد ارزیابی قرار گرفته‌اند. همچنین با وجود توانایی وسیع کد KIVA در تحلیل مسائل احتراقی، هنوز گام‌های زیادی در راستای تکمیل و توسعه این کد وجود دارد که در این تحقیق سعی شده است گوشه‌ای از این اصلاحات در راستای بهبود عملکرد کد در پیش‌بینی رفتار افشانه‌ها اعمال شود.

### ۴-۱ اهداف پایان‌نامه

در این پایان‌نامه سعی شده است با بهره‌گیری از کد تجاری KIVA4 به بررسی پدیده برخورد قطرات در فرآیند پاشش سوخت به داخل یک محفظه ساده مستطیلی شکل پرداخته شود. برای این منظور ابتدا توانایی مدل‌های مختلف ارائه شده برای شبیه‌سازی فرایند برخورد و شکست قطره مورد ارزیابی قرار گرفته و با نتایج آزمایشگاهی ارائه شده توسط دانشگاه صنعتی چلمرز<sup>۱</sup> [۲۳] مقایسه می‌شوند. پس از مشخص کردن مدل شکست مناسب، به علت اهمیت آشفته‌گی در پدیده برخورد، مدل‌های آشفته‌گی گوناگون در حل عددی مساله پیش رو اعمال می‌شوند تا بدین ترتیب

<sup>۱</sup> Chalmers University of Technology

دقیق‌ترین مدل در تخمین پدیده برخورد و نتایج حاصل از آن تعیین شود. بعد از اینکه یک مدل عددی جامع و مناسب برای مساله پیش‌رو تعیین گردید، به بررسی عوامل مختلف در عملکرد یک افشانه پرداخته می‌شود. برای این منظور با تغییر دما و فشار محیط و دما و فشار پاشش، نحوه تغییرات طول نفوذ افشانه و قطر متوسط ستر (SMD)، که از پارامترهای کلیدی و تعیین کننده در بررسی افشانه‌ها هستند، مورد بررسی قرار می‌گیرند. همچنین نمایی از افشانه در شرایط عملکرد گوناگون به همراه توزیع قطر قطرات ارائه خواهد شد.

## ۵-۱ ساختار پایان‌نامه

در فصل دوم این تحقیق به تئوری‌های مختلف در حوزه‌ی برخورد قطرات، از جمله ساختار افشانه‌ها، پارامترهای مهم در مدلسازی برخورد، رژیم‌های مختلف برخورد، مدل‌های مختلف ارائه شده در شبیه‌سازی فرایند برخورد، مدل‌های مربوط به آشفستگی و درگ، اشاره می‌شود.

در فصل سوم به تشریح مساله مورد بررسی پرداخته می‌شود. هندسه مساله، نحوه شبکه‌بندی آن برای حل عددی، مشخصات انژکتور مورد استفاده، شرایط تزریق، نوع سوخت پاشش شده، شرایط محیط محفظه در این فصل مشخص می‌شود. سپس به معرفی شرایط حل عددی مساله، مانند زمان پاشش، حل‌گرهای مورد استفاده، گام زمانی و ... پرداخته می‌شود.

فصل چهارم به توضیح مختصری در مورد کد KIVA4 اختصاص دارد. در این فصل اطلاعاتی در مورد سیر تکاملی این کد، ساختار آن و مدل‌های مختلف بکاررفته در آن ارائه شده است. نتایج حاصل از حل عددی مساله در شرایط عملکردی گوناگون در فصل پنجم آورده شده و به بحث و بررسی در مورد آن پرداخته می‌شود.





## فصل ۲

# تئوری و مدلسازی

بررسی دینامیک یک افشانه و نحوه تعامل آن با فاز گازی پیوسته (محیط اطراف) مساله بسیار پیچیده‌ای می‌باشد که نیازمند شناخت صحیحی از ساختار افشانه، مکانیزم برخورد و شکست در یک قطره، نحوه‌ی توزیع اندازه، سرعت و دمای قطرات بعد از برخورد و ... است. در این بخش سعی شده است با نگاهی بر مباحث مرتبط با افشانه‌ها و مدلسازی آن به این مهم پرداخته شود.

## ۱-۲ ساختار افشانه

در حالت کلی زاویه پاشش و شدت جت، شکل خارجی افشانه را مشخص می‌کنند، حال آنکه ساختمان داخلی افشانه، توزیع قطرات مایع داخل آن را توضیح می‌دهد. بر اساس مشاهدات تجربی، ساختمان داخلی افشانه‌ها عموماً به سه ناحیه رقیق<sup>۱</sup>، متراکم (چگال)<sup>۲</sup> و جریان چرخشی<sup>۳</sup> تقسیم می‌شوند (شکل ۱-۲). در ناحیه جریان چرخشی، جت مایع خروجی از نازل تغییر شکل داده و به قطرات ریزتر تقسیم می‌شود. در ناحیه متراکم قطرات فاصله بسیار کمی نسبت به هم دارند، به طوری که در این ناحیه تبادل جرم، اندازه حرکت و انرژی بین قطره‌ها به شدت زیاد بوده و شناسایی و ثبت تعداد ذرات توسط دستگاه‌های اندازه‌گیری متداول در این منطقه عملاً غیرممکن است. در ناحیه رقیق فاصله میان قطرات زیاد بوده به طوری که می‌توان مبادلات بین قطره‌ها و گاز را محاسبه کرده و از برخورد قطره‌ها و فعل و انفعالات بین آنها چشم پوشی نمود [۲].

یکی از پارامترهایی که در تحلیل افشانه‌ها و شکل خارجی آن‌ها بسیار مورد توجه می‌باشد، طول نفوذ افشانه است که گاهی تحت عنوان عمق تزریق نیز شناخته می‌شود. طول نفوذ افشانه طول بیشینه‌ای است که افشانه در داخل یک گاز ثابت نفوذ می‌کند. این طول با احتساب انرژی سینتیک نسبی مایع و مقاومت آنرودینامیکی گاز حامل تعیین می‌گردد. یعنی اگر مایع در یک محیط گازی

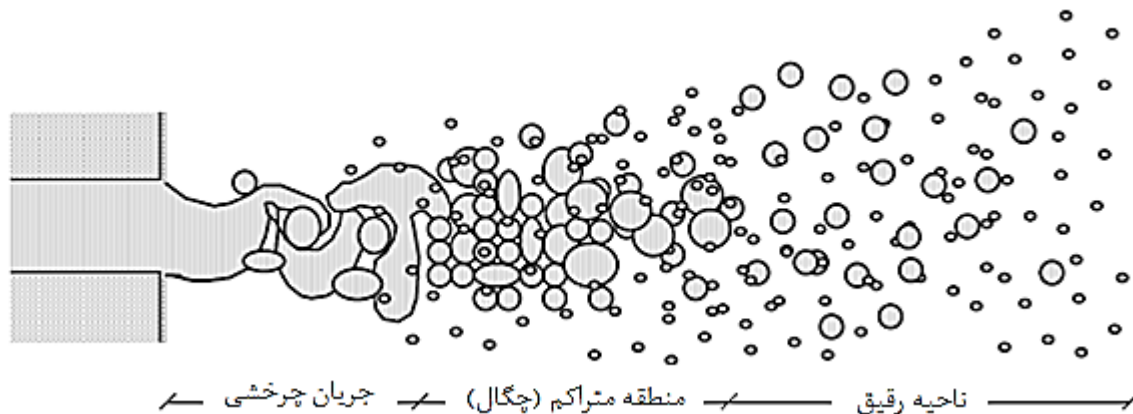
---

<sup>۱</sup> Dilute

<sup>۲</sup> Dense

<sup>۳</sup> Churning flow region

سنگین تر تزریق شود، طول تزریق کمتر خواهد شد. در مورد این پارامتر و عوامل تاثیرگذار بر آن به تفصیل در بخش نتایج (فصل ۵) بحث خواهد شد.



شکل ۲-۶ ساختار درونی (نواحی مختلف) یک افشانه مایع

## ۲-۲ پارامترهای موثر در مطالعه پدیده برخورد قطرات

ماحصل برخورد قطرات را می توان توسط سه پارامتر بدون بعد، که عبارتند از عدد وبر  $(We)$ ، پارامتر برخورد  $(B)$  و نسبت اندازه قطره  $(\Delta)$  و یا  $(\gamma)$  توضیح داد و بررسی نمود [۲۴]. عدد وبر  $(We)$  برابر است با نسبت نیروهای اینرسی به نیروهای کشش سطحی و به صورت زیر تعریف می شود:

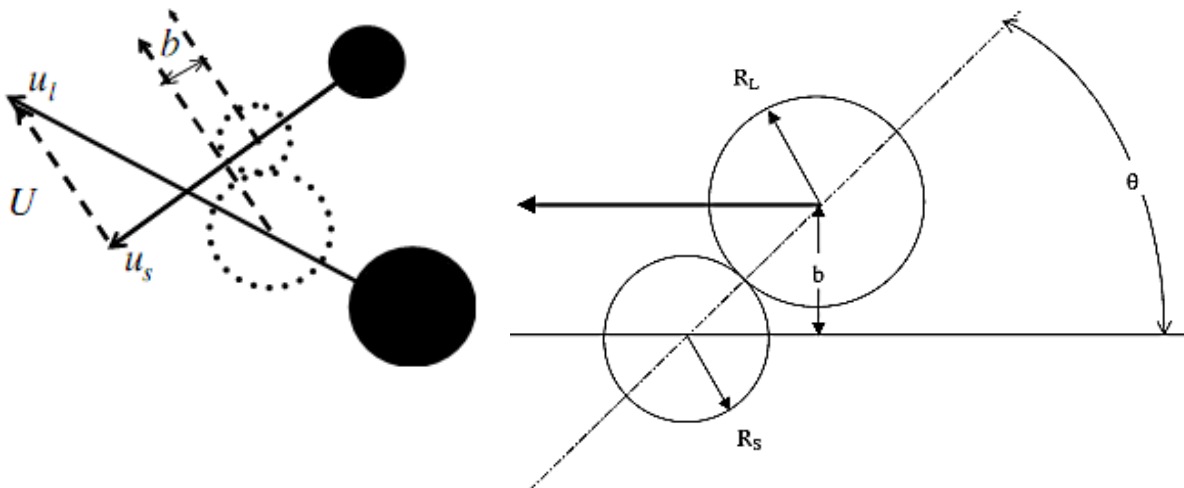
$$We = \frac{\rho_L \cdot |U_L - U_S|^2}{(r_L + r_S) \cdot \sigma_L} \quad (1-2)$$

که در این رابطه  $\rho$  و  $\sigma$  به ترتیب چگالی و کشش سطحی فاز مایع (قطره)،  $U_L$  و  $U_S$  سرعت قطره بزرگ تر و کوچک تر و  $r_L$  و  $r_S$  هم شعاع قطره بزرگ تر و کوچک تر می باشد.

با توجه به شکل ۲-۲، پارامتر برخورد (B) نیز مطابق رابطه زیر تعریف می‌شود که در آن  $b$  فاصله بین مرکز یکی از قطرات تا بردار سرعت نسبی قرار گرفته بر روی مرکز قطره دیگر می‌باشد.

$$B = \frac{b}{r_L + r_S} \quad (۲-۲)$$

می‌توان نشان داد که  $B = \sin\theta$  است که در آن  $\theta$  زاویه بین خط واصل مراکز دو قطره در لحظه برخورد و بردار سرعت نسبی می‌باشد. وقتی  $\theta = 0$  است برخورد مستقیم سر به سر رخ می‌دهد و وقتی  $B = 1$  باشد دو قطره صرفاً یکدیگر را لمس می‌کنند.



شکل ۲-۷ تعریف پارامتر برخورد (B)

نسبت اندازه قطره عبارت است از نسبت قطر دو قطره به یکدیگر و به یکی از دو شکل زیر

تعریف می‌شود:

$$\gamma = \frac{r_L}{r_S}, \quad \Delta = \frac{r_S}{r_L} = \frac{1}{\gamma} \quad (۳-۲)$$

## ۳-۲ رژیم‌های مختلف برخورد

مهمترین موضوعی که در بحث برخورد قطرات مطرح می‌باشد، اتفاقی است که برای قطره بعد از برخورد رخ خواهد داد که از آن تحت عنوان رژیم‌های برخورد یاد می‌شود. تاکنون مطالعات آزمایشگاهی بسیاری برای درک و شناخت رژیم‌های حاصل از برخورد قطرات صورت گرفته است. بر اساس مطالعات انجام شده توسط اورمه<sup>۱</sup> در سال ۱۹۹۷ [۲۵] چهار نوع مختلف رژیم برخورد که عبارتند از پرش، در هم فرو رفتن، شکستن<sup>۲</sup> و متلاشی شدن<sup>۳</sup>، شناسایی شده است. کیین و لا [۷] چنین دریافتند که ماحصل برخورد دو قطره به صورت یکی از پنج رژیم در هم فرو رفتن آهسته، پرش، در هم فرو رفتن، جدایش انعکاسی و جدایش کششی می‌باشد. اشگریز نیز در سال ۱۹۸۷ [۲] پنج رژیم پرش، برخورد تماسی<sup>۴</sup>، در هم فرو رفتن دائمی، در هم فرو رفتن موقت و شکستن را به عنوان رژیم‌های برخورد بر شمرده است. رژیم‌های مختلف برخورد در شکل ۲-۳ نشان داده شده است.

در ادامه به تفصیل به شرح رژیم‌های یاد شده و ویژگی‌های آن‌ها پرداخته خواهد شد.

### ۳-۲-۱ پرش (Bouncing)

در این وضعیت انرژی برخورد قطرات به اندازه‌ای نیست که بتواند گازی را که بین دو قطره محبوس شده بیرون براند، و به همین علت هیچ‌گونه برخورد فیزیکی‌ای در عمل اتفاق نمی‌افتد، اما سرعت دو قطره به شدت تغییر می‌کند. سایر خواص قطره از جمله اندازه و دمای آن‌ها بدون تغییر باقی می‌ماند [۲۵]. پدیده پرش در مقادیر پایین پارامتر برخورد (B) و در عددهای وبر (We) پایین

---

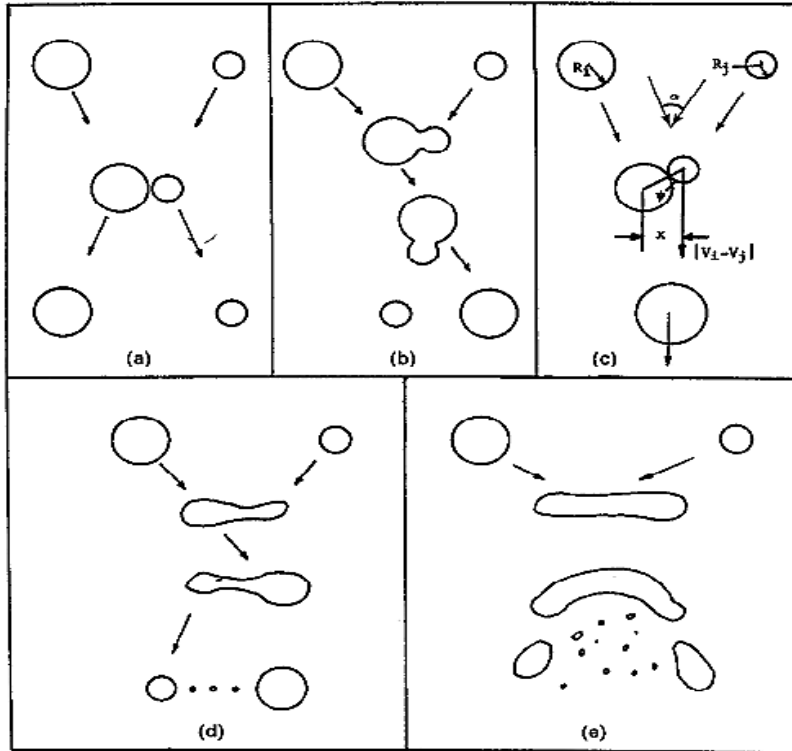
<sup>۱</sup> Orme

<sup>۲</sup> Disruption

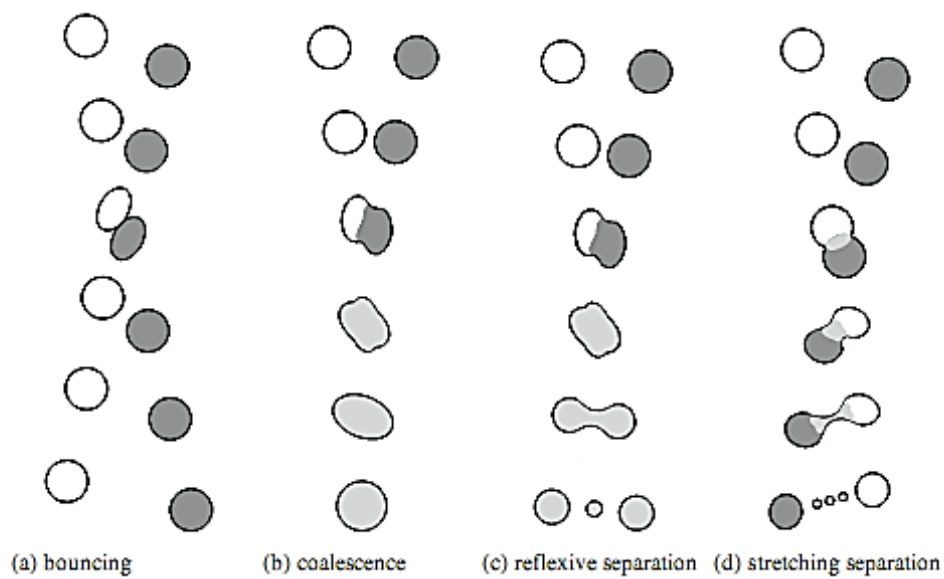
<sup>۳</sup> Fragmentation

<sup>۴</sup> Grazing collision

رخ می‌دهد [۱۲]. طبق تحقیقات کیین و لا [۷] با افزایش فشار محیط احتمال به وقوع پیوستن رژیم پرش بیشتر می‌شود.



(a) پرش، (b) برخورد تماسی، (c) در هم فرو رفتن دائمی، (d) در هم فرو رفتن موقت، (e) شکستن - اشگریز و گیوی (۱۹۸۷) [۲]



شکل ۲-۸ رژیم‌های مختلف برخورد (a) پرش، (b) در هم فرو رفتن، (c) جدایش انعکاسی، (d) جدایش

### ۲-۳-۲ در هم فرو رفتن (Coalescence)

در این حالت انرژی برخورد نه تنها برای خروج لایه گاز محبوس کافی است، بلکه می‌تواند بر انرژی سطحی هر قطره نیز غلبه کند. اما این انرژی به اندازه‌ای نیست که سبب دوباره شکسته شدن کشش سطحی و تولید سطوح شکل یافته جدید شود. جرم و اندازه حرکت در قطره تشکیل شده‌ی بزرگ‌تر ثابت باقی می‌ماند [۲۵]. این پدیده در اعداد وبر بالاتری نسبت به پدیده پرش به وقوع می‌پیوندد. به این رژیم برخورد، در هم فرو رفتن دائم نیز گفته می‌شود. در پدیده در هم فرو رفتن موقت قطرات به طور موقت در هم فرو می‌روند اما بعد از آن دچار جدایش شده و به قطرات ریزتری موسوم به قطرات ماهواره‌ای تبدیل می‌شوند.

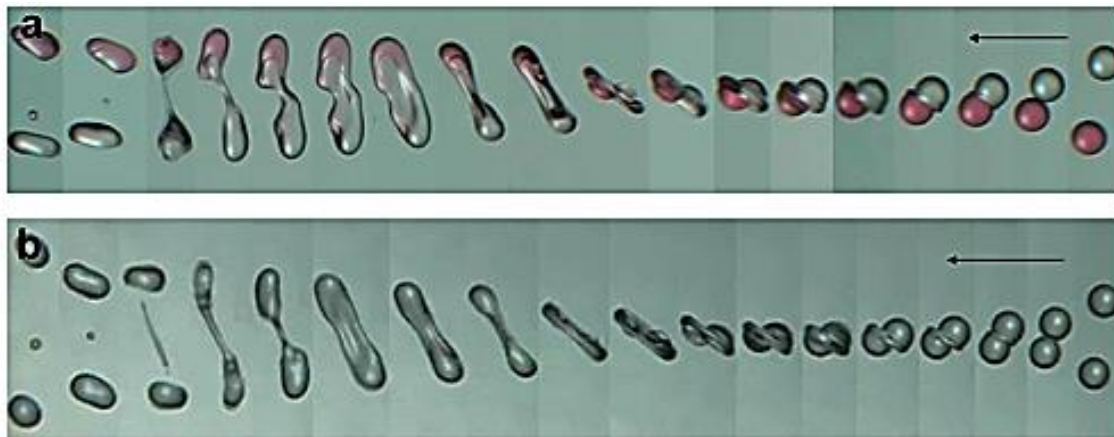
### ۳-۳-۲ جدایش (Separation)

در این پدیده دو قطره بعد از برخورد به هم، از یکدیگر جدا شده و به دو یا چند قطره‌ی جدید تبدیل می‌شوند. پدیده جدایش بر اساس مکانیزم وقوع آن به دو نوع جدایش کششی و جدایش انعکاسی طبقه بندی می‌شود که در ادامه به شرح آن‌ها پرداخته می‌شود.

### ۱-۳-۳-۲ جدایش کششی (Stretching Separation)

قطراتی که در مقادیر متوسط و بالایی از پارامتر برخورد با یکدیگر برخورد می‌کنند، ابتدا به طور موقت به یکدیگر چسبیده و جرم واحدی را تشکیل می‌هند اما در نهایت از یکدیگر جدا شده و به دو یا تعداد بیشتری قطره تبدیل می‌شوند. بخشی از سیال داخل قطره که در حین فرایند برخورد، در

تماس با قطره دیگر قرار نمی‌گیرد، به حرکت در راستای قبلی خود ادامه داده و انرژی جنبشی آن با انرژی سطحی در محل تماس در تقابل قرار می‌گیرد که سرانجام این تقابل انرژی، جدایش قطره می‌باشد [۱۲]. در شکل ۲-۴ نمایی از پدیده جدایش کششی آورده شده است.



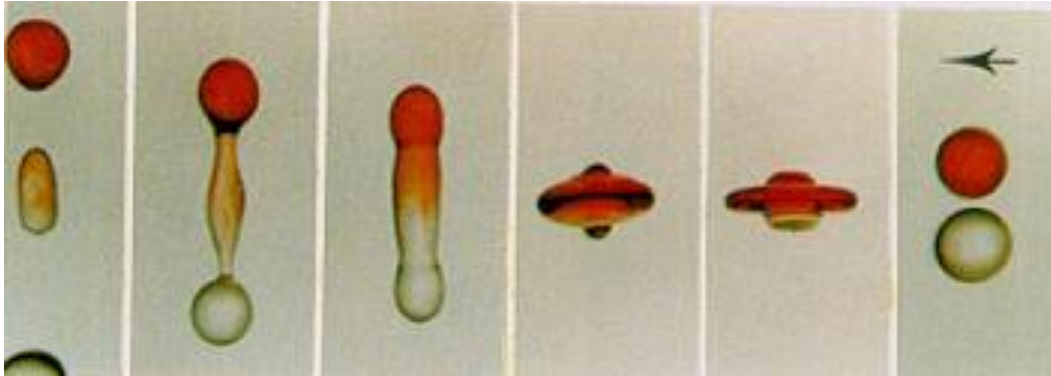
شکل ۲-۹ جدایش کششی (a) دیزل-تانول، (b) دیزل-دیزل، در  $We \approx 71$  و  $B \approx 0.41$  [۱۲]

### ۲-۳-۳-۲ جدایش انعکاسی (Reflexive Separation)

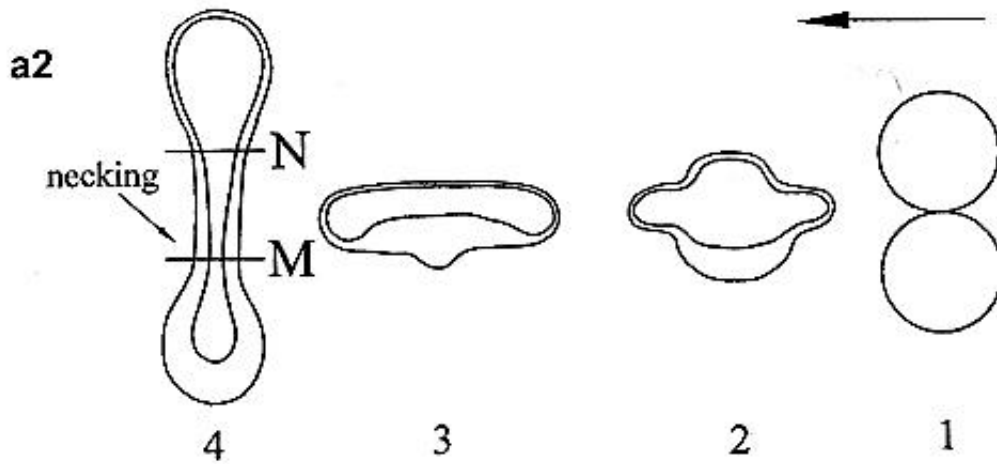
قطراتی که در پارامتر برخورد پایین با یکدیگر برخورد می‌کنند (نزدیک به برخورد سر به سر)، بعد از یک در هم فرو رفتن موقتی به دو یا چند قطره کوچکتر تقسیم می‌شوند. این پدیده از دو بخش تشکیل شده است. ابتدا قطرات از سمت قطب‌های خود کشیده شده (در این مرحله یک دیسک ماهیچه مانند شکل می‌گیرد) و سپس در مرحله بعد به صورت دوکی شکل کشیده می‌شوند. در این مرحله یک دیسکی رباطی شکل ایجاد شده و سپس به قطرات ریزتری شکسته می‌شود (شکل ۲-۵).



تجربه نشان داده است که وابستگی تعداد قطرات ماهواره‌ای تشکیل شده بعد از شکست به پارامتر برخورد (B)، در جدایش کششی شدیدتر از جدایش انعکاسی است [۸، ۹]. در شکل ۲-۶ مقایسه‌ای شماتیکی از دو نوع جدایش کششی و انعکاسی آورده شده است.

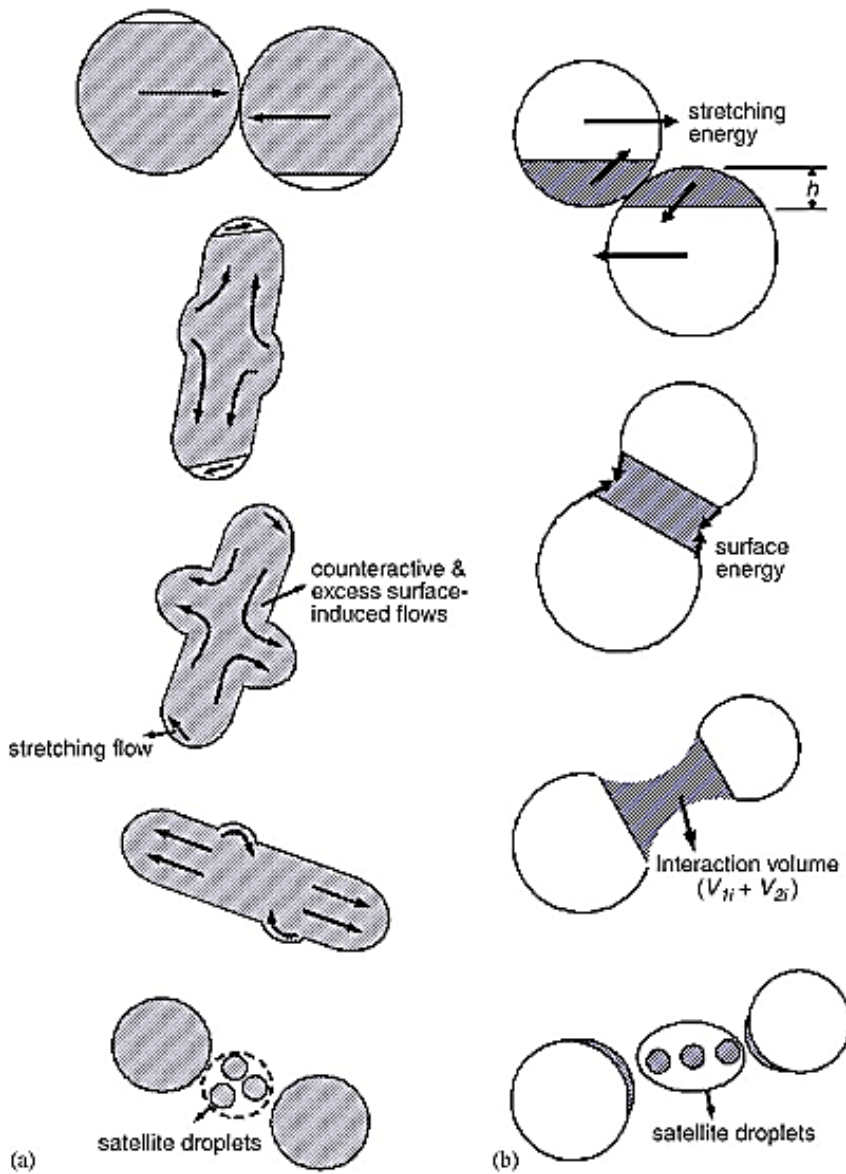


الف) جدایش انعکاسی دو قطره آب و تشکیل سه قطره جدید [۳]



ب) جدایش انعکاسی (a) دیزل-اتانول، (b) دیزل-دیزل، در  $We \approx 35$  [۱۲]

شکل ۲-۱۰ رژیم جدایش انعکاسی



شکل ۲-۱۱ رژیم جدایش (a) انعکاسی (b) کششی

### ۲-۳-۴ از هم گسیختن (Disruption)

در این رژیم انرژی برخورد به اندازه‌های بزرگ است که می‌تواند بر نیروی کشش سطحی قطره‌ی بزرگ حاصل از ادغام دو قطره‌ی اولیه غلبه کند. در نتیجه، اگر چه دو قطره به صورت

لحظه‌ای در هم ادغام می‌گردند اما بعد از مدتی از هم جدا می‌شوند به طوری که به نظر می‌رسد قطرات اولیه احیا شده‌اند. بنابراین اندازه و تعداد قطرات بدون تغییر باقی می‌مانند و تنها بخشی از اندازه حرکت در طی این فرایند مستهلک می‌شود.

## ۵-۳-۲ متلاشی شدن (Defragmentation) <sup>۱</sup>(Breakup)

متلاشی شدن قطره هنگامی رخ می‌دهد که قطره در اثر نیروهای ایجاد شده ناپایدار شود. این نیروها در اثر اختلاف سرعت بین گاز و قطره ایجاد می‌شوند. فاز گازی احاطه‌کننده‌ی قطره، نیروی درگ شدیدی بر قطره اعمال کرده و شکل آن را از حالت کروی خارج می‌کند. اگر این تغییر شکل به اندازه کافی زیاد باشد، قطره متلاشی شده و به قطرات ریزتر (ماهواره‌ای) تبدیل می‌گردد.

انواع متلاشی شدن عبارتند از:

- **متلاشی شدن بسته‌ای<sup>۲</sup>:** در این نوع متلاشی شدن، قطره قبل از متلاشی شدن از سمت داخل می‌چرخد. این مکانیزم درست در بالاتر از عدد وبر بحرانی به وقوع می‌پیوندد.
- **متلاشی شدن نواری (رشته‌ای)<sup>۳</sup>:** در این نوع متلاشی شدن، قطره‌ی ناپایدار تعداد زیادی قطره شامل قطره مادر و تعدادی قطره کوچک ایجاد می‌کند. این نوع متلاشی شدن در عددهای وبر بالاتر رخ می‌دهد.
- **متلاشی شدن اساسی<sup>۱</sup>:** هنگامی رخ می‌دهد که قطره ناپایدار تحت تاثیر نیروی درگ بسیار قوی به رشته‌ها و قطرات ریزتری تبدیل شود.

---

<sup>۱</sup> از این پس در این پایان‌نامه از عبارات کلی شکست برای این پدیده استفاده می‌شود.

<sup>۲</sup> Bag breakup

<sup>۳</sup> Stripping (shear) breakup

رژیم‌های فوق که در شکل ۲-۷ نشان داده شده‌اند، شکل‌های اساسی پدیده متلاشی شدن می‌باشند. در ادامه به چند نوع شناخته شده‌ی دیگر از این رژیم اشاره می‌شود.

- **تقسیم ساده:** این نوع متلاشی شدن هنگامی رخ می‌دهد که قطره در داخل گاز سیر کرده و در اثر حرکت سیال در جهت مخالف به دو قسمت و در نهایت به دو قطره تبدیل می‌شود.
- **متلاشی شدن چتری:** نوع خاصی از متلاشی شدن بسته‌ای است که در آن یک رشته در مرکز بسته حفظ شده و بعداً به قطرات با اندازه درشت‌تر نسبت به قطرات متلاشی شده‌ی مادر تبدیل می‌گردد.
- **متلاشی شدن انتقالی:** نوع بسیار خاصی است که عدد وبر در مرکز به اندازه کافی بزرگ نیست و لذا فرایند تشکیل بسته‌های ریز اتفاق می‌افتد. این فرایند چندین بار اتفاق می‌افتد تا سرانجام قطره اولیه به کلی منهدم می‌شود.

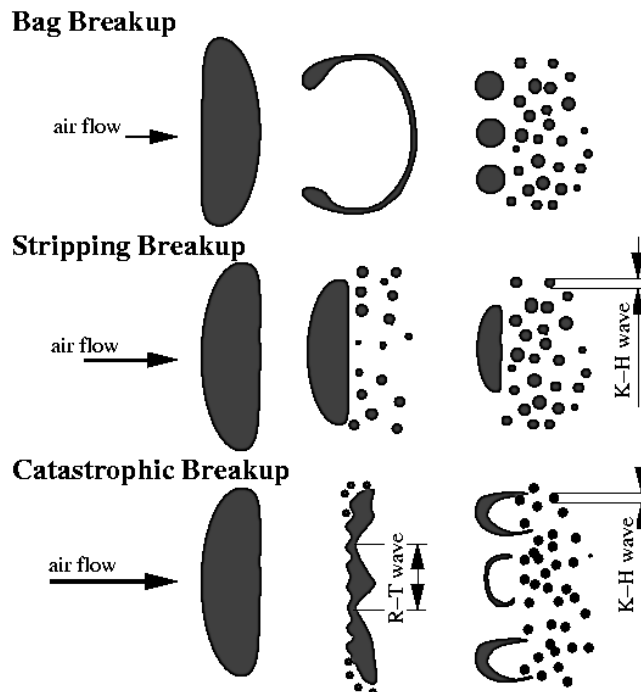
## ۴-۲ مرز بین رژیم‌های مختلف برخورد

در سال ۱۹۹۰ اشگریز و پو [۳] مدلی را ارائه دادند که بر اساس آن می‌توان مرز بین رژیم در هم فرورفتن و جدایش انعکاسی و همچنین در هم فرورفتن و جدایش کششی را مشخص نمود. استرید و همکارانش [۸] نیز در سال ۱۹۹۹ مدلی را پیشنهاد کردند که در آن مرز بین رژیم‌های پرش و در هم فرورفتن در قالب یک منحنی بر حسب عدد وبر و پارامتر برخورد نشان داده شده است. نتایج

---

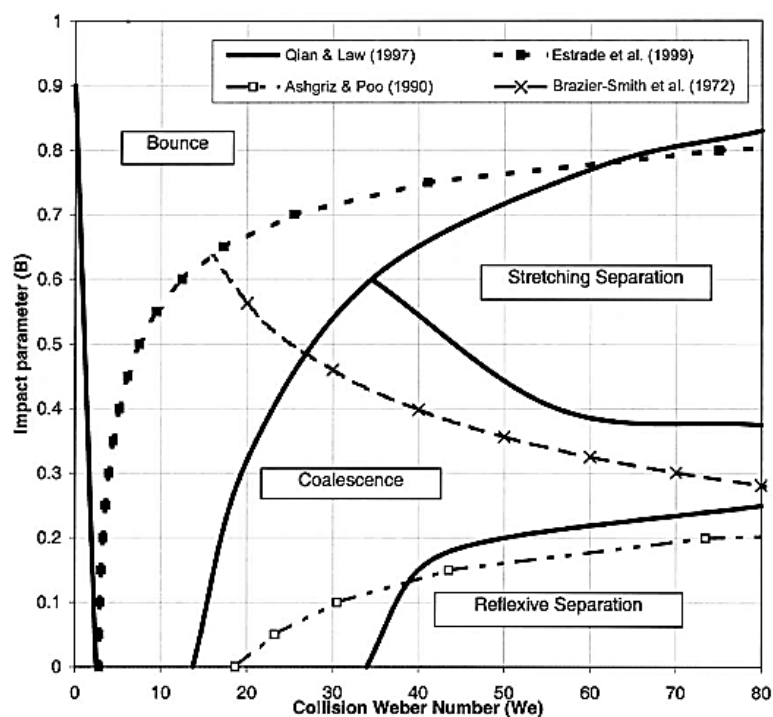
<sup>۱</sup> Catastrophic (surface wave) breakup

این تحقیقات در شکل ۲-۸ آورده شده است. در این شکل مرز بین رژیم‌های مختلف برخورد به صورت نموداری نشان داده شده است که طول آن عدد وبر و عرض آن پارامتر برخورد (B) می‌باشد<sup>۱</sup>.



شکل ۲-۱۲ شکل‌های اساسی پدیده متلاشی شدن (breakup)، متلاشی شدن بسته‌ای در  $We < 80$ ، متلاشی شدن نواری  $80 < We < 350$  و متلاشی شدن اساسی  $We > 350$  [۲۷]

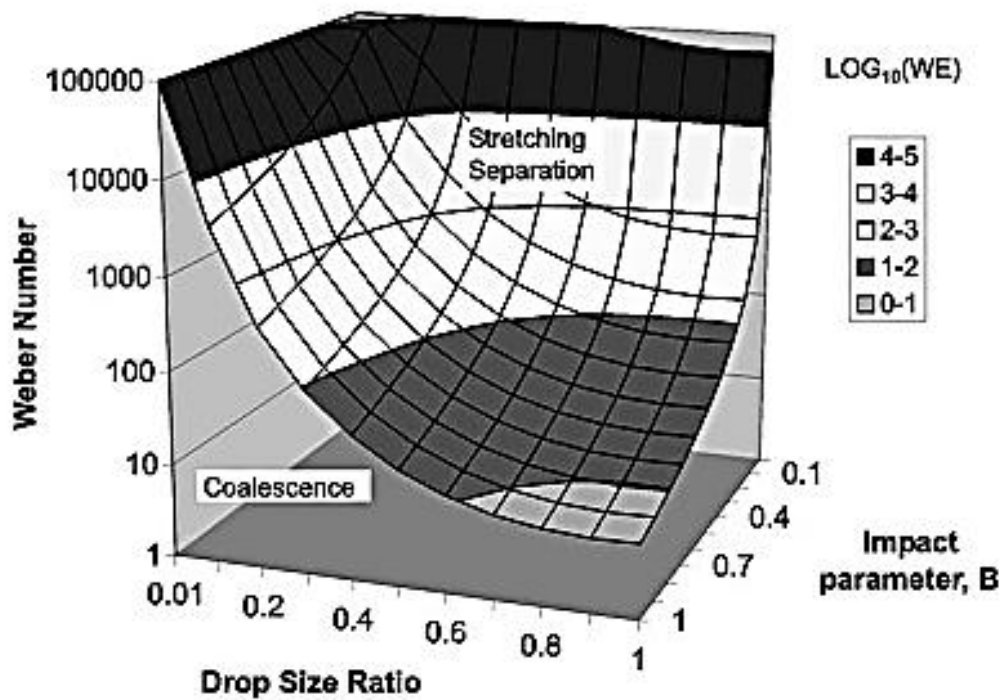
<sup>۱</sup> در این پایان‌نامه از ذکر معادلات و روابطی که بیانگر مرز میان رژیم‌های گوناگون است خودداری شده و تنها به نمایش منحنی‌های مربوطه بسنده شده است.



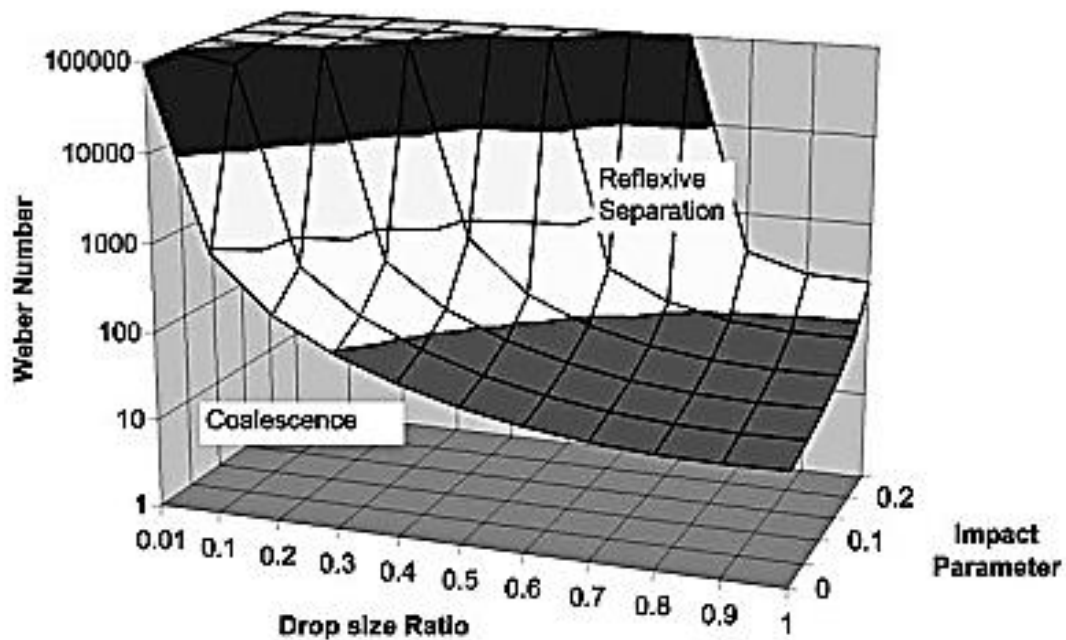
شکل ۲-۱۳ مقایسه مرز بین رژیم‌های مختلف برخورد (در فشار محیط ۱ اتمسفر و اندازه‌ی قطره یکسان)

در شکل ۲-۹ نمایی سه‌بعدی از مرز بین رژیم‌های مختلف برخورد آورده شده است که مرزبندی آن بر

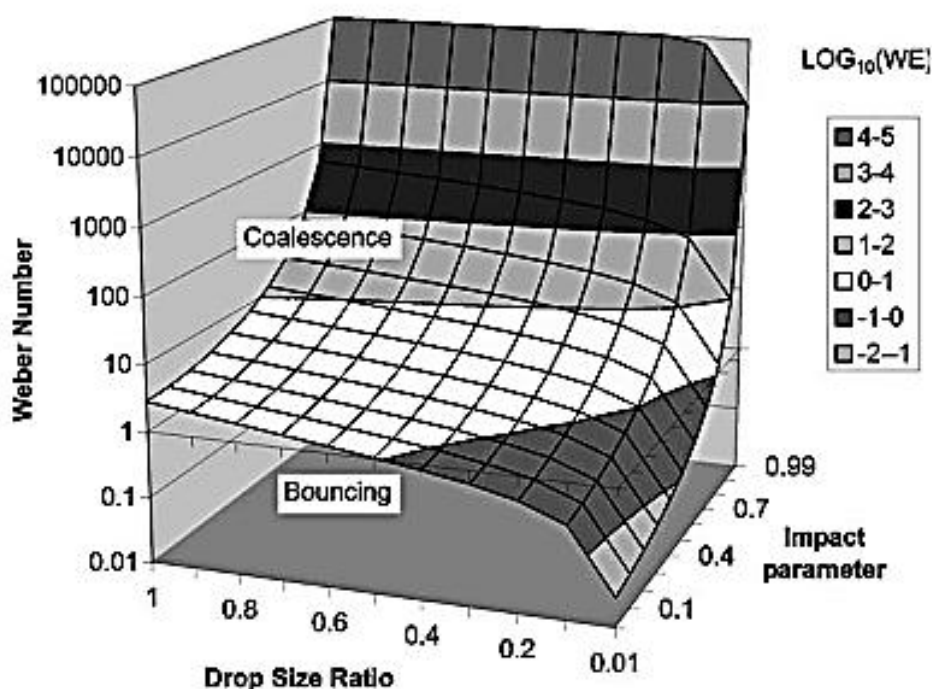
حسب عدد وبر، پارامتر برخورد و نسبت اندازه قطره صورت گرفته است.



الف) مرز بین رژیم جدایش کششی و در هم فرو رفتن بر اساس معیار استرید و همکاران [۸]



ب) مرز بین جدایش انعکاسی و در هم فرو رفتن بر اساس معیار ارائه شده توسط اشگریز و پو [۳]



پ) مرز بین رژیم پرش و در هم فرو رفتن بر اساس معیار استرید و همکاران [۸]

شکل ۲-۱۴ نمای سه بعدی از مرز بین رژیم‌های مختلف برخورد

پاژی<sup>۱</sup> و گالوستوف<sup>۲</sup> در سال ۱۹۸۴ [۲۸] مرزبندی بین رژیم‌های مختلف را به صورت زیر بیان

نمودند:

- در فاصله بین  $0.75 \leq We < 0.35$  : قطره کوچک‌تر از قطره بزرگ‌تر به دلیل سرعت نسبی کم باز می‌گردد.
- در فاصله بین  $1 \leq We \leq 7.5$  : ادغام دو قطره رخ می‌دهد با این حال قطره بزرگ‌تر تغییر شکل داده و ممکن است در اثر اعمال نیروهای آیرودینامیک متلاشی گردد.

<sup>۱</sup> Pazhi

<sup>۲</sup> Galustov



- در فاصله بین  $20 \leq We \leq 7/5$  : ادغام دو قطره مثل حالت قبل رخ می‌دهد. اما این ادغام فقط لحظه‌ای است و قطره بزرگ دوباره به قطراتی به اندازه و شکلی تقریباً شبیه قطرات تشکیل دهنده اولیه تقسیم می‌گردد.
- اما اگر  $We > 25$  باشد ادغام رخ می‌دهد اما قطرات ریزتری از قطره اولیه (مادر) کنده می‌شوند.
- اگر  $We > 50$  باشد. قطره بزرگ تشکیل شده به طور کامل متلاشی شده و تعداد زیادی قطره ریز تشکیل می‌شود.

همچنین در جدول ۱-۲ خلاصه‌ای از نتایج آزمایشگاهی مهم ارائه شده توسط محققین مختلف در بیان رژیم‌های برخورد آورده شده است. این نتایج آزمایشگاهی از اولین کارهای انجام شده در زمینه تعیین مرز بین رژیم‌های برخورد به شمار می‌روند.

جدول ۱-۲ خلاصه‌ای از اندازه‌گیری‌های مهم در زمینه‌ی رژیم‌های مختلف برخورد

نسبت اندازه دو قطره	سرعت نسبی قطرات (m/s)	فشار محیط (bar)	اندازه قطره (µm)	عدد وبر	محیط‌گازی (فاز پیوسته)	سوخت مایع (فاز گسسته)	محقق و سال انتشار
۱ و ۲	۳-۱۲	۱	۸۰-۳۰۰	۵-۲۰۰	هوا	اتانول	استرید و همکاران [۸]
۱	۰/۴-۵	-۲/۴ ۰/۶	-۴۰۰ ۲۰۰	-۸۰ ۰/۲	نیتروژن	تترادکان و آب	کین و لا [۷]
۱	۰/۴-۴	۱	≈ ۱۵۰	۰-۶۰	هوا	آب و نرمال آلکن	جی‌آنگ و همکاران [۲۰]
۱-۲/۵	۰/۳-۳	۱	-۷۵۰ ۱۵۰	۰-۸۰	هوا	آب	برازیر-اسمیث و همکاران [۲۹]

## ۵-۲ مدل‌سازی پدیده‌ی برخورد<sup>۱</sup>

پدیده‌ی برخورد از مهم‌ترین رخدادها در یک افشانه می‌باشد که بررسی رفتار یک افشانه به شدت به تحلیل درست این پدیده وابسته است. در این بخش به طور مختصر به مدل‌های مختلف و رایجی که در بحث برخورد قطرات ارائه شده‌اند اشاره شده و مزایا و معایب آنها مورد بررسی قرار می‌گیرد.

### ۱-۵-۲ مدل O'Rourke

این مدل مشهورترین مدلی است که توسط بعضی از کدهای تجاری معروف از جمله KIVA استفاده شده است. در این مدل، افشانه با استفاده از روش ذرات متفرق و بر اساس تکنیک مونت کارلو مدل‌سازی شده است.

معادله ریاضی‌ای که به مدل‌سازی پدیده برخورد در افشانه‌ها می‌پردازد، عموماً تحت عنوان "معادله افشانه" شناخته می‌شود. یکی از این مدل‌ها که توسط O'Rourke پیشنهاد شده و امروزه در بسیاری از کدهای CFD تجاری از جمله KIVA مورد استفاده قرار می‌گیرد، به معرفی تابع توزیع احتمال قطرات،  $f$ ، می‌پردازد. این تابع از ده متغیر مستقل علاوه بر زمان تشکیل شده است که عبارتند از: سه مختصه‌ی مکانی قطره،  $x$ ، سه مولفه‌ی سرعت قطره،  $u$ ، شعاع تعادل قطره (شعاعی که قطره با فرض حفظ حالت کروی خود بعد از برخورد و تغییر شکل به آن می‌رسد)،  $r$ ، دمای قطره (که در داخل قطره ثابت فرض می‌شود)،  $T_d$ ، انحراف از حالت کروی بودن،  $y$ ، و نرخ تغییرات آن،  $\frac{dy}{dt}$

---

<sup>۱</sup> Collision

$\dot{y}$ . کمیت بدون بعد  $y$  متناسب است با جابجایی سطح قطره نسبت به حالت تعادل آن تقسیم بر شعاع قطره. بر اساس این مدل شرط لازم برای وقوع شکست،  $y > 1$  است.

تابع توزیع احتمال قطره،  $f$ ,

$$f(x, u, r, T_d, y, \dot{y}, t) du dr dT_d dy d\dot{y} \quad (4-2)$$

به گونه‌ای تعریف می‌شود که نشان‌دهنده‌ی تعداد احتمالی قطرات در واحد حجم، در موقعیت  $\mathbf{x}$  و زمان  $t$  با سرعتی بین  $(u, u+du)$ ، شعاعی در بازه‌ی  $(r, r+dr)$ ، دمایی بین  $(T_d, T_d+dT_d)$  و پارامترهای جابجایی‌ای در بازه‌ی  $(y, y+dy)$  و  $(\dot{y}, \dot{y} + d\dot{y})$  باشد. دو ممان این تابع از اهمیت فیزیکی بالایی برخوردار هستند. نسبت حجمی مایع<sup>۱</sup>،  $\phi$ ، که توسط رابطه‌ی

$$\phi = \int f \frac{4}{3} \pi r^3 du dr dT_d dy d\dot{y} \quad (5-2)$$

معرفی می‌شود، در این مدل بسیار کمتر از یک فرض می‌شود. چگالی ماکروسکوپی مایع<sup>۲</sup>،  $\rho_l$ ، به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\rho_l = \rho_d \phi \quad (6-2)$$

که در آن،  $\rho_d$  چگالی میکروسکوپی مایع بوده و ثابت فرض می‌شود. این مقدار به علت نسبت بالای  $\rho_d$  به  $\rho$ ، قابل قیاس و یا حتی بزرگتر از چگالی فاز پیوسته‌ی گازی ( $\rho$ ) است.

با دیفرانسیل‌گیری از تابع  $f$  شکل دیگری از معادله‌ی افشانه، به صورت زیر به دست می‌آید:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} + \nabla_x \cdot (fu) + \nabla_v \cdot (fF) + \frac{\partial}{\partial r} (fR) + \frac{\partial}{\partial T_d} (fT_d) + \frac{\partial}{\partial y} (f\dot{y}) + \frac{\partial}{\partial \dot{y}} (f\ddot{y}) \\ = \dot{f}_{collision} + \dot{f}_{breakup} \end{aligned} \quad (7-2)$$

<sup>۱</sup> Liquid volume fraction

<sup>۲</sup> Liquid macroscopic density

در رابطه‌ی (۷-۲) کمیت‌های  $\mathbf{R}$ ،  $\mathbf{F}$  و  $\dot{T}_d$  نرخ زمانی تغییرات سرعت، شعاع، دما و سرعت

نوسان ( $\dot{y}$ ) یک قطره می‌باشند که روابط مربوط به آنها بعداً ارائه خواهد شد.

عبارت مولد پدیده‌ی برخورد می‌باشد و به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\begin{aligned} \dot{f}_{collision} = & \frac{1}{2} \iint f(\mathbf{x}, \mathbf{u}_1, r_1, T_{d1}, y_1, \dot{y}_1, t) \cdot f(\mathbf{x}, \mathbf{u}_2, r_2, T_{d2}, y_2, \dot{y}_2, t) \pi (r_1 + r_2)^2 |u_1 \\ & - u_2| \{ \sigma(u, r, T_d, y, \dot{y}, \mathbf{u}_1, r_1, T_{d1}, y_1, \dot{y}_1, \mathbf{u}_2, r_2, T_{d2}, y_2, \dot{y}_2) \\ & - \delta(u - u_1) \delta(r - r_1) \delta(T_d - T_{d1}) \delta(y - y_1) \delta(\dot{y} - \dot{y}_1) \} \\ & - \delta(u - u_2) \delta(r - r_2) \delta(T_d - T_{d2}) \delta(y - y_2) \delta(\dot{y} \\ & - \dot{y}_2) du_1 dr_1 dT_{d1} dy_1 d\dot{y}_1 du_2 dr_2 dT_{d2} dy_2 d\dot{y}_2 \end{aligned} \quad (۸-۲)$$

تابع احتمال انتقال برخورد<sup>۱</sup>،  $\sigma$ ، طوری تعریف می‌شود که  $\sigma du dr dT_d dy d\dot{y}$

نشان‌دهنده‌ی تعداد احتمالی قطرات با مشخصاتی در بازه‌ی مذکور است که از برخورد دو قطره  $L$  و  $S$

حاصل شده‌اند. در این مدل دو نوع برخورد در نظر گرفته شده است. چنانچه پارامتر برخورد،  $B$ ، کمتر

از مقدار بحرانی  $B_{cr}$  باشد قطرات ایجاد شده، اندازه و دمای پیش از برخورد خود را حفظ کرده و فقط

سرعت آن‌ها دستخوش تغییر می‌شود. پارامتر برخورد بحرانی به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$B_{cr}^2 = (r_S + r_L)^2 \min\left(1, \frac{2.4 f(\gamma)}{We_L}\right) \quad (۹-۲)$$

که در آن

$$f(\gamma) = \gamma^3 - 2.4\gamma^2 + 2.7\gamma, \quad \gamma = \frac{r_L}{r_S} \quad (۱۰-۲)$$

$$We_L = \frac{\rho_d |u_1 - u_2| r_S}{\sigma(\bar{T}_d)}, \quad \bar{T}_d = \frac{r_S^3 T_{dS} + r_L^3 T_{dL}}{r_S^3 + r_L^3} \quad (۱۱-۲)$$

است. کشش سطحی، که در رابطه عدد و بر ظاهر شده است، باید در دمای متوسط  $\bar{T}_d$  محاسبه شود.

اطلاعات جزئی‌تر از شکل دقیق معادله کشش سطحی در مرجع [۳۰] آورده شده است.

<sup>۱</sup> Collision transition probability function

عبارت مولد شکست که به شکل زیر تعریف می‌شود:

$$\dot{f}_{breakup} = \int f(\mathbf{x}, \mathbf{u}_1, r_1, T_{d1}, 1, \dot{y}_1, t) \dot{y}_1 B(u, r, T_d, \gamma, \dot{y}, \mathbf{u}_1, r_1, T_{d1}, \dot{y}_1, \mathbf{x}, t) du_1 dr_1 dT_{d1} d\dot{y}_1 \quad (12-2)$$

تابع توزیع انتقال شکست،  $B$ ، طوری تعریف می‌شود که  $B du dr dT_d dy d\dot{y}$

نشان‌دهنده‌ی تعداد احتمالی قطرات با مشخصاتی در بازه‌ی مذکور است که از شکست قطره‌ی ۱ حاصل شده‌اند. رابطه‌ی (۱۲-۲) به این معنا است که هنگامی که انحراف از حالت کروی بودن یک قطره،  $y$ ، از یک تجاوز نماید، آن قطره به تعدادی قطره ریزتر با توزیع  $B$  تبدیل می‌شود. شکل دقیق تابع  $B$  در مرجع [۳۰] ذکر شده است. مشخصات مربوط به قطرات ایجاد شده بعد از شکست، از جمله اندازه و سرعت آن‌ها، توسط مدل‌های مختلف شکست که در بخش بعدی از آن‌ها یاد خواهد شد، بیان می‌شوند.

حال نوبت به تعریف پارامترهای  $F$ ،  $R$ ،  $\dot{T}_d$  و  $\dot{y}$  می‌رسد. کمیت  $F$  که نشان‌دهنده‌ی شتاب

قطره است، ناشی از درگ آیرودینامیکی و نیروی جاذبه بوده و به شکل زیر تعریف می‌گردد:

$$F = \frac{3}{8} \frac{\rho}{\rho_d} \frac{|u + \dot{u} - v|}{r} (u + \dot{u} - v) C_D + g \quad (13-2)$$

که در آن  $C_D$  ضریب درگ بوده و در بخش مدلسازی درگ به آن اشاره می‌شود.  $u'$  سرعت آشفستگی

فاز پیوسته گازی بوده و دارای یک توزیع گوسی می‌باشد [۳۰]. نرخ تغییرات شعاع قطره،  $R$ ، توسط

رابطه‌ی فراسلینگ<sup>۱</sup> محاسبه می‌شود:

$$R = -\frac{(\rho D)_{air}}{2\rho_d r} \left( \frac{T + 2T_d}{3} \right) \frac{Y_1^* - Y_1}{1 - Y_1^*} Sh_d \quad (14-2)$$

<sup>۱</sup> Frossling

که در آن  $Sh_d$  عدد بدون بعد شروود<sup>۱</sup> (که نشان دهنده انتقال جرم است)،  $Y_1^*$  کسر جرمی بخار سوخت (قطره) در سطح قطره،  $Y_1 = \rho_1/\rho$  و عبارت  $(\rho D)_{air} \left( \frac{T+2T_d}{3} \right)$  نشان دهنده قابلیت نفوذپذیری بخار سوخت<sup>۲</sup> در هوا است [۳۰].

نرخ تغییرات دمای قطره با استفاده از موازنه انرژی محاسبه می شود:

$$\rho_d \frac{4}{3} \pi r^3 C_l \dot{T}_d - \rho_d 4\pi r^2 R L(T_d) = 4\pi r^2 Q_d \quad (۱۵-۲)$$

که در آن  $C_l$  گرمای ویژه مایع،  $L(T_d)$  گرمای نهان تبخیر و  $Q_d$  نرخ هدایت گرما به سطح قطره به ازای واحد سطح است [۳۰].

معادله مربوط به شتاب انحراف قطره از حالت کروی را می توان بر اساس مدل های مختلف

شکست که معروف ترین آن ها مدل TAB است، به شکل زیر بدست آورد:

$$\ddot{y} = \frac{2}{3} \frac{\rho}{\rho_d} \frac{(u + \dot{u} - v)^2}{r^2} - \frac{8\sigma(T_d)}{\rho_d r^3} y - \frac{5\mu_l(T_d)}{\rho_d r^2} \dot{y} \quad (۱۶-۲)$$

با وجود محبوبیت و رواجی که این مدل در بین محققین دارد، اما اشکالاتی نیز متوجه این

مدل است که در ادامه به دو نقص عمده ی آن اشاره می شود.

یکی از فرض های اساسی که در این مدل در نظر گرفته شده است، این است که برخورد تنها

زمانی رخ می دهد که دو بسته<sup>۳</sup> (مجموعه قطرات) به یک شبکه محاسباتی تعلق داشته باشند. به

عبارت دیگر، دو قطره تنها زمانی که در یک سلول محاسباتی قرار گرفته باشند، شانس برخورد به هم

را دارند. به همین علت، این روش به شدت وابسته به نحوه شبکه بندی هندسه و مختصات برخورد دو

قطره است [۲۶]. این موضوع یکی از اساسی ترین محدودیت های این مدل است.

<sup>۱</sup> Sherwood number

<sup>۲</sup> Fuel vapor diffusivity

<sup>۳</sup> parcel

علاوه بر این، از آنجا که در این مدل تنها دو رژیم اساسی برخورد، یعنی در هم فرو رفتن و جدایش کششی لحاظ شده است، این مدل مشکلاتی در پیش‌بینی ماحصل برخورد قطرات دارد. همچنین، در این مدل چنانچه دو قطره بعد از برخورد دچار جدایش کششی شوند، قطرات اندازه پیشین خود را حفظ کرده و قطرات ماهواره‌ای ایجاد نخواهند شد! بر همین اساس، اومن<sup>۱</sup> و همکاران [۳۱] و کو<sup>۲</sup> و همکاران [۳۲] ادعا نمودند که مدل O'Rourke قطر متوسط قطرات را معمولاً بیشتر از مقدار واقعی پیش‌بینی می‌کند. علاوه بر مشکلات یاد شده، این روش هزینه‌ی محاسباتی بالایی نیز دارد که شبیه‌سازی عددی را دشوار می‌سازد [۳۳]. بحث بیشتر در مورد کاستی‌های این مدل را می‌توان در مرجع [۳۴] پیدا نمود.

## ۲-۵-۲ روش تنظیم سطح (Set Level Method)

روش تنظیم سطح بر پایه انتقال تابع پیوسته  $\phi$  که سطح مشترک دو محیط را مشخص می‌کند بنا شده است. این تابع عبارتست از فاصله جبری بین هر نقطه از ناحیه و فصل مشترک دو محیط. بنابراین مقدار تابع تنظیم سطح برای سطح مشترک برابر صفر است. با حل معادله جابجایی، تغییرات سطح در سرعت  $V$  مشخص می‌شود:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + V \cdot \nabla \phi = 0 \quad (17-2)$$

در این روش باید توجه ویژه‌ای باید به معادله انتقال صورت پذیرد. هنگام استفاده از روش تنظیم سطح ممکن است بعضی مشکلات بروز کند، از جمله آن که تغییرات زیاد سرعت می‌تواند باعث پراکندگی وسیع و کشیده شدن سطح تنظیم شود، به گونه‌ای که  $\phi$  دیگر یک تابع فاصله

<sup>۱</sup> Aumann et al.

<sup>۲</sup> Ko et al.

نباشد. در چنین وضعیتی از یک الگوریتم باز برای محاسبه فاصله استفاده می‌شود تا  $\phi$  را کماکان فاصله جبری تا سطح حفظ کند. این الگوریتم بر اساس حل تکراری تابع زیر می‌باشد:

$$\frac{\partial d}{\partial t} = \text{sign}(\phi)(1 - |\nabla d|) = 0, \text{ where } d(x, t, \tau)_{\tau=0} = \phi(X, t) \quad (18-2)$$

که در این رابطه  $Z$  زمان مجازی می‌باشد. رابطه تا آنجا که به وضعیت پایدار برسد حل می‌شود. مهم‌ترین مزیت الگوریتم فوق این است که بدون آنکه تغییری در سطح تنظیم صفر ایجاد نماید، خواص مورد نیاز برای  $\phi$  را بدست می‌دهد. نحوه شبکه بندی برای حل عددی در این روش باید بسیار با دقت با انجام گیرد چرا که در غیر اینصورت اغلب ناپیوستگی در نتایج مشاهده می‌شود. برای اجتناب از نقطه تکین در میدان تابع مسافت، از روش مرتبه پنجم Weno برای شکل جابجایی استفاده شده و انحرافات موضعی با روش رانژ کوتای<sup>۱</sup> مرتبه دوم محاسبه می‌شود. یکی از مزایای روش تنظیم سطح، توانایی آن برای ارائه تغییرات مکانی چه در هندسه دوبعدی و چه در هندسه سه‌بعدی به صورت کاملاً طبیعی می‌باشد. علاوه بر این، اطلاعات هندسی روی سطح تماس از قبیل بردار یکه قائم  $n$  و یا بردار یکه قوس فومن  $k$  به سادگی حاصل می‌شوند.

از آنجا که این روش از کاربرد کمتری در کدهای عددی برخوردار است، در این جا از ذکر جزئیات مربوط خودداری شده است. برای کسب اطلاعات بیشتر می‌توان به مرجع [۳۵] مراجعه نمود.

## ۲-۵-۳ مدل ابراهام (Abraham Model)

در این مدل رژیم‌های جدایش انعکاسی و پرشی و همچنین جدایش دورانی در نظر گرفته شده است. در این مدل با فرض معلوم بودن عدد وبر و نسبت اندازه  $b$  و  $B$  محاسبه می‌شوند. توضیحات تکمیلی در مورد این مدل را می‌توان در مرجع [۱۶] پیدا نمود.

<sup>۱</sup> Rung-Kutta



## ۲-۵-۴ مدل Ryou

این مدل بسیار کامل بوده و همه رژیم‌های ماحصل برخورد قطرات را در نظر گرفته است. مشکل این مدل این است که فقط برای برخورد دوتایی قطره مناسب است و باید از آن به همراه سایر روش‌های حل پدیده‌های برخورد در داخل ناحیه افشانه استفاده کرد.

## ۲-۶ مدل‌سازی پدیده‌ی شکست<sup>۱</sup>

بررسی شکست یک قطره که در داخل یک محیط پیوسته‌ی گازی در حرکت است، نیازمند یک مدل قوی و جامع است که بتواند شرایط واقعی فرایند شکست را نشان داده و بعلاوه شرایط قطره‌ی جدید تشکیل شده بعد از شکست را پیش‌بینی نماید. همانطور که پیش از این اشاره شد، در سال‌های اخیر تحقیقات گسترده‌ای در مدل‌سازی عددی پدیده‌ی برخورد در افشانه‌ها، به ویژه در موتورهای احتراقی، در قالب روابط تجربی یا ریاضی صورت گرفته است. یکی از روش‌های ریاضی که در سال ۱۹۸۷ توسط اورورک و امسدن<sup>۲</sup> [۳۶] پیشنهاد شد، روش شکست تشابهی تیلور<sup>۳</sup> (TAB) می‌باشد. این روش که در کد تجاری KIVA نیز استفاده شده است، مبتنی بر مشابه قرار دادن تغییرات قطره با یک سیستم جرم و فنر و میراکننده است. روش ریاضی دیگری که توسط ایبراهیم<sup>۴</sup> و همکاران در سال ۱۹۹۳ [۳۷] ارائه شد، روش شکست و تغییر شکل قطره<sup>۵</sup> (DDB) است. در این روش فرض شده است که تغییر شکل قطره ناشی از یک جریان کششی خالص است. همچنین ریتز

---

<sup>۱</sup> Breakup

<sup>۲</sup> Amsden

<sup>۳</sup> Taylor Analogy Breakup

<sup>۴</sup> Ibrahim

<sup>۵</sup> Droplet Deformation and Breakup

[۳۸] با تحلیل ناپایداری اولیه امواج شکست، روشی موسوم به روش ناپایداری موجی کلون-هلمولتز<sup>۱</sup> (KH) را ارائه نمود که به طور گسترده‌ای در بررسی تغییرات و ناپایداری‌هایی که در سطح جت سیال در اثر پدیده شکست ایجاد شده، مورد استفاده قرار می‌گیرد. از این روش تحت عنوان مدل WAVE نیز یاد می‌شود. علاوه بر این، مدل‌های ترکیبی<sup>۲</sup> که تلفیقی از مدل شکست قطرات و مدل ناپایداری موجی است، مانند روش KH-RT [۳۹] و KH-DDB [۴۰] نیز در تحلیل عددی افشانه‌های دیزل به شدت مورد استقبال و استفاده قرار گرفته‌اند.

از منظری دیگر می‌توان روش‌های موجود در مدل‌سازی برخورد را به دو دسته‌ی روش‌های آماری (تصادفی) و روش‌های واقعی تقسیم‌بندی نمود. به عنوان نمونه مدل TAB یک نوع از مدل‌های تصادفی است که در آن قطرات مجزا در قالب دسته‌هایی از قطرات که شامل قطراتی با مشخصات (اندازه، دما، سرعت و ...) نزدیک به هم هستند، مورد تحلیل قرار می‌گیرند.

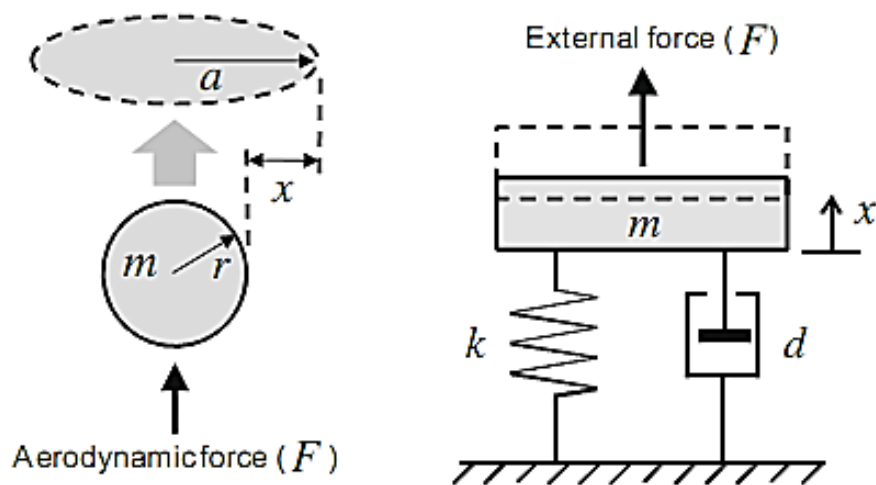
در ادامه به تشریح این مدل‌ها و دیگر مدل‌های موجود در شبیه‌سازی پدیده‌ی شکست قطرات پرداخته خواهد شد.

## ۲-۶-۱ مدل TAB (Taylor Analogy Breakup)

این مدل در سال ۱۹۸۷ توسط آرورک و آمسدن [۳۰] برای بیان تغییر شکل قطرات و پدیده برخورد در افشانه ارائه گردید. اساس این مدل مشابه قرار دادن یک قطره‌ی در حال نوسان که در معرض جریان سیال (فاز گازی) قرار گرفته با یک سیستم جرم-فنر-میراکننده است که تحت اثر یک نیروی خارجی قرار گرفته است (شکل ۲-۱۰).

<sup>۱</sup> Kelvin-Helmholtz wave instability

<sup>۲</sup> Hybrid models



شکل ۲-۱۵ تشابه بین نوسان یک قطره و یک سیستم جرم-فنر-میراکننده

بر اساس این تشابه، نیروی خارجی وارد شده بر جرم در سیستم جرم-فنر-میراکننده حکم نیروی آیرودینامیکی وارده بر سطح قطره را دارد. همچنین نیروی بازگردانندهی فنر ( $F_{\text{spring}} = kx$ ) و نیروی میراکننده ( $F_{\text{damping}} = d \cdot \dot{x}$ ) به ترتیب مشابه نیروی کشش سطحی قطره و نیروی اصطکاک ناشی از لزجت مایع در نظر گرفته می‌شوند. معادله دیفرانسیل مرتبه دوم حاکم بر یک سیستم جرم-فنر-میراکننده به شکل زیر می‌باشد:

$$m\ddot{x} + d\dot{x} + kx = F \quad (19-2)$$

که در آن X نشان‌دهنده جابجایی جرم از حالت تعادل خود در سیستم جرم-فنر-میراکننده بوده که متناظر با تغییر قطر قطره در پدیده برخورد قطرات می‌باشد. با معرفی چند ثابت و وارد کردن عبارات زیر در معادله ۲-۱۹، مدل شکست تشابهی تیلور حاصل می‌شود.

$$F = m \cdot C_F \frac{\rho_g U_{rel}^2}{\rho_l r}, \quad k = m \cdot C_k \frac{\sigma_l}{\rho_l r^3}, \quad d = m \cdot C_d \frac{\mu_l}{\rho_l r^2} \quad (20-2)$$

طبق پیشنهاد آروک و آمسدن [۳۶]، مقدار این ثوابت برابر است با:

$$C_F = 1/3, \quad C_k = 8, \quad C_d = 5 \quad (21-2)$$

با جایگذاری عبارات شبیه‌سازی شده در معادله ۲-۱۹ و معرفی شکل بدون بعد تغییر قطر

قطره (انحراف از حالت کروی بودن) به صورت  $y = \frac{x}{C_b r}$ ، که در آن  $C_b = 0.5$  است، معادله حرکت

و تغییر شکل قطره به صورت زیر بدست می‌آید:

$$\ddot{y} = \frac{C_F \rho_g U_{rel}^2}{C_b \rho_l r^2} - \frac{C_k \sigma_l}{\rho_l r^3} y - \frac{C_d \mu_l}{\rho_l r^2} \dot{y} \quad (22-2)$$

در رابطه‌ی ۲-۲۲ جملات  $\rho$ ،  $\mu$ ،  $\sigma$  و  $U_{rel}$  به ترتیب نشان‌دهنده چگالی، لزجت، کشش

سطحی و سرعت نسبی دو قطره است. همچنین اندیس  $l$  نماینده فاز مایع (فاز گسسته) و اندیس  $g$

نماینده فاز گازی (فاز پیوسته) است. با فرض ثابت بودن  $U_{rel}$ ، حل معادله ۲-۲۲ به صورت زیر

خواهد شد:

$$y(t) = \frac{C_F}{C_K C_b} \cdot \frac{We}{2} + \exp\left(-\frac{t}{t_d}\right) \left\{ \left[ y(0) - \frac{C_F}{C_K C_b} \cdot \frac{We}{2} \right] \cos \omega t + \frac{1}{\omega} \left[ \dot{y}(0) + \frac{y(0) - \frac{C_F}{C_K C_b} \cdot \frac{We}{2}}{t_d} \right] \sin \omega t \right\} \quad (23-2)$$

که در آن

$$t_d = \frac{2\rho_l r^2}{C_d \mu_l}, \quad \omega^2 = \frac{C_k \sigma_l}{\rho_l r^3} - \frac{1}{t_d^2} \quad (24-2)$$

است. در این رابطه  $t_d$  زمان فرایند شکست می‌باشد. بر اساس این مدل، شرط لازم برای وقوع شکست

آن است که عدد وبر قطره بیشتر از عدد وبر بحرانی باشد ( $We > We_{crit}$ ). بر طبق نتایج

آزمایشگاهی مقدار ارائه شده برای عدد وبر بحرانی  $We_{crit} = 12$  است. برای یک سیال غیر لزج این

شرط زمانی محقق می‌شود که کمیت بدون بعد  $y$  برابر یک شود ( $y(t) = 1$ )، یا به عبارت دیگر شعاع

بیشینه‌ی قطره‌ی تغییر شکل یافته  $1/5$  برابر شعاع قطره اولیه گردد. با در نظر گرفتن مشخصات

اتمیزه شدن، معادله‌ای که اندازه قطره را بعد از شکست محاسبه می‌کند، از طریق موازنه انرژی میان

قطره اولیه و قطرات ماهواره‌ای (قطرات تولید شده) به دست می‌آید. در این روش انرژی نوسانات قطره

---

<sup>۱</sup> این فرض در حل عددی معتبر است چرا که می‌توان سرعت نسبی را در یک گام زمانی ثابت در نظر گرفت.

و انرژی سطحی قطره قبل و بعد از پدیده شکست با یکدیگر موازنه شده و بدین ترتیب رابطه‌ای برای نسبت اندازه قطره اولیه (مادر) به متوسط اندازه قطرات فرزند (تولید شده)،  $\Gamma_{p,mean}$  حاصل می‌شود. در این جا فرض شده است که پارامترهای اولیه تغییر شکل قطره فرزند برابر  $y(t_{bu}) = \dot{y}(t_{bu}) = 0$  بر این اساس:

$$\frac{r}{r_{p,mean}} = 1 + \frac{k}{5} C_k C_b^2 + \frac{\rho_l r^3}{\sigma_l} C_b^2 \dot{y}^2 \left( \frac{6K-5}{30} \right) \quad (25-2)$$

که ثابت مدل  $k$  در آن برابر  $10/3$  است. بعد از پدیده‌ی شکست، اندازه ذرات تولید شده‌ی جدید به صورت تصادفی و با استفاده از یک توزیع  $x$ -square از  $\Gamma_{p,mean}$  تعیین می‌شوند. تعداد قطرات تولید شده نیز به کمک قانون بقای جرم محاسبه می‌شوند.

مدل TAB همچنین مولفه سرعت قطرات فرزند (قطرات تولید شده) را که عمود بر مسیر حرکت قطره مادر است، با فرض اینکه نرخ تغییر قطر ذره برابر  $\dot{x} = C_b r \dot{y}$  است، محاسبه می‌کند. بر این اساس مولفه سرعت عمود بر بردار سرعت نسبی، بعد از شکست، عبارت خواهد بود از:

$$U_n = C_b r \dot{y} \quad (26-2)$$

در کد KIVA برای لحاظ نمودن اثر زاویه مخروطی افشانه<sup>۱</sup>، از یک ثابت دیگر،  $C_v$ ، در رابطه فوق استفاده می‌شود ( $U_n = C_v C_b r \dot{y}$ ) که مقدار آن برابر یک در نظر گرفته می‌شود. شایان ذکر است که مدل TAB ساده‌ترین مدل خطی در بیان پدیده شکست قطرات است.

## ۲-۶-۲ مدل بهبودیافته‌ی TAB (ETAB)<sup>۲</sup>

در این مدل، دینامیک مربوط به تغییر شکل قطره بر اساس مدل استاندارد TAB محاسبه شده اما رویه‌ای متفاوت جهت تفسیر پدیده شکست قطرات مورد استفاده قرار می‌گیرد. از هم‌پاشیدگی

<sup>۱</sup> Cone angle

<sup>۲</sup> Enhanced TAB model

قطرات با استفاده از یک قانون لگاریتمی که اندازه‌ی متوسط قطرات ماهواره‌ای ایجاد شده را به مدت زمان شکست قطره‌ی مادر ارتباط می‌دهد، مدل می‌شود. علاوه بر این، این مدل با موازنه انرژی بین قطرات ماهواره‌ای و قطره مادر رابطه‌ای را برای محاسبه سرعت عمود بر راستای حرکت قطرات ارائه می‌دهد.

همانطور که پیش‌تر اشاره شد، شرط لازم برای ازهم‌پاشیدگی یک قطره، آن است که عدد وبر قطره از عدد وبر بحرانی بیشتر باشد ( $We > We_{crit}=12$ ). قطرات با عدد وبر فوق بحرانی بر اثر تغییر شکل - که توسط مدل استاندارد TAB مقدار آن محاسبه می‌شود- از هم پاشیده می‌شوند. هنگامی که شرط شکست قطره ( $y(t_{bu}) = 1$ ) برقرار باشد، قطره مادر به چندین قطره فرزند که با عنوان قطرات ماهواره‌ای شناخته می‌شوند، شکسته می‌شود. تابع توزیع اندازه این قطرات به نوع مکانیزم شکست قطره‌ی مادر بستگی دارد. فرض اساسی که در این مدل برای شبیه‌سازی پدیده‌ی شکست قطره مادر به کار رفته است، این چنین است که "نرخ تولید قطرات ماهواره‌ای،  $dn(t)/dt$ ، متناسب است با تعداد قطرات ماهواره‌ای"، که ضریب تناسب این رابطه،  $K_{br}$ ، به رژیم شکست<sup>۱</sup> بستگی دارد.

$$\frac{dn(t)}{dt} = 3K_{br}n(t) \quad (27-2)$$

در رابطه بالا، ضریب ۳ جهت ساده‌سازی در رابطه‌هایی که در آینده خواهند آمد، آورده شده است. بر این اساس، قانون بقای جرم بین قطره مادر و قطرات ماهواره‌ای به شکل زیر خواهد بود [۴۱]:

$$n(t) = \frac{m_0}{\bar{m}(t)} \quad (28-2)$$

که در آن  $m_0$  جرم قطره مادر و  $\bar{m}$  جرم متوسط قطرات ماهواره‌ای هستند. با علم به اینکه

---

<sup>۱</sup> این فرض برای مجموعه‌ای از قطرات که دارای حالت یکسانی،  $n(t_1)$ ، هستند و فرایند شکست یکسانی را تجربه می‌کنند، برقرار می‌باشد. بر اساس این شرایط، تعداد قطرات ماهواره‌ای ایجاد شده پس از فرایند شکست،  $n(t_2)$ ، برابر خواهد بود با:

$$n(t_1) = C \cdot n(t_2) \quad , \quad 0 < C < 1 \quad \Rightarrow \quad n(t_2) - n(t_1) = (1 - C) n(t_2)$$

بنابراین، برای یک فرایند شکست با زمان کوتاه، نرخ تولید قطرات ماهواره‌ای به صورت زیر تخمین زده می‌شود:

$$\frac{dn(t)}{dt} = (1 - C) \cdot n(t)$$

$$\frac{dn}{dt} = -\left(\frac{m_0}{\bar{m}(t)}\right)\left(\frac{d\bar{m}}{dt}\right) \quad (29-2)$$

می توان قانون شکست قطرات را که رابطه‌ای است بین اندازه قطرات ماهواره‌ای و زمان فرایند شکست (زمان فرایند شکست با استفاده از مدل استاندارد TAB محاسبه می‌گردد)، به شکل زیر بدست آورد:

$$\frac{d\bar{m}}{dt} = -3K_{br}\bar{m} \quad (30-2)$$

ثابت شکست،  $K_{br}$ ، به نوع رژیم شکست بستگی دارد و تنها بر اساس ویژگی‌های مربوط به قطره مادر بدست می‌آید. پدیده شکست کیسه‌ای در شرایطی رخ می‌دهد که  $We > We_t$  باشد و شکست نواری در حالت  $We \leq We_t$  روی می‌دهد. در این نامساوی‌ها عبارت  $We_t$  عدد وبری است که برای تقسیم‌بندی رژیم‌های مختلف شکست به کار می‌رود. بر این اساس مقدار ثابت شکست به صورت زیر معرفی می‌شود:

$$K_{br} = \begin{cases} k_1\omega & \text{if } We \leq We_t \text{ (Stripping breakup)} \\ k_2\omega\sqrt{We} & \text{if } We > We_t \text{ (Bag breakup)} \end{cases} \quad (31-2)$$

ثوابت  $k_1$  و  $k_2$  طوری تعیین شده‌اند که با نتایج آزمایشگاهی مربوط به اندازه و سرعت قطرات که توسط اشنایدر انجام شده است [۴۲, ۴۳]، همخوانی داشته و مقداری برابر  $k_1 \approx k_2 = 1/4.5$  دارند. هان<sup>۱</sup> و همکاران [۴۴] مقدار ۴۰ را برای  $We_t$  پیشنهاد داده‌اند، در حالیکه مقدار پیشنهاد شده توسط لی‌یو<sup>۲</sup> و ریتز [۲۷]،  $We_t = 100$  می‌باشد. البته باید توجه داشت، از آنجا که انتقال بین دو رژیم به آرامی و به صورت تدریجی انجام می‌شود، انتخاب مقدار  $We_t$  تاثیر زیادی در محاسبات نخواهد داشت. در حقیقت، محاسبات نشان داده‌اند تغییراتی در حد  $\Delta We_t = \pm 20$  تفاوت چشم‌گیری در نتایج مربوط به ویژگی‌های افشانه ایجاد نکرده است [۴۱].

در این مدل فرض شده است که توزیع اندازه قطرات ماهواره‌ای تولید شده، یکنواخت و ثابت است. هرچند فرض ثابت بودن اندازه برای یک قطره در واقعیت نادرست است، اما هنگامی که در

<sup>۱</sup> Han

<sup>۲</sup> Liu

چندین مرحله شکستِ قطره، متوسط‌گیری می‌شود، می‌تواند فرض خوبی برای تخمین اندازه قطرات باشد، چراکه قطرات مادر با اندازه‌ها و اعداد و بر مختلف، محدوده‌ی گسترده‌ای از اندازه قطرات ماهواره‌ای را به همراه خواهند داشت. با استفاده از فرض یکنواخت بودن اندازه قطرات ماهواره‌ای، معادله (۲-۳۰) به شکل زیر تبدیل می‌شود:

$$\frac{r}{a} = e^{-K_{br}t} \quad (۲-۳۲)$$

که در آن  $a$  و  $r$  به ترتیب شعاع قطره مادر و شعاع قطره فرزند (ماهواره‌ای) می‌باشد.

مانند آنچه در مدل استاندارد TAB مشاهده شد، پس از شکست، پارامترهای مربوط به تغییر شکل قطرات ماهواره‌ای ایجاد شده، صفر در نظر گرفته می‌شوند ( $y(0) = \dot{y}(0) = 0$ ). همچنین، سرعت اولیه قطرات ماهواره‌ای برداری خواهد بود عمود بر مسیر حرکت قطره مادر، که اندازه‌ی آن برابر است با:

$$U_{\perp} = A\dot{x} \quad (۲-۳۳)$$

که در آن  $A$  ثابتی است که با توجه با موازنه انرژی‌ای که در ادامه به آن اشاره خواهد شد، تعیین می‌گردد. انرژی قطره مادر برابر مجموع انرژی کشش سطحی و انرژی تغییر شکل قطره می‌باشد. انرژی مربوط به تغییر شکل قطره از حاصل ضرب درگ آیرودینامیکی و تغییر شکل قطره در نقطه سکون، تقریباً  $5a/9$  محاسبه می‌شود. بر این اساس انرژی قطره مادر به صورت زیر بدست می‌آید:

$$E_{parent} = 4\pi\sigma a^2 + \frac{5\pi}{18} C_D \rho_g a^3 |U|^2 \quad (۲-۳۴)$$

که در این رابطه  $C_D$  ضریب درگ آیرودینامیکی است. انرژی قطرات ماهواره‌ای (در دستگاه مختصاتی سوار بر قطره مادر) از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$E_{product} = \frac{4\pi\sigma a^3}{r_{SMR}} + \frac{1}{6} A^2 \pi \rho_l a^5 \dot{y}^2 \quad (۲-۳۵)$$



که شعاع متوسط ساتر<sup>۱</sup>،  $r_{SMR}$ ، از رابطه زیر محاسبه می‌شود:

$$\overline{r^2} = \frac{a^3}{r_{SMR}} \quad (۳۶-۲)$$

با تلفیق رابطه‌های (۳۵-۲) و (۳۶-۲) می‌توان به رابطه زیر دست پیدا کرد:

$$A^2 = 3 \left[ 1 - \frac{a}{r_{SMR}} + \frac{5}{72} C_D We \right] \frac{\omega^2}{\dot{y}^2} \quad (۳۷-۲)$$

که در آن  $\omega^2 = \frac{8\sigma}{\rho/a^3}$  است.

برای یک سیال غیرلزج ( $\mu_l=0$ ) با شرایط اولیه  $y(0) = \dot{y}(0) = 0$ :

$$y(t) = \frac{1}{12} We (1 - \cos \omega t) \quad (۳۸-۲)$$

که با اعمال شرط شکست در آن،  $y(t_{bu})=1$ ، نتیجه می‌شود:

$$\cos \omega t = 1 - \frac{12}{We} \quad (۳۹-۲)$$

با استفاده از رابطه فوق می‌توان نوشت:

$$\frac{\dot{y}(t)}{\omega} = \frac{1}{12} We \sin \omega t = \sqrt{\frac{(We - 6)}{6}} \quad (۴۰-۲)$$

که برای اعداد وبر بالا می‌توان رابطه‌ی (۴۰-۲) را به شکل زیر خلاصه نمود:

$$\frac{\dot{y}(t)}{\omega} = \sqrt{\frac{We}{6}} \quad (۴۱-۲)$$

با این تقریب رابطه‌ی (۳۷-۲) به شکل زیر تبدیل می‌شود:

$$A^2 = \frac{5}{4} C_D = 18 \frac{(1 - a/r_{SMR})}{We} \quad (۴۲-۲)$$

برای نمونه، ضریب  $A$  برای قطره‌ای با شرایط عدد رینولدز  $Re_g \approx 500$ ، ضریب درگ

$C_D=0.5$  و برای  $We > We_t=80$  با  $r_{SMR}/\alpha \approx 0.7$  برابر  $A \approx 0.72$  می‌باشد. این بدان معناست

<sup>۱</sup> Sauter Mean Diameter

که تنها ۷۰٪ سرعت تغییر شکل قطره مادر به مولفه عمودی سرعت قطرات ماهواره‌ای می‌رسد. و این در حالی است که در مدل استاندارد TAB ضریب A همواره معادل ۱ در نظر گرفته می‌شود (برابری سرعت تغییر شکل قطره مادر و مولفه عمودی سرعت قطرات ماهواره‌ای).

زمان مشخصه در قانون شکست برای یک سیال غیرلزج ( $\mu_1=0$ ) از رابطه‌ی زیر محاسبه

می‌شود:

$$\tau = \frac{1}{K_{br}} = \begin{cases} \alpha_1 \sqrt{\frac{\rho_l a^3}{\sigma}} & \text{if } We \leq We_t \\ \alpha_2 \sqrt{\frac{\rho_l a}{\rho_g |U|}} & \text{if } We > We_t \end{cases} \quad (43-2)$$

نویسندگان مختلف مقادیر گوناگونی را برای ضرایب  $\alpha_1$  و  $\alpha_2$  معرفی نموده‌اند. اُرورک و

همکاران [۳۶] مقادیر  $\pi/\sqrt{8}$  و  $\sqrt{3}$  را به ترتیب برای  $\alpha_1$  و  $\alpha_2$  پیشنهاد کردند. ریتز و دیواکر<sup>۱</sup> [۴۵] از مقادیر  $\alpha_1 = \pi/\sqrt{2}$  و  $\alpha_2=20$  در تحقیقات خود استفاده نمودند.

## ۲-۶-۳ مدل WAVE

مدل شکست WAVE بر اساس تحلیل خطی ناپایداری کلون-هلمولتز<sup>۲</sup> برای یک جت مایع گرد و ثابت که به داخل یک محیطی گازی شکل غیرقابل تراکم ساکن پاشش می‌شود، پایه‌ریزی شده است [۳۸, ۴۵, ۴۶]. در این مدل نرخ تغییرات قطر قطره به شکل زیر محاسبه می‌شود:

$$\frac{dD_d}{dt} = -\frac{(D_d - D_{d,stable})}{\tau_b} \quad (44-2)$$

<sup>۱</sup> Diwakar

<sup>۲</sup> Kelvin-Helmholtz instability

که در آن  $D_d$  مقدار لحظه‌ای قطر قطره و  $\tau_b$  مقیاس زمانی مشخصه فرایند شکست می‌باشد. قطر قطره تا رسیدن به یک حالت پایدار،  $D_{d,stable}$ ، تغییر پیدا می‌کند. نحوه‌ی تعیین مقیاس زمانی مشخصه، بسته به رژیم شکست، متفاوت است. رژیم شکست کیسه‌ای با توجه به رابطه‌ی زیر مشخص می‌شود:

$$We \geq C_{b1} \quad (45-2)$$

که  $C_{b1}$  عدد وبر بحرانی مربوط به رژیم شکست بسته‌ای می‌باشد و مقدار آن برابر ۱۲ است. در این رژیم، مقیاس زمانی مشخصه از رابطه‌ی زیر بدست می‌آید:

$$\tau_b = \frac{C_{b2} \rho_d^{0.5} D_d^{1.5}}{4 \sigma_d^{0.5}} \quad (46-2)$$

که در آن  $\rho_d$  و  $\sigma_d$  به ترتیب چگالی و کشش سطحی قطره می‌باشند. همچنین  $C_{b2}$  ثابت زمانی مربوط به رژیم شکست بسته‌ای بوده و برابر  $3/14159$  است.

رژیم شکست نواری با توجه به نامساوی زیر مشخص می‌شود:

$$\frac{We}{\sqrt{Re_d}} \geq C_{s1} \quad (47-2)$$

در رابطه‌ی فوق  $Re_d$  عدد رینولدز قطره بوده و  $C_{s1}$  ثابتی است که نشان دهنده‌ی عدد وبر بحرانی در رژیم شکست نواری می‌باشد و مقدار آن برابر  $0/5$  در نظر گرفته می‌شود. مقیاس زمانی مشخصه‌ی متناظر با این رژیم شکست عبارتست از:

$$\tau_b = \frac{C_{s2} \left( \frac{\rho_d}{\rho} \right) D_d}{2 |u - u_d|} \quad (48-2)$$

که در آن  $C_{s2}$  ثابت زمانی رژیم شکست نواری بوده و برابر ۲۰ می‌باشد. در این رابطه  $\rho$  و  $u$  به ترتیب نشان‌دهنده چگالی و سرعت می‌باشد. کمیت با اندیس  $d$  مربوط به فاز مایع (قطره) بوده و کمیت بدون اندیس نماینده فاز گازی (فاز پیوسته) می‌باشد.

این مدل بر خلاف مدل ETAB، مولفه‌ی شعاعی سرعت قطرات فرزند ایجاد شده پس از شکست را در نظر نمی‌گیرد. به همین علت، در صورت استفاده از این مدل باید سعی شود تا حد امکان دقیق‌ترین مقدار اولیه را برای زاویه مخروطی افشانه در نظر گرفت [۴۷].

## ۲-۶-۴ مدل ترکیبی KH-RT

در این مدل فرایند شکست اولیه توسط مدل WAVE، یا همان ناپایداری KH<sup>۱</sup>، بیان شده و شکست ثانویه توسط مدل RT (Rayleigh-Taylor) [۴۸]، که در آن شکست قطره را مرتبط با ناپایداری‌های RT می‌داند، مدلسازی می‌شود.

اساس مدل RT تئوری ناپایداری موجی است. در این مدل فرض می‌شود که گسیختگی قطره ناشی ناپایداری ایجاد شده در مرز تماس دو فاز سیال است. بر اساس این مدل، چنانچه طول موج ناپایداری، کوچکتر از قطر قطره باشد، موج ناپایداری RT شروع به گسترش می‌کند. سپس زمان رشد موج ناپایداری ردیابی شده و چنانچه از زمان شکست تجاوز نمود، قطره دچار شکست شده و به قطرات ریزتر تبدیل می‌شود [۲۶].

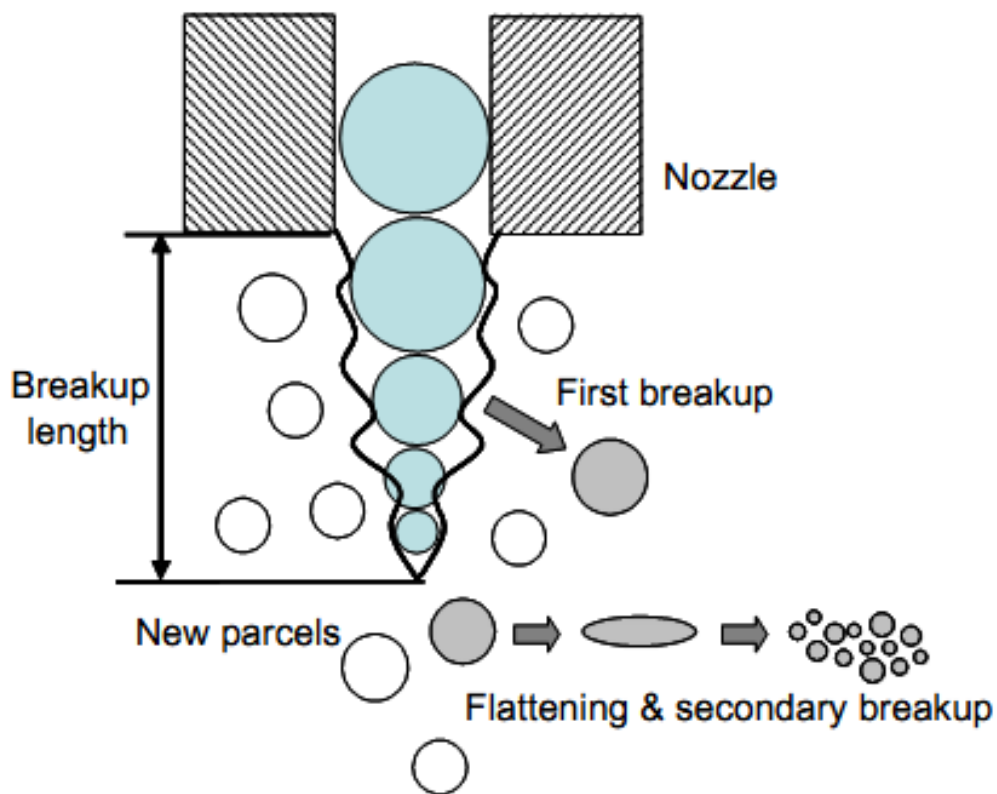
در شکل ۲-۱۱ نمایی از مدل شکست ترکیبی KH-RT نشان داده شده است. بحث تفصیلی در مورد این مدل را می‌توان در مرجع [۲۶] پیدا نمود.

## ۲-۷ مدلسازی آشفتگی

---

<sup>۱</sup> Kelvin-Helmholtz Instability

با توجه به اهمیت آشکاری که آشفتگی بر ساختار افشانه، برخورد و شکست قطرات دارد، بررسی و مدلسازی دقیق آن در افشانه‌ها بسیار ضروری می‌باشد. آشفتگی به طور مستقیم در فرایند تمیزه شدن و شکست قطرات اثرگذار است. همچنین نقش تعیین کننده‌ای در تعداد، اندازه و به ویژه مسیر حرکت قطرات فرزند ایجاد شده دارد. در ادامه به تشریح مدل‌های معروف و متداول در مدلسازی آشفتگی پرداخته می‌شود.



شکل ۲-۱۶ نمایی از مدل ترکیبی KH-RT

۱-۷-۲ مدل آشفتگی  $k-\epsilon$  استاندارد

این مدل در ابتدا برای تحلیل آشفته‌گی در جریان‌های غیر قابل تراکم ارائه شد [۴۹]. اما بعدها گوسمن و واتکین<sup>۱</sup> [۵۰] اثرات تراکم‌پذیری را نیز وارد این معادلات نمود. بعد از آن، برخلاف معادله مربوط به انرژی جنبشی آشفته‌گی، معادله‌ی  $k$  (معادله‌ی ۲-۴۹)، که بدون تغییر و اصلاح باقی مانده است، تحقیقات گسترده‌ای بر روی معادله اتلاف آشفته‌گی، معادله  $\varepsilon$  (معادله ۲-۵۰)، صورت گرفت. ثابت  $C_3$  در سال ۱۹۸۰ توسط رینولدز برای در نظر گرفتن انبساط سرعت به معادله اضافه شد.

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial \rho k U_i}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \frac{\mu_T}{\sigma_k} + \mu \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + \mu_T \left[ S - \frac{2}{3} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_i} \right)^2 \right] - \frac{2}{3} \rho k \frac{\partial U_i}{\partial x_i} - \rho \varepsilon \quad (۴۹-۲)$$

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial \rho \varepsilon U_i}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \frac{\mu_T}{\sigma_\varepsilon} + \mu \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + \mu_T C_1 \frac{\varepsilon}{k} \left[ S - \frac{2}{3} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_i} \right)^2 \right] - \frac{2}{3} C_1 \rho \varepsilon \frac{\partial U_i}{\partial x_i} - C_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + C_3 \rho \varepsilon \frac{\partial U_i}{\partial x_i} \quad (۵۰-۲)$$

که در آن

$$S = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)^2 \quad (۵۱-۲)$$

است. ثابت‌های موجود در مدل استاندارد  $k$ - $\varepsilon$  در جدول ۲-۲ آورده شده است.

جدول ۲-۲ ثابت‌های به کار رفته در مدل آشفته‌گی  $k$ - $\varepsilon$  استاندارد

$C_1$	$C_2$	$C_3$	$C_\mu$	$\sigma_\varepsilon$	$\sigma_k$
۱/۴۴	۱/۹۲	-۰/۳۳	۰/۰۹	۱/۳	۱

در طول سال‌ها، اصلاحات مختلفی بر این مدل اعمال شده است که در این پایان‌نامه از دو

نسخه‌ی اصلاح شده‌ی این مدل استفاده شده است که در بخش نتایج به آن‌ها اشاره خواهد شد.

## ۲-۷-۲ مدل آشفته‌گی RNG $k$ - $\varepsilon$

<sup>۱</sup> Gosman and Watkins

مدل  $k-\varepsilon$  (Renormalized Group) RNG نسخه‌ی توسعه یافته‌ای از مدل استاندارد

$k-\varepsilon$  است که توسط یاخوت و اورسزگ<sup>۱</sup> در سال ۱۹۸۶ [۵۱] ارائه شد. این مدل در ابتدا برای تحلیل جریان‌های غیر قابل تراکم توسعه پیدا کرد. مدل RNG بر این منطق استوار است که کوچکترین مقیاس‌ها به صورت متقارن با هم حذف شده و تنها مقیاس‌های باقیمانده به صورت عددی حل می‌شوند. معادله‌ی  $k$  همانند آنچه در مدل  $k-\varepsilon$  استاندارد آورده شد، می‌باشد و تنها تفاوت معادله  $\varepsilon$  برای جریان‌های تراکم‌پذیر با مدل استاندارد  $k-\varepsilon$  در عبارت اتلاف جدیدی ( $\rho R$ ) است که در معادله‌ی ۲-۵۲ وارد شده است.

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial \rho \varepsilon U}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \frac{\mu_T}{\sigma_\varepsilon} + \mu \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + \mu_T C_1 \frac{\varepsilon}{k} \left[ S - \frac{2}{3} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_i} \right)^2 \right] - \frac{2}{3} C_1 \rho \varepsilon \frac{\partial U_i}{\partial x_i} - C_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + C_3 \rho \varepsilon \frac{\partial U_i}{\partial x_i} - \rho R \quad (52-2)$$

در رابطه ۲-۵۲،  $S$  همانند مدل استاندارد  $k-\varepsilon$  بوده و  $R$  به شکل زیر تعریف می‌شود:

$$R = \frac{\vartheta_T S^3 (1 - \frac{\eta}{\eta_0})}{1 + \beta \eta^3} \quad (53-2)$$

که در آن  $\eta$  نسبت مقیاس آشفتگی به مقیاس mean strain-time بوده  $(\eta = S \frac{\bar{k}}{\varepsilon})$  و  $\eta_0$  مقدار اولیه آن و  $\beta$  نیز یک ثابت می‌باشد. اهمیت عبارت آخر در معادله‌ی  $\varepsilon$  در این مدل، به ویژه در جریان‌های یک‌سویه<sup>۲</sup>، مانند افشانه‌های دیزل، مشخص است [۴۴]. ثوابت به کار رفته در شکل استاندارد مدل RNG در جدول ۲-۳ آورده شده است.

جدول ۲-۳ ثابت‌های به کار رفته در مدل آشفتگی  $k-\varepsilon$  RNG

$C_1$	$C_2$	$C_3$	$C_\mu$	$\sigma_\varepsilon$	$\sigma_k$
۱/۴۲	۱/۹۲	-۰/۳۳	۰/۰۹	۰/۷۱۹	۱

<sup>۱</sup> Yakhot and Orszag

<sup>۲</sup> One-directional flows

## ۸-۲ مدل‌سازی نیروی درگ

با توجه به تاثیر بسزایی که درگ بر روی مشخصات افشانه، از جمله عمق نفوذ افشانه و زاویه مخروطی افشانه، دارد، مدل‌سازی پدیده درگ در کدهای CFD جهت تحلیل پدیده‌ی برخورد امری اجتناب ناپذیر است [۵۲]. محققین مختلفی، مانند لی‌یو و ریتز [۲۷] و رنجر و نیکولز [۵۳]، مشاهده کردند که زمانی که یک قطره مایع با عدد وبر مناسبی وارد یک محیط گازی می‌شود، تغییر شکل داده و از حالت کروی خود منحرف می‌شود و با محیط گازی اطراف تقابل فیزیکی انجام می‌دهد. به همین علت، ضریب درگ قطره باید تابعی از عدد رینولدز آن باشد. بر این اساس لی‌یو و همکارانش [۲۷] با استفاده از مدل TAB به محاسبه این تغییر شکل پرداختند و توانستند رابطه‌ای میان ضریب درگ قطره و تغییر شکل آن پیدا کنند. هرچند بنا به گزارش‌های متعدد روش ارائه شده توسط آن‌ها در قطرات با سرعت بالا جواب مناسبی را بدست نمی‌دهد.

هنگامی که یک قطره وارد محیط گازی شکل می‌شود، فشار ناشی از نیروی آیرودینامیکی وارد بر آن باعث تغییر شکل قطره می‌شود. در کد عددی KIVA تغییرات سرعت قطره با توجه به شتاب آن به شکل زیر محاسبه می‌شود:

$$\rho_l V_d \frac{d\mathbf{u}}{dt} = C_D A_f \frac{\rho_g \mathbf{u}_{rel}^2}{2} \quad (۵۴-۲)$$

که در آن  $\mathbf{u}$  بردار سرعت قطره،  $C_D$  ضریب درگ قطره و  $V_D = 4\pi r^3/3$  حجم قطره کروی اولیه و  $A_f = \pi r^2$  سطح جانبی قطره کروی اولیه است. ضریب درگ غالباً به صورت مشابه با ضریب درگ یک کره‌ی صلب بیان می‌شود [۳۰]:

$$C_{D,s} = \frac{24}{Re} \left( 1 + \frac{1}{6} Re^{\frac{2}{3}} \right) \quad Re \leq 1000 \quad (۵۵-۲)$$

$$C_{D,s} = 0.424 \quad Re > 1000$$

<sup>۱</sup> Ranger and Nicholls



که در آن عدد رینولدز به صورت زیر محاسبه می‌شود:

$$Re = \frac{2rU_{rel}\rho_g}{\mu_g} \quad (56-2)$$

از آنجا که ضریب درگ یک قطره‌ی تغییر شکل یافته باید چیزی بین ضریب درگ متناظر با کره‌ی صلب و ضریب درگ یک دیسک باشد، لی‌یو و همکارانش در سال ۱۹۹۳ [۲۷] رابطه‌ای برای محاسبه ضریب درگ قطره که وابسته به پارامتر انحراف از حالت کروی بودن، یعنی  $\gamma$ ، است را پیشنهاد نمودند:

$$C_D = C_{D,s}(1 + 2.632\gamma) \quad (57-2)$$

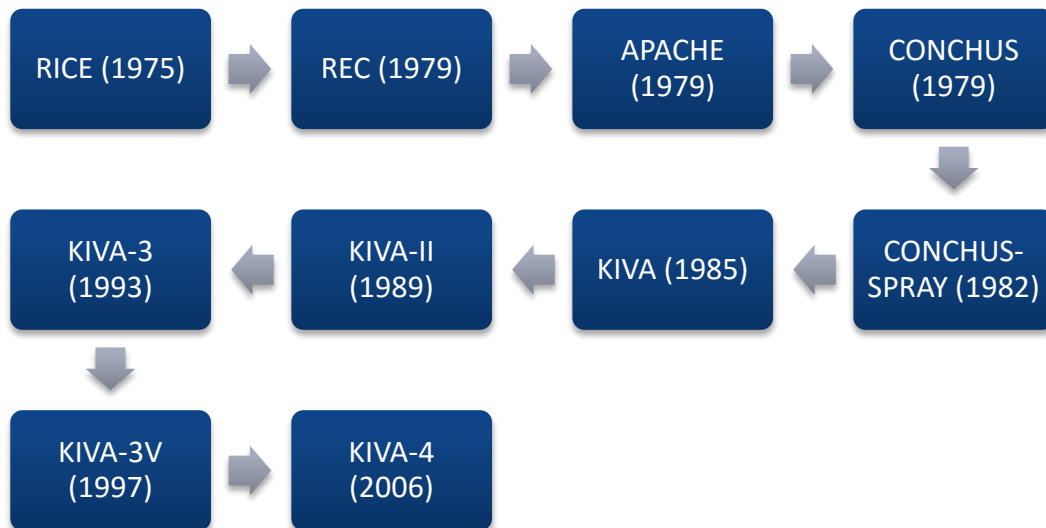
## فصل ۳

# کد عددی KIVA



### ۱-۳ معرفی کد KIVA

کد KIVA یک برنامه کامپیوتری به زبان برنامه نویسی فورترن است و شکل موجود آن حاصل بیش از سی سال تحقیقات می باشد. با استفاده از این کد که در سال ۱۹۷۷ با حمایت مالی سازمان برنامه تکنولوژی های تبدیل و استفاده از انرژی (ECUT) و با همکاری آزمایشگاه های تحقیقاتی موتور دانشگاه های پرینستون، ویسکانسین و موسسه نظامی لاس آلموس در آیالات متحده امریکا نوشته شده است، می توان مسائل دو بعدی و سه بعدی جریان سیالات همراه با واکنش های شیمیایی و افشانه ی سوخت را حل نمود. در حالیکه این کد بیشتر برای کاربرد در موتورهای احتراقی گسترش پیدا کرده است، ولی می توان از آن در حل جریان های آشفته، آرام، مادون صوت، مافوق صوت و جریان های تکفازی و یا دوفازی استفاده کرد. سیر تکاملی کد مذکور به طور خلاصه در شکل ۱-۳ ارائه شده است.



شکل ۱-۳ سیر تکاملی کد KIVA

در زیر به برخی از امکاناتی که به نسخه ی KIVA-3V اضافه شده است، اشاره می شود:

- قابلیت مدل‌سازی سوپاپ‌های متحرک اضافه شده است تا به کمک آن بتوان یک چرخه کامل موتور از مرحله مکش تا تخلیه را مدل نمود.
  - برای بررسی دینامیک لایه‌ی روی دیواره مدل بسته‌ی ذرات-پایه<sup>۱</sup> به کد اضافه شده است.
  - امکان تعیین مقادیر اولیه مختلف بر اساس تقسیم‌بندی منطقه‌ها به کد اضافه شده است.
  - محاسبه انتقال حرارت با استفاده از مدل قانون دیواره<sup>۲</sup> بهبود یافته است.
  - از مدل احتراقی آشفته کنترل شونده استفاده شده است.
  - مدل آشفتنگی  $RNG\ k-\epsilon$  به کد افزوده شده است.
  - مرجع سوخت‌ها کامل‌تر گردیده است.
  - مدل شبیه‌سازی دوده به کد اضافه شده است.
  - امکان استفاده از فرمت خروجی  $GMV$  (General Mesh Viewer) به کد اضافه شده است.
  - گزینه  $no\ hydro$  به کد اضافه گردیده است تا کاربر بتواند بدون طی محاسبات سیالاتی برای آزمایش شبکه خود، کد را به سرعت اجرا کند.
- آنچه که به آخرین نسخه این کد، یعنی  $KIVA-4$  اضافه شده است، استفاده از شبکه‌های بی‌ساختار<sup>۳</sup> و همچنین الگوریتم تبخیر چندجزئی سوخت<sup>۴</sup> است. استفاده از شبکه‌های بی‌ساختار در هندسه‌های پیچیده‌ای همچون موتورهای احتراق داخلی بسیار موثر و کارا است.

<sup>۱</sup> Particle-based

<sup>۲</sup> Law of the wall

<sup>۳</sup> Unstructured grid

<sup>۴</sup> Multicomponent fuel vaporization algorithm

با توجه به مزایای فوق، وجود مدل‌های آلاینده‌ی کارآمد و افشانه‌ی سوخت برای موتورهای احتراقی و همچنین دقت این کد، استفاده از این کد در حل مسائل احتراقی روز به روز گسترش پیدا کرده است.

کد KIVA-4 با بکارگیری معادلات حاکم بر دینامیک سیالات، شامل معادلات بقای جرم، اندازه حرکت، انرژی و واکنش شیمیایی، رفتار جریان را پیش‌بینی و محاسبه می‌کند. در ابتدا این معادلات برای شبکه ایجاد شده به روش حجم محدود گسسته شده و سپس یا استفاده از روش‌های تکرار نظیر روش SIMPLE حل می‌شوند.

### ۲-۳ معادلات حاکم

معادلات حاکم بر جریان سیال، که در واقع بیان ریاضی قوانین بقا در جریان است، شامل معادلات پیوستگی، اندازه حرکت، انرژی، بقای اجزای شیمیایی، معادلات آشفستگی و معادلات حالت می‌باشند. که در ادامه به تشریح شکل استفاده شده از آن‌ها در کد KIVA پرداخته می‌شود.

#### ۱-۲-۳ معادله پیوستگی (بقای جرم)

معادله پیوستگی برای گونه  $m$  به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$\frac{\partial(\rho_m)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{u}) = \nabla \cdot \left[ \rho D \nabla \left( \frac{\rho_m}{\rho} \right) \right] + \dot{\rho}_m^C + \dot{\rho}_m^S \delta_{m1} \quad (1-3)$$

در رابطه فوق  $\rho_m$  چگالی گونه  $m$ ،  $\rho$  چگالی کل و  $u$  سرعت سیال است.  $D$  ضریب نفوذ جرم است که با استفاده از قانون فیک<sup>۱</sup> محاسبه می‌شود. عبارات چشمه‌ی  $\dot{\rho}_m^C$  و  $\dot{\rho}_m^S \delta_{m1}$  به ترتیب مربوط به واکنش شیمیایی و فعل و انفعالات افشانه‌ها هستند که در مرجع [۳۰] به آنها اشاره شده است. اندیس ۱ نشان‌دهنده فاز قطره در بحث افشانه‌ها است. همچنین  $\delta$  دلتای دیریکله می‌باشد. با جمع کردن معادله (۱-۳) برای تمام گونه‌ها، معادله‌ای تحت عنوان چگالی کل سیال بدست می‌آید:

$$\frac{\partial(\rho)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u) = \dot{\rho}^S \quad (۲-۳)$$

### ۲-۲-۳ معادله اندازه حرکت

معادله اندازه حرکت برای مخلوط سیال به صورت زیر می‌باشد:

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \cdot uu) = -\frac{1}{a^2} \nabla p - A_0 \nabla \left( \frac{2}{3} \rho k \right) + \nabla \cdot \sigma + F^S + \rho g \quad (۳-۳)$$

در این رابطه  $p$  فشار سیال می‌باشد. کمیت بدون بعد  $a$  در ارتباط با روش مقیاس تغییرات فشار<sup>۲</sup> (PGS) بکار می‌رود. از این روش برای بهبود راندمان محاسبات در جریان‌های با عدد ماخ پایین هنگامی که فشار نزدیک به یک است استفاده می‌شود. استفاده از این روش اختیاری بوده و کاربرد در صورت عدم تمایل به استفاده از آن، می‌تواند مقدار  $a$  را برابر یک در نظر بگیرد.

در معادله ۳-۳، برای یک جریان آرام، کمیت  $A_0$  برابر صفر بوده، اما در جریان‌های آشفته مقدار  $A_0$  برابر یک خواهد بود.  $\sigma$  تانسور تنش‌های لزجی است و به صورت زیر در نظر گرفته می‌شود:

$$\sigma = \mu[\nabla u + (\nabla u)^T] + \lambda \nabla \cdot u \quad (۴-۳)$$

<sup>۱</sup> Fick Law

<sup>۲</sup> Pressure Gradient Scale

در این رابطه  $\mu$  و  $\lambda$  ضرایب اول و دوم لزجت می‌باشند که در مرجع [۳۰] به آن‌ها اشاره شده است. در رابطه (۳-۴) عبارت  $F^S$  اندازه حرکت حاصل از افشانه در واحد حجم سیال می‌باشد.

### ۳-۲-۳ معادله انرژی

معادله انرژی داخلی به صورت زیر در نظر گرفته می‌شود:

$$\frac{\partial(\rho I)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u I) = -\rho \nabla \cdot \mathbf{u} + (1 - A_0) \sigma : \nabla \mathbf{u} - \nabla \cdot \mathbf{J} + A_0 \rho \varepsilon + \dot{Q}^C + \dot{Q}^S \quad (۵-۳)$$

که در آن  $I$  انرژی داخلی ویژه بدون در نظر گرفتن انرژی شیمیایی سوخت می‌باشد. بردار شار حرارتی،  $\mathbf{J}$ ، که عبارتست از مجموع رسانش حرارتی و پخش انتالپی، به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\mathbf{J} = -k \nabla T - \rho D \sum_m h_m \nabla \left( \frac{\rho_m}{\rho} \right) \quad (۶-۳)$$

در این رابطه  $T$  دمای سیال و  $h_m$  انتالپی ویژه گونه  $m$  است.  $D$  ضریب نفوذ جرمی است که از قانون فیک برای نفوذ دو تایی بدست می‌آید.  $K$  ضریب رسانش حرارتی می‌باشد. در صورتی که نفوذ آشفته‌گی حاکم باشد، نفوذ جرمی همه گونه‌ها برابر است.  $\dot{Q}^C$  و  $\dot{Q}^S$  نیز به ترتیب عبارت‌های چشمه متناظر با اثر افشانه‌ها و انرژی شیمیایی آزاد شده می‌باشند.

### ۴-۲-۳ معادلات آشفته‌گی

در مدل  $k-\varepsilon$  برای شبیه‌سازی جریان آشفتگی از دو معادله‌ی انرژی جنبشی  $k$  و معادله نرخ اتلاف آن  $\varepsilon$  استفاده شده است:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u k) = -\frac{2}{3} \rho k \nabla \cdot \mathbf{u} + \sigma: \nabla \mathbf{u} + \nabla \cdot \left[ \left( \frac{\mu}{Pr_k} \right) \nabla k \right] - \rho \varepsilon + \dot{W}^S \quad (7-3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u \varepsilon) &= - \left[ \frac{2}{3} C_{\varepsilon 1} - C_{\varepsilon 3} \right] \rho \varepsilon \nabla \cdot \mathbf{u} + \nabla \cdot \left[ \left( \frac{\mu}{Pr_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right] \\ &+ \frac{\varepsilon}{k} [C_{\varepsilon 1} \sigma: \nabla \mathbf{u} - C_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon + C_s \dot{W}^S] \end{aligned} \quad (8-3)$$

عبارت چشمه‌ی  $\nabla \cdot \mathbf{u}$  در معادله‌ی  $\varepsilon$  نشان‌دهنده‌ی تغییرات مقیاس طول، زمانی که انبساط سرعت وجود دارد، می‌باشد [۳۰]. عبارت چشمه‌ای است که مربوط به فعل و انفعالات در یک افشانه است. در رابطه فوق  $C_\mu, C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, C_{\varepsilon 3}$  و  $Pr$  مقادیر ثابت هستند که از طریق تجربی و بعضی ملاحظات تئوری بدست می‌آیند. مقادیر استاندارد این ثوابت که اغلب در کاربردهای موتورهای احتراقی مورد استفاده قرار می‌گیرند، در جدول ۱-۳ آورده شده است. همچنین برای  $C_s$  مقداری برابر ۱/۵ در نظر گرفته می‌شود.

جدول ۱-۳ ضریب‌های مدل  $k-\varepsilon$  استاندارد

$Pr_\varepsilon$	$Pr_k$	$C_{\varepsilon 3}$	$C_{\varepsilon 2}$	$C_{\varepsilon 1}$	$C_\mu$
۱/۲	۱	-۱	۱/۲۹	۱/۴۲	۰/۰۹

هنگامی که از مدل آشفتگی SGS استفاده می‌شود، مقدار  $\varepsilon$  باید به نحوی باشد که نامساوی

زیر را ارضا نماید:



$$\varepsilon \geq \left[ \frac{C_\mu}{Pr_\varepsilon \left( \frac{2}{3} C_{\varepsilon_2} - C_{\varepsilon_1} \right)} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{k^{\frac{3}{2}}}{L_{SGS}} \quad (9-3)$$

### ۵-۲-۳ معادلات حالت

از معادلات حالت برای ایجاد رابطه‌ای میان متغیرهای ترمودینامیکی استفاده می‌شود. در معادلات حالت چهار متغیر  $P$ ,  $I_m$ ,  $T$  و  $\rho$  وجود دارد که با فرض تعادل ترمودینامیکی، با حداقل دو متغیر از متغیرهای فوق می‌توان دو متغیر دیگر را بدست آورد. معادلات حالت مربوط به یک مخلوط گاز کامل به عنوان معادلات حالت در کد KIVA مورد استفاده قرار می‌گیرند.

$$P = R_0 T \sum_m \left( \frac{\rho_m}{W_m} \right) \quad (10-3)$$

$$I(T) = \sum_m \left( \frac{\rho_m}{\rho} \right) I_m(T) \quad (11-3)$$

$$C_p(T) = \sum_m \left( \frac{\rho_m}{\rho} \right) C_{Pm}(T) \quad (12-3)$$

$$h_m = I_m(T) + R_0 T / W_m \quad (13-3)$$

در روابط بالا،  $R_0$  ثابت جهانی گازها،  $W_m$  وزن مولکولی گونه شیمیایی  $m$ ،  $I_m(T)$  انرژی داخلی ویژه گونه‌ی  $m$  و  $C_{Pm}$  گرمای ویژه گونه  $m$  در فشار ثابت است. مقدار  $h_m(T)$  و  $C_{Pm}(T)$  از جداول JANAF بدست می‌آیند.

### ۶-۲-۳ مدل متلاشی شدن قطرات

به منظور بررسی فرآیند متلاشی شدن قطرات، کد KIVA از مدل شکست تشابهی تیلور (TAB) استفاده می کند. در مورد این روش به تفصیل در فصل گذشته بحث شد که برای خلاصه کردن کلام از تکرار آن در این بخش خودداری شده است.

### ۷-۲-۳ مدل تبخیر قطرات

در کد KIVA برای محاسبه نرخ تبخیر از معادله زیر استفاده می شود:

$$\dot{\rho}_{ijk}^S = \frac{1}{V_{ijk}^n \Delta t} \sum_{P \in (ijk)} \dot{N}_P \rho_d \frac{4}{3} \pi [(r_P^A)^3 - (r_P')^3] \quad (۱۴-۳)$$

که  $\dot{\rho}_{ijk}^S$  نرخ تبخیر ذره‌ی P در واحد حجم و  $N'_P$  و  $\Gamma'_P$  نیز مقادیر لحظه‌ای تعداد و شعاع قطرات در ذره P می باشند. فرض می شود که چگالی مایع  $\rho_d$ ، ثابت و برای تمامی قطرات یکسان است.

برای کسب اطلاعات در مورد سایر معادلات حاکم بر جریان سیال، از جمله واکنش‌های شیمیایی، معادله خود اشتعالی، معادلات تشکیل آلاینده‌ها و ... می توان به مرجع [۳۰] مراجعه نمود.

### ۳-۳ گسسته‌سازی معادلات حاکم

در روش حجم محدود پس از شبکه بندی حجم مورد نظر، از معادلات حاکم بر روی حجم کنترل انتگرال گیری می شود:

$$\int_{cv} \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} dv + \int_{cv} \text{div}(\rho\phi\bar{u}) dv = \int_{cv} \text{div}(\Gamma \text{grad}\phi) dv + \int_{cv} S_\phi dv \quad (۱۵-۳)$$

سپس معادلات بر اساس شبکه بندی، گسسته می شود.

در کد KIVA-3V برای جداسازی معادلات از روش حجم محدود اولر-لاگرانژ (ALE) برای عبارتهای مکانی و روش ضمنی متغیر برای عبارات زمانی استفاده می شود. در روش ALE معادلات دینامیک سیال توسط سرعت مرجع  $U$  جداسازی می شوند به طوری که سرعت مرجع از صفر (اولری کامل) تا  $u$  (لاگرانژی کامل) تغییر می کند. در این روش هر چرخه محاسباتی به دو فاز لاگرانژی و اولری تقسیم می شود. در فاز لاگرانژی رأسهای سلول محاسباتی با سرعت سیال حرکت کرده و هیچ گونه جابجایی در مرز سلولها انجام نمی گیرد. در فاز اولری میدان سیال به صورت ساکن در نظر گرفته شده و رأسهای سلول به موقعیت تازه که کاربر تعیین می کند حرکت داده می شوند و سپس میدان سیال در شبکه محاسباتی جدید طرح ریزی و دوباره ترسیم می شود.

گام زمانی به کمک تقسیم کمیتها در بازه زمانی مشخص  $t^n (n = 1, 2, 3, \dots)$  حاصل می شود. بازه زمانی  $\Delta t^n$  یک گام زمانی نامیده می شود که  $n$  شماره سیکل محاسباتی است و به صورت زیر در نظر گرفته می شود:

$$\Delta t^n = t^{n+1} - t^n$$

در روش ALE هر سیکل زمانی در سه مرحله انجام می شود و عبارتها در هر مرحله جداسازی می شوند، زیرا تقریب زمانی آنها به طور قابل توجهی با هم متفاوت می باشند. محاسبات فاز لاگرانژی، که در آن سلول محاسباتی با سیال حرکت می کند توسط دو مرحله  $A$  و  $B$  انجام می شود. محاسبات فاز اولری که در آن میدان جریان ساکن در نظر گرفته شده و طرح ریزی دوباره در شبکه محاسباتی تازه انجام می شود، در مرحله  $C$  انجام می گیرد. بنابراین برای اینکه مشخص شود که هر کمیت در کدام مرحله محاسباتی است با اندیسهای  $A$  و  $B$  مشخص می شود.

$$Q^A = \text{مقدار کمیت } Q \text{ در آخر مرحله } A$$

$Q^B =$  مقدار کمیت  $Q$  در آخر مرحله  $B$

$Q^C = Q^{n+1}$  = مقدار کمیت  $Q$  در آخر سیکل محاسباتی

$Q^n \rightarrow Q^A \rightarrow Q^B \rightarrow Q^{n+1}$

دیاگرام انجام محاسبات فازهای اولر و لاگرانژ در شکل ۴-۲ آمده است. مطابق دیاگرام ارائه

شده، در مرحله شروع کارهای زیر انجام می شود:

۱- مقداردهی اولیه پارامترها

۲- محاسبه همه پارامترهای مورد نیاز

۳- ایجاد شبکه و تطبیق دادن متغیرها با آن

هنگام انجام محاسبات، در شروع هر گام زمانی موارد زیر به روز می شوند:

۱- لزجت

۲- تصاویر سطوح

۳- گام زمانی مناسب برای حل مساله و متغیرهای سلولی محاسباتی

در مرحله  $A$  از فاز لاگرانژی محاسبات زیر انجام می شود:

۱- واکنش‌های شیمیایی، اشتعال و محاسبه عبارت‌های چشمه ناشی از آنها

۲- واکنش‌های تعادلی و محاسبه عبارت‌های چشمه ناشی از آنها

در مرحله  $B$  از فاز لاگرانژی محاسبات عبارت‌های نفوذ به ترتیب زیر انجام می شود:

۱- نفوذ جرم

۲- محاسبات تنش‌های لزجت

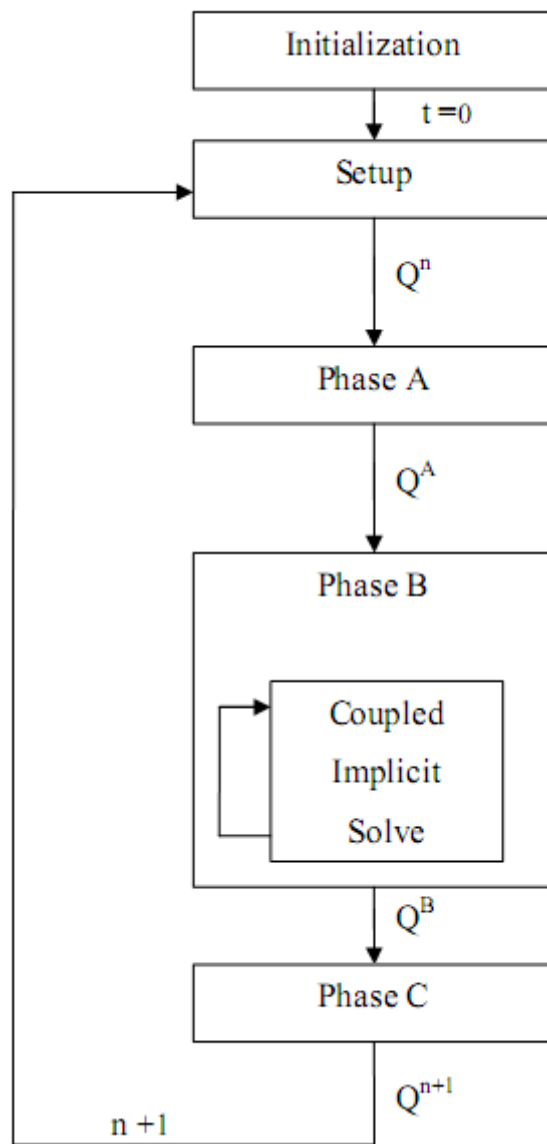
۳- حل تخمینی با استفاده از درونیابی

۴- حل ضمنی نفوذ اندازه حرکت و حرارت

۵- حل فشار

۶- محاسبه انرژی و چگالی و مختصات لاگرانژی

۷- حل ضمنی نفوذ انرژی جنبشی آشفتگی و اتلاف آن



شکل ۳-۲ ساختار گام زمانی

زمان انجام این مرحله از محاسبات بیشتر از سایر مراحل است، زیرا عبارت‌های نفوذی به صورت ضمنی و با استفاده از حل دستگاه معادلات به روش تکرار محاسبه می‌شود.

در مرحله C از فاز اولری محاسبات عبارات جابجایی به صورت زیر انجام می‌شود. مقدمات شروع این فاز در گام زمانی قبلی فراهم شده است.

۱- محاسبات سرعت در شبکه

۲- طرح ریزی و رسم مجدد شبکه

۳- محاسبه حجم سلول تازه و تصاویر سطوح آن

۴- محاسبه عبارات جابجایی جرم و انرژی و انرژی جنبشی آشفتگی

۵- محاسبه عبارت جابجایی اندازه حرکت

۶- معادلات حالت

در روش ALE سرعت‌ها در رأس سلول محاسبه می‌شود. زیرا در این صورت نیازی به درونیابی سرعت‌ها هنگام برآورد حرکت رأس‌ها در فاز لاگرانژی نیست. کمیت‌های اسکالر در مرکز سلول‌ها محاسبه می‌شوند و در صورت حرکت سلول‌ها در فاز لاگرانژی باید هر دفعه محاسبه شوند. جداسازی و حل معادلات حاکم در فاز لاگرانژی به طور مفصل در مرجع [۳۰] آمده است.

### ۳-۴ حل معادلات گسسته

در کد KIVA-4 برای حل معادلات گسسته از روشی شبیه روش SIMPLE استفاده می‌شود. البته برای استفاده از روش ALE، تغییراتی در الگوریتم استاندارد این روش داده شده است. برای محاسبه میدان سرعت از معادلات اندازه حرکت استفاده می‌شود. در این معادلات علاوه بر مجهول بودن میدان سرعت، میدان فشار نیز مجهول می‌باشد. روش SIMPLE یکی از روش‌های

تکرار برای حل معادلات اندازه حرکت می باشد که الگوریتم آن برای جریان دو بعدی بصورت زیر می باشد [۳۰].

۱- ابتدا میدان فشار  $P^*$  حدس زده می شود و با این میدان فشار ، مولفه های  $u^*, v^*$  بدست می آیند.

۲- تصحیح میدان فشار و سرعت بصورت زیر در نظر گرفته می شود:

$$p = p^* + \acute{p} \quad , \quad u = u^* + \acute{u} \quad , \quad v = v^* + \acute{v} \quad (۱۶-۳)$$

با جایگذاری معادلات فوق در معادلات حاکم معادله تصحیح فشار  $P'$  حاصل می شود که با حل آن بدست می آید و سپس  $v, u, p$  حاصل می شوند. اما در این قسمت به دلیل اینکه ممکن است فشار حدسی  $P^*$  از جواب نهایی دور بوده و  $P'$  بزرگ باشد. با استفاده از ضریب  $\alpha_p$  به نام ضریب زیرتخفیف و چندین بار تکرار جواب نهایی  $P$  حاصل می شود .

$$P^{new} = P^* + \alpha_p P' \quad (۱۷-۳)$$

تفاوت الگوریتم تغییر یافته SIMPLE که در کد KIVA-3V مورد استفاده قرار می گیرد، با الگوریتم استاندارد این است که در حل معادلات اختلاف محدود عبارت های جابجایی محاسبه نشده و این عبارت توسط روش صریح حل می شود.

### ۵-۳ ساختار کلی کد KIVA-4

کد KIVA-4 از سه قسمت مجزا تشکیل شده است:

۱. پیش پردازنده یا تولید کننده شبکه

۲. حل کننده یا برنامه اصلی

### ۳-۵-۱ پیش پردازنده

برای حل مساله در برنامه اصلی لازم است که در یک پیش پردازنده در کنار تعریف هندسه مساله، دامنه حل را شبکه بندی نمود و شرایط مرزی گره را مشخص کرد. شبکه‌ی مورد استفاده در KIVA-4 یک شبکه ساختار یافته چند بلوکه<sup>۱</sup> است. تولید این شبکه می تواند در K3PREP که همراه خود کد اصلی است، صورت بگیرد، که با توجه به اینکه هندسه و شرایط مرزی باید به صورت یک فایل متن وارد گردد، تولید شبکه با آن بسیار وقت گیر و کم دقت است. برای هندسه‌های پیچیده و جهت رسیدن به دقت و سرعت بالا می توان از نرم افزار ANSYS ICEM CFD 10 استفاده نمود.

### ۳-۵-۲ برنامه اصلی

تحلیل مساله در برنامه اصلی KIVA-4 صورت می‌گیرد. این قسمت با خواندن فایل itape17 و یا kiva4grid که حاوی اطلاعات شبکه و شرایط مرزی است، فایل itape5 که حاوی مشخصات موتور، شرایط عملکردی، شرایط مرزی فیزیکی، شرایط اولیه و اجزاء و واکنش‌های شیمیایی است و فایل itape18، که اطلاعات حرکت سوپاپ‌ها را در بر دارد، شروع شده و حل مساله به این ترتیب آغاز می‌شود و فایل خروجی نتایج حاصل از تحلیل را تولید می‌کند.

### ۳-۵-۳ پس پردازنده

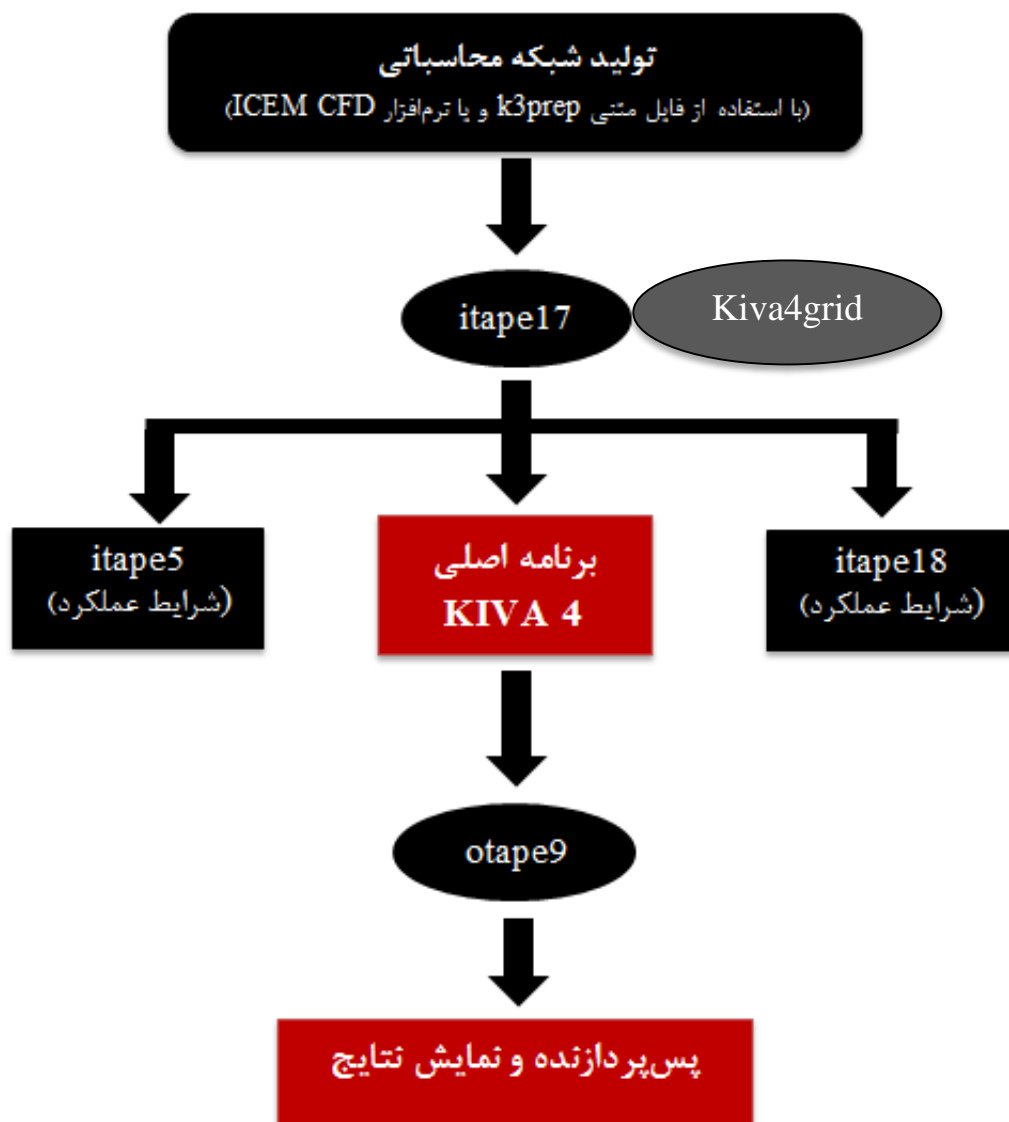
---

<sup>۱</sup> Multi-block structured mesh



جهت نمایش نتایج خروجی لازم است از یک کد مثل K3POST که همراه خود KIVA-3V است، استفاده کرد. این کد فایل خروجی KIVA-3V را می خواند و نتایج مورد نظر را جهت نمایش به فرمت نرم افزار Tecplot در می آورد.

ساختار کلی کد KIVA-3V در شکل ۳-۳ نشان داده شده است.



شکل ۳-۳ ساختار کلی کد KIVA-4

۳-۵-۴ شرایط مرزی

شرایط مرزی در کد KIVA-3V به سه دسته تقسیم می شود:

۱- دیواره‌ها

۲- مرزهای ورودی و خروجی

۳- مرزهای متناوب

### ۳-۵-۴-۱ دیواره‌ها

مرزهای دیواره‌ها بیانگر سطوح صلب هستند. بسته به شرایط مرزی سرعت و شرایط مرزی دما چندین نوع دیواره صلب وجود دارد. شرایط مرزی سرعت روی دیواره‌ها می تواند بصورت لغزش آزاد، بدون لغزش یا قانون دیواره‌ها باشد و شرایط مرزی دما می تواند دیواره آدیاباتیک و یا دیواره دما ثابت باشد. عموماً در محاسبات موتورهای احتراقی از شرایط مرزی دیواره‌های دما ثابت و قانون دیواره برای شرایط مرزی سرعت استفاده می شود. بنابراین برای حل لایه مرزی آشفته، لازم است که در نزدیکی دیواره از شبکه ریزتری استفاده شود.

### ۳-۵-۴-۲ مرزهای ورودی و خروجی

این مرزها (دهانه‌ی ورودی و خروجی) نشان دهنده ورود و خروج سیال می باشند. مرزهای ورودی و خروجی می توانند با فشار ورودی و خروجی و نیز با سرعت ورودی و خروجی بیان شوند. لازم به ذکر است که فشارهای ورودی و خروجی می توانند با زمان تغییر کنند. در این صورت شرایط مرزی به صورت یک جدول خواهد بود.

# فصل ٤

## تعريف مساله

در این پایان‌نامه، به منظور بررسی عملکرد افشانه‌ها، پاشش سوخت نرمال هگزادکان به داخل یک محفظه‌ی احتراق مکعب مستطیلی ساده توسط مدل‌های مختلف شکست قطرات و آشفستگی شبیه‌سازی شده است. در این شبیه‌سازی‌ها، شرایط مختلف تزریق از جمله فشار و دمای سوخت پاشش شده و همچنین شرایط مختلف محیط از جمله دما و فشار آن مورد ارزیابی قرار گرفته است. در این فصل به تعریف مساله و شرایط حاکم بر آن پرداخته می‌شود.

#### ۱-۴ هندسه‌ی مساله و شبکه‌بندی محاسباتی آن

محفظه‌ی احتراقی که در این پایان‌نامه در نظر گرفته شده است، که در واقع نقش همان محیط اطراف را که افشانه به داخل آن نفوذ می‌کند را دارد، به صورت یک مکعب مستطیل به ابعاد  $20 \times 110 \times 20$  میلی‌متر می‌باشد که فرایند پاشش از مرکز وجه بالایی آن یعنی، با توجه به شکل ۴-۱، در مختصات  $(0, 0, 1095)$  متر انجام می‌شود. ابعاد این محفظه (محیط حل) به گونه‌ای انتخاب شده که نسبت به طول نفوذ و بیشترین پهنای افشانه بسیار بیشتر باشد، تا بدین ترتیب از عدم نشست<sup>۱</sup> سوخت بر بدنه محفظه اطمینان حاصل شود.

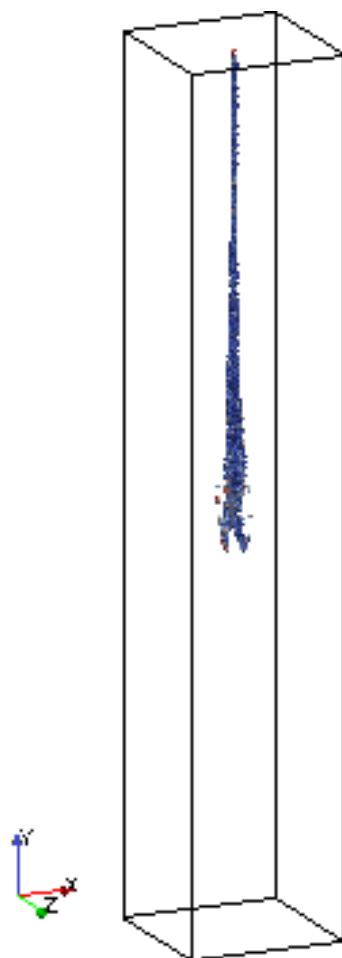
تعداد سلول‌های محاسباتی در راستای  $X$ ،  $Y$  و  $Z$ <sup>۲</sup> به ترتیب برابر  $40$ ،  $110$  و  $40$  می‌باشد و شبکه‌بندی از نوع یکنواخت مستطیلی می‌باشد (شکل ۴-۲).

ایجاد هندسه و شبکه‌بندی آن در نرم‌افزار ANSYS ICEM CFD صورت گرفت. با توجه به سادگی هندسه و شبکه‌بندی آن این کار را می‌توان در فایل متنی ورودی K3PREP نیز انجام داد.

---

<sup>۱</sup> Impingment

<sup>۲</sup> دستگاه مختصات دکارتی در مرکز قاعده یابینی مکعب مستطیل قرار گرفته است.



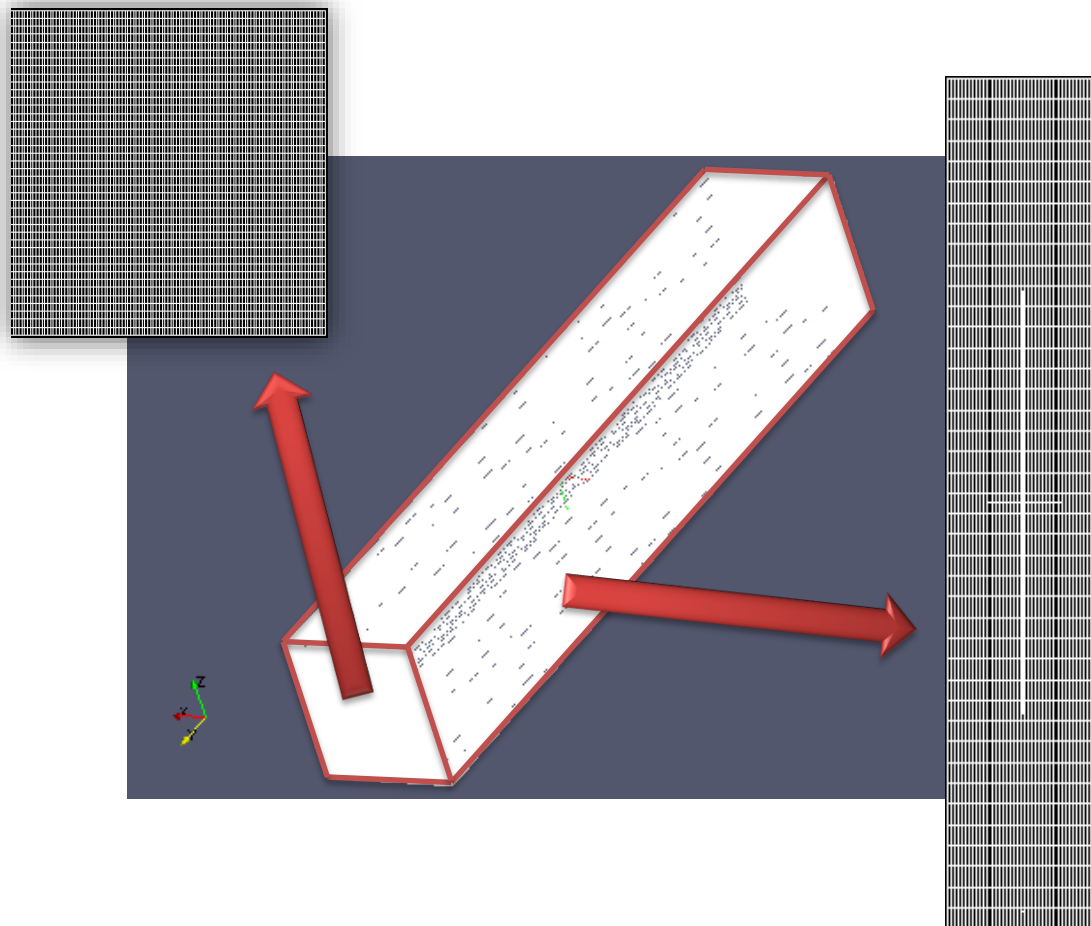
شکل ۴-۱. نمایی از هندسه‌ی مساله

## ۲-۴ مشخصات و شرایط مرزی حاکم بر مساله

فاز گسسته‌ی مایع (قطره) به کار رفته در این پایان‌نامه سوخت نرمال هگزادکان<sup>۱</sup> ( $C_{16}H_{34}$ ) است. دبی جرمی سوخت پاشش شده به داخل محفظه‌ی احتراق در شکل ۴-۳ نشان داده شده است. زمان تزریق در محاسبات ۲/۵ میلی ثانیه با گام زمانی ۱ میکروثانیه در نظر گرفته شده است. همچنین تعداد ذرات پرتاب شده به داخل محفظه احتراق در سیکل محاسباتی برابر ۱۲۰۰۰ ذره می‌باشد. پاشش سوخت در فشار ۶۰۰ بار و دمای ۳۲۰ کلوین انجام شده است. همچنین به منظور

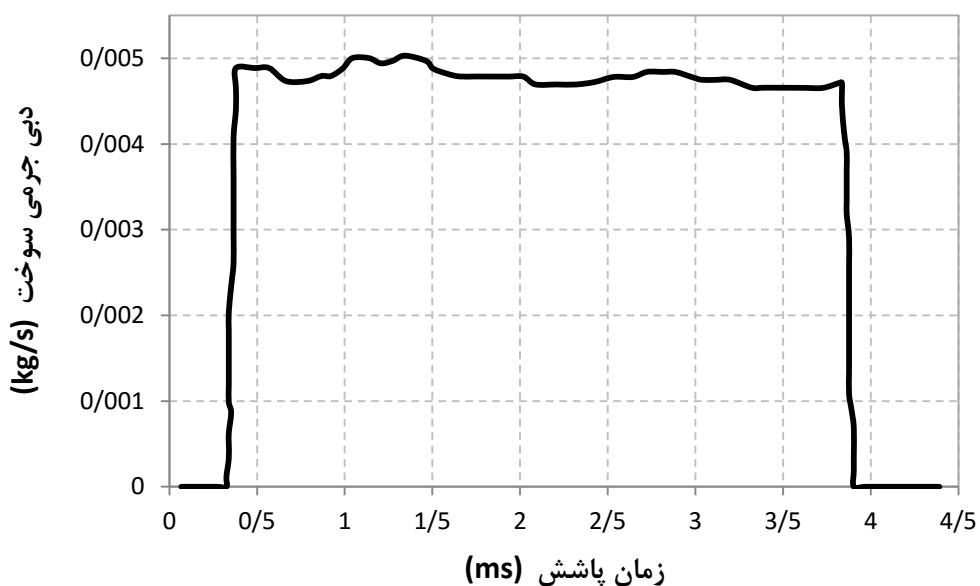
<sup>۱</sup> N-Hexadecane (Cetane)

بررسی اثرات فشار و دمای پاشش، فشار سوخت ۱۰۰ و ۴۰۰ بار و همچنین دمای سوخت ۲۸۰، ۳۰۰ و ۴۰۰ کلوین نیز مدل شده‌اند.



شکل ۴-۲. نمایی از شبکه‌بندی مساله

برای پاشش سوخت از یک انژکتور تک‌سوراخه‌ی common-rail system استفاده شده است. قطر نازل در این انژکتور ۱۴۰ میکرون بوده و زاویه مخروطی افشانه در فشارهای محیط ۳۰، ۵۰ و ۷۰ بار به ترتیب برابر ۱۲، ۱۵ و ۱۷ درجه لحاظ شده است.



شکل ۳-۴ دبی جرمی سوخت پاشش شده به داخل محفظه

محفظه‌ی احتراق از گاز نیتروژن در فشار ۵۰ بار و دمای ۶۸۳ کلوین پر شده است. در فصل نتایج به منظور بررسی اثر محیط پاشش بر عملکرد افشانه، فشار محیط ۳۰ و ۷۰ بار نیز مورد بررسی قرار گرفته‌اند، همچنین دماهای ۲۷۳، ۳۰۰ و ۵۰۰ کلوین نیز به عنوان دمای محیط پاشش در مدل‌سازی‌ها مورد استفاده قرار گرفته‌اند.

مقدار اولیه‌ی پارامترهای آشفستگی در حل عددی این مساله،  $k_0=0/1$  و  $\epsilon_0=37$  در نظر گرفته

شده است. همچنین پدیده تبخیر نیز در مدل‌سازی فرایند پاشش اعمال شده است.

# بخش ۵

## نتایج و بحث و بررسی

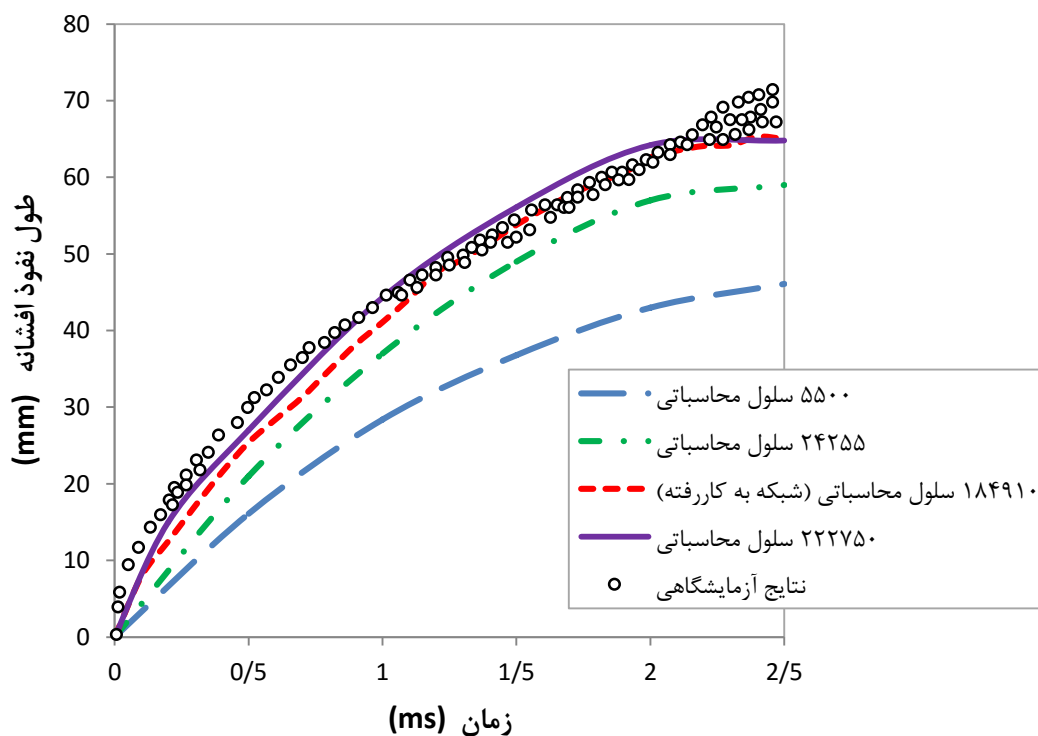


در این فصل، مساله بیان شده در فصل ۴ در شرایط عملکرد مختلف مدل شده و تاثیر عوامل گوناگون بر روی یکی از مشخصه‌های اصلی یک افشانه، یعنی طول نفوذ افشانه مورد ارزیابی قرار می‌گیرد. علت هدف قرار دادن پارامتر طول نفوذ، کاربرد گسترده‌ی این مفهوم در تحلیل‌های مربوط به احتراق، به ویژه موتورهای احتراقی است. زیاد بودن بیش از حد طول نفوذ افشانه منجر به نشست سوخت افشانه بر بدنه محفظه احتراق و در نتیجه احتراق ناقص آن شود که خود باعث افزایش تولید آلاینده‌ها می‌شود. از سوی دیگر کوتاه بودن طول نفوذ یک افشانه موجب می‌شود اختلاط سوخت و هوا به خوبی انجام نشده و بدین ترتیب راندمان احتراق کاهش و تولید آلاینده‌ها افزایش یابد. از این رو طراحی دقیق و بهینه فرایند پاشش به منظور دستیابی به طول نفوذ بهینه، نقش بسیار مهمی را در طراحی سیستم‌های احتراقی دارد و این امر مستلزم درک و شناخت صحیح از عوامل موثر بر این پارامتر می‌باشد. به همین علت در این فصل، عمدتاً به بررسی عوامل مختلف و تاثیرگذار بر طول نفوذ افشانه پرداخته می‌شود.

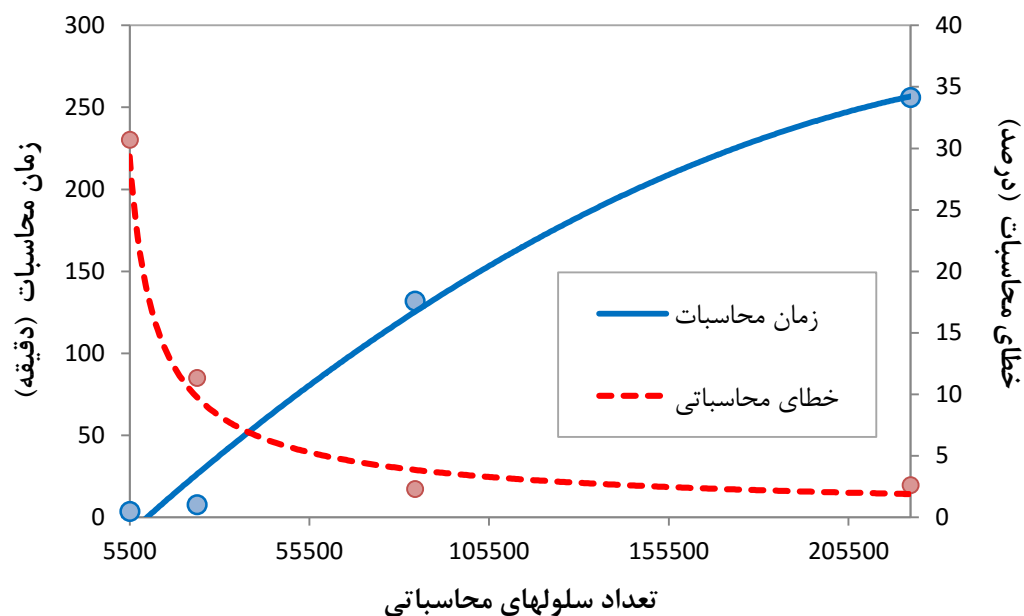
## ۵-۱ بررسی استقلال حل از نحوه شبکه‌بندی هندسه

همانطور که پیش‌تر اشاره شد، تعداد سلول‌های محاسباتی در راستای  $X$ ،  $Y$  و  $Z$  به ترتیب برابر ۴۰، ۱۱۰ و ۴۰ می‌باشد. نحوه‌ی شبکه‌بندی یکی از مهمترین مراحل در حل عددی یک مساله می‌باشد؛ چرا که حجم بالایی از سلول‌های محاسباتی در قبال بالا بردن دقت محاسبات باعث افزایش زمان محاسباتی می‌شود، به ویژه در مدلسازی افشانه‌ها که زمان اجرای برنامه‌ها بسیار بالا است و صرفه‌جویی محاسباتی از اهمیت بسیار بالایی برخوردار است. از این رو باید سعی شود که سبک‌ترین شبکه‌ی محاسباتی که منجر به نتایج صحیح می‌شود، انتخاب گردد. در اینجا، برای بررسی استقلال حل عددی از نحوه‌ی شبکه‌بندی، از شبکه‌های ریزتر و درشت‌تری استفاده شد و نتایج بدست آمده از آنها در تخمین مقدار عمق نفوذ افشانه با نتایج آزمایشگاهی مورد مقایسه قرار گرفتند (شکل ۵-۱) که

در نهایت مشخص شد که شبکه‌بندی مذکور جهت حل عددی مساله مناسب بوده و ریزتر شدن آن تاثیری در دقت نتایج ایجاد نمی‌کند. به علاوه تغییرات زمان اجرای برنامه و دقت حل با ریزتر شدن اندازه‌ی سلول محاسباتی در شکل ۵-۲ آورده شده است. لازم به ذکر است محاسبات با استفاده از رایانه‌ی موجود در آزمایشگاه تحقیقاتی موتور دانشگاه فردوسی مشهد، که یک رایانه‌ی مدرن هفت هسته‌ای با قدرت پردازش ۱۶ GB است، صورت گرفته است. همانطور که ملاحظه می‌شود شبکه‌بندی‌های ۱۸۴۹۱۰ سلولی و ۲۲۲۷۵۰ سلولی از دقت بسیار خوبی برخوردارند، اما مشاهده می‌شود افزایش حدود ۵۰۰۰۰ سلول محاسباتی (افزایش تعداد سلول‌های محاسباتی در راستای X و Z از ۴۱ سلول به ۴۵ سلول) باعث افزایش زمان اجرای برنامه به میزان سه ساعت می‌شود.



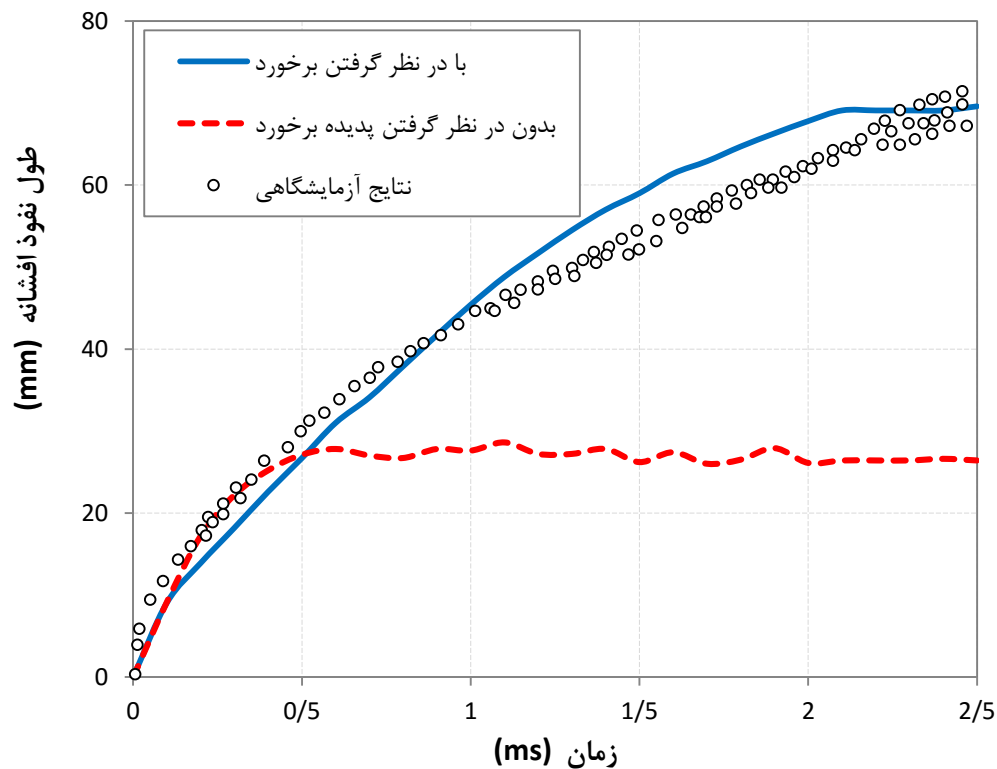
شکل ۵-۱ بررسی استقلال حل از نحوه شبکه‌بندی



شکل ۵-۲ تغییرات زمان اجرای برنامه و دقت حل با ریزتر شدن اندازه‌ی سلول محاسباتی

## ۵-۲ اثر مدل‌سازی پدیده‌ی برخورد بر تحلیل عملکرد افشانه

همانطور که پیش‌تر اشاره شد، پدیده‌ی برخورد قطرات و در پی آن رژیم‌های حاصل شده، نقش بسزایی در عملکرد افشانه‌ها دارند. بطوریکه نمی‌توان قطره را در فرایند برخورد یک گوی صلب در نظر گرفت و باید تغییر شکل‌های آن را نیز لحاظ نمود (برای مثال مانند آنچه در مدل TAB دیده شد که در آن قطره را مشابه یک سیستم جرم-فنر-میراکننده مدل شده بود). برای اثبات این موضوع مساله پیش‌رو، یک بار با در نظر گرفتن مدل‌سازی برخورد قطرات و یک بار بدون در نظر گرفتن آن حل شده و طول نفوذ محاسبه شده‌ی افشانه، به عنوان یکی از مشخصه‌های اصلی افشانه‌ها، با نتایج آزمایشگاهی مورد مقایسه قرار گرفته است که می‌توان آن را در شکل ۵-۳ مشاهده نمود.

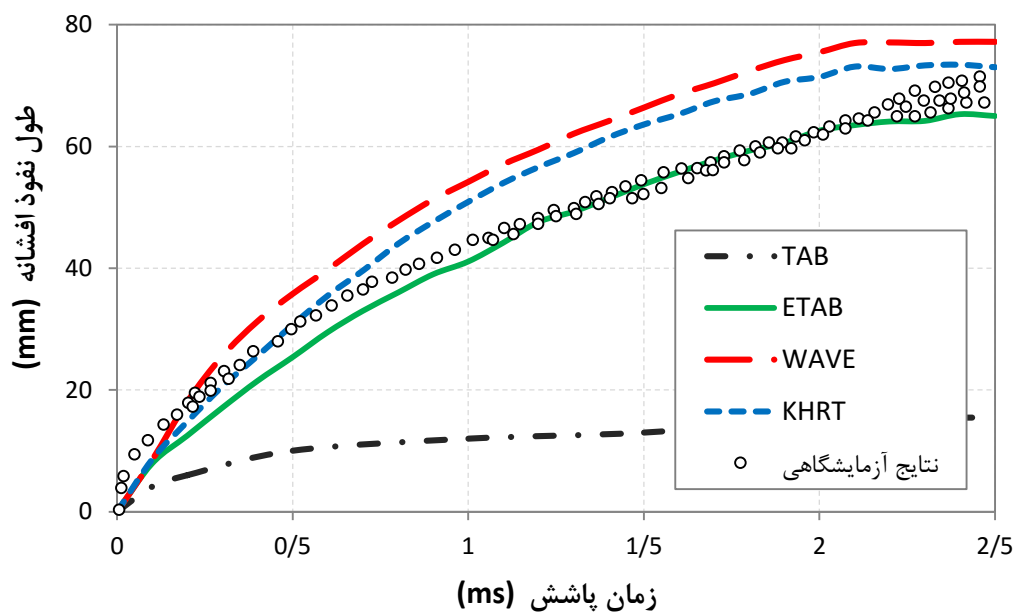


شکل ۳-۵ بررسی اثر مدلسازی برخورد قطرات در تخمین طول نفوذ افشانه

همانطور که دیده می‌شود، عدم در نظر گرفتن دینامیک برخورد قطرات باعث بروز اختلاف و خطای چشم‌گیری در نتایج می‌شود.

### ۳-۵ بررسی توانایی مدل‌های مختلف شکست (Breakup models)

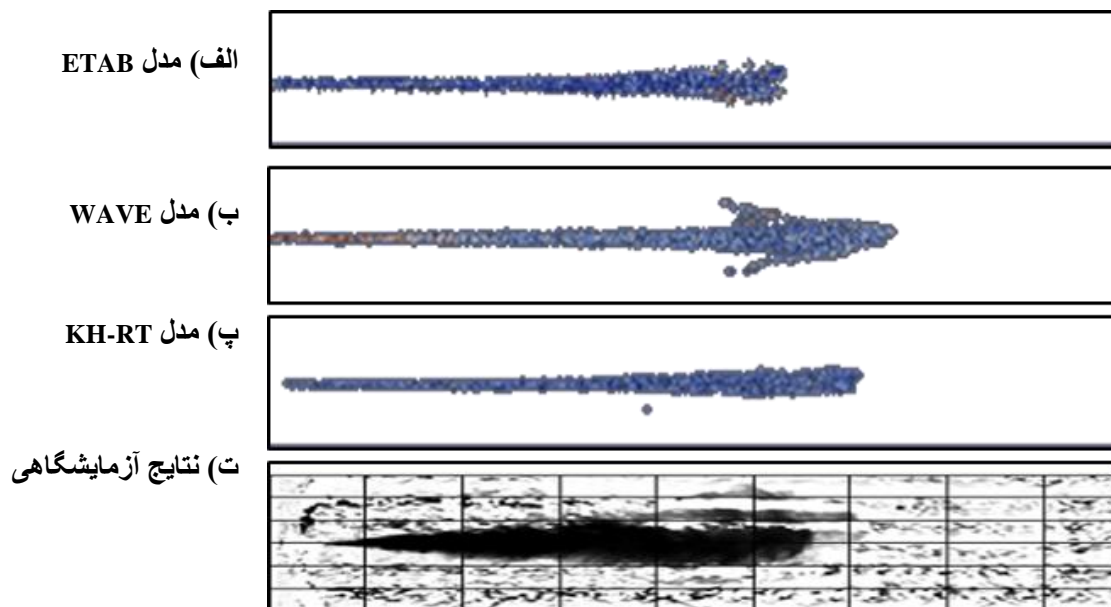
در بخش ۲-۶ به مدل‌های مختلف شکست قطرات، شامل مدل *WAVE*، *ETAB*، *TAB* و مدل ترکیبی *KH-RT* اشاره شد. در این بخش توانایی این مدل‌ها در تخمین طول نفوذ افشانه مورد بررسی قرار می‌گیرد (شکل ۴-۵). در این مدلسازی دما و فشار سوخت برابر  $320\text{ K}$  و  $600\text{ bar}$  بوده و محیط در دمای  $683\text{ K}$  و فشار  $50\text{ bar}$  می‌باشد. همچنین زاویه‌ی مخروطی افشانه  $15^\circ$  درجه در نظر گرفته شده است.



شکل ۴-۵ ارزیابی توانایی مدل‌های مختلف شکست قطرات در تخمین طول نفوذ افشانه

در شکل ۵-۵ نمایی از افشانه‌ها که از این مدل‌ها بدست آمده‌اند، با تصویر گرفته شده از

افشانه مورد آزمایش در پایان فرایند پاشش مورد مقایسه قرار گرفته است.



شکل ۵-۵ مقایسه‌ی شکل افشانه در مدل‌های مختلف شکست قطرات با شکل واقعی [۲۳]

همانطور که در دو شکل بالا دیده می‌شود، مدل شکست ETAB بهتر از سایر مدل‌ها، جوابگوی مسأله‌ی مورد نظر در این پایان‌نامه است و تطابق بهتری را با نتایج آزمایشگاهی از خود نشان می‌دهد. از این رو در حل‌های بعدی از این مدل شکست استفاده می‌شود.

## ۴-۵ ارزیابی عملکرد مدل‌های مختلف آشفتگی

در این بخش، به منظور ارزیابی توانایی مدل‌های آشفتگی در تخمین طول نفوذ افشانه، از مدل آشفتگی  $k-\varepsilon$  استاندارد و دو نسخه‌ی اصلاح‌شده‌ی آن و همچنین مدل آشفتگی RNG استفاده شده است. در مورد دو مدل اصلی  $k-\varepsilon$  استاندارد و RNG در بخش ۲-۷ به تفصیل بحث شد. پیش از ارائه‌ی نتایج، لازم است توضیحاتی در مورد دو نسخه‌ی اصلاح‌شده‌ی مدل آشفتگی  $k-\varepsilon$  که در حل مسأله به کار رفته‌اند، داده شود.

برای پیش‌بینی طول نفوذ افشانه، مدل استاندارد  $k-\varepsilon$  با بهره‌گیری از رابطه‌ی رودی<sup>۱</sup> [۵۴] (معادله‌ی ۱-۵) که برای بیان رفتار سیال در نزدیکی دیواره ارائه شده، بهبود یافته است.

$$\sigma_\varepsilon = \frac{\kappa^2}{C_\mu^{1/2}(C_2 - C_1)} \quad (1-5)$$

تحقیقات نشان داده است که محاسبات عددی به شدت به ثابت‌های  $C_1$  و  $C_2$  وابسته است [۵۴]. در این مدل، به منظور کاهش پراکندگی و گسترش جت، ثابت  $C_1$  بهبود پیدا کرده و ثابت  $\sigma_\varepsilon$  با استفاده از رابطه‌ی ۱-۵ اصلاح شده است. ثابت‌های بکار رفته در این نسخه‌ی اصلاح شده در جدول ۱-۵ آورده شده است.

<sup>۱</sup> Rodi

جدول ۵-۱ ثابت‌های به کار رفته در نسخه‌ی اصلاح شده‌ی مدل آشفتگی  $k-\varepsilon$  - رودی

$C_1$	$C_2$	$C_3$	$C_\mu$	$\sigma_\varepsilon$	$\sigma_k$
۱/۵۵	۱/۹۲	-۰/۳۳	۰/۰۹	۱/۵۸	۱

نسخه‌ی اصلاح شده‌ی دیگر مدل آشفتگی  $k-\varepsilon$  که در اینجا به کار رفته است، توسط لاندر و شارما<sup>۱</sup> [۵۵] در سال ۱۹۷۴ ارائه شده است. این مدل که یک مدل کلاسیک قدیمی در بحث آشفتگی به شمار می‌رود، به خاطر توانایی‌اش در مدلسازی **by-pass transition** مورد توجه قرار گرفته است. این مدل را می‌توان در قالب معادله‌های زیر بیان نمود:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \rho k u_j - \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] = P - \rho \varepsilon - \rho D \quad (۲-۵)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \rho \varepsilon u_j - \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] = (C_{\varepsilon 1} f_1 P - C_{\varepsilon 2} f_2 \rho \varepsilon) \frac{\varepsilon}{k} + \rho E \quad (۳-۵)$$

که در آن

$$\mu_t = C_\mu f_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (۴-۵)$$

$$P = \tau_{ij}^{turb} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (۵-۵)$$

است. توابع میراکننده‌ی  $f_\mu$ ،  $f_1$  و  $f_2$  و عبارات  $D$  و  $E$  در موارد تحلیل جریان در نزدیکی دیواره برای حل معادلات  $k$  و  $\varepsilon$  در زیرلایه‌ی لزج استفاده می‌شوند. این توابع و همچنین ثابت‌های به کار رفته در این معادلات در جدول ۵-۲ آورده شده است.

در این روابط  $Re_t$  به شکل زیر تعریف می‌شود:

$$Re_t = \frac{k^2}{\vartheta \varepsilon} \quad (۶-۵)$$

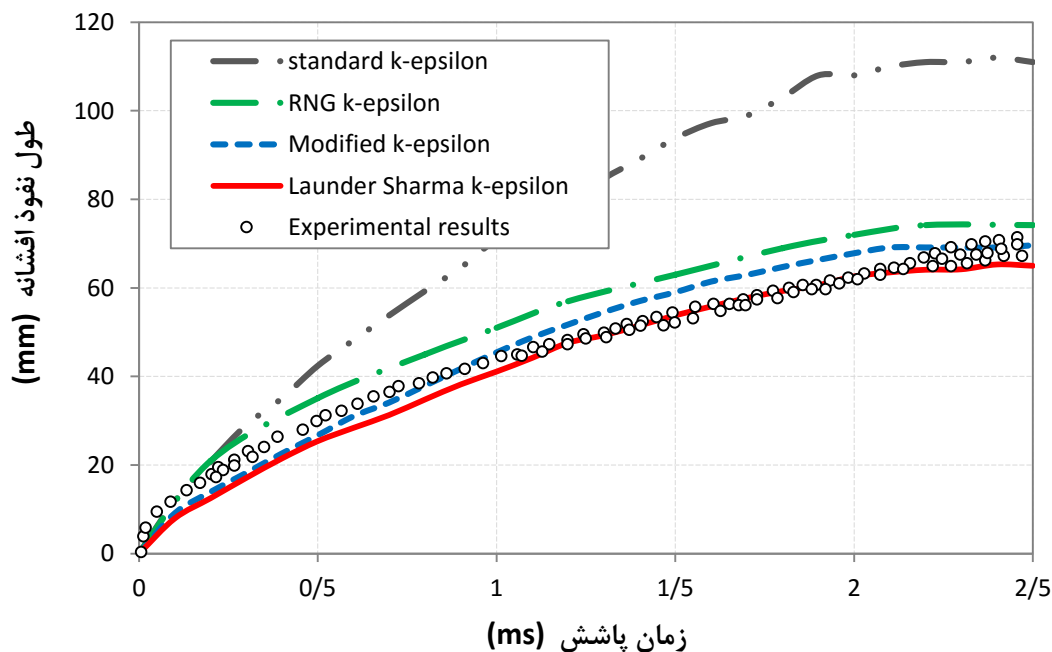
<sup>۱</sup> Launder and Sharma

جدول ۵-۲ ثابت‌های به کار رفته در نسخه‌ی اصلاح شده‌ی مدل آشفتگی k-ε-لاندر و شارما

$C_\mu$	$\sigma_k$	$\sigma_\epsilon$	D	E	$C_{\epsilon 1}$	$C_{\epsilon 2}$	$f_\mu$	$f_1$	$f_2$
۰/۰۹	۱	۱/۳	$2\theta \left( \frac{\partial \sqrt{k}}{\partial y} \right)^2$	$2\theta \theta_t \left( \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)^2$	۱/۴۴	۱/۸	$\exp \frac{-3.4}{\left(1 + \frac{Re_t}{50}\right)^2}$	۱	$1 - 0.3 \exp(-Re_t^2)$

طول نفوذ افشانه در شرایط  $P_{inj}=600 \text{ bar}$ ،  $T_{inj}=320 \text{ K}$ ،  $P_{amb}=50 \text{ bar}$  و  $T_{amb}=683 \text{ K}$  و با

استفاده از مدل شکست ETAB، با به‌کارگیری چهار مدل آشفتگی k-ε استاندارد، نسخه‌ی اصلاح شده‌ی رودی و نسخه‌ی اصلاح شده‌ی لاندر و شارما از این مدل و همچنین مدل k-ε RNG شبیه‌سازی و مورد بررسی قرار گرفته است که نتایج آن در شکل ۵-۶ آورده شده است.



شکل ۵-۶ ارزیابی توانایی مدل‌های مختلف آشفتگی در تخمین طول نفوذ افشانه

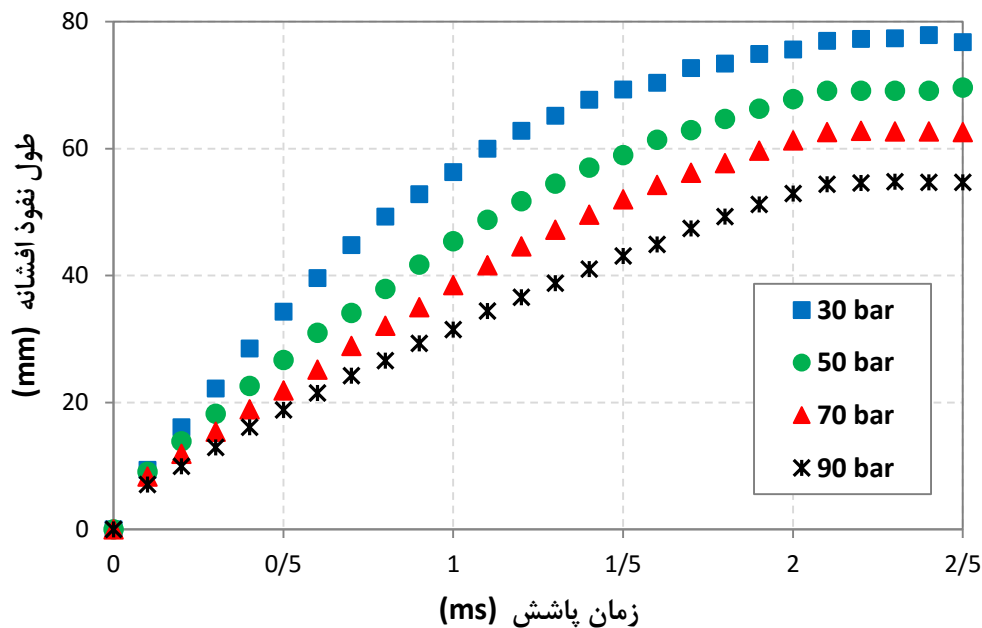


همانطور که ملاحظه می‌شود نسخه‌ی اصلاح شده‌ی لاندر شارما از مدل استاندارد k-ε بهترین تطابق را با نتایج آزمایشگاهی از خود نشان می‌دهد، به همین علت در تحلیل‌های آتی از این مدل آشفتگی استفاده می‌شود.

## ۵-۵ بررسی اثر شرایط محیط پاشش

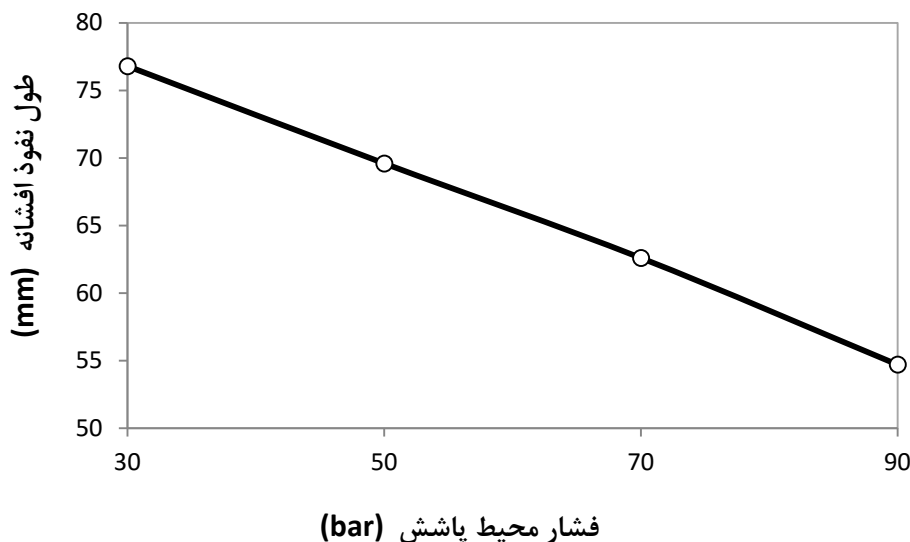
همانطور که پیش‌تر اشاره شد، مبحث برخورد قطرات در واقع یک مساله در حوزه جریان دو فازی است که تقابل مقاومت قطره را در برابر نیروی آیرودینامیکی وارده از محیط اطراف را به تصویر می‌کشد. از این رو، شرایط محیط پاشش به صورت مستقیم با عملکرد یک افشانه در ارتباط است.

در شکل‌های ۵-۷ و ۵-۸ اثر فشار محیط پاشش بر طول نفوذ افشانه نشان داده شده است. در این شبیه‌سازی فشار و دمای سوخت برابر ۶۰۰ bar و ۳۲۰ K و دمای محیط برابر ۶۸۳ K در نظر گرفته شده است. به علاوه زاویه مخروطی افشانه ۱۵ درجه لحاظ شده است.



شکل ۵-۷ تغییرات طول نفوذ افشانه در طی فرایند پاشش، به ازای فشارهای مختلف محیط پاشش

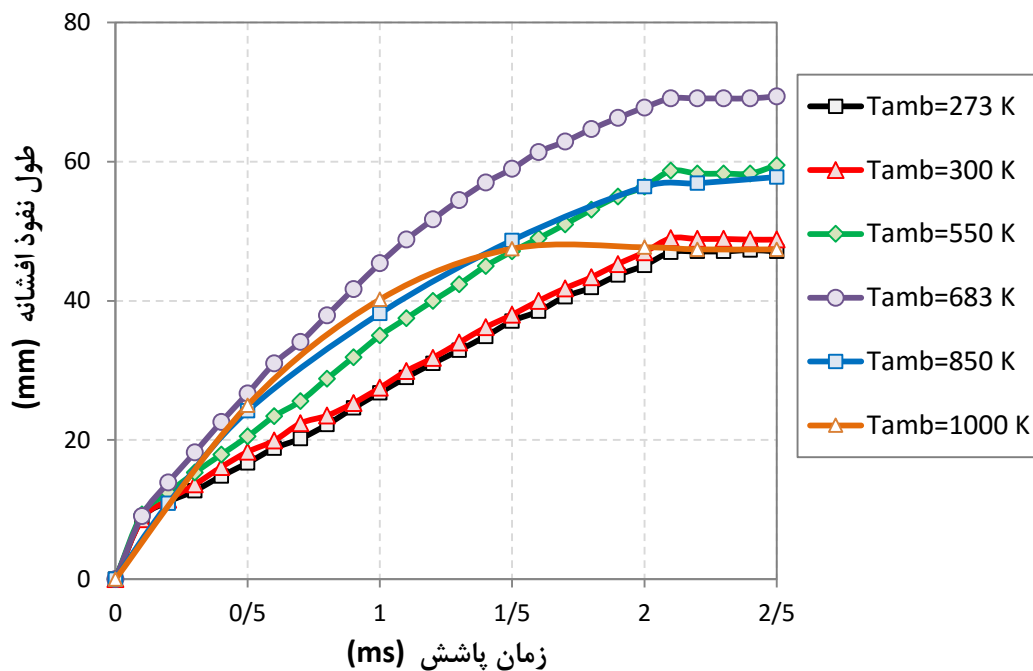
در شکل ۵-۸ تغییرات طول نفوذ افشانه در خاتمه‌ی پاشش به ازای تغییرات فشار محیط پاشش نشان داده شده است.



شکل ۵-۸ تغییرات طول نفوذ افشانه با افزایش فشار محیط پاشش در پایان فرایند پاشش

همانطور که انتظار می‌رود، با افزایش فشار محیط پاشش میزان نفوذ افشانه به داخل محیط کاهش می‌یابد. علت این امر، افزایش مقاومت آئروپنایمی در برابر قطره می‌باشد که باعث می‌شود قطره نتواند به راحتی محیط روبرو را شکافته و به داخل آن نفوذ نماید.

تغییر در دمای محیط پاشش نیز باعث تغییر در شرایط محیط و نیروی آئروپنایمی وارد بر قطره و همچنین تغییر در خواص ترمودینامیکی خود قطره می‌شود و لذا تاثیر بسزایی بر روی طول نفوذ افشانه خواهد داشت. در شکل ۵-۹ تغییرات طول نفوذ افشانه به ازای تغییرات دمای محیط نمایش داده شده است. فشار و دمای پاشش سوخت ۶۰۰ bar و ۳۲۰ K بوده و فشار محیط برابر ۵۰ bar در نظر گرفته می‌شود.

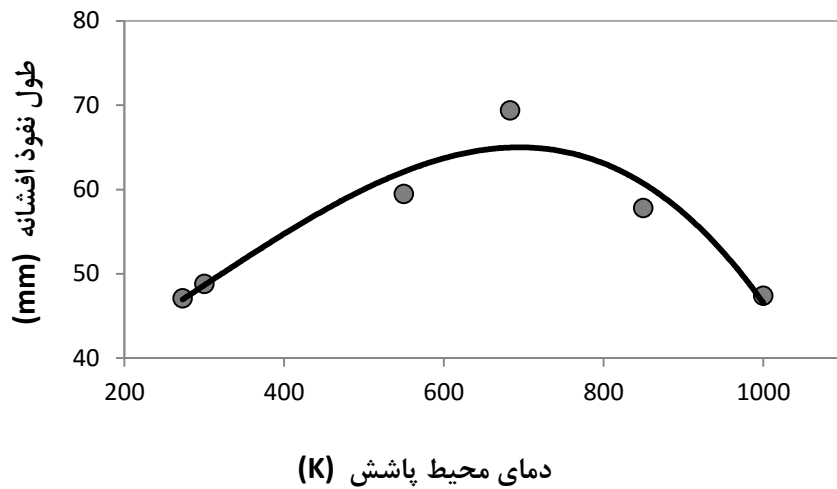


شکل ۵-۹ تغییرات طول نفوذ افشانه در طی فرایند پاشش، به ازای دماهای مختلف محیط پاشش

مشاهده می‌شود که با افزایش دمای محیط و کاهش چگالی آن، قطره راحت‌تر امکان نفوذ به داخل محیط را پیدا کرده و به همین دلیل از طول نفوذ بیشتری برخوردار خواهد بود. اما این روند تا حدود دمای  $700\text{ K}$  برقرار است، از این دما به بعد، به علت بالا رفتن بیش از حد نرخ تبخیر سوخت، قطرات سوخت به سرعت بخار شده و از این رو کاهش طول نفوذ افشانه را به دنبال خواهد داشت. این موضوع را به خوبی می‌توان در شکل ۵-۱۰ که در آن طول نفوذ افشانه در خاتمه‌ی پاشش به ازای دماهای مختلف محیط پاشش رسم شده است، ملاحظه نمود.

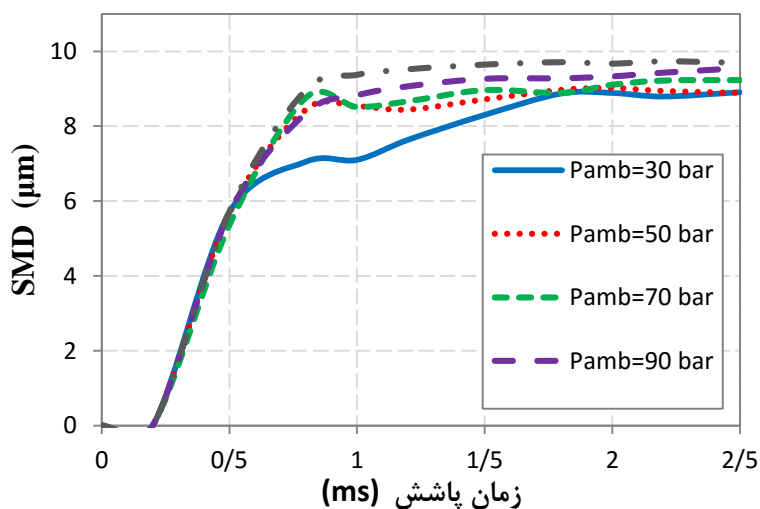
یکی دیگر از پارامترهایی که در مطالعه‌ی افشانه‌ها بسیار مورد توجه است قطر متوسط ساتر (Sauter Mean Diameter) (SMD) است. این مفهوم نخستین بار توسط یک دانشمند آلمانی به نام ساتر در اواخر دهه‌ی ۱۹۲۰ ارائه شد و نشان‌دهنده‌ی یک اندازه‌ی متوسط برای یک ذره یا مجموعه‌ای از ذرات است. به این ترتیب که SMD برابر است با قطر قطره‌ای کروی که نسبت اندازه‌ی حجم به سطح جانبی آن متناظر با ذره یا بسته‌ی مورد نظر از ذرات است. این پارامتر معیار مناسبی را برای

بررسی میزان اتمیزه شدن افشانه به دست می‌دهد. هرچه SMD پایین‌تر باشد نشان می‌دهد که قطرات ریزتری در طی پاشش شکل گرفته‌اند.

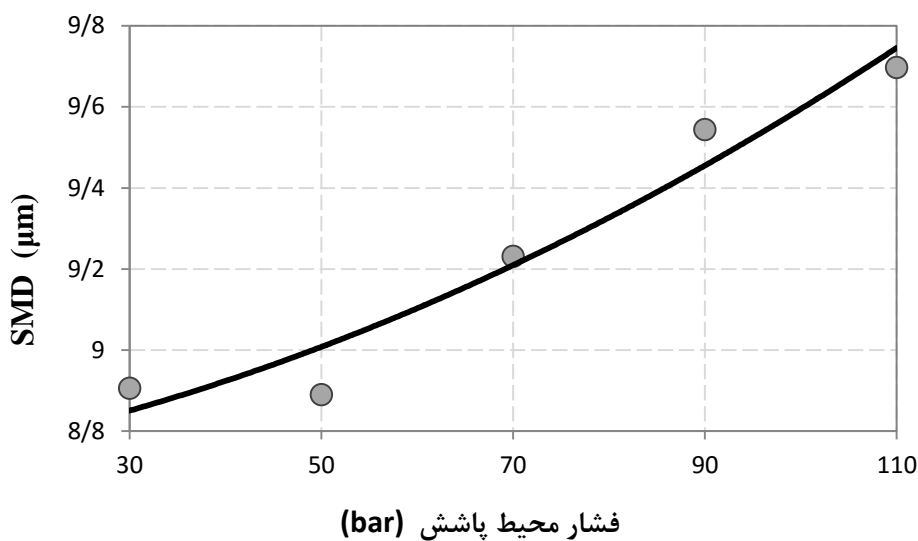


شکل ۵-۱۰ تغییرات طول نفوذ افشانه با افزایش دمای محیط پاشش در پایان فرایند پاشش

در شکل ۵-۱۱ تغییرات SMD در طی فرایند پاشش به ازای فشارهای محیط مختلف نمایش داده شده است. همچنین برای درک بهتر روند تغییرات، نمودار تغییرات SMD بر حسب فشار محیط پاشش در شکل ۵-۱۲ آورده شده است.



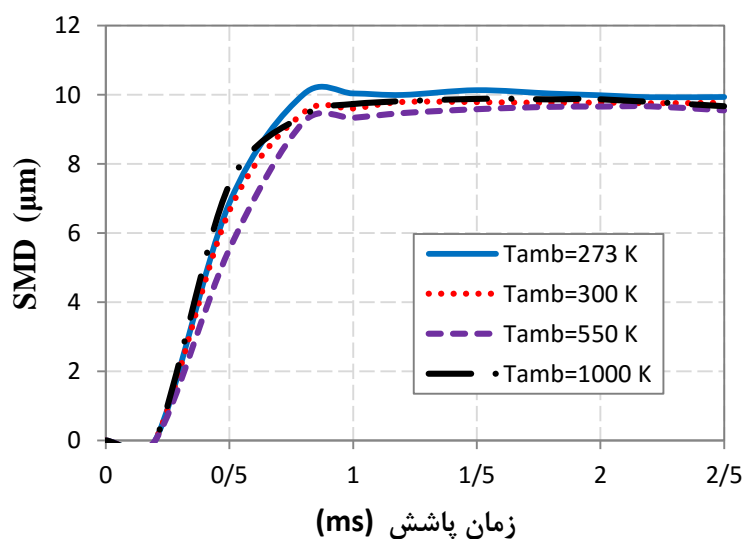
شکل ۵-۱۱ تغییرات SMD در طی فرایند پاشش، به ازای فشارهای مختلف محیط پاشش



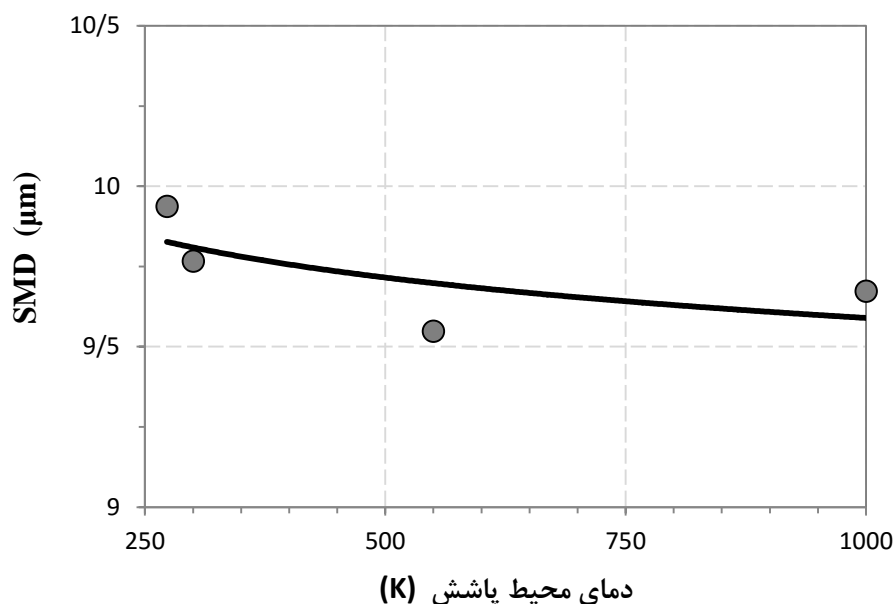
شکل ۵-۱۲ تغییرات SMD با افزایش فشار محیط پاشش در پایان فرایند پاشش

شکل‌های بالا نشان می‌دهند که با افزایش فشار محیط پاشش، SMD نیز افزایش می‌یابد. چرا که با افزایش فشار محیط امکان برخورد قطرات با هم کاهش پیدا کرده و از این رو احتمال شکست قطرات و تشکیل قطرات با اندازه‌های ریزتر کاهش پیدا می‌کند.

اثر تغییرات دمای محیط پاشش بر SMD نیز در شکل ۵-۱۳ و ۵-۱۴ آورده شده است.



شکل ۵-۱۳ تغییرات SMD در طی فرایند پاشش، به ازای دماهای مختلف محیط پاشش

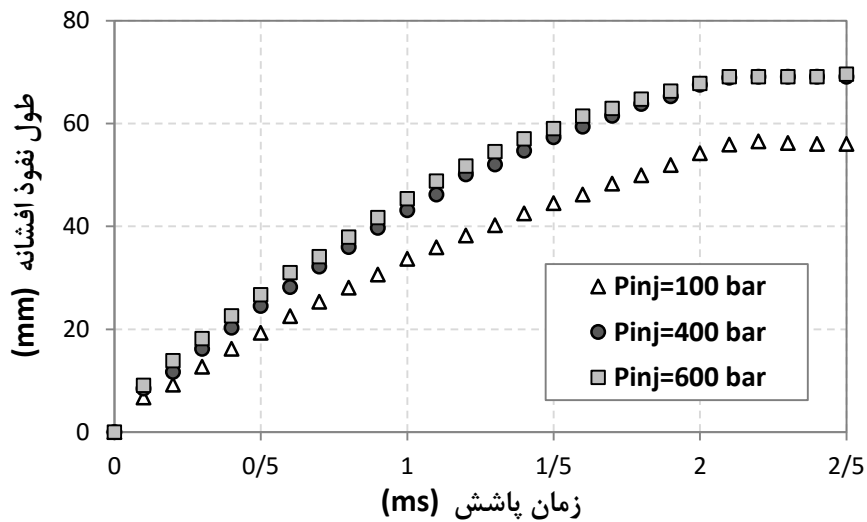


شکل ۵-۱۴ تغییرات SMD با افزایش دمای محیط پاشش در پایان فرایند پاشش

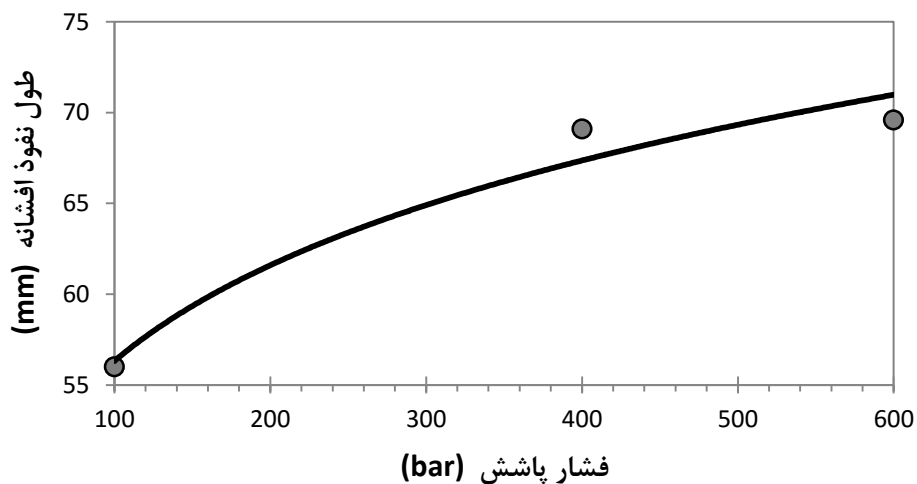
مشاهده می‌شود که افزایش دمای محیط تاثیر چندانی بر روی SMD نداشته و به میزان کمی باعث کاهش مقدار آن می‌شود.

## ۵-۶ بررسی اثر شرایط ترمودینامیکی سوخت در هنگام پاشش

از آنجا که پدیده‌ی برخورد در حقیقت تعامل بین دو فاز گسسته (مایع یا همان قطره) و فاز پیوسته (گاز یا همان محیط اطراف) است، بررسی تغییرات دو فاز و نحوه تاثیر آن‌ها در فرایند برخورد بسیار حایز اهمیت می‌باشد. در بخش قبل اثرات محیط پاشش مورد بررسی قرار گرفت. در این بخش به ارزیابی اثرات تغییر فشار و دمای سوخت در هنگام پاشش پرداخته می‌شود. در شکل ۵-۱۵ تغییرات طول نفوذ افشانه در طی فرایند پاشش بر حسب فشارهای تزریق ۱۰۰، ۴۰۰ و ۶۰۰ bar نشان داده شده است. همچنین تغییرات طول نفوذ افشانه با افزایش فشار پاشش در شکل ۵-۱۶ نمایش داده شده است.



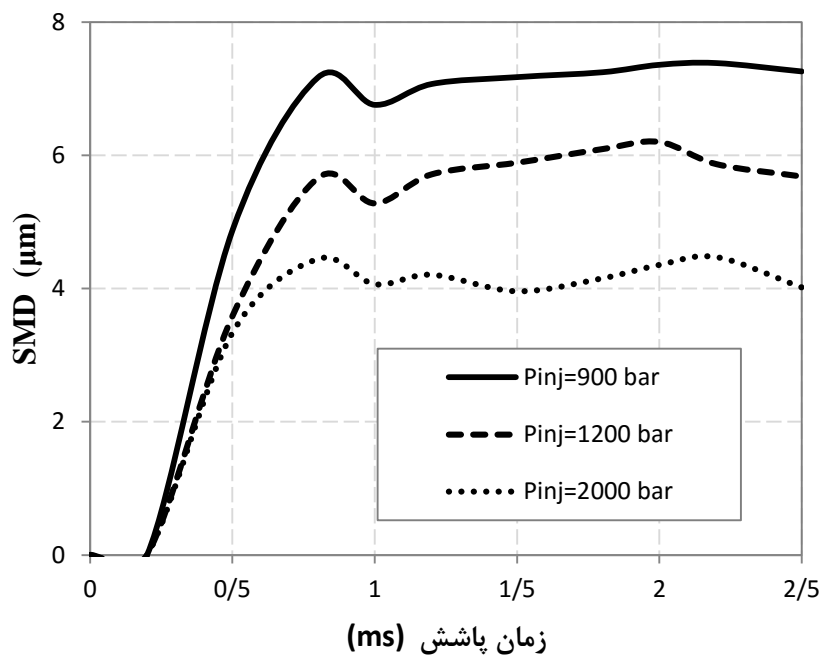
شکل ۱۵-۵ تغییرات طول نفوذ افشانه در طی فرایند پاشش، به ازای فشارهای مختلف پاشش



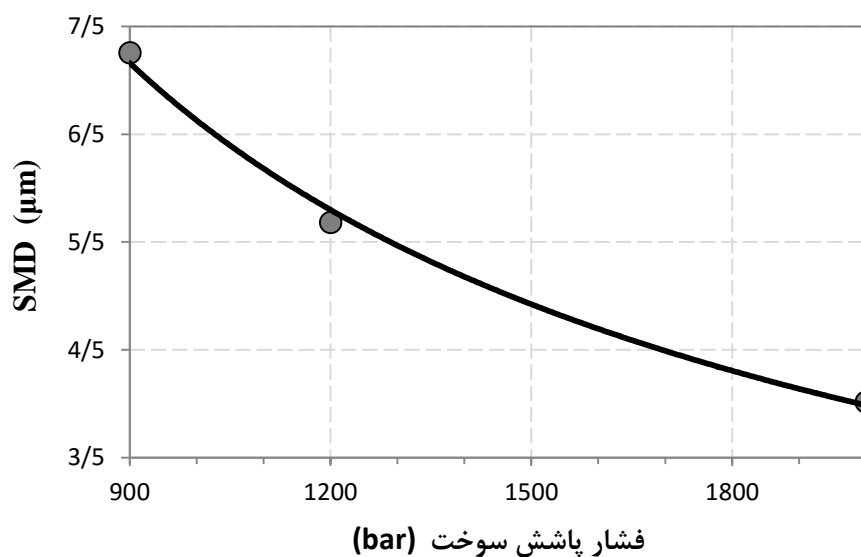
شکل ۱۶-۵ تغییرات طول نفوذ افشانه با افزایش فشار پاشش در پایان فرایند پاشش

با بررسی شکل‌های بالا ملاحظه می‌شود که افزایش فشار پاشش باعث افزایش اندازه حرکت اولیه‌ی افشانه و در نتیجه، افزایش طول نفوذ افشانه می‌شود اما تاثیر آن مانند تاثیر تغییرات فشار محیط پاشش چشم‌گیر نمی‌باشد.

نقش افزایش فشار پاشش در SMD را می‌توان در شکل‌های ۱۷-۵ و ۱۸-۵ ملاحظه نمود.



شکل ۵-۱۷ تغییرات SMD در طی فرایند پاشش، به ازای فشارهای مختلف پاشش



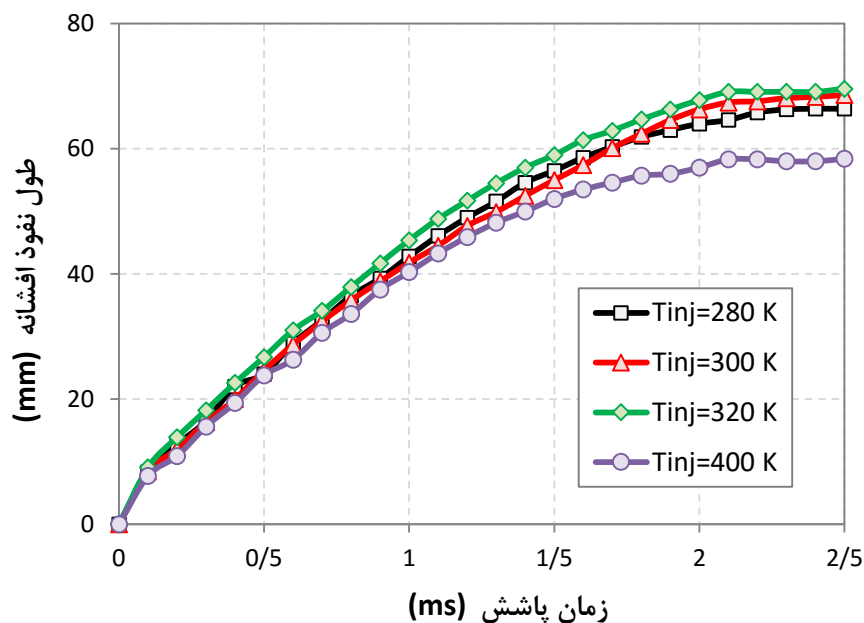
شکل ۵-۱۸ تغییرات SMD با افزایش فشار پاشش در پایان فرایند پاشش

همانطور که دیده می‌شود، با افزایش فشار پاشش و اتمیزه شدن هرچه بهتر مقدار SMD به

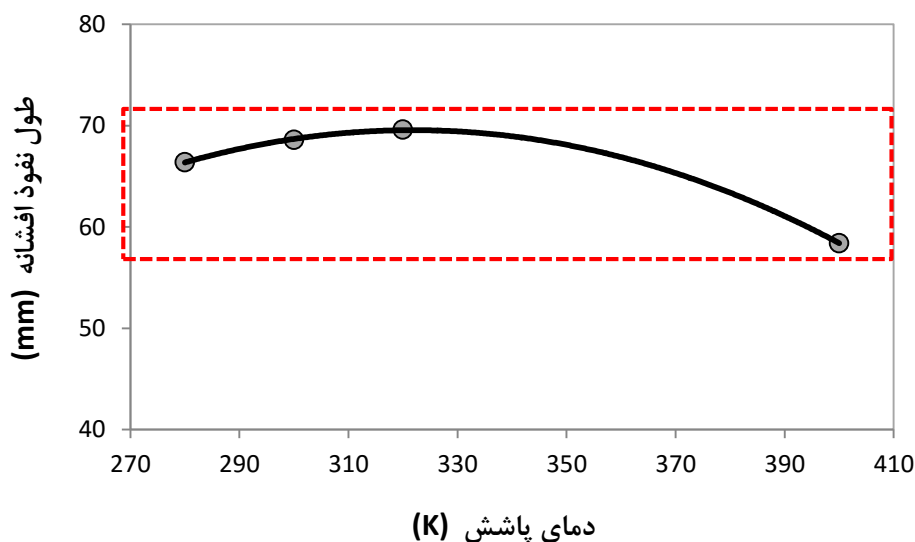
طور محسوسی کاهش پیدا می‌کند.



اثر تغییرات دمای پاشش بر طول نفوذ افشانه در شکل ۵-۱۹ و ۵-۲۰ نشان داده شده است.



شکل ۵-۱۹ تغییرات طول نفوذ افشانه در طی فرایند پاشش، به ازای دماهای مختلف پاشش



شکل ۵-۲۰ تغییرات طول نفوذ افشانه با افزایش دمای پاشش در پایان فرایند پاشش

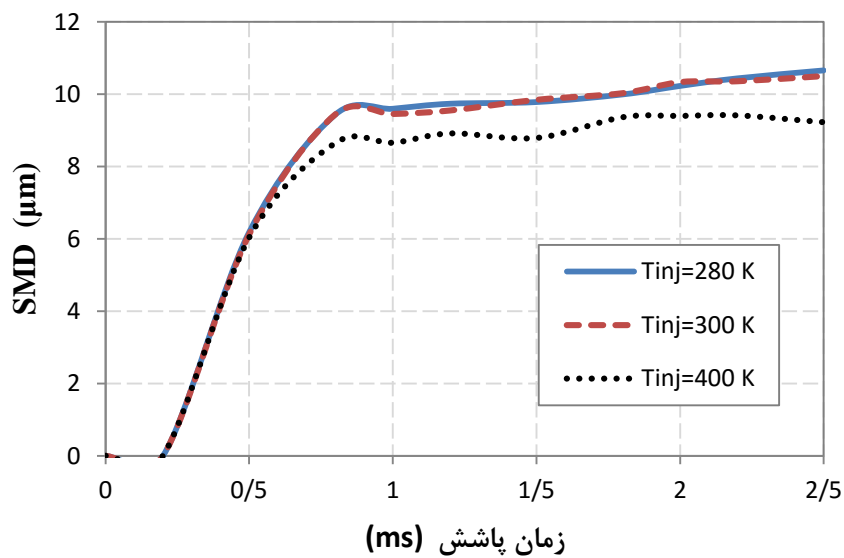
ملاحظه می‌شود که با افزایش دمای سوخت تا نقطه‌ی جوش (حدود  $372\text{K}$ )، طول نفوذ

افشانه افزایش یافته اما از آن پس به علت غلبه پیدا کردن پدیده‌ی تبخیر، از مقدار آن کاسته می‌شود.

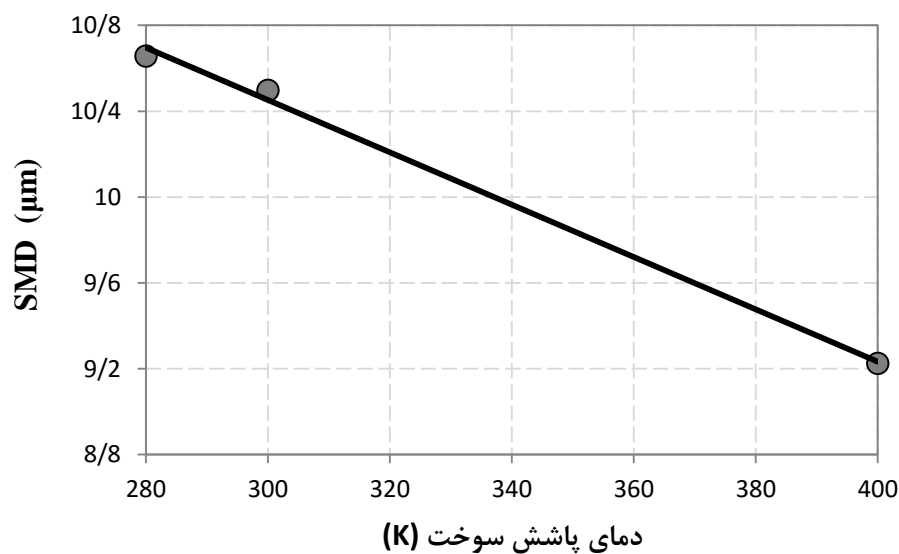
با این وجود، همانطور که در شکل دیده می‌شود، در مجموع، تغییر در دمای سوخت تغییرات در خور توجهی را در طول نفوذ افشانه ایجاد نمی‌کند.

تغییرات SMD بر حسب تغییرات دمای پاشش سوخت را می‌توان در شکل‌های ۵-۲۱ و ۵-

۲۲ ملاحظه نمود.



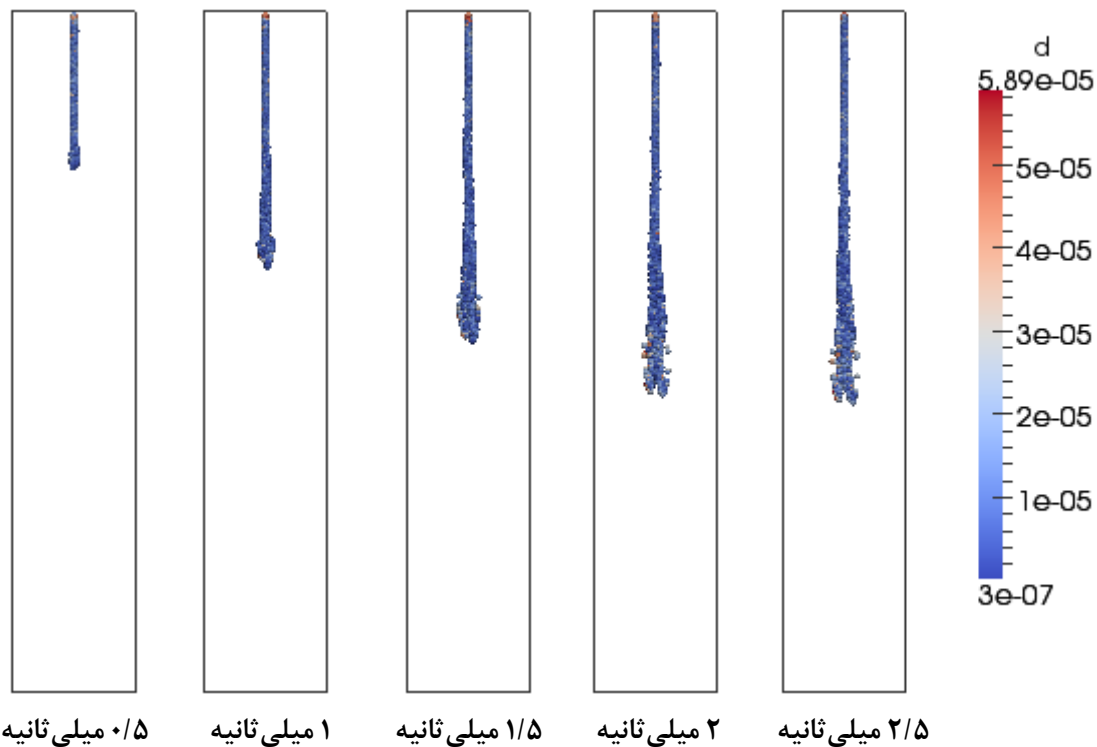
شکل ۵-۲۱ تغییرات SMD در طی فرایند پاشش، به ازای دماهای مختلف پاشش



شکل ۵-۲۲ تغییرات SMD با افزایش دمای پاشش در پایان فرایند پاشش

مشاهده می‌شود که افزایش دمای پاشش نیز به اتمیزه‌شدن قطرات کمک کرده و باعث ریزتر شدن آن‌ها و کاهش مقدار SMD می‌شود.

در شکل ۲۳-۵، به منظور شناخت بیشتر از شکل افشانه، نحوه‌ی توزیع اندازه‌ی قطرات و نفوذ افشانه به داخل محیط، شکل افشانه‌ی به دست آمده از شبیه‌سازی عددی در فشار پاشش ۶۰۰ bar، فشار محیط ۵۰ bar، دمای محیط ۶۸۳K و دمای پاشش ۳۲۰K در زمان‌های مختلف نشان داده شده است.



شکل ۲۳-۵ شکل افشانه‌ی به دست آمده از شبیه‌سازی‌های عددی در لحظه‌های مختلف پاشش

## ۷-۵ جمع‌بندی

با توجه به نتایج بدست آمده از این تحقیق می‌توان گفت:

- عدم در نظر گرفتن دینامیک برخورد قطرات در حل عددی افشانه‌ها باعث بروز اختلاف و خطای چشم‌گیری در نتایج شده و صحت کار را خدشه‌دار می‌نماید.
- با افزایش فشار محیط پاشش، به علت افزایش مقاومت آیرودینامیکی در برابر قطره، میزان نفوذ افشانه به داخل محیط کاهش می‌یابد. همچنین مقدار SMD نیز افزایش می‌یابد. چرا که با افزایش فشار محیط امکان برخورد قطرات با هم کاهش پیدا کرده و از این رو احتمال شکست قطرات و تشکیل قطرات با اندازه‌های ریزتر کاهش پیدا می‌کند.
- با افزایش دمای محیط و کاهش چگالی آن، قطره راحت‌تر امکان نفوذ به داخل محیط را پیدا کرده و به همین دلیل از طول نفوذ بیشتری برخوردار خواهد بود. اما با افزایش بیشتر دمای محیط و بالا رفتن بیش از حد نرخ تبخیر سوخت، قطرات سوخت به سرعت بخار شده و از این رو کاهش طول نفوذ افشانه را به دنبال خواهد داشت. افزایش دمای محیط تاثیر چندانی بر روی SMD نداشته و به میزان کمی باعث کاهش مقدار آن می‌شود.
- افزایش فشار پاشش باعث افزایش اندازه حرکت اولیه افشانه و در نتیجه، افزایش طول نفوذ افشانه می‌شود اما تاثیر آن مانند تاثیر تغییرات فشار محیط پاشش چشم‌گیر نمی‌باشد. از سویی دیگر با اتمیزه شدن هرچه بهتر در اثر افزایش فشار پاشش سوخت، مقدار SMD به طور محسوسی کاهش پیدا می‌کند.
- با افزایش دمای سوخت تا نقطه‌ی جوش، طول نفوذ افشانه افزایش یافته اما از آن پس به علت غلبه پیدا کردن پدیده‌ی تبخیر، از مقدار آن کاسته می‌شود. با این وجود، تغییر در دمای سوخت تغییرات در خور توجهی را در طول نفوذ افشانه ایجاد نمی‌کند. افزایش دمای پاشش

همچنین به اتمیزه شدن قطرات کمک کرده و باعث ریزتر شدن آن‌ها و کاهش مقدار SMD می‌شود.

## ۸-۵ پیشنهادات

با توجه به گستردگی بحث افشانه‌ها و برخورد قطرات کماکان بستر انجام کارهای جدید در این حوزه بسیار وجود دارد و تلاش‌های زیادی را می‌طلبید. برای مثال با توجه به اینکه عدد وبر خود متاثر از پارامترهایی همچون عدد رینولدز، عدد اونسورگ و نسبت چگالی دو فاز است، می‌توان با اعمال اثر این پارامترهای مدل‌های موجود در شبیه‌سازی فرایند شکست قطرات را بهبود بخشید.

همچنین اثر چگالی بر عملکرد افشانه، از جمله عمق نفوذ و قطر ذرات را می‌توان در شبیه‌سازی‌ها مورد بررسی قرار داد. برای این منظور برخورد قطرات را برای چندین سوخت مختلف بررسی و نتایج آن با هم مقایسه می‌شود.

از آنجا که مدل‌های موجود در بررسی پدیده شکست، به شدت به نحوه شبکه‌بندی وابسته‌اند در کارهای آتی می‌توان الگوریتمی برای تعیین بهترین شبکه‌بندی در یک مساله ارائه نمود تا در صحت محاسبات و زمان انجام آن‌ها بهبود حاصل شود.

1. Menchaca-Rocha, A., et al., *Coalescence and fragmentation of colliding mercury drops*. Journal of Fluid Mechanics, 1997. **346**: p. 291-318.
2. Ashgriz, N. and P. Givi, *Binary collision dynamics of fuel droplets*. International Journal of Heat and Fluid Flow, 1987. **8**(3): p. 205-210.
3. Ashgriz, N. and J.Y. Poo, *Coalescence and separation in binary collisions of liquid drops*. Journal of Fluid Mechanics, 1990. **221**: p. 183-204.
4. Reitz, R.D., *Computer modeling of sprays*, in *Spray technology short course* 1996: Pittsburgh, PA.
5. Montgomery, D.T., et al., *Effect of Injector Nozzle Hole Size and Number on Spray Characteristics and the Performance of a Heavy Duty D.I. Diesel Engine*. SAE Technical Paper 962002, 1996.
6. Nobari, M.R., Y.J. Jan, and G. Tryggvason, *Head-on collision of drops---A numerical investigation*. Physics of Fluids, 1996. **8**(1): p. 29-42.
7. Qian, J. and C.K. Law, *Regimes of coalescence and separation in droplet collision*. Journal of Fluid Mechanics, 1997. **331**: p. 59-80.
8. Estrade, J.P., et al., *Experimental investigation of dynamic binary collision of ethanol droplets – a model for droplet coalescence and bouncing*. International Journal of Heat and Fluid Flow, 1999. **20**(5): p. 486-491.
9. Brenn, G., D. Valkovska, and K.D. Danov, *The formation of satellite droplets by unstable binary drop collisions*. Physics of Fluids, 2001. **13**(9): p. 2463-2477.
10. Mashayek, F., et al., *Coalescence collision of liquid drops*. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2003. **46**: p. 77-89.
11. Inamuro, T., et al., *A lattice Boltzmann method for incompressible two-phase flows with large density differences*. Journal of Computational Physics, 2004. **198**(2): p. 628-644.
12. Munnannur, A. and R.D. Reitz, *A new predictive model for fragmenting and non-fragmenting binary droplet collisions*. International Journal of Multiphase Flow, 2007. **33**(8): p. 873-896.
13. Bekdemir, C., L.M.T. Somers, and L.P.H.d. Goey, *Numerical Modeling of Diesel Spray Formation and Combustion*. 4th European Combustion Meeting, ed. D.P.S.a.P.F. Winter 2009.

14. Hieber, S.E., *An investigation of the mesh dependence of the stochastic discrete droplet model applied to dense liquid sprays* 2001: Michigan Technological University.
15. Nordin, P.A.N., *Complex Chemistry Modeling of Diesel Spray Combustion*, in *Department of Thermo and Fluid Dynamics* 2001, Chalmers University of Technology: Göteborg.
16. Aneja, R. and J. Abraham, *How Far does the Liquid Penetrate in a Diesel Engine: Computed Results vs. Measurements?* *Combustion Science and Technology*, 1998. **138**(1-6): p. 233-255.
17. خالقی, ح. و د.د. گنجی, تاثیر مدل توربولانس  $k-e$  غیر خطی بر اسپری در جریان دو فازی, - هشتمین کنفرانس دینامیک شماره ها ۱۳۸۲.
18. بینش, ع. و س.ح. پور, شبیه سازی عددی اتمیزسیون اسپری سوخت همراه با احتراق با استفاده از مدل لاگرانژی  $KHRT$  در  $ISME2009$  هفدهمین کنفرانس سالانه (بین المللی) مهندسی مکانیک ۱۳۸۸: دانشگاه تهران.
19. امیدوار, ا. و ح. خالقی, تحلیل دینامیکی شکست قطرات اسپری سوخت و بهبود مدل شکست تشابهی تیلور با توجه به اثرات نسبت چگالی دو فاز. نشریه علمی-پژوهشی سوخت و احتراق. **1388**. **2**(2): p. 1-10.
20. Jiang, Y.J., A. Umemura, and C.K. Law, *An experimental investigation on the collision behaviour of hydrocarbon droplets*. *Journal of Fluid Mechanics*, 1992. **234**: p. 171-190.
21. Hung, C.C., *Insights into droplet behavior within high pressure diesel sprays* 1998: University of Wisconsin--Madison.
22. Willis, K.D.O., M. E., *Experiments on the dynamics of droplet collisions in a vacuum*. *Experiments in Fluids*, 2000. **29**(4): p. 347-358.
23. Kösters, A.a.K., A., *A Comprehensive Numerical Study of Diesel Fuel Spray Formation with OpenFOAM*. SAE Technical Paper 2011-01-0842, 2011.
24. Post, S.L. and J. Abraham, *Modeling the outcome of drop-drop collisions in Diesel sprays*. *International Journal of Multiphase Flow*, 2002. **28**(6): p. 997-1019.
25. Orme, M., *Experiments on droplet collisions, bounce, coalescence and disruption*. *Progress in Energy and Combustion Science*, 1997. **23**(1): p. 65-79.
26. Kim, S., D.J. Lee, and C.S. Lee, *Modeling of binary droplet collisions for application to inter-impingement sprays*. *International Journal of Multiphase Flow*, 2009. **35**(6): p. 533-549.
27. Liu, A.B., et al., *Modeling the effects of drop drag and breakup on fuel sprays* 1993: Society of Automotive Engineers.
28. Pazhi, D. and V.S. Galustov, *Fundamentals of Liquid Atomization* 1984, Moscow: Khimiya.

29. Brazier-Smith, P.R., S.G. Jennings, and J. Latham, *The Interaction of Falling Water Drops: Coalescence*. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences, 1972 **326**(1566): p. 393-408.
30. Amsden, A.A. and L. Los Alamos National, *KIVA-II : a computer program for chemically reactive flows with sprays*1985, Los Alamos, NM: Los Alamos National Laboratory.
31. Aumann, R., McCracken, M., and Abraham, J., *An Evaluation of a Composite Model for Predicting Drop-Drop Collision Outcomes in Multidimensional Spray Computations*. SAE Technical Paper 2002-01-0943, 2002.
32. Ko, G.H., et al., *Development and assessment of a hybrid droplet collision model for two impinging sprays*. Atomization and Sprays, 2003. **13**(2&3).
33. Hou, S. and D.P. Schmidt, *Adaptive collision meshing and satellite droplet formation in spray simulations*. International Journal of Multiphase Flow, 2006. **32**(8): p. 935-956.
34. Ko, G.H. and H.S. Ryou, *Droplet collision processes in an inter-spray impingement system*. Journal of Aerosol Science, 2005. **36**(11): p. 1300-1321.
35. Pan, Y. and K. Suga, *Numerical simulation of binary liquid droplet collision*. Physics of Fluids, 2005. **17**(8): p. 082105-14.
36. O'Rourke, P.J., A.A. Amsden, and S.o.A. Engineers, *The tab method for numerical calculation of spray droplet breakup*1987: Society of Automotive Engineers.
37. Ibrahim, E.A., H.Q. Yang, and A.J. Przekwas, *Modeling of spray droplets deformation and breakup*. Journal of Propulsion and Power, 1993. **9**(4): p. 651-654.
38. Reitz, R.D., *Modeling atomization processes in high-pressure vaporizing sprays*. Atomisation and Spray Technology, 1987. **3**(4): p. 309-337.
39. Beale, J.C. and R.D. Reitz, *Modeling spray atomization with the Kelvin–Helmholtz/Rayleigh–Taylor hybrid model*. Atomization and Sprays, 1999. **9**(6): p. 623-650.
40. Park, S.W. and C.S. Lee, *Investigation of atomization and evaporation characteristics of high-pressure injection diesel spray using Kelvin–Helmholtz instability/droplet deformation and break-up competition model*. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering, 2004. **218**(7): p. 767-777.
41. Tanner, F.X., *Liquid Jet Atomization and Droplet Breakup Modeling of Non-Evaporating Diesel Fuel Sprays*. SAE Technical Paper 970050, 1997.
42. Schneider, B. *Experimental investigation of diesel sprays*. in *CFD and Laser Diagnostic Workshop, 21st CIMAC Congress*. 1995. Interlaken.



43. M. K. Eberle, K.B., B. Schneider, H. Stebler, M. Stockli, F. X. Tanner and G. Weisser, *Mathematical Modelling and Advanced Diagnostics in I.C. Engine Research 26*, in *FISITA Congress 1996*: Prag.
44. Han, Z. and R.D. Reitz, *Turbulence Modeling of Internal Combustion Engines Using RNG  $\kappa$ - $\epsilon$  Models*. *Combustion Science and Technology*, 1995. **106**(4-6): p. 267-295.
45. Reitz, R.D., R. Diwakar, and S.o.A. Engineers, *Structure of high-pressure fuel sprays* 1987: Society of Automotive Engineers.
46. Reitz, R.D. and F.V. Bracco, *Mechanisms of Breakup of Round Liquid Jets*, in *Book Chapter The Encyclopedia of Fluid Mechanics*, E. N. Cheremisinoff, Editor 1986, Gulf Publishing: Houston, Texas. p. 233-249.
47. Kaario, O., M. Larimi, and F.X. Tanner, *Non-Evaporating Liquid Spray Simulations With The Etab And Wave Droplet Breakup Models*, in *ILASS-Europe 2002*: Zaragoza.
48. Bellman, R.E. and R.H. Pennington, *Effects of surface tension and viscosity on Taylor instability*. Santa Monica, CA: RAND Corporation - Quarterly of Applied Mathematics, 1953. **12**: p. 151-162.
49. Jones, W.P. and B.E. Launder, *The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence*. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1972. **15**(2): p. 301-314.
50. Gosman, A.D. and A.P. Watkins. *A Computer Prediction Method for Turbulent Flow and Heat Transfer in Piston/Cylinder Assemblies*. in *Symposium on Turbulent Shear Flows*. 1977. Pennsylvania State University.
51. Yakhot, V. and S.A. Orszag, *Renormalization group analysis of turbulence. I. Basic theory*. *Journal of Scientific Computing*, 1986. **1**(1): p. 3-51.
52. KIM, et al., *Experiments and modeling on droplet motion and atomization of diesel and bio-diesel fuels in a cross-flowed air stream*. Vol. 31. 2010, New York, NY, ETATS-UNIS: Elsevier. 13.
53. Nicholls, J.A. and A.A. Ranger, *Aerodynamic shattering of liquid drops*. *AIAA Journal*, 1969. **7**(2): p. 285-290.
54. Rodi, W., *Turbulence models and their application in hydraulics: a state-of-the art review* 1993: A.A. Balkema.
55. Launder, B.E. and B.I. Sharma, *Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc*. *Letters in Heat and Mass Transfer*, 1974. **1**: p. 131-137.



Different breakup models are applied to numerically model a single-hole n-Hexadecane injector, in order to find the most appropriate model for predicting the spray behavior. The simulations are performed in KIVA-4. Spray tip penetration is calculated by use of ETAB, Wave and KHRT breakup models. Results show that ETAB breakup model has better agreement with the experimental results, obtained by HP/HT spray rig of Chalmers University of Technology. As turbulence has an important impact on the droplet collision outcomes, standard k- $\epsilon$  turbulence model and two modified versions of this model are applied to the code in order to calculate the spray tip penetration. It is noticed that these modifications make the results approach to the experimental results. By choosing the most convenient model, the effect of ambient pressure and injection pressure are investigated. Increase in the injection pressure leads to an increase in the penetration length, while increase in ambient pressure shows a reverse effect.

**Keywords**—breakup, droplet collision, penetration length, pressure, spray